

## Оглавление

Введение .....	3
Лабораторная работа № 1. Определение показателя преломления вещества.....	14
Лабораторная работа № 2. Изучение преломления света.....	20
Лабораторная работа № 3. Исследование сложных оптических систем.....	26
Лабораторная работа № 4. Дифракция света в параллельных лучах.....	33
Лабораторная работа № 5. Дифракция света на двумерной решетке.....	39
Лабораторная работа № 6. Изучение вращения плоскости поляризации света раствором сахара.....	42
Приложение .....	46
Библиографический список .....	47

Государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования Московской области  
«Университет «Дубна»  
Филиал «Протвино»  
Кафедра «Математики и естественных наук»

А.В. Куликов, В.А. Петров

## Лабораторные работы по общей физике «Оптика»

Электронное методическое пособие

Рекомендовано  
кафедрой математики и естественных наук  
филиала «Протвино» государственного университета «Дубна»  
в качестве методического пособия для студентов направлений  
«Автоматизация технологических процессов и производств»,  
«Информатика и вычислительная техника»,  
«Прикладная информатика», «Физика»

Протвино  
2017

ББК 22.3я 73  
К 90

Рецензент:  
доктор физико-математических наук,  
главный научный сотрудник  
ФГБУ ГНЦ РФ «Институт физики высоких энергий»  
НИЦ «Курчатовский институт»  
А.В. Разумов

**Куликов, А.В.**

К-90 Лабораторные работы по общей физике. Оптика.: учебно-методическое пособие /  
А.В. Куликов, В.А. Петров. – Протвино, 2017. — 48 с.

В учебное пособие включены описания 6-ти лабораторных работ по общей физике (раздел «Оптика»). Пособие содержит краткое общее теоретическое введение, в каждой работе есть дополнительные сведения из теории, описание экспериментальной части, порядка проведения измерений и обработки их результатов. В лабораторных работах представлены темы геометрической и волновой оптики, поляризации света.

Предназначено для студентов 2-го курса, обучающихся по направлениям «Автоматизация технологических процессов и производств», «Информатика и вычислительная техника» «Физика». Для студентов направления «Физика» представленные в описании работы составляют экспериментальную часть общефизического практикума, дополняющую компьютерный практикум.

ББК 22.3я73  
К-90

## Библиографический список

1. Савельев, И.В. Курс общей физики: в 4-х томах. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика: учебное пособие / И.В. Савельев; под общ. ред. В.И. Савельева. — М. : КНОРУС, 2009. — 576 с.
2. Трофимова, Т.И. Основы физики. В 5 кн. Кн. 4. Волновая и квантовая оптика: учебное пособие / Т.И. Трофимова.— М. : Высш. шк., 2007. — 215 с.

© Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области «Университет «Дубна», филиал «Протвино», 2017  
© Куликов А.В., Петров В.А.

## Приложение

### Обработка результатов измерений (сведения из математической статистики)

Пусть в результате измерений некоторой величины  $X$  были получены  $n$  значений  $x_1, x_2, \dots, x_n$ . По этим измерениям нужно вычислить значение, наиболее близкое к истинному значению величины  $X$  — как говорят, получить *оценку*  $X$ . В курсе математической статистики доказывается, что наилучшей оценкой в этом случае будет так называемое *выборочное значение математического ожидания* = *выборочное среднее* или просто *среднее* (арифметическое):

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i .$$

Выборочное среднее, вообще говоря, не совпадает с истинным значением величины  $X$ . Характеристикой возможного отклонения выборочного среднего от истинного значений (то есть ошибки измерений) является *дисперсия*  $D$ . Оценкой дисперсии, то есть приближенным значением дисперсии, полученным из опыта, служит так называемая *исправленная выборочная дисперсия*

$$D_{\text{выб}}^{\text{испр}} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 .$$
 За оценку ошибки измерений при этом по-

лагают корень квадратный из исправленной дисперсии:  $\sigma = \sqrt{D_{\text{выб}}^{\text{испр}}}$ .

Относительная ошибка измерений  $\delta = \frac{\sigma}{\bar{x}}$  обычно выражается в процентах.

## Введение

*Оптика* — это учение о физических явлениях, связанное с распространением коротких электромагнитных волн, длина  $\lambda$  которых составляет приблизительно  $10^{-5} \div 10^{-7}$  м. *Видимый свет*, воспринимаемый человеческим глазом, занимает лишь малую часть этого диапазона — от 0,40 до 0,76 мкм. Физика электромагнитных волн полностью описывается уравнениями Максвелла, точное решение которых в средах представляет собой весьма сложную задачу.

В силу малости длин волн видимого света по сравнению с размерами окружающих нас предметов ( $\sim 10^{-3} \div 10^3$  м), в первом приближении можно отвлечься от волновой природы света и считать, что свет распространяется вдоль некоторых линий, называемых *лучами*. В этом предельном случае, соответствующем  $\lambda \rightarrow 0$ , законы оптики можно сформулировать на языке геометрии. Раздел оптики, в котором пренебрегают конечностью длин волн, называется *геометрической оптикой*.

Основу геометрической оптики образуют четыре закона [1]:

1. Закон прямолинейного распространения света.
2. Закон независимости световых лучей.
3. Закон отражения света.
4. Закон преломления света.

*Закон прямолинейного распространения света утверждает, что в однородной среде свет распространяется прямолинейно.* Этот закон является приближенным: при прохождении малых (порядка  $10^{-3}$  м) отверстий наблюдаются отклонения от прямолинейности — тем большие, чем меньше отверстие.

*Закон независимости световых лучей утверждает, что лучи при пересечении не возмущают друг друга.* Распространение всякого светового пучка в среде не зависит от того, есть ли в среде другие световые пучки или нет. То есть, если световой поток разбить на отдельные пучки, то эффект, произведенный отдельным пучком, не зависит от того, действуют ли другие пучки или они устранены. Из этого закона следует, что освещенность (интенсивность света), создаваемая несколькими световыми пучками, равна сумме освещенностей (интенсивностей), создаваемой каждым пучком. Этот закон в волновой

оптике заменяется принципом суперпозиции — складываются не интенсивности, а амплитуды волн, пришедших от разных источников.

*Закон отражения света: отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения; угол отражения равен углу падения.*

*Закон преломления света: преломленный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных веществ.*

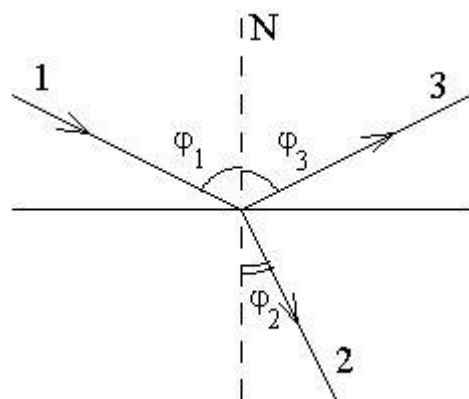


Рис. 1. Отражение и преломление света

Если световая волна распространяется в однородной среде без препятствий, то волна распространяется по прямым линиям — лучам. На границе раздела двух однородных сред лучи отражаются и преломляются (рис. 1). Отраженный (3) и преломленный (2) лучи находятся в одной плоскости с падающим лучом (1) и перпендикуляром к границе раздела двух сред ( $N$ ). Угол падения  $\varphi_1$  равен углу отражения  $\varphi_3$ . Угол преломления можно найти из равенства

$$n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_2, \quad (0.1)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления первой и второй среды.

Законы геометрической оптики (кроме закона независимости) могут быть выведены из принципа, установленного П. Ферма в середине XVII века: *свет распространяется по такому пути, для про-*

отчет записывается качественная характеристика происходящих изменений.

**Упражнение 2.** Поворот плоскости поляризации монохроматического света.

С оптической скамьи снимаются осветитель, первый поляризатор и кювета с раствором сахара. В качестве источника монохроматического света используется полупроводниковый лазер. Свет от лазера направляется на линзу с большим фокусным расстоянием, после которой формируется слабо расходящийся пучок света. Свет проходит через поляризатор и на экране за ним высвечивается яркое пятно. Поворотом поляризатора добиваются исчезновения пятна. Записывается угол поворота поляризатора, при котором произошло исчезновение пятна. Между линзой и поляризатором ставится кювета с раствором сахара. На экране должно появиться пятно света. Поворотом поляризатора добиваются его исчезновения и фиксируют угол, при котором это происходит. Разность углов равна углу поворота плоскости поляризации раствором сахара.

Кювету поворачивают перпендикулярно первоначальному положению и опыт повторяют.

Упражнение полностью повторяется с раствором сахара другой концентрации.

В отчете должны быть представлены углы поворота в растворах разной концентрации.

Проведение опыта сопровождается дополнительными оптическими эффектами. Их следует описать и объяснить самостоятельно

## Вопросы

1. Какие характеристики световой волны вы знаете?
2. Как может быть поляризован свет?
3. Какими величинами можно описать поляризацию?
4. Как объяснить явление поляризации естественного света кристаллами?
5. Как можно объяснить явление поворота поляризации света в жидкой среде?

Как изменится поляризация света, прошедшего через оптически активное вещество, отразившееся от зеркала и снова прошедшего через вещество?

Здесь  $[\alpha]$  — величина, называемая удельной постоянной вращения.

Явление поворота плоскости поляризации можно наблюдать, если поместить раствор сахара между двумя взаимно перпендикулярно ориентированными поляроидами, то есть не пропускающими направленного на них света. Если между такими поляроидами поместить раствор сахара, на выходе из второго поляроида появится свет. Вращая второй поляроид, можно опять добиться исчезновения света — это доказывает, что свет на выходе из раствора остался линейно поляризованным. Угол поворота второго поляроида является углом поворота плоскости поляризации света в растворе.

### Принадлежности

Приборы и принадлежности выполняемой работы: источники света: полупроводниковый лазер и лампа накаливания, поляроид — поляризатор и поляроид — анализатор с измерителем углов, сменные кюветы с растворами сахара разной концентрации, экран для наблюдения эффектов поляризации. Поляроиды закреплены в оправе, относительно которой они могут вращаться.

Вся необходимая для исследования установка монтируется на малой оптической скамье. На одном из концов скамьи располагается источник света — лампа накаливания в кожухе или полупроводниковый лазер, на другом — экран. На выходе осветителя формируется пучок света, диаметр которого должен примерно совпадать с поперечными размерами других деталей установки.

