

Федеральное агентство по образованию
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Рязанский государственный университет им. С.А. Есенина»

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ И ВОЛНОВАЯ
ОПТИКА

Лабораторный практикум

Рязань 2008

ББК 22.151
Г36

Печатается по решению редакционно-издательского совета Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина» в соответствии с планом изданий на 2008 год.

Научный редактор *Б.С. Кирьяков*, д-р пед. наук, проф.
Рецензент *Н.И. Ермаков*, канд. физ.-мат. наук, доц.

Г36 **Геометрическая** и волновая оптика : лабораторный практикум / авт.-сост. Н.В. Конёнков, Д.В. Морин, Е.П. Смыслова ; Ряз. гос. ун-т им. С.А. Есенина. — Рязань, 2008. — 80 с.

Практикум соответствует программам общего курса физики и может быть использован при организации лабораторного практикума.

Предназначен для студентов педагогических вузов.

Ключевые слова: *физика, оптика волновая, оптика геометрическая, лабораторные работы.*

ББК 22.151

Учебно-методическое издание

**ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ И ВОЛНОВАЯ
ОПТИКА**

Лабораторный практикум

Авторы-составители:

Конёнков Николай Витальевич
Морин Дмитрий Васильевич
Смыслова Елена Петровна

Редактор *В.Л. Рубайлова*

Технический редактор *В.В. Дмитриева*

Подписано в печать 10.06.08. Поз. № 03. Бумага офсетная. Формат 60x84¹/₁₆.

Гарнитура Times New Roman. Печать трафаретная.

Усл. печ. л. 4,65. Уч.-изд. л. 6,2. Тираж 150 экз. Заказ № 24

Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина»
390000, г. Рязань, ул. Свободы, 46

Редакционно-издательский центр РГУ
390023, г. Рязань, ул. Урицкого, 22

© Конёнков Н.В., Морин Д.В., Смыслова Е.П., авт.-сост.

© Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования

СОДЕРЖАНИЕ

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

1.	Определение фокусного расстояния сферического зеркала.....	4
2.	Измерение фокусных расстояний линз.....	10
	Измерение показателя преломления стекла при помощи микроскопа.....	15
3.	Определение увеличения поля зрения зрительной трубы.....	19
4.	Измерение показателя преломления жидкостей с помощью рефрактометра.....	22
5.	Линии равной толщины в опыте с кольцами Ньютона.....	26
6.	Определение длины световой волны при помощи бипризмы Френеля.....	31
7.	Наблюдение интерференционных полос равного наклона и определение порядка интерференции.....	38
	Дифракционная решетка.....	42
8.	Дифракция Фраунгофера и интерференционный опыт Юнга с лазерным излучением.....	49
9.	Измерение концентрации раствора сахара с помощью поляриметра...	58
10.	Изучение поляризации света.....	68
11.	Изучение дисперсии света с помощью стеклянной призмы.....	71

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

1. Определение фокусного расстояния сферического зеркала

Цель работы: ознакомление с принципом определения фокусного расстояния сферического зеркала.

Оборудование: оптическая скамья со шкалой, осветителем, экраном, ползунками; набор сферических зеркал, плоское зеркало, спица, линейка.

Теория метода

Сферическим называют зеркало, отражающая поверхность которого имеет форму части сферы.

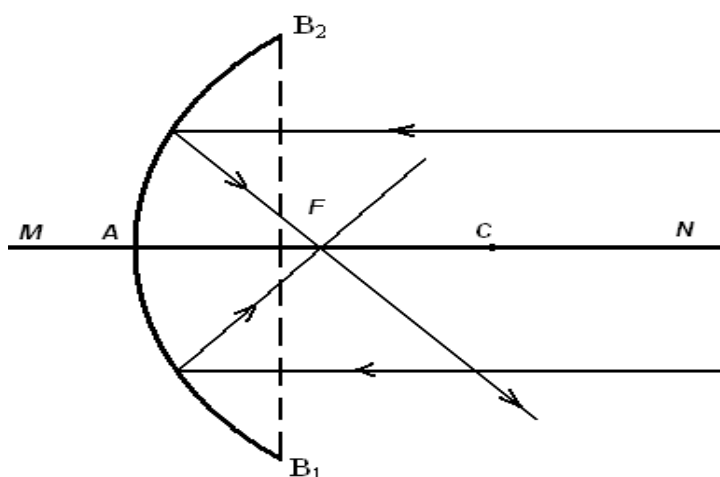


Рис 1. Сферическое зеркало

Радиус сферы (рис. 1) является радиусом кривизны зеркала. Круг, ограничиваемый краями зеркала, называют апертурой. Прямая MN, проходящая через центр апертуры B и центр кривизны C зеркала, называется главной оптической осью зеркала. Другие прямые, проходящие через центр кривизны, но не проходящие через центр апертуры, называются побочными оптическими осями зеркала. Точка A пересечения зеркала с главной оптической осью называют вершиной зеркала. Если отражающей является вогнутая поверхность зеркала, то его называют вогнутым, если же выпуклая — выпуклым. Вогнутое зеркало может дать как действительное, так и мнимое изображение, выпуклое — только мнимое. Главным фокусом вогнутого зеркала называют точку F, лежащую на главной оптической оси, в которой пересекаются после отражения от зеркала лучи, падающие на него параллельно главной оптической оси.

Расстояние AF от главного фокуса до вершины зеркала называют главным фокусным расстоянием зеркала. Приблизительно оно равно половине радиуса кривизны зеркала.

Непосредственное измерение фокусного расстояния зеркала оказывается недостаточно точным, так как создание точечного источника или вполне параллельного пучка лучей трудно осуществимо.

Для более точного определения фокусного расстояния сферического зеркала пользуются либо соотношением:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}, \quad (1)$$

где F — фокусное расстояние;

f — расстояние от предмета до зеркала;

d — расстояние от изображения до зеркала,

либо формулой:

$$\frac{x}{y} = \frac{d - F}{F} = \frac{F}{f - F}, \quad (2)$$

связывающей отношение размера предмета и его изображения с F ; d и f .
Формулы (1) и (2) справедливы только в тех случаях, когда падающие лучи составляют с осью зеркала лишь небольшие углы.

1. Определение главного фокусного расстояния вогнутого сферического зеркала

Описание установки

Вогнутое зеркало и экран для получения действительного изображения предмета укрепляются каждый на специальном держателе. Держатель может передвигаться по оптической скамье. Имеется шкала или линейка, дающая возможность довольно точно фиксировать положение держателя. В качестве предмета можно использовать стрелку, начерченную на матовом стекле, а в качестве источника — электрическую лампочку. Стрелка, служащая предметом, помещена выше экрана, для того чтобы экран не преграждал лучам путь к зеркалу (рис. 2).

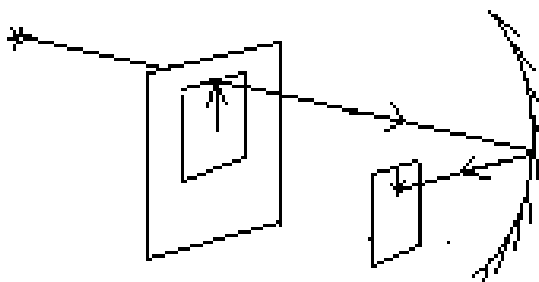


Рис. 2. Схема хода лучей

Порядок выполнения работы

1. Поставив предмет на расстоянии от зеркала заведомо большем, чем удвоенное фокусное расстояние, подбирают такое положение экрана, чтобы изображение было наиболее резким.
2. Отсчитав на шкале расстояния d и f и измерив линейкой величину стрелки (ее длину) — x и величину ее изображения на экране y , вносят данные в отчетную таблицу.
3. Изменив d на 1,0-1,5 см, вновь находят положение экрана, соответствующее наибольшей резкости и измеряют d , f , и x , y , и т.д.
4. Из данных каждого опыта вычисляют F , воспользовавшись выражениями:

$$F_1 = \frac{d \cdot f}{d + f} = \frac{y \cdot d}{x + y} = \frac{x \cdot f}{x + y},$$

вытекающими из равенств (1) и (2).