**Упражнение 1.** Поворот плоскости поляризации немонахроматического света.

В начале работы включается источник света и оптическая система настраивается — подбираются расстояние между источником и первым поляризатором так, чтобы максимальный световой поток падал на него. Далее ставится на некотором расстоянии (после пустой кюветы) второй поляроид. Поворачивая поляроид (он в данном случае является анализатором) относительно оси, добиваются исчезновения света на выходе из второго поляроида.

Между поляроидами ставится кювета с раствором сахара. На выходе из второго поляризатора (на экране за ним) при этом должен появиться свет. При повороте оси поляризатора картина меняется. В

хождения которого ему требуется минимальное время. При распространении света в оптически неоднородных средах время прохождения светом некоторого участка пути пропорционально оптической длине данного участка; с учетом этого факта принцип Ферма можно переформулировать следующим образом: *свет распространяется по такому пути, оптическая длина которого минимальна.*

Законы геометрической оптики следуют как частный случай ( $\lambda \rightarrow 0$ ) из законов волновой оптики — этот факт был установлен Х. Гюйгенсом (1629—1695 гг.). Согласно принципу Гюйгенса (1678 г.), каждая точка фронта волны в момент времени  $t$  является самостоятельным источником сферических вторичных волн, огибающая которых дает новое положение фронта волны в момент времени  $t + \Delta t$  (рис. 2).

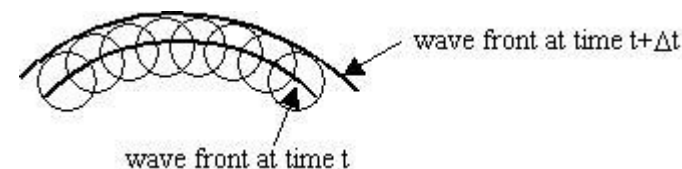


Рис. 2. Принцип Гюйгенса

Основной оптической характеристикой однородной среды в геометрической оптике является показатель преломления. Для его определения необходимы измерения углов падения и преломления на границе двух сред. Но чаще всего можно наблюдать и измерять пучки света не непосредственно на границе раздела сред, а входящие и выходящие из протяженных объектов. В этом случае приходится использовать косвенные методы определения показателя преломления. В лабораторных работах №1 и №2 данного практикума экспериментально измеряется показатель преломления вещества, представленного образцами разной геометрической формы. Имеющиеся образцы (полуцилиндр, брусок с плоскопараллельными гранями и призма) — тела, геометрическая форма которых наиболее часто встречается на практике. Для каждой из этих фигур применяются различные экспериментальные методики измерений.

Для обширной области явлений, наблюдаемых в обычных оптических приборах, все законы геометрической оптики соблюдаются достаточно строго. Поэтому в практически важном разделе оптики — учении об оптических инструментах — эти законы могут считаться вполне приемлемыми. Предполагается, что оптический прибор является *идеальной оптической системой*. В идеальной оптической системе сохраняется гомоцентричность пучков и изображение геометрически подобно предмету. Для того чтобы построить изображение предмета в идеальной оптической системе или продолжение луча, входящего в нее, достаточно знать лишь положение кардинальных точек оптической системы — фокусов, главных плоскостей и центров (рис. 3).

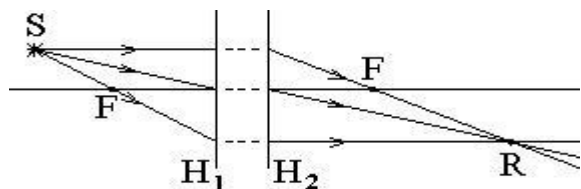


Рис. 3. Ход лучей в идеальной оптической системе

Здесь через  $F$  обозначены фокусы, а через  $H_1$  и  $H_2$  — главные плоскости системы.

Идеальной оптической системой можно считать систему линз, обладающую осью симметрии, при условии, что лучи света образуют небольшие углы с осью симметрии. Знание кардинальных точек системы линз позволяет построить изображение любого предмета, то есть полностью характеризует оптическую систему. Определив кардинальные точки системы, можно решить и обратную задачу: найти фокусные расстояния входящих в прибор линз. Так поступают, например, при определении фокусного расстояния рассеивающей линзы. Эта методика применяется в третьей лабораторной работе.

Законы геометрической оптики позволяют рассчитывать многие характеристики приборов, но с их помощью нельзя рассчитать, например, минимальные размеры видимого в микроскоп объекта или в каких случаях в телескопе две близко расположенные звезды воспринимаются как одна. Невозможность решения этих задач в рамках

прохождения волны (5.1) через поляризатор, ось которого направлена вдоль оси  $X$ , на выходе из него получается линейно поляризованный свет, описываемый уравнениями:

$$\begin{cases} A_X'(t) = A \cos(\omega t + \varphi_1) \\ A_Y'(t) = 0 \end{cases} \quad (5.3)$$

Вычисляя интенсивность потока на выходе из поляризатора, получаем:

$$I' = \langle A_X'^2(t) + A_Y'^2(t) \rangle = \frac{1}{2} \bar{A}^2 = \frac{1}{2} I_0,$$

то есть поляризатор в 2 раза уменьшает интенсивность естественного света.

Если линейно поляризованный свет направить на второй поляризатор, ось которого находится под углом  $\alpha$  к оси первого, то из него выйдет свет, линейно поляризованный вдоль оси второго поляризатора:

$$\begin{cases} A''_x(t) = A(\cos \alpha)^2 \times \cos(\omega t + \varphi_1) \\ A''_y(t) = A \sin \alpha \times \cos \alpha \times \cos(\omega t + \varphi) \end{cases} \quad (5.4)$$

Снова вычисляя интенсивность, получаем:

$$I'' = I' \cos^2 \alpha$$

Эта формула называется законом Малюса.

Некоторые вещества, называемые оптически активными, обладают способностью поворачивать плоскость поляризации проходящего через них линейно поляризованного света. К числу таких веществ принадлежат кристаллические тела (например, кварц, киноварь), чистые вещества (скипидар, никотин) и растворы (сахара и др.). Это явление отличается от прохождения света через поляризатор: так, раствор сахара пропускает свет с любым направлением поляризации, оставляя его линейно поляризованным, но при этом плоскость поляризации входящего света поворачивается на некоторый угол. Угол поворота  $\varphi$  пропорционален пути  $l$ , пройденному лучом в кристалле:

$$\varphi = \alpha l.$$

Коэффициент  $\alpha$  называют *постоянной вращения*. Эта постоянная зависит от длины волны (дисперсия вращательной способности).

В растворах угол поворота плоскости поляризации пропорционален пути света в растворе  $l$  и концентрации вещества  $c$ :

$$\varphi = [\alpha]cl.$$

## Лабораторная работа № 6. Изучение вращения плоскости поляризации света раствором сахара

*Цель работы — изучение явления поворота плоскости поляризации света в растворе сахара.*

### Сведения из теории

Естественный свет представляет собой поперечную электромагнитную волну, то есть колебания электрического и магнитного полей происходит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. В дальнейшем будем говорить только об электрической компоненте электромагнитного поля (магнитная компонента ведет себя совершенно аналогичным образом). Пусть свет распространяется вдоль оси  $Z$ . Свет, распространяющийся в фиксированном направлении всегда можно мысленно представить как сумму двух линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях ( $X$ ,  $Y$ ) волн, каждая из которых распространяется в том же направлении. Тогда в некоторой точке пространства эти компоненты меняются во времени следующим образом:

$$\begin{cases} A_X(t) = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \\ A_Y(t) = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2) \end{cases} \quad (5.1)$$

Здесь  $A_1$  и  $A_2$  — амплитуды, а  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — фазы  $X$  и  $Y$  компонент соответственно,  $\omega$  — угловая частота света. Для естественного света  $A_1 = A_2 = A$  и каждая фаза — случайная величина. Для вычисления интенсивности светового потока следует возвести каждую из компонент в (5.1) в квадрат, сложить и усреднить по времени и фазе. Отсюда получаем, что интенсивность естественного света выражается через амплитуды следующим образом:

$$I_{\text{ест}} = I_0 = \langle A_X^2(t) + A_Y^2(t) \rangle = \frac{1}{2}(A_1^2 + A_2^2) = A^2. \quad (5.2)$$

Идеальный поляризатор — это оптическое устройство, которое полностью пропускает одну линейную поляризацию и полностью поглощает ортогональную к ней поляризацию. Следовательно, после

геометрической оптики связана с тем, что размеры предметов или их изображений становятся сравнимы с длиной волны видимого света, а в этом случае существенно проявляются волновые свойства света. Волновая природа света приводит также к отклонениям от геометрической оптики вблизи непрозрачных объектов. Волновые поверхности за преградой возникают в соответствии с принципом Гюйгенса, поскольку каждая точка открытой части фронта волны, который является самостоятельным источником, излучает волны во всех направлениях, в том числе и в область геометрической тени. Однако принцип Гюйгенса ничего не говорит об интенсивности света в этой области. Эта задача была частично решена О. Френелем (1788— 1827 гг.) в 1815 г., а строгое решение получено Г. Кирхгофом в 1883 г.

О. Френель ввел представление о когерентности и интерференции элементарных волн и дополнил принцип Гюйгенса законом суперпозиции. Принцип Гюйгенса-Френеля формулируется следующим образом: каждый элемент  $dS$  волнового фронта ( $S$ ) от источника  $S$  можно рассматривать как центр вторичного возмущения, порождающего вторичные сферические волны, а результирующее световое поле в каждой точке  $P$  пространства будет определяться интерференцией этих волн (рис. 4).

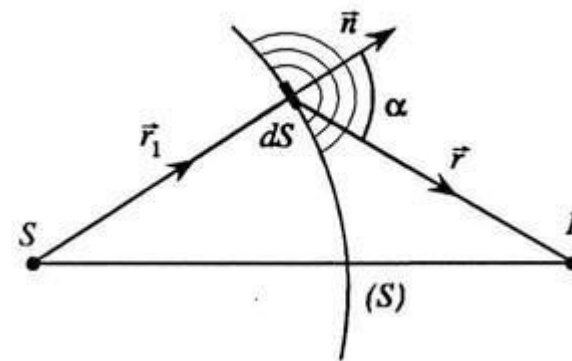


Рис. 4. Принцип Гюйгенса-Френеля

В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля комплексная амплитуда поля в точке наблюдения P, обусловленная действием вторичных источников, заселяющих малый элемент поверхности  $dS$ , может быть записана в виде

$$K(\alpha) \frac{f_0(r_1) dS}{\lambda r} \exp(ikr). \quad (0.2)$$

Здесь  $f_0(r_1)$  — комплексная амплитуда поля первичной волны от источника на элементе  $dS$ ,  $\alpha$  — длина волны (источник предполагается монохроматическим),  $K(\alpha)$  — так называемый коэффициент наклона, зависящий от угла  $\alpha$  между нормалью  $n$  к элементу поверхности  $dS$  и радиус-вектором  $r$ . В теории Френеля не был определен вид зависимости  $K(\alpha)$ , но многие задачи волновой оптики могут быть решены при весьма общих предположениях относительно этой зависимости. Важно только принять во внимание, что  $K(\alpha)$  — медленно убывающая функция угла  $\alpha$ , принимающая значение  $K = 1$  при  $\alpha = 0$ . Вид функции  $K(\alpha)$  был получен в теории Кирхгофа, развитой на основе анализа решений волнового уравнения. Таким образом, излучение вторичных источников не изотропно, хотя их волновые фронты являются сферическими.

Явление дифракции заключается в том, что волны огибают преграды, которые встречаются на их пути, если размеры последних соизмеримы с длиной волны.

При решении дифракционных задач, когда речь идет о распространении световых волн вблизи препятствий, принцип Гюйгенса-Френеля следует дополнить постулатом Френеля о граничных условиях.

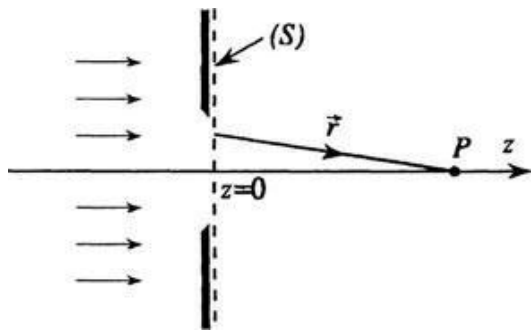


Рис. 5. Граничные условия

димой картины следует сделать вывод о значении отношения  $\frac{b}{d}$  для каждого из периодов  $x$  решетки.

Формула  $d \frac{m}{\sqrt{L^2 + x_m^2}} = \lambda$ , справедливая для каждого из пе-

риодов решетки, позволяет вычислить периоды при известной длине волны лазера  $\lambda = 670$  нм. В силу того, что ясно различимые максимумы дифракционной картины в данном опыте располагаются вблизи от центра картины, в вычислениях можно пренебречь величиной  $x_m^2$  по

сравнению с  $L^2$ . В этом случае величина  $x_m = \frac{\lambda L}{2m}$  — хорошей

точностью будет представлять расстояние между двумя соседними максимумами. Отсюда вычисляется период решетки:  $d_x = \frac{\lambda L}{x_1}$ .

Аналогичные измерения и вычисления следует провести для второго периода и найти  $d_y$ .

В отчете должны быть представлены все измерения и промежуточные вычисления, параметры  $b$  и  $d$  решетки по каждой оси.

## Вопросы

1. Почему дифракционная картина от двумерной решетки наблюдается только вблизи осей? Какими факторами определяется «высота» картины вдоль оси  $Ox$  и «ширина» картины вдоль оси  $Oy$ ?

2. Оцените ошибку в определении периодов решетки данным методом. Что вносит наибольший вклад в ошибку?

3. Объясните, какие возможны значения отношения  $\frac{b}{d}$  для данной решетки.



## Принадлежности

Направляющая с экраном, полупроводниковый лазер, набор рейтеров, двумерная дифракционная решетка.

## Задание

1. Установите на направляющую экран и закрепите на экране лист бумаги для зарисовки дифракционной картины.
2. На противоположный от экрана конец направляющей установите лазер, направив его выходное отверстие в сторону экрана.  
Внимание! Все наблюдения за лазерным лучом во время настройки оптической системы и выполнения задания проводить только по картинкам на экране.
3. Включите лазер. Направьте луч лазера на экран по центру направляющей. Отметьте на экране точкой середину лазерного луча. Эта точка будет отметкой нулевого максимума.
4. Установите на направляющую рейтер с дифракционной решеткой. Луч лазера должен быть направлен в центр рейтера с дифракционной решеткой параллельно оптической оси системы. Поворотом рейтера добейтесь того, чтобы нулевой максимум дифракционной картины совпадал с отметкой на экране.
5. Зарисуйте на экране положение главных максимумов дифракционной картины по каждой из двух взаимно перпендикулярных осей  $Ox$  и  $Oy$ .
6. Измерьте расстояние  $L$  между дифракционной решеткой и экраном.

## Обработка результатов

Обработка результатов опыта заключается в измерении расстояний  $(x_m, y_k)$  от центрального максимума до главных максимумов по соответствующим осям. При подсчете значений  $m$  и  $k$  следует обратить внимание на структуру дифракционной картины — найти точки, в которых среди расположенных примерно на равных расстояниях друг от друга максимумов появляются затемненные участки. Их происхождение — наложение минимумов и максимумов (формулы (4.3) и (4.4)). Поэтому правильные значения  $m$  и  $k$  будут отличаться от наблюдаемого на экране числа главных максимумов. На основании ви-

Пусть на экран с отверстием падает плоская волна (рис. 5). Постулат Френеля сводится к требованию заселения вторичными источниками только той части поверхности волнового фронта, которая не затенена экраном. Интегрирование выражения (0.2) следует выполнить по поверхности  $S$ , изображенной на рис. 5 пунктирной линией. При этом там, где поверхность  $S$  затенена экраном, амплитуда вторичных волн равна нулю. На открытых частях экрана поле первичной волны предполагается невозмущенным. Постулат Френеля означает, что при интегрировании (0.2) комплексную амплитуду первичной волны  $f_0(\xi, \eta)$  следует заменить на  $f(\xi, \eta)$ , определяемую следующим образом:

$$f(\xi, \eta) = \begin{cases} f_0(\xi, \eta) & \text{в области отверстия,} \\ 0 & \text{на незатененной части.} \end{cases}$$

Здесь  $(\xi, \eta)$  — координаты в плоскости экрана. Обозначая через  $A$  комплексную амплитуду поля в точке наблюдения, можно записать

$$A = \iint_S K(\alpha) \frac{f(s) ds}{\lambda r} \exp(ikr) ds. \quad (0.3)$$

Постулат Френеля, как и принцип Гюйгенса–Френеля, носит приближенный характер. Приближенность решения с помощью принципа Гюйгенса–Френеля состоит в том, что при этом не рассматриваются реальные граничные условия электродинамики Максвелла. Например, при рассмотрении распространения волн через отверстия в экране амплитуда волны в точках, закрытых экраном, полагается равной нулю, а на отверстии — такой, как если бы экрана не было (то есть допускается разрыв волнового поля).

Г. Кирхгоф придал принципу Гюйгенса–Френеля строгий математический вид, показав, что его можно считать приближенной формой теоремы, называемой интегральной теоремой Кирхгофа. Его применение сильно упрощает дифракционную задачу и приводит к достаточно хорошим для практики результатам при условии, что размеры препятствий, на которых дифрагирует свет, а также расстояние между препятствием и точкой наблюдения велики по сравнению с длиной волны. На основе принципа Гюйгенса–Френеля удается получить простое наглядное решение некоторых дифракционных задач (задачи с осевой симметрией, дифракция на одномерных препятстви-

ях). В общем случае дифракционная задача сводится к вычислению интеграла (0.3).

Строгое решение задач дифракции обычно связано с очень большими математическими трудностями, поэтому задачи, имеющие практический интерес, часто решаются приближенными методами с использованием принципа Гюйгенса-Френеля. Как правило, это задачи, обладающие определенной симметрией, позволяющей вычислить точно интеграл (0.3). Эти вычисления можно выполнить, разбивая область интегрирования на симметричные участки, называемые *зонами Френеля*. Метод зон Френеля применим к задачам дифракции на круглом отверстии (круглом препятствии), на полуплоскости и т.п.

В дифракционных опытах предполагается, что свет испускается некоторым источником, дифрагирует на препятствии и наблюдается на экране. Существуют два разных способа приближенного расчета дифракционных явлений, связанные с различными условиями опыта. В одном из них (рис. 6) предполагается, что источник света точечный и расстояния между источником и препятствием ( $SA$ ), препятствием и экраном ( $AP$ ) конечные. Явления, описываемые в рамках такого приближения, носят название *дифракции Френеля*, или дифракции в ближней зоне.

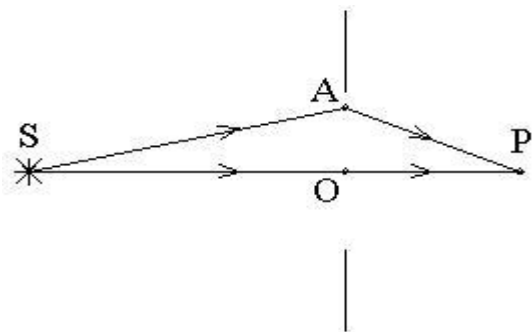


Рис. 6. Дифракция Френеля

Термин «дифракция Фраунгофера» принято использовать, когда источник света и экран, на котором наблюдается дифракционная картина, находятся на большом расстоянии от препятствия. В этом случае на препятствие падают параллельные лучи света, а освещенность

## Лабораторная работа № 5. Дифракция света на двумерной решетке

*Цель работы: изучение дифракции на двумерной структуре и определение периодов дифракционной решетки.*

### Сведения из теории

Дифракция света — это физическое явление, состоящее в отступлении от закона прямолинейного распространения света при падении световой волны на какое-либо препятствие. Необходимые для понимания физической природы дифракции теоретические сведения изложены в лабораторной работе «Дифракция света в параллельных лучах».

Двумерная дифракционная решетка представляет собой совокупность большого числа параллельных щелей в непрозрачном экране, нанесенных в двух перпендикулярных направлениях. Можно представить двумерную решетку как наложение двух одномерных решеток, причем линии в решетках перпендикулярны. Периоды двумерной решетки по разным осям, вообще говоря, разные. Дифракционная картина, образуемая такой двумерной решеткой, в силу принципа суперпозиции получается сложением одномерных дифракционных картин. В результате дифракционная картина на экране наблюдается вблизи осей симметрии ( $Ox$  и  $Oy$ ) и выглядит как регулярная структура из ярко освещенных прямоугольников с темными полосами.