Таблица 1

№ п/п	Расстояния		F_1	$F_{\text{ср.}}$	$\Delta F_{\text{ср.}}$	$\Delta F_{\text{ср.}}/F_{\text{ср.}}$
	d	f				
1.						
2.						
3.						
4.						
5.						
Среднее						

Таблица 2

№ п/п	Длина		F_2	$F_{\text{ср.}}$	$\Delta F_{\text{ср.}}$	$\Delta F_{\text{ср.}}/F_{\text{ср.}}$
	предмета x	изображения y				
1.						
2.						
3.						
4.						
5.						
Среднее						

5. Рассчитать погрешности.
6. Сравнить полученные результаты.

2. Определение главного фокусного расстояния выпуклого сферического зеркала

Описание установки

Выпуклое зеркало не дает действительного изображения, главный фокус его является мнимым. Чтобы найти главное фокусное расстояние такого зеркала можно снова воспользоваться формулой зеркала (1), учтя при этом, что F , f будут мнимыми, то есть войдут в формулу (1) со знаком « \rightarrow ». Основную трудность использования формулы (1) составляет определение величины f — расстояния от зеркала до мнимого изображения предмета. Определить f можно с помощью плоского зеркала методом отсутствия параллакса, сущность которого состоит в следующем: если два предмета не наложены друг на друга, а разделены пространственно, то, рассматривая их и перемещая при этом голову вправо или влево, можно обнаружить смещение одного предмета относительно другого (параллактическое смещение). Если же предметы наложены друг на друга, то такого смещения нет.

Если между рассматриваемым предметом и выпуклым зеркалом поместить еще плоское зеркало так, чтобы его верхний край был ниже верхней части выпуклого зеркала, то можно одновременно рассматривать изображение одного и того же предмета сразу в двух зеркалах: плоском и выпуклом.

Перемещая плоское зеркало, можно добиться такого его положения, при котором мнимые изображения предмета в плоском и выпуклом зеркалах при перемещении головы наблюдателя вправо или влево не будут смещаться друг относительно друга, то есть будут находиться в одной плоскости. Так как изображение в плоском зеркале находится на таком же расстоянии от зеркала, что и предмет, то, измерив расстояние между рассматриваемым предметом и плоским зеркалом (рис. 3) найдем, что

$$f + d = 2b ; f = 2b - d. \quad (3)$$

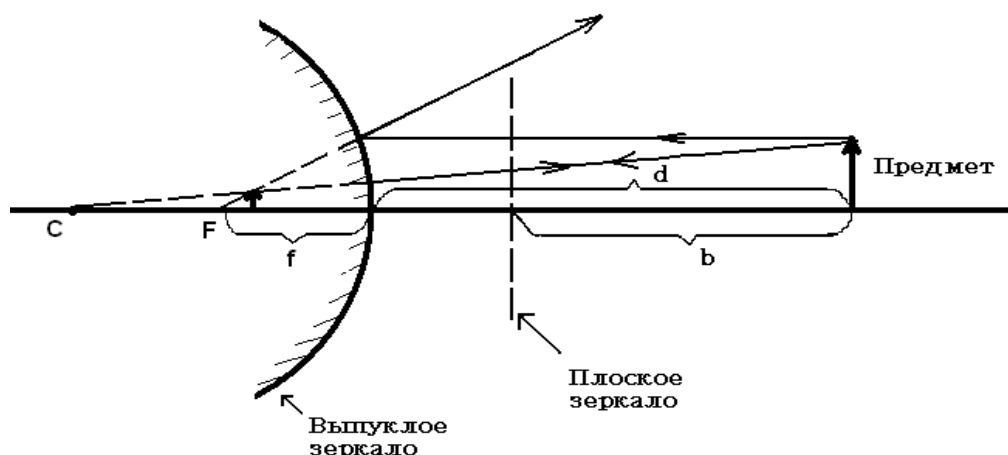


Рис. 3. Ход лучей и построение изображения, даваемое выпуклым зеркалом

Порядок выполнения работы

1. Расположить на оптической скамье рассматриваемый предмет (спицу), выпуклое и плоское зеркало. Измерить расстояние от спицы до выпуклого зеркала.
2. Перемещая плоское зеркало, определить местоположение мнимого изображения спицы. Повторить измерение не менее пяти раз и результаты внести в таблицу.
3. Пользуясь формулами (1) и (3), рассчитать главное фокусное расстояние выпуклого зеркала.
4. Рассчитать погрешности.

Таблица 3

№ п/п	d	b	f	F	ΔF	$\Delta F/F$
1.						
2.						
3.						
4.						
5.						
Среднее						

Контрольные вопросы

1. Каковы основные характеристики сферических зеркал?
2. Почему при проведении опытов нужно предмет ставить на расстоянии, превышающем $2F$?
3. Какое и где получилось бы изображение при $F < d < 2F$?
4. Где надо поместить перед вогнутым зеркалом предмет, чтобы обратное и действительное изображение его было в 3 раза больше предмета?
5. Вывести соотношения данные в равенствах (2).

Список рекомендуемой литературы

1. Матвеев, А.Н. Оптика : учебное пособие для физ. спец. вузов. — М. : Высшая школа, 1985. — 351 с.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики : в 3 т. — 3-е изд., испр. — Т. 2 : Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. — М. : Наука, 1988. — 496 с.
3. Элементарный учебник физики : в 3 т. — 12-е изд. — Т. 3 : Колебание и волны. Оптика. Атомная и ядерная физика / под ред. Г.С. Ландсберга. — М. : ФИЗМАТХИТ, 2000. — 656 с.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ФОКУСНЫХ РАССТОЯНИЙ ЛИНЗ

Цель работы: ознакомление с методом определения фокусного расстояния линзы.

Оборудование: оптическая скамья, линзы, держатели для линз.

Элементарная теория тонких линз приводит к простым соотношениям между фокусным расстоянием тонкой линзы F с одной стороны, и расстояниями от линзы до предмета d и до его изображения f — с другой. Простой оказывается также связь между размерами объекта, его изображения, даваемого линзой, и их расстояниями до линзы.

Определяя на опыте эти величины, нетрудно по соотношениям, которые приводятся ниже, вычислить фокусное расстояние тонкой линзы с точностью вполне достаточной для большинства случаев.

1. Определение фокусного расстояния собирающей линзы

Если не считать трудновыполнимого непосредственного измерения фокусного расстояния при пользовании точечным источником света или параллельными пучками лучей, то определение F может быть выполнено следующим образом:

а) на основании формулы, связывающей фокусное расстояние F с расстоянием до предмета d и его изображения f от линзы:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}; \quad (1)$$

б) на основании формулы, связывающей F с величиной предмета X и с величиной изображения Y и с расстоянием d :

$$\frac{y}{x} = \frac{F}{d - F}; \quad (2)$$

в) по способу смещения, предложенному Бесселем и заключающемуся в следующем: если расстояние от предмета до экрана (см. рис. 1) L превышает $4F$, то найдутся такие два положения линзы L_1 и L_2 , при которых на экране получают отчетливые изображения, в одном случае — увеличенное, в другом — уменьшенное.