Сравним условия главных минимумов и главных максимумов (формулы (4.3) и (4.4) соответственно из лабораторной работы №4). Из

этих выражений следует, что если отношение параметров решетки  $\frac{b}{d}$

рационально, то есть  $\frac{b}{d} = \frac{p}{q}$ , где  $p$  и  $q$  — простые числа, то некоторые

главные максимумы наложатся на минимумы — в результате эти максимумы исчезнут из дифракционной картины. Так, для решетки, в которой  $a = b$  (то есть  $d = 2b$ ), исчезают все четные максимумы, кроме нулевого, а наблюдаются только нечетные главные максимумы.

$$\sin \varphi_m = \frac{x_m}{\sqrt{L^2 + x_m^2}}.$$

Подстановка последнего выражения в (4) приводит к соотношению

$$d \cdot \frac{x_m}{m \sqrt{L^2 + x_m^2}} = \lambda_m.$$

В этой формуле индексом  $m$  помечено значение длины волны  $\lambda$ , найденное по  $m$ -тому главному максимуму.

Ошибка  $m$ -того измерения получается дифференцированием предыдущего выражения

$$\sigma_m = d \frac{L \sigma}{|m| (L^2 + x_m^2)^{3/2}} \quad (4.5)$$

где  $\sigma$  — средняя ошибка измерения расстояний до максимумов (порядка 1 мм). Результаты каждого вычисления длины волны и соответствующей ошибки занесите в таблицу.

### Вопросы

1. Какие изменения внес Френель в принцип Гюйгенса?
2. Как согласуется принцип Гюйгенса-Френеля с тем фактом, что фронт световой волны распространяется только вперед? Почему нет волны в обратном направлении?
3. Как по виду дифракционной картины от решетки с несколькими отверстиями определить количество щелей? Ответить на этот вопрос в случае, если на экране видна только часть дифракционной картины.
4. Как можно приближенно оценить число наблюдаемых дифракционных максимумов, если источником света является лазер?
5. Укажите, какие физические факторы дают вклад в ошибку  $\sigma$  в формуле (5).

в каждой точке дифракционной картины есть результат сложения волн, распространяющихся *в одном направлении*. В этом смысле говорят, что дифракция наблюдается «*в параллельных лучах*». На практике для наблюдения дифракции Фраунгофера за препятствием обычно ставят собирающую линзу, а экран располагают в ее фокальной плоскости — см. рис. 7.

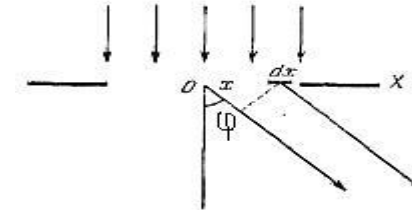


Рис. 7. Дифракция Фраунгофера

Простейшим для расчета и практически очень важным случаем является фраунгоферова дифракция на длинной прямоугольной щели. Ширину щели обозначим через  $b$ , ее длину будем считать бесконечной (При ширине щели  $b$  порядка 0,1 мм длину в 1 см можно считать бесконечной!). Пусть на щель нормально падает плоская монохроматическая волна (рис. 7). Световое поле за щелью найдется по принципу Гюйгенса-Френеля как результат интерференции когерентных вторичных волн, исходящих из различных точек волнового фронта на щели. Вторичные волны, излучаемые полоской волнового фронта ширины  $dx$ , параллельной щели, складываясь, дают цилиндрическую волну, осью которой является эта полоска. Зависимость этой волны от направления ее распространения, определяемого углом должна предполагаться малой. Однако необходимо учесть разности фаз между волнами, исходящими из различных полосок. Разумеется, речь идет о фазах колебаний на бесконечном расстоянии от щели. Волна, исходящая из  $dx$  под углом  $\varphi$ , опережает по фазе волну того же направления, исходящую из середины щели  $O$ , на  $kx \sin \varphi$ .

Поэтому результирующее поле в бесконечности, создаваемое всей щелью, представится интегралом

$$A(\varphi) = A_0 \int_{-b/2}^{b/2} e^{ikx \sin \varphi} dx.$$

Здесь из-под знака интеграла в (0.3) вынесены все множители, не влияющие на относительное распределение волнового поля по направлениям. Вычислив интеграл, получим

$$A(\varphi) = A \frac{b \sin a}{a}, \quad a = \frac{kb \sin \varphi}{2} = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}.$$

Отсюда для распределения интенсивности света по направлениям найдем

$$I(\varphi) = I_0 \left( \frac{\sin a}{a} \right)^2 = I_0 \left( \frac{\sin(\pi b \sin \varphi / \lambda)}{\pi b \sin \varphi} \right)^2, \quad (0.4)$$

где  $I_0$  — интенсивность в направлении падающей волны. Интенсивность максимальна и равна  $I_0$  при  $a = 0$ . Интенсивность равна нулю в направлениях, определяемых условиями:

$$\lambda \sin \varphi = mb, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (0.5)$$

Между двумя соседними минимумами располагаются максимумы различных порядков. Их положения определяются трансцендентным уравнением  $a \cos a - \sin a = 0$ . Практически можно считать, что максимумы располагаются посередине между соседними минимумами.

*Дифракционной решеткой* называется совокупность большого числа  $N$  одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние прямоугольных щелей в плоском непрозрачном экране. В дифракционной решетке происходит многолучевая интерференция лучей от всех щелей. Очевидно, что если свет от одной щели не распространяется в некотором направлении, то он не будет распространяться в этом направлении и от других щелей. Поэтому формула для минимумов (0.5) остается справедливой и для решетки. Для максимумов дифракционной решетки точное вычисление дает:

$$\lambda \sin \varphi = \left(m + \frac{1}{2}\right)d, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (0.6)$$

где  $d$  — период решетки (расстояние между соседними щелями).

Для решетки с известным периодом можно измерить углы, под которым видны максимумы и найти длину волны света. Или, напротив, зная длину волны, можно найти период решетки. В работе №4 используются две дифракционные решетки и сравниваются дифрак-

## Принадлежности

Направляющая с экраном, полупроводниковый лазер, набор рейтеров, набор дифракционных решеток.

## Задание

1. Установите на направляющую экран и закрепите на экране лист бумаги для зарисовки дифракционной картины.
2. На противоположный от экрана конец направляющей установите лазер, направив его выходное отверстие в сторону экрана. Внимание! Все наблюдения за лазерным лучом во время настройки оптической системы и выполнения задания проводить только по картинкам на экране.
3. Включите лазер. Направьте луч лазера на экран по центру направляющей. Отметьте на экране точкой середину лазерного луча. Эта точка будет отметкой нулевого максимума.
4. Установите на направляющую рейтер с дифракционной решеткой. Луч лазера должен быть направлен в центр рейтера с дифракционной решеткой параллельно оптической оси системы. Поворотом рейтера добейтесь того, чтобы нулевой максимум дифракционной картины совпадал с отметкой на экране.
5. Зарисуйте на экране положение главных максимумов дифракционной картины.
6. Измерьте расстояние  $L$  между дифракционной решеткой и экраном.
7. Смените дифракционную решетку и выполните пункты 4—6 задания с новой решеткой.

## Обработка результатов

Обработка результатов опыта заключается в измерении расстояний  $x_m$  от центрального максимума до максимумов порядка  $m$ . Из геометрии опыта следует, что эта величина связана с направлением лучей света после дифракционной решетки соотношением

$$\operatorname{tg} \varphi_m = \frac{x}{L^m}.$$

Отсюда получаем, что

Первый множитель обращается в нуль в точках, для которых

$$b \sin \varphi_k = \pm k \lambda (k = 1, 2, \dots). \quad (4.3)$$

Это в точности условие минимума излучения для одной щели (4.1). Действительно, так как в данном направлении ни одна из щелей не распространяет света, он не будет распространяться и для всей решетки. Условие (4.3) называется условием *главных минимумов*.

Второй множитель принимает значение  $N^2$  в точках, удовлетворяющих условию

$$d \sin(\varphi_m) = \pm m \lambda (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (4.4)$$

Последнее условие определяет положение *главных максимумов* излучения, а  $m$  называется порядком максимума. Интенсивность в главном максимуме преобразуем, раскладывая синус в ряд и ограничиваясь первыми двумя членами разложения:

$$I_m = N^2 I_0 \frac{\sin^2 \left( \frac{\pi b \sin \varphi_m}{\lambda} \right)}{\left( \frac{\pi b \sin \varphi_m}{\lambda} \right)^2} = I_{0N} \frac{\sin^2 \left( \frac{b}{d} \right)}{\left( \frac{m \pi b}{d} \right)^2} = I_{0N} \left[ 1 - \frac{1}{6} \left( \frac{m \pi b}{d} \right)^2 \right]^2.$$

Обозначим  $R_m = \frac{I_m}{I_{0N}}$ . Отношение  $R_m$  интенсивности в  $m$ -м максимуме к интенсивности в нулевом максимуме называется «относительной интенсивностью  $m$ -го максимума».

Формулу

$$\sqrt{R_m} = 1 - \frac{1}{6} (m \pi b)^2 \left( \frac{1}{d} \right)^2 \quad \text{можно проверить экспериментально и из со-}$$

ответствующего графика получить ширину щели.

Качественно поведение дифракционной картины с увеличением числа щелей можно описать следующим образом. Чем больше щелей  $N$  в решетке, тем большее количество световой энергии пройдет через нее, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, тем более острыми и интенсивными будут главные максимумы, и тем темнее и равномернее будет фон между ними. В пределе  $N \rightarrow \infty$  «выживут» только главные максимумы с темными промежутками между ними. В этом случае, при достаточной интенсивности источника света, можно наблюдать четкую дифракционную картину на экране без использования собирающей линзы. Такая установка используется в настоящей работе.

ционные картины от разных решеток; находится длина волны света, излучаемого лазером. В работе №5 изучается дифракционная картина, создаваемая двумерной решеткой и определяются периоды решетки; находится соотношение  $d/b$ .