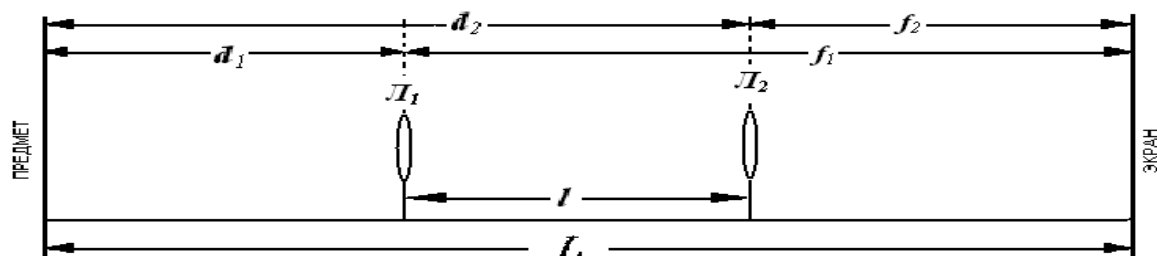


Рис. 1. Расположение оптических элементов

Обозначим для одного положения линзы (L_1) расстояния от нее до предмета и экрана через d_1 и f_1 , а для другого — через d_2 и f_2 . Так как рас-

стояние между предметом и экраном остается при перемещениях линзы постоянным, то

$$d_1 + f_1 = d_2 + f_2. \quad (3)$$

Отсюда и на основании формулы (1) следует, что

$$d_1 \cdot f_1 = d_2 \cdot f_2. \quad (4)$$

Совместное существование равенств (3) и (4) возможно, если $d_1=d_2$ и $f_1=f_2$, чего не может быть по существу опыта, либо если $d_1=f_2$ и $d_2=f_1$. Иначе говоря, рассматриваемые положения линзы таковы, что расстояние ее до экрана при одном положении равно расстоянию ее от предмета при другом положении.

Обозначив расстояние между обоими положениями линзы через l , легко убедится, что когда линза ближе к предмету, то

$$d_1 = \frac{L-l}{2}; \quad f_1 = \frac{L+l}{2}, \quad (5)$$

а когда она ближе к экрану, то

$$d_2 = \frac{L+l}{2}; \quad f_2 = \frac{L-l}{2}. \quad (6)$$

Формула (1) дает для обоих случаев

$$\frac{2}{L+l} + \frac{2}{L-l} = \frac{1}{F},$$

откуда

$$F = \frac{(L+l)(L-l)}{4L}. \quad (7)$$

Для определения фокусного расстояния собирающей линзы указанными способами линза помещается в специальном держателе на ползунке на оптическую скамью. В передней стенке осветителя имеется вырез, освещаемый изнутри лампочкой. В вырез вставлено стекло с изображенной на нем стрелкой, которая выполняет роль рассматриваемого предмета. Изображение предмета получается с помощью исследуемой линзы на экране, расположенном также на ползунке на скамье.

Линза устанавливается так, чтобы центр ее находился на одной высоте с серединой стрелки. Плоскость экрана располагают перпендикулярно к длине оптической скамьи и параллельно стеклу со стрелкой.

Расстояния между приборами отсчитываются по шкале, расположенной вдоль оптической скамьи, при помощи указателей, расположенных на ползунках.

Определение F собирающей линзы проводят всеми тремя описанными способами, причем опыт повторяется в каждом случае несколько раз при различных положениях экрана. По формулам (1), (2), (7) вычисляют F линзы. Результаты измерений и вычислений вносят в таблицы 1, 2, 3.

Таблица 1

№ п/п	d	f	F_1	$\frac{\Delta F_1}{F_1}$	ΔF_1
1.					
2.					
3.					
4.					
5.					
Среднее					

Таблица 2

№ п/п	d	f	F_2	$\frac{\Delta F_2}{F_2}$	ΔF_2
1.					
2.					
3.					
4.					
5.					
Среднее					

Таблица 3

№ п/п	d	f	F_3	$\frac{\Delta F_3}{F_3}$	ΔF_3
1.					
2.					
3.					
4.					
5.					
Среднее					

Из полученных по формулам (1), (2) и (7) значений фокусного расстояния линзы находят среднее значение F_{cp} линзы. Окончательный результат записывают в виде

$$F_{собр.} = F_{cp} + \Delta F_{cp}.$$

2. Определение фокусного расстояния рассеивающей линзы

Так как рассеивающая линза не дает действительного изображения предмета на экране, к ней можно присоединить собирающую линзу, такую, чтобы полученная система линз была собирающей и давала бы

действительное изображение предмета. Этим и пользуются при определении фокусного расстояния рассеивающей линзы.

Между предметом S и экраном (см. рис. 2) ставят сначала только собирательную линзу L_1 и отмечают то положение экрана S_1 , при котором на нем получается четкое изображение предмета. Далее между экраном и собирательной линзой помещают исследуемую рассеивающую линзу L_2 . Четкость изображения на экране при этом нарушается. Перемещая экран, вновь восстанавливают четкость изображения. Отмечают новое положение экрана S_2 . Можно сказать, что для рассеивающей линзы «предметом» является изображение, даваемое собирательной линзой при положении экрана S_1 , поэтому расстояние от рассеивающей линзы до первого положения экрана будет для этой линзы расстоянием d_1 . Расстояние же от рассеивающей линзы до второго положения экрана S_2 дает для нее величину f_1 .

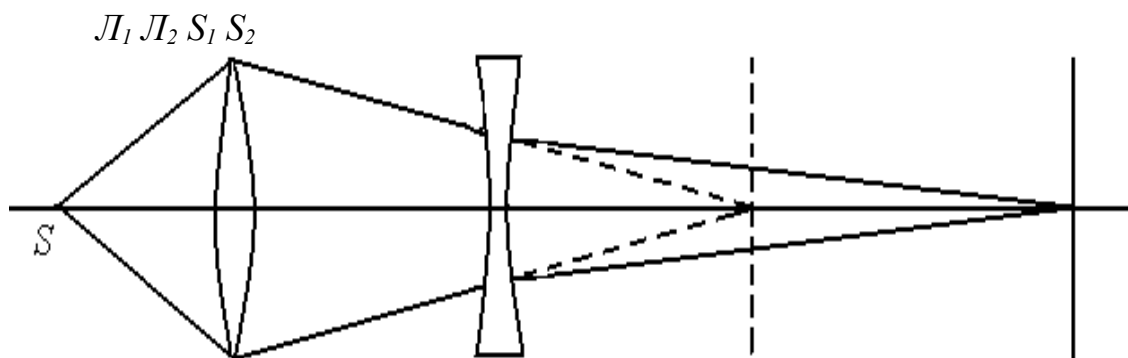


Рис. 2

По формуле определяют фокусное расстояние рассеивающей линзы, учитывая при этом, что f_1 — отрицательно. Фокусное расстояние рассеивающей линзы также отрицательно.

Опыт повторяют несколько раз.

Результаты измерений и вычислений вносят в таблицу 4.

Таблица 4

№ п/п	d_2	Δd_1	f_1	Δf_1	$F_{\text{рас}}$	$\Delta F_{\text{рас}}$	$\frac{\Delta F_{\text{рас}}}{F_{\text{рас}}}$
1.							
2.							
3.							
Среднее							

Контрольные вопросы

1. Каковы основные физические характеристики тонких линз?
2. Какой из рассмотренных способов определения F собирающей линзы наиболее точен?
3. Какие делаются допущения при применении указанных формул в данной работе?
4. От чего зависит действие линзы, то есть будет данная линза собирающей или рассеивающей?
5. Дайте различные случаи построения изображений в тонких линзах (собирающих и рассеивающих).
6. Вывести соотношения (2).

Список рекомендуемой литературы

1. Фриш, С.З. Курс физики / С.З. Фриш, А.В. Тиморева. — М. : ГИТТЛ, 1957. — Т. 3.
2. Физический практикум / под ред. В.И. Ивероновой. — М. : Наука, 1968.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СТЕКЛА ПРИ ПОМОЩИ МИКРОСКОПА

Цель работы: измерение показателя преломления стекла при помощи микроскопа.

Оборудование:

1. Микроскоп, имеющий микрометрическое перемещение тубуса.
2. Стеклянная пластинка с черной меткой на одной из поверхностей.

3. Чистая пластинка из исследуемого стекла.
4. Пластинка из исследуемого стекла с метками на обеих поверхностях.
5. Зеркальная пластинка из исследуемого стекла с меткой на чистой поверхности.
6. Микрометр.

Методика измерений

Если посмотреть на предмет, находящийся под стеклянной пластиной, то вследствие преломления света он кажется находящимся несколько выше, чем в действительности.