*Поляризация света* — явление поперечной анизотропии световых волн, то есть неэквивалентность различных направлений в плоскости, перпендикулярной световому лучу. Первые указания на поперечную анизотропию светового луча были получены в 1690 г. Х. Гюйгенсом при опытах с кристаллами исландского шпата. Понятие «поляризация света» введено в оптику в 1704—1706 г.г. И. Ньютоном. Асимметрия относительно направления распространения луча — основное свойство, которое отличает продольную волну от поперечной. Исторически открытие поляризации сыграло большую роль в доказательстве электромагнитной природы света.

Поляризация света естественно объясняется в электродинамике Максвелла как следствие поперечности электромагнитных волн. Вектора напряженности электрического поля  $E$  и напряженности магнитного поля  $H$  перпендикулярны между собой и по отношению к направлению распространения света. Поскольку векторы  $E$  и  $H$  электромагнитной волны перпендикулярны друг другу, для полного описания состояния поляризации светового пучка требуется знание поведения лишь одного из них. Обычно для этой цели выбирается вектор  $E$ . Плоскость, проходящая через этот вектор и вектор направления распространения света, есть плоскость поляризации.

Плоскость поляризации при прохождении пучка света через то или иное вещество может вращаться. Наиболее простое модельное объяснение явления поворота плоскости поляризации (п. п. п.) состоит в следующем. Линейно поляризованный пучок света можно представить как результат сложения (сумму) двух пучков, распространяющихся в одном направлении и поляризованных по кругу с противоположными направлениями вращения. Если два таких пучка распространяются в веществе с различными скоростями (то есть если показатели преломления вещества для них неодинаковы), то это приводит к повороту плоскости поляризации суммарного пучка. П. п. п. может быть обусловлено либо особенностями внутренней структуры вещества, либо взаимодействием вещества с внешним магнитным полем. Как правило, п. п. п. происходит в оптически изотропных средах с пространственной дисперсией (кубические кристаллы, жидкости, растворы и га-

зы). Измеряя п. п. п. и его зависимость от длины волны света (т. н. вращательную дисперсию), исследуют особенности строения вещества и определяют концентрации оптически активных веществ в растворах. П. п. п. используют в ряде оптических приборов (оптические модуляторы, затворы, вентили, квантовые гироскопы и др.).

В лабораторной работе №6 изучается явление поворота плоскости поляризации раствором сахара. Также измеряется дисперсия вращательной способности раствора — находится разность углов поворота плоскости поляризации между крайними точками видимого спектра — фиолетовой (синей) и красной.

## Лабораторная работа № 1. Определение показателя преломления вещества

*Цель работы — изучение преломления света при прохождении границы двух сред и определение показателя преломления прямым измерением синусов углов падения и преломления.*

### Сведения из теории

При падении света на границу раздела двух сред часть волн отражается от границы, а другая часть переходит во вторую среду, при этом изменяется скорость и направление распространения волны. Закон преломления и отражения света может быть выведен из волновой теории на основании принципа Гюйгенса.

ность хода между лучами, идущими от краев щели под некоторым углом  $\varphi$  и приходящими в точку  $P$ , есть

$$= b \sin \varphi.$$

Из этой формулы следует, что если в отверстии укладывается четное число зон Френеля (то есть разность хода составляет четное число полуволн), то под углом  $\varphi$ , будет наблюдаться темнота вследствие взаимного погашения вклада от соседних зон Френеля. Поэтому соотношение

$$b \sin \varphi = \pm 2k\lambda/2 = \pm k\lambda (k = 1, 2, \dots). \quad (4.1)$$

является условием минимума освещенности в направлении  $\varphi$  (или в точке  $P$ ).

Если же число зон Френеля нечетное, то в данном направлении наблюдается дифракционный максимум, соответствующий действию одной нескомпенсированной зоны Френеля. Следовательно, условие максимума в направлении  $\varphi$  есть

$$b \sin \varphi = \pm (2m + 1) \lambda/2$$

*Дифракционной решеткой* называется совокупность большого числа  $N$  одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние прямоугольных щелей в плоском непрозрачном экране.

*Периодом* (постоянной) дифракционной решетки называется расстояние  $d$  между серединами соседних щелей или сумма ширины щели  $b$  и ширины непрозрачного участка  $a$ .

*Разность хода* лучей, идущих от двух соседних щелей, будет для данного направления  $\varphi$  одинакова в пределах всей дифракционной решетки:

$$= (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi.$$

$$\text{Разность фаз лучей от соседних щелей: } \delta = 2\pi \frac{d \sin \varphi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi.$$

$$I(\varphi) = I_0 \frac{\sin^2 \left( \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} \right)}{\left( \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} \right)^2} \times \frac{\sin^2 \left( \frac{N \pi d \sin \varphi}{\lambda} \right)}{\sin^2 \left( \frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda} \right)}, \quad (4.2)$$

где  $I_0$  — интенсивность, создаваемая одной щелью против центра линзы,  $b$  — ширина щели.

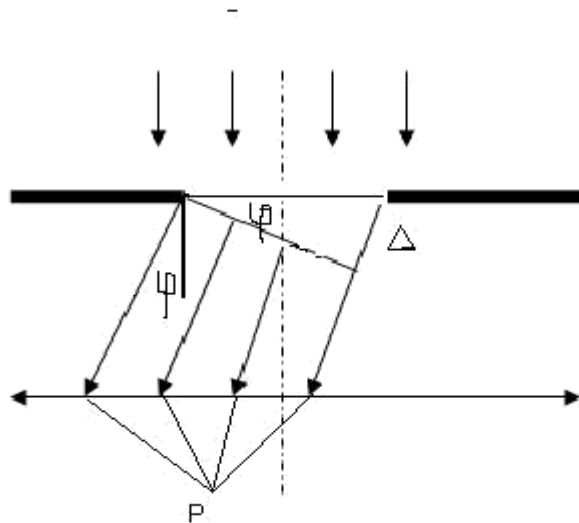


Рис. 4.1. Дифракция Фраунгофера

Наблюдают дифракцию чаще всего на экране, изображение на котором формируется с помощью собирающей линзы, расположенной за препятствием. Линза собирает параллельные лучи в одну точку Р фокальной плоскости. Если в фокальную плоскость линзы поместить экран, то освещенность каждой точки экрана будет напрямую связана с интенсивностью светового потока, идущего в определенном направлении. Из-за интерференции вторичных световых лучей, идущих от препятствия (то есть разных зон Френеля), освещенность экрана будет меняться от точки к точке. В результате на экране будет наблюдаться дифракционная картина в виде чередующихся темных и светлых линий. Форма линий будет подобна форме препятствия. При определенных условиях дифракционную картину можно наблюдать на экране и без линзы.

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от одной бесконечно длинной щели (то есть длина щели много больше ее ширины). Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально плоскости узкой щели шириной  $b$  (рис. 4.1). Направление выходящей волны в этом случае описывается одним параметром — углом  $\varphi$ . Оптическая раз-

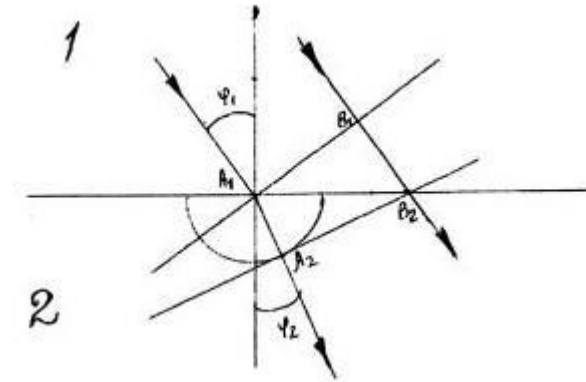


Рис. 1.1. Преломление света на плоской границе двух сред

Рассмотрим плоскую световую волну, падающую из среды 1 (с показателем преломления  $n_1$ ) на плоскую границу раздела со средой 2 (с показателем преломления  $n_2$ ) под углом  $\varphi_1$  (рис. 1.1). Скорость распространения волны в первой среде —  $v_1$ , во второй —  $v_2$ . Пусть в некоторый момент времени фронт световой волны занимает положение  $A_1B_1$ . Спустя время  $t = |B_1B_2|/v_1$  точка волнового фронта  $B_1$  достигнет границы раздела сред — точки  $B_2$ . За это же время из точки  $A_1$  распространится сферическая волна радиуса  $r = v_2t$ . Отсюда ясно, что волновой фронт  $A_2B_2$  преломленной волны, представляющий огибающую всех вторичных волн с центрами на отрезке  $A_1B_2$ , будет плоскостью, нормаль к которой находится из уравнений:

$$|A_1B_2|\sin \varphi_2 = |A_1A_2|, \quad |A_1B_2|\sin \varphi_1 = |B_1B_2|, \quad \text{то есть}$$

$$\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \frac{|B_1B_2|}{|A_1A_2|} = \frac{v_1}{v_2}, \quad (1.1)$$

Отношение синусов углов падения и преломления называется относительным показателем преломления второй среды относительно первой. Таким образом, принцип Гюйгенса связывает показатель преломления со скоростью волны:

$$n_{12} = v_1/v_2. \quad (1.2)$$

Показатель преломления среды относительно вакуума  $n = c/v$  называется абсолютным. Здесь  $c$  — скорость света в вакууме;  $v$  — ско-

рость света в данной среде. Так как абсолютный показатель преломления воздуха  $n_{\text{в}}$  практически не отличается от единицы ( $n_{\text{в}} = 1,0003$ ), для случая *воздух — вещество* в формулы можно подставлять только абсолютный показатель преломления вещества  $n$ .

### Принадлежности

Источник света с лампой накаливания 12 В, коллиматор с узким отверстием, полуцилиндр из прозрачного вещества, магнитные зажимы, миллиметровая бумага.

Магнитные зажимы (гибкие намагниченные полосы) и постоянные магниты, вмонтированные в исследуемые образцы, позволяют зафиксировать положение элементов на металлической поверхности — рабочем поле опыта. При этом исследуемый образец и миллиметровая бумага фиксируются в постоянном положении на все время измерений, источник света перемещается по рабочей поверхности.

Источник представляет собой лампу накаливания, помещенную в металлический кожух. Лампа накаливания питается от источника питания напряжением 12 В. Световой пучок формируется щелью-коллиматором, устанавливаемой на выходном отверстии осветителя. Перед началом опыта следует юстировать источник — то есть добиться минимальной расходимости выходящего луча. Это достигается перемещением лампы внутри кожуха и наблюдением за выходящим из источника пучком света. После юстировки на источник насаживается коллиматор с одним узким отверстием.

### Порядок работы

Исследуемый образец в ходе опыта помещается на миллиметровую бумагу, на которой зарисовывается положение образца и траектории падающего и преломленного лучей.

## Лабораторная работа № 4. Дифракция света в параллельных лучах

*Цель работы: изучение дифракции Фраунгофера на дифракционной решетке и определение длины волны лазерного излучения.*

### Сведения из теории

Дифракция света — это физическое явление, состоящее в отступлении от закона прямолинейного распространения света при падении световой волны на какое-либо препятствие. Для описания этого явления Гюйгенс, впервые обосновавший волновую теорию света, предложил следующее построение. Каждая точка волнового фронта принимается за источник вторичных волн, распространяющихся во все стороны, при этом волновой фронт в любой последующий момент времени есть огибающая этих волн. Френель дополнил принцип Гюйгенса физическим содержанием, считая, что в любой момент времени световое поле есть результат интерференции вторичных волн. Это сочетание построения Гюйгенса с принципом интерференции называется принципом Гюйгенса-Френеля, который позволяет количественно описать дифракционные явления.

В другой постановке опыта источник  $S$  отодвигается на бесконечность (для этого достаточно поместить точечный источник в фокус линзы). В этом случае фронт падающей на препятствие волны становится плоским. Если дополнительно и точку наблюдения устремить к бесконечности, то вторичные волны, распространяющиеся под некоторым углом к первоначальному направлению, также образуют плоский волновой фронт. Дифракционные явления, наблюдаемые при этих условиях, носят название *дифракции Фраунгофера*, или дифракции в дальней зоне (в параллельных лучах) (рис. 4.1).



и (3.6) вычисляются координаты кардинальных точек системы. Кардинальные точки наносятся на рисунок и представляются в отчете.

Так как фокусные расстояния каждой из линз известны из упражнения 1, то подстановка их значений в формулу (3.1) позволяет экспериментально оценить точность измерений.

**Упражнение 3.** Определение фокусного расстояния рассеивающей линзы.

*Цель* данного упражнения — определение положения кардинальных точек системы из двух линз — собирающей и рассеивающей и вычисление фокусного расстояния рассеивающей линзы. Подготовка к упражнению и его выполнение повторяют ход упражнения 2.

Фокусное расстояние рассеивающей линзы вычисляется по формуле (3.5). Координаты кардинальных точек вычисляются по формулам (3.2) и (3.6).

### Вопросы

1. Что такое кардинальные точки оптической системы?
2. Какие кардинальные точки есть у системы, частично погруженной в однородную среду (например, в воздух, прозрачную жидкость и т.п.)?
3. Что произойдет с кардинальными точками оптической системы, если ее (систему) целиком погрузить в воду?
4. Вывести формулы (3.1) — (3.6) из формулы тонкой линзы.
5. Дать объяснение различию между тонкой и толстой линзами.
6. Для сложной оптической системы построить: а) изображение отрезка, расположенного перпендикулярно оптической оси в произвольной точке; б) продолжение луча, входящего под углом в систему.

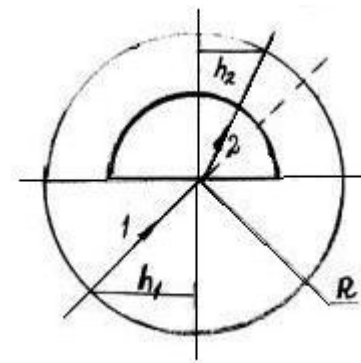


Рис. 1.2. Падение луча в центр

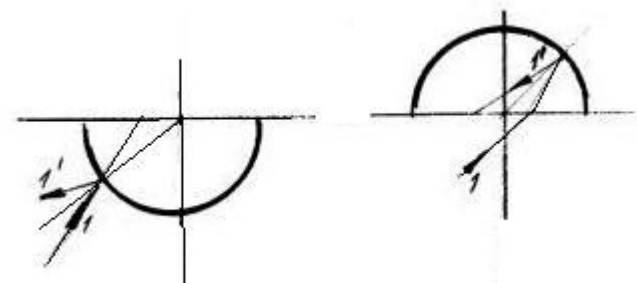


Рис. 1.3. Отраженные лучи при смещении луча

В работе производится непосредственное измерение синусов углов падения и преломления света с целью демонстрации законов геометрической оптики и определения показателя преломления вещества. Преломление света происходит в прозрачном полуцилиндре. При падении луча света *в центр* плоской поверхности полуцилиндра свет преломляется, проходит внутри образца и выходит наружу через круглую часть полуцилиндра без вторичного преломления на границе вещество — воздух (рис. 1.2). При смещении луча относительно центра можно наблюдать отраженные лучи (рис. 1.3) — в этом случае определение углов падения и отражения происходит с большой

ошибкой. При любом положении образца луч света должен направляться строго в центр плоской поверхности полуцилиндра. Контроль точности наведения может быть осуществлен визуально — по отсутствию отраженного луча. Появление отраженных лучей  $1'$  (рис. 1.3) свидетельствует о необходимости юстировки источника света.

### Задание

1. На листе (миллиметровой) бумаги построить систему координат, состоящую из оптической оси  $Ox$ , точки  $O$  — центра системы и перпендикулярной к ней оси  $Oy$ . От оптической оси  $Ox$  отсчитываются углы падения и преломления лучей. Вдоль оси  $Oy$  устанавливается плоская часть полуцилиндра.

2. Из центра системы координат провести окружность радиусом 75 мм (это размер исследуемого полуцилиндра). В окружность в ходе опыта помещается исследуемый полуцилиндр. Лист бумаги зафиксировать магнитными планками на рабочем поле.

3. Луч света от источника с коллиматором направить под некоторым углом к оптической оси точно в центр системы. Положение источника зафиксировать магнитом. Отметить на окружности точку пересечения падающего луча и окружности. Точка нумеруется (например, 1).

4. В круг, *строго по центру*, установить полуцилиндр плоскостью к источнику света. На рабочем поле появятся два луча — отраженный и преломленный. Точки пересечения этих лучей и окружности отметить на рисунке и занумеровать (например,  $1'$ ,  $1''$ ).

5. Полуцилиндр повернуть круглой частью к источнику света. Отметить пересечение выходящего луча с окружностью ( $1'''$ ).

6. Полуцилиндр снять с рабочего поля. Источник света направить в центр рисунка под другим углом относительно оптической оси. Повторить цикл измерений (пункты 3—5).

7. Произвести не менее семи–восьми циклов измерений под разными углами, отмечая и нумеруя точки пересечения лучей с окружностью.

Параллельные лучи от источника направляются на линзу так, чтобы центр линзы находился точно посередине между лучами. После прохождения лучей через линзу они пересекутся в некоторой точке фокальной плоскости. Точка пересечения лучей отмечается на бумаге. Затем следует источник повернуть на некоторый угол, по-прежнему направляя его на центр линзы, и отметить следующую точку пересечения лучей на выходе из линзы. Определение точек пересечения лучей повторяют несколько раз, стараясь получить максимальный диапазон углов. Расположение полученных точек должно быть качественно объяснено и показано, что можно считать фокусом неидеальной линзы. По точкам определяется фокусное расстояние линзы.

2. Опыт повторяют с другой линзой. Для этого толстую линзу помещают на тот же лист бумаги и находят несколько точек пересечения параллельных лучей. По полученным точкам находят фокусное расстояние толстой линзы. Следует объяснить различие в поведении лучей, проходящих толстую и тонкую линзы.

**Упражнение 2.** Определение фокусного расстояния оптической системы.

*Цель* данного упражнения — определение положения кардинальных точек системы из двух линз и вычисление фокусного расстояния. Используется комплект из двух собирающих линз. Оптическая система собирается в соответствии с рис. 3.2. Перед выполнением упражнения необходимо провести на миллиметровой бумаге оптическую ось, две параллельные линии на расстояниях 75 мм от оси и перпендикулярно к ним линии, отмечающие положение центров линз ( $L_1$  и  $L_2$  на рис. 3.2). — Эти вспомогательные линии служат для точной фиксации элементов на рабочем поле.

Линзы следует расположить так, чтобы результирующая система имела положительное фокусное расстояние; при этом особо тщательно должны быть установлены центры линз на оси системы и выверена параллельность центральных плоскостей линз. После юстировки взаимное расположение частей системы зарисовывается. На систему направляется два параллельных луча и определяется точка  $F'$  — задний фокус системы. При определении фокуса необходимо следить за взаимной параллельностью лучей и оптической оси.

По рисунку измеряется расстояние  $L = |O_1O_2|$  и расстояние от первой линзы до фокуса системы  $x = x(F') = O_1F'$ . Далее по формулам (3.2)

## Обработка результатов

После проведения всех измерений на рисунке будут отмечены серии точек  $(1, 1', 1'', 1''')$ ,  $(2, 2', 2'', 2''')$ , .... Из каждой точки надо опустить перпендикуляры на оптическую ось, измерить их длины  $(h, h', h'', h''')$  и занести в таблицу.

Таблица 1.1. Результаты измерений показателя преломления

№ измерения:	1	...	k
$h$	...	...	...
$h'$			
$h''$			
$h'''$	...	...	...
$\bar{h} = 1/2(h + h')$			
$n'' = \bar{h} / h''$			
$n''' = h''' / \bar{h}$	...	...	...

Полученный набор значений показателя преломления  $\{n'', n'''\}$  обрабатывается: находится *оценка* (значение) показателя преломления  $n_{\text{среднее}}$  и дисперсия (среднее квадратичное отклонение) как оценка статистической ошибки измерений (см. Приложение).

В отчете должны быть представлены: таблица, значение показателя преломления, среднее квадратичное отклонение и относительная ошибка измерений.