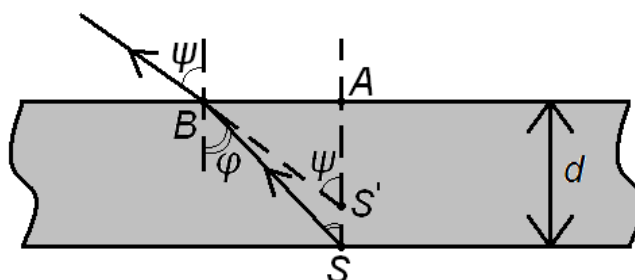


Рис. 1

Установим связь между показателями преломления стекла n , толщиной пластинки d и величиной кажущегося поднятия точки S , находящейся в соприкосновении с нижней поверхностью пластинки. При этом будем предполагать, что глаз находится на той же нормали к плоскостям, которая проходит через точку S' .

Рассмотрим ход луча SB (рис. 1), направленного под малым углом φ к нормали.

Преломившись в точке B , он выходит в воздух под углом ψ , определяемым из уравнения

$$\sin \psi = n \cdot \sin \varphi . \quad (1)$$

Наблюдателю кажется, что рассматриваемый луч, а также и другие близкие к нормали лучи исходят из точки S' . Интересующая нас величина кажущегося поднятия a равна разности $AS-AS'$. Из треугольников ASB и $AS'B$ следует:

$$AB = AS' \cdot \operatorname{tg} \psi ; \quad (2)$$

$$AB = AS \cdot \operatorname{tg} \varphi = d \cdot \operatorname{tg} \varphi , \quad (3)$$

$$\text{откуда } AS' \cdot \operatorname{tg} \psi = d \cdot \operatorname{tg} \varphi , \text{ или } \frac{d}{AS'} = \frac{d}{d-a} = \frac{\operatorname{tg} \psi}{\operatorname{tg} \varphi} . \quad (4)$$

Так как $AS' = d - a$, то $(d - a) \cdot \operatorname{tg} \psi = d \cdot \operatorname{tg} \varphi$.

При малости углов φ и ψ отношение их тангенсов может быть заменено отношением синусов $\frac{d}{d-a} = \frac{\sin\psi}{\sin\varphi}$.

Воспользовавшись (1), получим

$$\frac{d}{d-a} = \frac{n^2 \sin\varphi}{\sin\psi} = n. \quad (5)$$

Таким образом, зная толщину пластинки и величину кажущегося поднятия, можно определить показатель преломления. Определение кажущегося поднятия производится при помощи микроскопа, имеющего винт для точного (микрометрического) перемещения тубуса.

Здесь возможны три несколько отличных друг от друга способа, причем во всех случаях достигается максимальная точность результатов тогда, когда микроскопический объект находится в центральной части поля зрения.

Способ 1. Получив резкое изображение объекта, покрывают его стеклянной пластинкой и путем перемещения тубуса восстанавливают резкость изображения.

Разность отсчетов обоих положений тубуса равна кажущемуся поднятию объекта.

Показатель преломления вычисляется по формуле $n = \frac{d}{d-a}$.

Объектом может служить точка, поставленная на какой-либо стеклянной пластинке, накрываемой затем пластинкой из исследуемого стекла.

Результаты измерений занесите в таблицу 1.

Таблица 1

№ опыта	d	Δd	a	Δa	n	Δn	Δn/n (%)
1.							
2.							
3.							
4.							
5.							
Среднее							

Способ 2. На предметный столик кладется пластинка, на поверхности которой нанесены одна над другой маленькие метки (точки); верхняя из меток должна быть полупрозрачной. Переходя от наблюдения верхней метки к наблюдению нижней, мы как бы опускаем наблюдаемый объект на толщину пластинки.

Однако нижняя метка кажется приподнятой на величину a . Таким образом, нижняя метка кажется отстоящей по нормали от верхней не на толщину, а лишь на расстояние $d-a$, на которое нужно опустить тубус.

Обозначив величину перемещения тубуса для этого случая буквой b , получаем из (2) $n = \frac{d}{b}$.

Результаты измерений занесите в таблицу 2.

Таблица 2

№ опыта	d	Δd	b	Δb	n	Δn	$\frac{\Delta n}{n}$ (%)
1.							
2.							
3.							
4.							
5.							
Среднее							

Способ 3

1. Положите на предметный столик зеркальную пластинку, имеющую зеркальный слой на нижней поверхности, а метку — на верхней.
2. Установите последовательно микроскоп на изображение метки и ее зеркальное отражение.

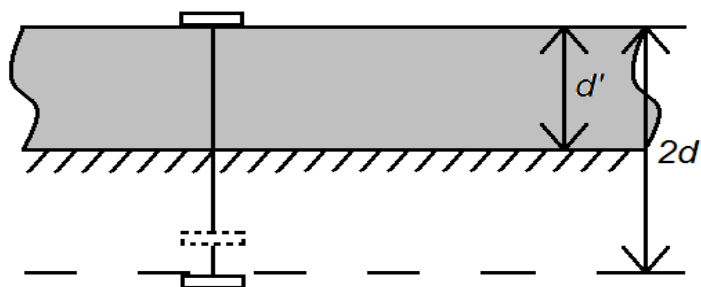


Рис. 2

Этот способ совершенно аналогичен предыдущему, но здесь расстоянием между обоими объектами нужно считать двойную толщину пластинки. Ясно, что и перемещение тубуса b' должно в этом случае быть вдвое больше, чем в предыдущем, если толщина обеих пластинок одинакова.

3. Результаты измерений занесите в таблицу 3.

Таблица 3

№ опыта	d	Δd	B'	$\Delta b'$	n	Δn	$\frac{\Delta n}{n}$ (%)
1.							
2.							
3.							

4.							
5.							
Среднее							

4. Вычислите погрешности.
5. Сравните полученные результаты.

Контрольные вопросы

1. Как влияет толщина пластинки на точность определения коэффициента преломления описанным способом?
2. Как связан показатель преломления среды и скорость распространения света в ней?
3. При каких условиях справедлива формула $\frac{d}{d-a} = \frac{n^2 \sin^2 \varphi}{\sin^2 \varphi} = n^2$? Выведите ее.
4. Выведите формулы погрешностей.
5. Почему для измерений нельзя использовать наиболее выгодную толщину?

Список рекомендуемой литературы

1. Матвеев, А.Н. Оптика : учеб. пособ. для физ. спец. вузов. — М. : Высшая школа, 1985. — 351 с.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики : в 3 т. — 3-е изд., испр. — Т. 2 : Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. — М. : Наука, 1988. — 496 с.
3. Элементарный учебник физики : в 3 т. — 12-е изд. — Т. 3 : Колебание и волны. Оптика. Атомная и ядерная физика / под ред. Г.С. Ландсберга. — М. : ФИЗМАТХИТ, 2000. — 656 с.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УВЕЛИЧЕНИЯ ПОЛЯ ЗРЕНИЯ ЗРИТЕЛЬНОЙ ТРУБЫ

Оборудование: оптическая труба, вертикальный масштаб, рулетка.

При рассматривании предмета через какой-нибудь оптический увеличительный прибор (лупа, микроскоп, труба) угол зрения изменяется. Известно, что углом зрения α называется угол, под которым пред-

ставляется глазу, находящемуся в точке O (рис. 1), предмет (или его изображение) y , расположенный перпендикулярно к оси OX . Величина α определяется из уравнения $\operatorname{tg}\alpha = \frac{y}{d}$, где d — расстояние между предметом и глазом.