*Лист миллиметровой бумаги с рисунком, должен быть приложен к отчету.*

## Вопросы

1. Вывести законы геометрической оптики из принципа Ферма.
2. Какие основные факторы влияют на точность определения показателя преломления в данной работе?
3. Каким образом в условиях данного опыта (то есть на данном оборудовании) можно повысить точность измерений?

$$f = \text{HF}' = x - x(\text{H}) = x + L \frac{x - f_1}{f_1 - L} = f \frac{x - L}{f_1 - L} \quad (3.3)$$

Если фокусные расстояния линз, входящих в систему, известны, то оптическая сила системы выражается через фокусные расстояния линз формулой:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{L}{f_1 f_2} \quad (3.4)$$

С помощью этой формулы вычисляется фокусное расстояние рассеивающей линзы:

$$f^2 = \frac{(x - L)(f_1 - L)}{f_1 - x} \quad (3.5)$$

Координаты переднего фокуса и первой главной плоскости вычисляются по формулам:

$$x(F_1) = -f_1 \frac{L - f_2}{L - f_1 - f_2} = -f_1 \frac{x - L}{f_1 - L}; \quad (3.6)$$

$$x(H_1) = -L \frac{f_1}{L - f_1 - f_2} = -L f_1 \frac{x - f_1}{(f_1 - L)^2}.$$

Все необходимые принадлежности работы собираются на рабочем поле — ровном горизонтальном столе, служащем оптической скамьей. На одном из концов скамьи располагается осветитель с небольшой лампой накаливания, питаемой от источника питания напряжением 12В. Лампочка освещает двойную щель коллиматора. Щели коллиматора формируют пучки параллельных лучей.

За коллиматором помещаются исследуемые системы линз. В работе используются комплекты линз с разными фокусными расстояниями.

**Упражнение 1.** Определение фокусного расстояния собирающей линзы.

1. В опыте сначала изучается прохождение лучей через тонкую собирающую линзу. В начале опыта на листе бумаги, зафиксированной на плоскости скамьи, зарисовывают положение центральной плоскости и оси симметрии линзы. Затем включают источник света и формируют коллиматором два параллельных луча. Настройка производится перемещением лампы внутри кожуха.

## Лабораторная работа № 2. Изучение преломления света

*Цель работы — применение законов геометрической оптики для описания прохождения света через различные геометрические фигуры и определение показателя преломления разными методами.*

### Сведения из теории

При прохождении света через вещество преломление происходит дважды — первый раз при входе и второй раз при выходе из вещества. При этом, вообще говоря, плоская на входе световая волна на выходе может превратиться в волну с произвольной огибающей поверхностью. Только геометрические тела с плоскими сторонами переводят параллельный пучок снова в параллельный. Простейшими геометрическими телами являются призма и пластина с параллельными сторонами (ее можно рассматривать как предельный случай призмы с нулевым углом в вершине).

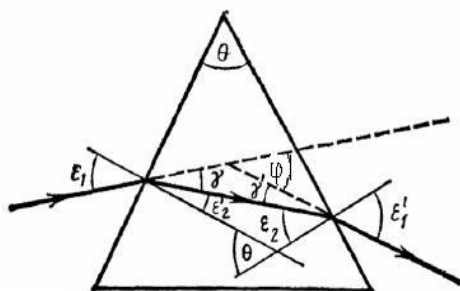


Рис. 2.1. Поворот призмой луча света

Величина угла отклонения  $\varphi$  (см. рис. 2.1) в призме зависит от  $\varepsilon_1$  — угла падения луча на призму, угла  $\theta$  между боковыми сторонами призмы и показателя преломления  $n$ :

$$\varphi = \varepsilon_1 - \theta + \arcsin\left[ n \sin\left(\theta - \arcsin \frac{\sin \varepsilon_1}{n}\right) \right]. \quad (2.1)$$

Для тонких призм справедлива приближенная формула:

ходящая через точку  $P_2$  перпендикулярно оптической оси, называется второй главной плоскостью.

Первая главная плоскость строится аналогичным образом, но по обратному ходу луча через оптическую систему. Продолжение падающего луча 2 пересекается с выходящим лучом 2' в точке  $P_1$ , определяющей первую главную плоскость  $P_1H_1$ . Нетрудно видеть, что первая главная плоскость расположена левее второй главной плоскости. Такая оптическая система решает вопрос получения длиннофокусного объектива, дающего картины в большом масштабе, при условии возможно более короткой камеры, то есть с небольшим расстоянием между последней поверхностью объектива и плоскостью изображения. Действительно, фокусное расстояние системы есть расстояние  $H_2F_2 = f$ . Оно заметно больше расстояния  $O_2F_2$  от последней поверхности объектива до фокуса. По такому принципу устроены все телеобъективы. Конструкции телеобъективов сложны, но принцип их действия полностью представляется указанной оптической системой.

Для выполнения упражнений №1 и №2 система собирается в соответствии с рис. 3.2. На рис.3.2 обозначено:

$O_1, O_2$  — центры линз, находящиеся на оптической оси,  $|O_1O_2| = L$ ;

$F_1, F_1'$  — передний и задний фокусы первой линзы;

$F_2, F_2'$  — передний и задний фокусы второй линзы;

$F, F'$  — передний и задний фокусы системы;

$H_1, H_2$  — главные плоскости системы.

Система координат ориентирована вдоль оптической оси и имеет начало в точке  $O_1$ . Расстояние от первой линзы до заднего фокуса системы обозначим через  $x = O_1F'$ . Если фокусные расстояния первой и второй линз обозначить через  $f_1$  и  $f_2$  соответственно, то из законов оптики следует соотношение:

$$\frac{1}{x-L} = \frac{1}{f_1-L} + \frac{1}{f_2}. \quad (3.1)$$

Координата второй главной точки системы  $H_2$  (совпадающей с узлом  $N_2$ ) определяется по формуле:

$$x(H_2) = -L \frac{f_1 - L}{L - f_1 - f_2} = -L \frac{x - f_1}{f_1 - L}. \quad (3.2)$$

Фокусным расстоянием системы является расстояние между второй главной точкой и вторым фокусом. Отсюда находим

## Описание работы

В первом упражнении определяются фокусные расстояния двух собирающих линз. Во втором упражнении изучается система из двух собирающих линз — находятся кардинальные точки, оптическая сила и проверяется соотношение между фокусными расстояниями каждой из линз и оптической силой системы. В третьем упражнении исследуется система из собирающей и рассеивающей линз — находятся кардинальные точки и оптическая сила системы, а также по результатам измерений вычисляется фокусное расстояние рассеивающей линзы.

На рис. 3.2 изображена центрированная оптическая система из двух линз (для определенности выбрана система из собирающей и рассеивающей линз). Расстояние между линзами меньше фокусного расстояния первой положительной линзы. На рисунке указано положение главных и фокальных точек такой системы и представлен ход лучей, входящих в систему параллельно оптической оси.

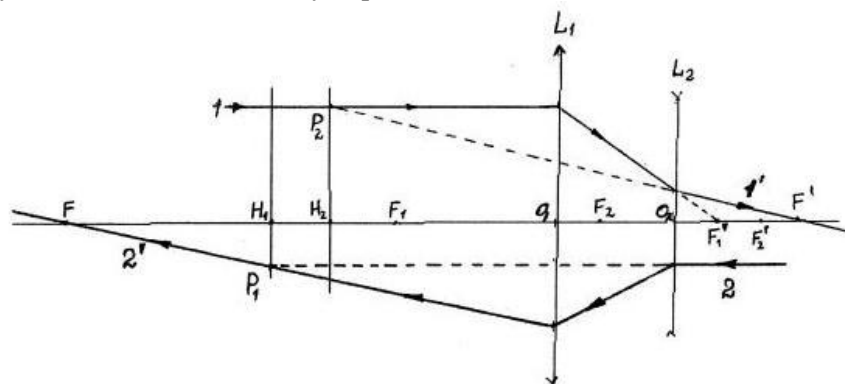


Рис. 3.2. Ход лучей в системе из собирающей ( $L_1$ ) и рассеивающей ( $L_2$ ) линз

Луч  $I$ , параллельный оптической оси системы  $O_1O_2$ , после преломления в собирающей линзе  $L_1$  идет по направлению к точке заднего фокуса этой линзы  $F'_2$ . Отрицательная линза  $L_2$  отклоняет луч так, что он пересекает оптическую ось в точке заднего фокуса системы  $F_2$  (фокусное расстояние отрицательной линзы берется таким, чтобы вся система в целом была положительной). Продолжение луча  $F_2Q$  пересечет направление падающего луча в точке  $P_2$ . Плоскость  $P_2H_2$ , про-

$$\varphi = \theta(n - 1), \quad (2.2)$$

Из формулы (2.1) следует, что угол поворота луча тонкой призмой не зависит от угла падения луча на призму.

## Принадлежности

Источник света с одним узким отверстием, плоскопараллельная пластина и призма из прозрачного вещества с неизвестным показателем преломления, магнитные зажимы, миллиметровая бумага.

Магнитные зажимы (гибкие намагниченные полосы) и постоянные магниты, вмонтированные в исследуемые образцы, позволяют зафиксировать положение элементов на металлической поверхности — рабочем поле опыта. При этом исследуемый образец и миллиметровая бумага фиксируются в постоянном положении на все время измерений, источник света перемещается по рабочей поверхности.

Источник представляет собой лампу накаливания, помещенную в металлический кожух. Лампа накаливания питается от источника питания напряжением 12 В. Световой пучок формируется щелью-коллиматором, устанавливаемой на выходном отверстии осветителя. Перед началом опыта следует юстировать источник — то есть добиться минимальной расходимости выходящего луча. Это достигается перемещением лампы внутри кожуха и наблюдением за выходящим из источника пучком света. После юстировки на источник насаживается коллиматор с одним узким отверстием.

Исследуемый образец в ходе опыта помещается на миллиметровую бумагу, на которой зарисовывается положение образца и траектории падающего и преломленного лучей.

## Описание работы

В работе определяются показатели преломления материалов двух исследуемых образцов. В первом упражнении показатель преломления определяется по углу поворота луча в тонкой призме. Во втором упражнении показатель преломления определяется по смещению луча в плоскопараллельной пластине.

Первый способ определения показателя преломления основан на прямом измерении угла отклонения призмой луча света (рис. 2.1). Величина угла отклонения определяется показателем преломления,

углом между сторонами призмы и углом падения света на призму. Для тонких призм зависимость от угла падения слабая. Применяемые в работе призмы не являются тонкими — поэтому для прецизионного определения показателя преломления следует использовать точную формулу (2.1). Но в лабораторных условиях достаточно воспользоваться приближенной формулой тонкой призмы (2.2). Для того чтобы получить приемлемую точность определения показателя преломления, следует повторить измерения при разных углах падения луча на призму и затем усреднить результаты.

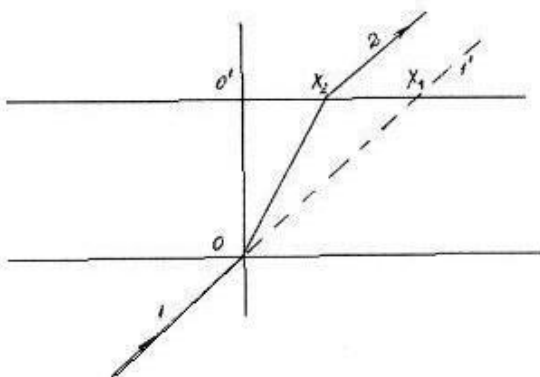


Рис. 2.2. Смещение луча при прохождении пластины

Второй способ определения показателя преломления основан на измерении смещения луча, проходящего через плоскопараллельную пластину (рис. 2.2). При прохождении пластины луч света смещается на величину, зависящую от угла падения, толщины пластины и показателя преломления вещества. Из рисунка следует, что расстояния между точкой  $O'$  и точками выхода лучей  $x_1, x_2$  выражаются формулами:

$$x_1 = dtg\varphi_1, x_2 = dtg\varphi_2, \quad (2.3)$$

где  $d$  — толщина пластины,  $\varphi_1$  — угол падения луча на пластину,  $\varphi_2$  — угол преломления луча света внутри пластины.

Таким образом, измерение расстояний  $x_1, x_2$  позволяет вычислить по формулам (2.3) тангенсы углов падения и преломления. Зная тан-

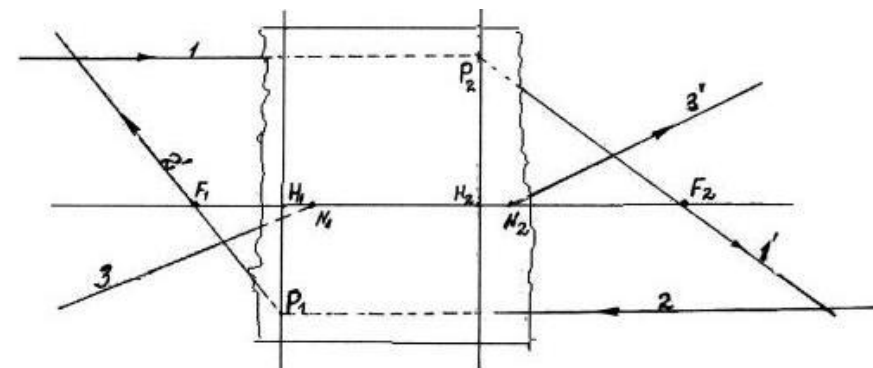


Рис. 3.1. Кардинальные точки сложной оптической системы

2. Главные точки  $H_1$  и  $H_2$  и *главные плоскости* системы — это плоскости, проходящие через главные точки перпендикулярно оптической оси. Во второй главной плоскости пересекаются продолжения падающего луча  $l$ , параллельного оптической оси, и выходящего луча  $l'$ . Аналогично определяется передний фокус  $F_1$  и главная плоскость  $P_1H_1$  — как точки пересечения продолжения падающего луча  $2$  с выходящим лучом  $2'$ . Главные плоскости изображают друг друга с линейным увеличением, равным  $+1$ . Расстояния  $F_1H_1 = f_1$ , и  $F_2H_2 = f_2$  от главных точек до фокусов называются фокусными расстояниями системы. Если данная оптическая система находится в среде с постоянным показателем преломления, то  $|f_2| = |f_1| = f$ .

3. Дополнительно к четырем плоскостям вводятся еще две точки, называемые узлами системы. Если какой-либо луч (или его продолжение) проходит через первый узел  $N_1$  (рис. 3.1, луч 3), то после преломления в оптической системе этот луч (или его продолжение) будет выходить из второго узла  $N_2$  в направлении, параллельном направлению падающего луча (луч  $3'$ ). Положение узлов относительно фокусов определяется соотношениями  $F_1N_1 = f_2; F_2N_2 = f_1$ .

Если система расположена в среде с постоянным показателем преломления, то узловые точки совпадают с главными. В тонких линзах положение главных и узловых точек совпадает с центром линзы.

## Лабораторная работа № 3. Исследование сложных оптических систем

Цель работы — знакомство с основными понятиями теории оптических систем, состоящих из нескольких элементов и принципами построения изображений в сложных оптических системах.

### Сведения из теории

Идеальная оптическая система изображает точку точкой, то есть все лучи, исходящие из любой точки предмета, собираются после выхода из системы в одной точке изображения. Достаточно хорошим приближением к идеальной системе является *центрированная оптическая система*, в которой элементы располагаются вдоль оси симметрии, а входящие лучи образуют лишь небольшие углы с нормальными к поверхностям преломления. К таким системам принадлежат все практически используемые оптические приборы: микроскопы, бинокли, телескопы и т.п. Идеальная оптическая система полностью описывается четырьмя элементами, которые называются *кардинальными точками*. Это два фокуса и две *главные точки* системы. Знание четырех кардинальных точек позволяет построить изображение любой точки на выходе из прибора, совершенно не рассматривая действительного хода лучей в данной оптической системе.

Кардинальные элементы оптической системы

1. Передний и задний фокусы системы  $F_1$  и  $F_2$  (рис. 3.1). Если на систему падает луч, параллельный оптической оси системы (луч  $I$ ), то он пройдет через задний фокус системы  $F_2$  (луч  $I'$ ). Если луч идет параллельно оси в обратном направлении (луч  $2$ ), то он пройдет через передний фокус системы  $F_1$  ( $2'$ ). Плоскости, проходящие через фокусы перпендикулярно оптической оси системы, называются *фокальными плоскостями*.

генсы, можно выразить по известным тригонометрическим формулам синусы углов и определить показатель преломления:

$$n = \frac{x_1}{x_2} \times \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{x_2}{d}\right)^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{x_1}{d}\right)^2}}. \quad (2.4)$$

Перед началом каждого упражнения следует зафиксировать исследуемый образец и нарисовать его положение на миллиметровой бумаге.

При каждом угле падения восстанавливаются (проводится прямая линия через отмеченные точки луча) траектории падающего и преломленного лучей и производятся необходимые измерения углов и/или расстояний между лучами. Результаты измерений заносятся в таблицы и обрабатываются в соответствии с указаниями для каждого упражнения.

**Упражнение 1.** Определение показателя преломления по отклонению луча.

*Цель:* изучение прохождения света через призму.

*Задание:*

1. На рабочем поле закрепите лист миллиметровой бумаги, на котором предварительно проведите оптическую ось. Узкий пучок света от источника с коллиматором направьте строго вдоль оси и зафиксируйте источник.

2. На пути луча поместите призму. Выходящий из призмы луч зарисуйте (достаточно отметить две точки луча на максимальном расстоянии друг от друга).

3. Призму поместите в другом положении и снова зарисуйте выходящий луч. Зарисуйте примерно 10 лучей при разных углах падения луча на призму.

Для измерения угла поворота луча призмой следует продолжить траекторию выходящего луча и найти точку пересечения его с оптической осью. Угол между оптической осью и выходящим лучом — искомый. Он измеряется с помощью транспортира. Для каждого проведенного луча измерения повторяются. По законам геометрической оптики для тонкой линзы угол поворота должен оставаться постоянным, то есть не должен зависеть от угла падения луча на призму. В

данном опыте рекомендуется обработать непосредственно измеренные углы поворота: найти среднее значение угла, дисперсию, среднеквадратичное отклонение и относительную ошибку. Затем с помощью формулы (2.2) по среднему значению угла поворота найти показатель преломления. При получении значений, сильно отклоняющихся от среднего, следует найти причину отклонений и, при необходимости, провести новые измерения. Оцените влияние на точность в определении показателя преломления приближений, сделанных при выводе формулы (2.2).

*Указание:* найдите поправку 2-го порядка в разложении формулы (2.1) по малым.

**Упражнение 2.** Определение показателя преломления по смещению луча.

*Цель:* изучение прохождения света через плоскопараллельную пластину.

*Задание:*

1. Вдоль по центру листа миллиметровой бумаги проведите оптическую ось. В центре, перпендикулярно оси, проведите две параллельные линии на расстоянии 50 мм (это толщина пластины). Точки пересечения линий отметьте ( $O$  и  $O'$ , например).

2. Закрепите лист миллиметровой бумаги на рабочем поле с помощью магнитных полос.

3. Направьте пучок света от источника с коллиматором строго в точку  $O$  под некоторым углом и зафиксируйте источник. Отметьте точку пересечения луча со второй линией и обозначьте ее (например, 1).

4. Между параллельных линий поместите пластину. Луч при этом сместится. Отметьте и обозначьте точку выхода луча из пластины (например, 1').

5. Пункты 3 и 4 упражнения повторите, изменяя угол падения луча на пластину. Достаточно отметить примерно 10 лучей при разных углах падения луча на пластину.

### Обработка результатов

Измерьте расстояния от точки  $O'$  до точек выхода лучей их пластины (пусть это будут  $x$  и  $x'$  с соответствующими номерами). За-

сите их в таблицу. Вычислите величины

$$\sqrt{\frac{x^2}{1 + \left(\frac{x}{d}\right)^2}} \quad \sqrt{\frac{x'^2}{1 + \left(\frac{x'}{d}\right)^2}} \text{ и так-}$$

же занесите их в таблицу. По формуле (2.4) найдите показатель преломления  $n$ .

Результаты измерений и вычислений занесите в табл. 2.1.

Таблица 2.1. Результаты измерений показателя преломления

№ луча:	1	2	...	k
$x$			...	
$x'$			...	
$\sqrt{\frac{x^2}{1 + \left(\frac{x}{d}\right)^2}}$			...	
$\sqrt{\frac{x'^2}{1 + \left(\frac{x'}{d}\right)^2}}$			...	
$n$			...	

Найденные значения показателя преломления  $n_i$  обрабатывают: находят среднее значение, дисперсию, среднеквадратичное отклонение и относительную ошибку измерений. При обработке следует обратить внимание на измерения, сильно отличающиеся от среднего значения (если они есть) и объяснить причину расхождений.

### Вопросы

1. Выведите формулу (2.1).
2. Выведите приближенную формулу тонкой призмы (2.2) из точной формулы (2.1).
3. Какие приближения сделаны при выводе формулы тонкой линзы? Продемонстрировать экспериментально, что при перемещении толстой призмы в луче света преломленный луч поворачивается. Показать, что точная формула объясняет наблюдаемый поворот луча.
4. Оценить погрешность в измерении показателя преломления, возникающую при использовании формулы (2.4).