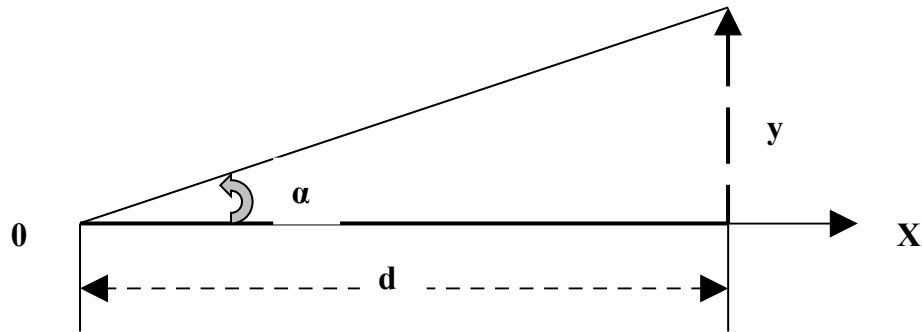


Рис. 1. К определению угла зрения α

Отношение тангсов углов зрения самого предмета и его изображения, а для малых углов — отношение самих этих углов называется субъективным (или угловым) увеличением; им и характеризуются все увеличительные приборы.

Задание 1. Определение увеличения оптической трубы

Пусть l_0 — предмет, отстоящий на расстоянии d_0 от глаза наблюдателя O ; l — его изображение, видимое в трубу и находящееся на расстоянии d ; α_0 и α — соответствующие углы зрения (рис. 2). Согласно определению увеличения трубы

$$D = \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\alpha_0} = \frac{l}{d} \cdot \frac{l_0}{d_0} = \frac{ld_0}{ld} \quad (1)$$

Спроектируем изображение l на плоскость предмета l_0 так, чтобы все точки изображения переместились вдоль лучей, соединяющих их с глазом наблюдателя. Спроектированное таким образом изображение займет положение l . Очевидно, что угол зрения этой проекции есть α , а расстояние проекции от глаза наблюдателя — d_0 .

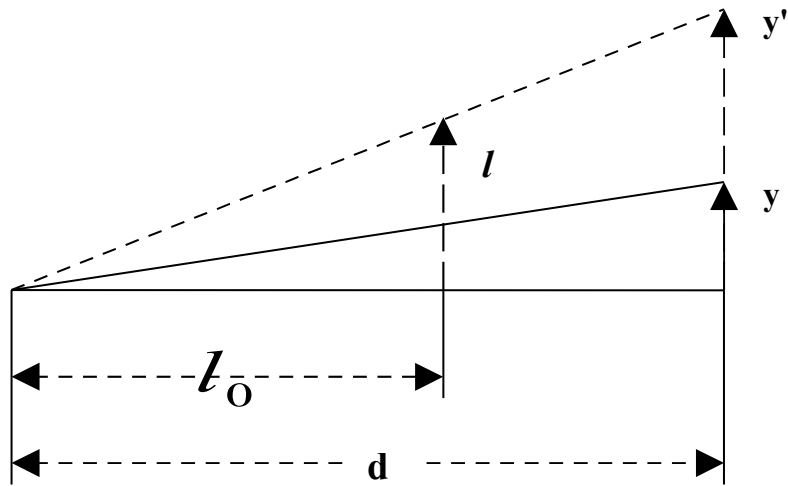


Рис. 2. К методике измерения увеличения зрительной трубы

В этом случае увеличение

$$D' = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha_0} = \frac{L}{l_0}. \quad (2)$$

Если предмет представляет собой масштаб, длина одного деления которого равна h , то, спроектировав его изображение на тот же масштаб, получим изображение, длина которого будет L , причем $L > l_0$. Если теперь выбрать такой отрезок масштаба, чтобы там улеглось n делений предмета и N деления изображения, где n и N — числа целые и $n > N$, то можно написать: $nl_0 = NL$, и, следовательно,

$$D' = D = \frac{L}{l_0} = \frac{n}{N}. \quad (3)$$

Измерения. Установив трубу на ясное видение удаленного на несколько метров масштаба, смотрят одним глазом на этот масштаб через трубу, а другим — непосредственно на него. Устанавливают глаза так, чтобы изображение в трубе налагалось на видимый невооруженным глазом масштаб, и определяют количество целых делений шкалы, падающих с N целыми делениями ее изображения. Увеличение вычисляют по формуле (3).

Задание 2. Определение поля зрения трубы

Для определения поля зрения оптической трубы наводят ее на вертикальный масштаб и замечают, сколько делений этого масштаба видны в трубу.

Измеряют рулеткой расстояние от объектива трубы до масштаба. Если число делений масштаба, видимых в трубу, равно n , а вторая величина — расстояние от объекта труба до масштаба — равна L , то поле зрения оптической трубы, выраженное в градусах, определяется формулой:

$$\alpha = 57,3 \frac{n}{L}. \quad (4)$$

Это справедливо, если n и L выражены в одних единицах длины, то есть, например, расстояние L выражено в делениях вертикального масштаба. Полученные результаты сводят в таблицы: 1, 2.

Таблица 1

№ п/п	n	N	D	ΔD	$\frac{\Delta D}{D}$
1.					
2.					
3.					
Среднее					

Таблица 2

№ п/п	n	L	α	$\Delta \alpha$	$\frac{\Delta \alpha}{\alpha}$
1.					
2.					
3.					
Среднее					

Контрольные вопросы

1. Какого типа оптическая труба исследуется в данной работе?
2. Что понимает под увеличением трубы?
3. Как устроена труба?
4. Какая связь между длиной трубы и фокусными расстояниями объектива и окуляра?
5. Что такое телескопическая система?
6. Что называют полем зрения трубы?
7. Начертите ход лучей в данной трубе.

Список рекомендуемой литературы

1. Фриш, С.Э. Курс физики / С.Э. Фриш, А.В. Тиморева. — М. : ГИФМЛ, 1957. — Т. 3.
2. Ландсберг, Г.С. Оптика. — М. : ГИТТЛ, 1957.
3. Физический практикум / под ред. В.Л. Ивероной. — ГИФМЛ, 1968.

5. ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ РЕФРАКТОМЕТРА

Цель работы: изучить принцип действия рефрактометра и определить с его помощью показатели преломлений некоторых жидкостей.

Оборудование: рефрактометр, исследуемые жидкости.

Теория метода

Рефрактометрами называются приборы, служащие для определения показателей преломления. Пусть на матовое стекло MN (рис. 1) падает пучок света. Тогда нижняя поверхность матового стекла является источником световых лучей всевозможного направления. Между матовым стеклом и призмой с показателем преломления n_2 помещается исследуемая жидкость с показателем преломления n_1 .

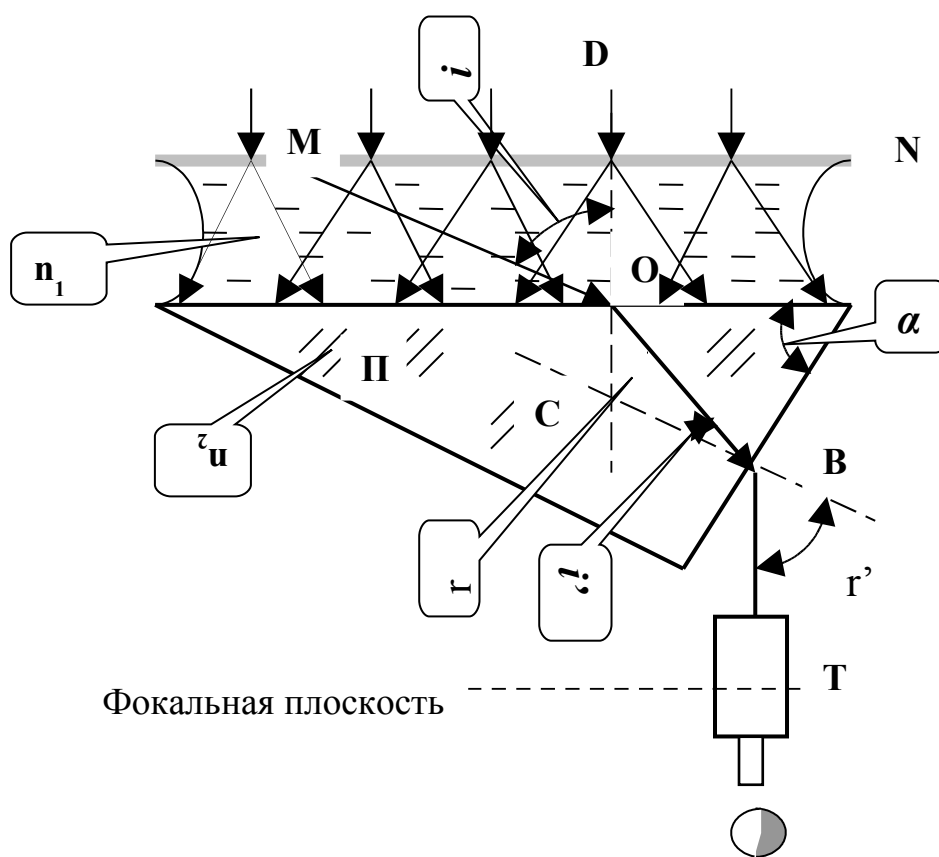


Рис. 1. Схема хода луча MOB в рефрактометре:

n_1 и n_2 — жидкости и призмы Π ;

i и i' — углы падения на первую и вторую грани призмы;

r и r' — углы преломления на первой и второй грани призмы;

α — угол при вершине призмы; T — зрительная труба

Рассмотрим луч MO , падающий под углом i к нормали поверхности призмы:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_1}{n_2}, \quad \frac{\sin r'}{\sin i'} = \frac{1}{n_2}. \quad (1)$$

Для треугольника OBC внешний угол BCD равен α ($r+r'=\alpha$)

$$\sin i' = n_2 \sin(\alpha - r) = n_2 \sin \alpha \cos r - n_2 \cos \alpha \sin r$$

(2)

Из уравнения (1) следует, что

$$\begin{aligned} \sin r &= \frac{n_1}{n_2} \sin i; \\ \cos r &= \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2 i}. \end{aligned}$$

Подставляя в уравнение (2), получим

$$\sin i' = \sin \alpha \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} - n_1 \cos \alpha \sin i. \quad (3)$$

Из рисунке 1 видно, что при таком способе освещения жидкости нельзя получить лучи, скользящие по входной грани измерительной призмы. Если слой жидкости тонок, то наблюдаемый в такой системе граничный луч в требуемых пределах точности будет скользить вдоль грани призмы $i=90^\circ$. В этом случае

$$\sin i'_0 = \sin \alpha \sqrt{n_2^2 - n_1^2} - n_1 \cos \alpha. \quad (4)$$

Покажем, что при любых других углах падения $i < 90^\circ$ световые лучи выходят из призмы под углами i' , большими, чем i'_0 . Действительно,

$$\begin{aligned} -n_1 \cos \alpha &< -n_1 \cos \alpha \sin i, \\ \sin \alpha \sqrt{n_2^2 - n_1^2} &< \sin \alpha \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i}. \end{aligned}$$

Складывая эти два неравенства, получим

$$\sin \alpha \sqrt{n_2^2 - n_1^2} - n_1 \cos \alpha < \sin \alpha \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} - n_1 \cos \alpha \sin i.$$

Тогда на основании формул (3) и (4)

$$\sin i'_0 < \sin i' \quad \text{и} \quad i'_0 < i',$$

то есть угол i'_0 является минимальным.

Пусть на рисунке 1 угол $i'=i'_0$ является предельным. Рассматривая совокупность падающих лучей, можно заключить, что из призмы выходят параллельные пучки лучей под углами, большими i'_0 . Пусть оптическая ось зрительной трубы, наведенной на бесконечность, совпадает с направлением предельного луча. Тогда все лучи, параллельные предельному, дадут

изображение в фокальной плоскости на оптической оси трубы. Параллельные лучи, идущие под углами, большими предельного, дадут изображения правее (изображение перевернуто). Таким образом, верхняя половина поля зрения будет светлой. Так как параллельные лучи, идущие под углами, меньшими предельного, отсутствуют, то нижняя половина поля зрения будет темной. Из формулы (4) следует, что предельный угол i'_0 зависит только от показателя преломления исследуемой жидкости n_1 , так как величины n_2 и α являются постоянными. Зная n_2, α и i'_0 , по формуле (4) можно рассчитать значение n_1 . На практике формула (4) используется для градуирования шкалы рефрактометра при составлении расчетных таблиц.

Изучите устройство рефрактометра, используя имевшуюся в лаборатории литературу. Особенности рефрактометров (рис. 2) заключаются в наличии верхней дополнительной, так называемой осветительной, призмы и использовании для измерений белого (дневного или электрического) света. Грань гипотенузы осветительной призмы делается матовой. Так как показатель преломления зависит от длины волны (дисперсия), то при наблюдении в белом свете вместо резкой границы света и тени получается размытая радужная полоса. Для устранения этого эффекта служит компенсатор дисперсии, устанавливаемый перед объективом зрительной трубы. Основная деталь компенсатора — призма прямого зрения (призма Амичи). Она склеена из трех призм — двух крайних из крона и средней из флинта. Если на пути выходящего из измерительной призмы пучка цветных лучей установить такую призму Амичи, чтобы ее дисперсия была равна по величине, но противоположна по знаку дисперсии измерительной призмы, то суммарная дисперсия будет равна нулю. При этом пучок световых лучей соберется в белый луч, направление которого совпадает с направлением желтого граничного луча «Д» ($\lambda=5893\text{Å}$). Общий вид рефрактометра Аббе представлен на рисунке 2.

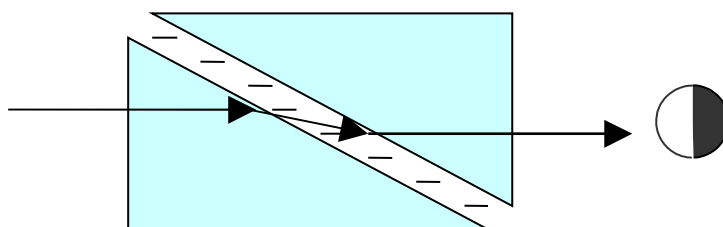


Рис. 2. В рефрактометре используются две призмы

Порядок выполнения работы

1. Направляют свет от электрической лампочки с помощью зеркала на осветительную призму.
2. Открывают камеру измерительной призмы 1 и пипеткой наносят каплю дистиллированной воды на измерительную призму. Закрывают камеру.
3. Поворотом зеркала 2 добиваются наилучшей освещенности поля зрения и устанавливают окуляр 3 на отчетливую видимость.
4. Вращая маховичок компенсатора 5, добиваются уничтожения окраски граничной линии.
5. С помощью маховика 4 точно устанавливают перекрестье на границу светлого и темного полей и производят отсчет по шкале 6, пользуясь лупой 7. Цена наименьшего деления шкалы 60,001, четвертая цифра после запятой оценивается на глаз. Если рефрактометр исправен и верно настроен, то для воды должно получиться значение $n=1,333$ (при $t=20^{\circ}\text{C}$).
6. Определяют показатели преломления исследуемых жидкостей.

Контрольные вопросы

1. Что называется абсолютным и относительным показателем преломления?
2. Объясните принцип действия рефрактометра Аббе.
3. Каково назначение трубы на рис. 1?
4. Показатель преломления призмы рефрактометра $n=1,57$. Определите, анализируя формулу (4), границы измерения рефрактометра.
5. В чем заключается явление полного отражения?

Список рекомендуемой литературы

1. Фриш, С.С. Курс физики / С.С. Фриш, А.В. Тиморева. — М. : ГИФМЛ, 1958. — Т. 3.
2. Физический практикум / под ред. В.К. Ивероновой. — М. : Наука, 1968.

6. ЛИНИИ РАВНОЙ ТОЛЩИНЫ В ОПЫТЕ

С КОЛЬЦАМИ НЬЮТОНА

Цель работы: наблюдение интерференционных колец Ньютона на воздушном слое между плоско-выпуклой линзой и пластиной и измерение радиуса кривизны линзы.

Оборудование: плоско-выпуклая линза, окулярный микрометр, микроскоп, светофильтр, лампа накаливания, выпрямитель.

Интерференционные кольца

Для расщепления луча света на два когерентных пучка используется воздушный слой переменной толщины между плоско-выпуклой линзой и стеклянной пластиной. На плоскую поверхность линзы падает нормально пучок света (рис. 1). Вследствие радиальной симметрии интерференционные полосы имеют форму концентрических колец. Они получили название *колец Ньютона*. Радиус кривизны R выпуклой поверхности линзы надо брать не менее одного метра. Кольца удобно наблюдать в длиннофокусный микроскоп, сфокусированный на воздушную прослойку. Более контрастные кольца наблюдаются в отраженном свете. Чтобы наблюдать много колец, надо использовать источники света сравнительно высокой монохроматичности. Подходящим может быть свет ртутной лампы. В наших условиях мы используем свет от лампы, пропущенной через стеклянный светофильтр.

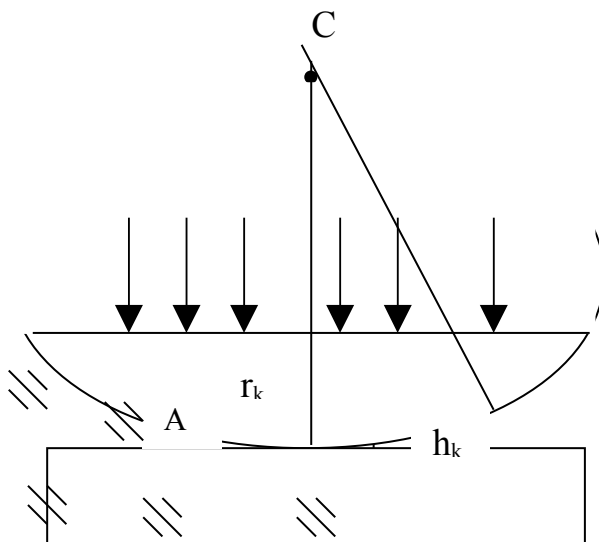


Рис. 1. Плоско-выпуклая линза, прижатая к пластине:
С — центр сферической поверхности линзы

Вычислим радиусы r_k колец Ньютона. Из геометрии находим, что

$$R^2 = r_k^2 + (R - h_k)^2, \quad (1)$$

где

h_k — толщина воздушного зазора;

r_k — радиус интерференционного кольца.

Ввиду малости кривизны сферы линзы из (1) находим h_k

$$h_k = \frac{r_k^2}{2R}.$$

(2)

Оптическая разность хода Δ между лучами, отраженными от верхней и нижней границы воздушной прослойки, равна

$$\Delta = 2h_k + \lambda/2. \quad (3)$$

Светлые кольца (максимум интенсивности) получаются при

$$\Delta = k\lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

Из уравнений (3) и (4) находим радиус r_k k -го светлого кольца

$$r_k = \sqrt{\frac{\lambda R}{2}(2k - 1)}. \quad (5)$$

Для радиуса k -го темного (минимум интенсивности) кольца получаем

$$r_k = \sqrt{\frac{\lambda R}{2}2k}. \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует, что радиусы последовательных светлых колец пропорциональны квадратным корням из нечетных чисел 1, 3, 5, ..., а радиусы темных колец — квадратным корням из последовательных четных чисел 0, 2, 4, ... Эти закономерности экспериментально были установлены Ньютоном. В интерференции Ньютон видел проявление периодичности световых процессов. Ньютон довольно точно вычислил половину длины волны — количественную меру указанной периодичности.

Центр колец в отраженном свете темный, а в проходящем — светлый. Это доказывает, что при отражении на одной из границ воздушного слоя фаза отраженной волны меняется на π . Электрический вектор меняет фазу на π при отражении от среды с большим показателем преломления. Изменение фазы на π соответствует изменению разности хода $\Delta = \lambda/2$ интерферирующих волн, что учтено в выражении (3).

Если линзу перемещать плавно вверх параллельно самой себе, то из-за увеличения толщины воздушной прослойки каждая окружность фиксированной разности хода будет стягиваться к центру карти-

ны. Интерференционные кольца также будут стягиваться к центру, так как вдоль каждого кольца оптическая разность хода остается постоянной. Достигнув центра, каждое кольцо превратится в кружок, исчезающий при дальнейшем перемещении линзы. Таким образом, центр картины будет становиться попеременно то светлым, то темным. Одновременно на периферии поля зрения будут зарождаться и перемещаться к центру новые кольца, пока каждое из них не исчезнет в центре картины. При перемещении линзы плавно вверх пропадают кольца самых низких порядков интерференции и зарождаются кольца более высоких порядков. Однако для наблюдения колец высоких порядков необходим свет высокой степени монохроматичности $\lambda/\delta\lambda$. Степень монохроматичности также определяет число наблюдаемых колец.

Используя формулу (6), можно определить радиус R кривизны линзы при известной длине волны λ (0.65 мкм для красного светофильтра) и измеренным значениям радиусов r_k темных колец:

$$R = \frac{r_k^2 - r_i^2}{(k - i)\lambda} = \frac{(r_k - r_i)(r_k + r_i)}{(k - i)\lambda} \quad (7)$$

Описание установки

Схема экспериментальной установки показана на рисунке 2. Для измерения радиуса колец используется микроскоп с окулярной шкалой. На предметном столике микроскопа располагают плоскую пластину и на ней — линзу. Источником света служит лампа накаливания ЛН. От лампы свет падает на красный светофильтр СФ для получения пучка красного цвета. Пучок падает на делительную пластинку ДП и за счет отражения направляется на плоско-выпуклую линзу Л. Интерференционная картина наблюдается через микроскоп, объектив и окуляр которого помечены как Об и Ок. Полосы локализуются вблизи воздушной прослойки.

Для измерения радиусов колец применяется винтовой окулярный микрометр. Окулярный микрометр устанавливается вместо окуляра в микроскоп.

В поле зрения окуляра (рис. 2) помещены две сетки: неподвижная сетка ЛН с делением 1 мм (8 делений) и подвижная сетка с двумя рисками и перекрестием. Перекрестие служит для наведения на кольца, а риски — для проведения отсчетов. Подвижная сетка перемещается с помощью микрометрического винта, расположенного на объективе.

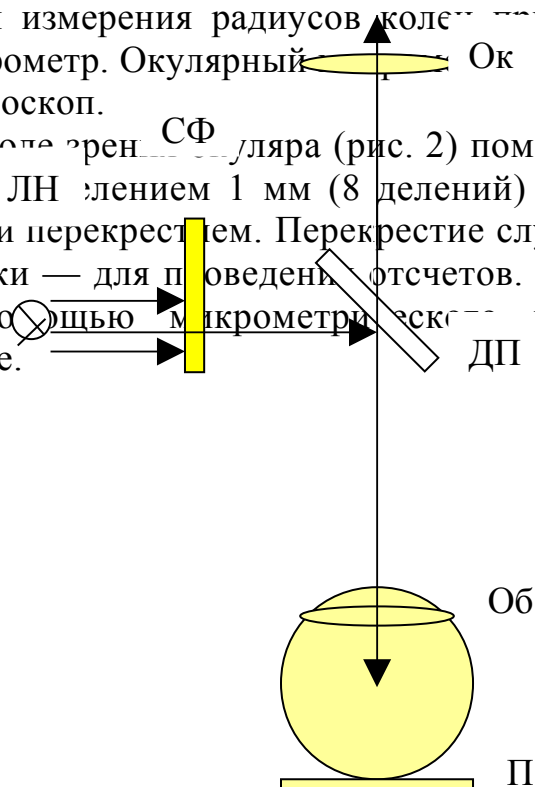




Рис. 2. Схема экспериментальной установки для наблюдения колец Ньютона:

Ок — окуляр микрометра;
ДП — делительная пластина; лампа накаливания;
СФ — светофильтр из красного стекла; Об — объектив микроскопа;
плоско-выпуклая линза; стеклянная пластина; ЛН — лампа накаливания

Порядок выполнения работы

1. Включить источник питания лампы ЛН.
2. Наблюдая в микроскоп интерференционную картину, сосчитать максимальное число N колец.
3. Смотря в окуляр, навести перекрестие на темные кольца и произвести отсчет диаметров первых трех колец.
4. Записать данные d_1 , d_2 и d_3 (мм) в таблицу. Сосчитать радиусы r_1 , r_2 , r_3 первых трех темных колец. По заданию преподавателя можно измерить диаметры других колец.
5. По формуле (7) для комбинаций $i, k = 1, 2, 3$ найти три значения радиуса R линзы. Определить среднее значение \bar{R} , абсолютную величину ΔR и результат представить в форме:

$$R = \bar{R} \pm \Delta R(\text{см}).$$

Контрольные вопросы

1. Определить понятие линий равной толщины. Показать, что интерференционные полосы локализованы вблизи воздушной прослойки.
2. Получить формулы для колец Ньютона при наблюдении их в отраженном свете.
3. Оценить по наблюдаемому числу N колец Ньютона степень монохроматичности источника света.
4. Во сколько раз η изменится радиус r_k кольца, если пространство между линзой L и пластиной P заполнить водой?
5. Дать определение оптической разности хода и разности фаз двух интерферирующих пучков света.
6. Используя формулы Френеля, показать, что электрический вектор \vec{E} меняет фазу на π при отражении от среды с большим показателем преломления.

Список рекомендуемой литературы

1. Сивухин, Д.В. Общий курс физики. Оптика. — М. : Наука, 1980. — С. 233—235.
2. Ландсберг, Г.С. Оптика. — М. : Наука, 1976. — С. 125—127.
3. Савельев, И.В. Курс общей физики.— М. : Наука, 1971. — Т. 3. — С. 98.
4. Яворский, Б.М. Курс общей физики / Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. — М. : Высшая школа, 1972. — Т. 3. — С. 103—104.

7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ

Цель работы: наблюдение интерференции света и экспериментальное определение длины световой волны при помощи бипризмы Френеля.

Оборудование: бипризма Френеля, гониометр, источник света, светофильтр.

Краткая теория интерференции волн света

В среде могут распространяться колебания, исходящие от разных центров. Если две различные системы волн, исходящие из разных источников, перекрываются в некоторой области, а затем снова расходятся, то дальше каждая из них распространяется так, как если бы она не встречала на своем пути другую. Этот принцип независимости распространения волн называется принципом суперпозиции.

В области перекрытия волн колебания налагаются друг на друга, происходит интерференция волн, в результате чего колебания усиливаются в одних и ослабляются в других точках пространства.

Особый интерес представляют такие случаи, когда источники колеблются с одинаковой частотой, имеют одинаковые фазы или постоянную разность фаз. Такие источники называются когерентными.

Пусть до какой-либо точки сферы доходят две волны. Тогда при наложении двух волновых процессов каждая точка среды становится источником двух колебаний. В случае, если амплитуды слагаемых колебаний одинаковы, результат сложения двух колебаний может быть выражен так:

$$x = x_1 + x_2 = A \sin(\omega t + \varphi_1) + A \sin(\omega t + \varphi_2) = 2A \cos\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) \sin\left(\omega t + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right).$$

Полученное выражение представляет собой гармоническое колебательное движение, которое может быть записано следующим образом:

$$x = A' \sin(\omega t + \varphi'),$$

где $\varphi' = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}$ — начальная фаза результирующих колебаний;

$A' = 2A \cos\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right)$ — амплитуда результирующих колебаний.

Поскольку энергия колебательного движения пропорциональна квадрату амплитуды, то энергия результирующих колебаний W' будет связана с энергией слагаемых колебаний W следующим соотношением:

$$W' = 4W \cos^2\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right).$$

Это соотношение показывает, что если

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \pm 2\pi n, \quad \cos\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) = \pm 1,$$

где n — целое число, то и $W' = 4W$, то есть энергия результирующих колебаний в местах, где фазы колебаний совпадают, равна не сумме энергий составляющих колебаний, а в два раза больше этой суммы. Этот результат означает, что при интерференции происходит перераспределение энергии волн в пространстве. Поскольку до данной точки среды дошли две волны

$$x_1 = A \sin(\omega t + ky_1) \quad \text{и} \quad x_2 = A \sin(\omega t + ky_2),$$

то разность фаз обоих колебаний выразится соотношением

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \frac{y_1 - y_2}{\lambda}, \quad (k = \frac{2\pi}{\lambda}),$$

где

y_1 — расстояние рассматриваемой точки до первого источника волн;

y_2 — расстояние этой точки до второго источника.

Величина $y_1 - y_2$ называется геометрической разностью хода. Разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ будет равна $2\pi n$ в том случае, когда

$$y_1 - y_2 = n\lambda = 2n \frac{\lambda}{2},$$

где n — целое число.

Если на геометрической разности хода укладывается целое число длин волн или четное число полуволн, то в этих точках среды происходит усиление колебаний (максимумы интерференции). Во всех таких точках имеет место учетверение энергии. Если же геометрическая разность хода равна нечетному числу полуволн

$$y_1 - y_2 = (2n + 1) \frac{\lambda}{2},$$

то колебания в этих точках будут ослаблены (минимумы интерференции), так как разность фаз колебаний в этих точках

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (2n + 1)\pi.$$

Волны приходят в противофазе и гасят друг друга. В данном случае

$$\cos\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) = 0.$$

Волны придут в эти точки в противофазе, и энергия результирующих колебаний не будет равна сумме энергий составляющих колебаний, а значительно меньше ее.

При равенстве амплитуд энергия результирующего колебания $W'=0$. При наложении волн энергия не просто суммируется, а перераспределяется в пространстве. По этой причине интерференция является отличительным признаком волновых процессов. Поскольку свет представляет собой электромагнитные волны, то должна наблюдаться интерференция света. Однако из опыта известно, что включение двух источников света, например двух лампочек в одной комнате, вызывает усиление света во всех точках пространства, а не создает характерную интерференционную картину, состоящую из чередования светлых и темных полос. Это происходит в результате того, что отдельные световые импульсы, излучаемые атомами источника света, не согласованы между собой по фазе и могут также отличаться по частоте. Картина взаимного усиления, возникающая в каком-либо участке пространства, уже через миллиардные доли секунды сменяется картиной взаимного ослабления, и наоборот. Хаотическая смена таких мгновенных картин глазом не воспринимается, а создает ощущение ровного потока света, не изменяющегося во времени, то есть два естественных источника света не являются когерентными.

Для получения когерентных волн необходимо иметь два источника волн одинаковой частоты, колеблющихся с постоянной разностью фаз. На практике когерентные световые волны получают, разделяя при помощи того или иного оптического устройства волну, идущую от одного источника света, на две волны, идущие по разным направлениям. Очевидно, что части одной и той же волны всегда будут когерентны между собой, так как если в источнике изменится фаза колебаний, то она в одинаковой мере изменится у всех частей волны. Если эти части волны пройдут различный путь, то между ними возникает разность фаз, обусловленная геометрической разностью хода. При наложении волн должна возникнуть интерференционная картина. В качестве примера можно привести возникновение интерференции света в зеркалах Френеля, в бипризме Френеля, в щелях Юнга и в других оптических установках.

Теория метода и описание установки

Бипризма Френеля состоит из двух остроугольных призм с малыми преломляющими углами A и B (рис. 1), сложенных основаниями. Практически обе призмы изготавливаются из одного и того же куска стекла. Две грани этой призмы составляют угол примерно 180° и равнонаклонны к третьей грани AB .

Пучок света от рефлектора со светофильтром проходит через щель S , которая параллельна преломляющему ребру бипризмы, и падает на бипризму ABC под разными углами (щели и бипризма на рис. 1 изображены перпендикулярно к плоскости рисунка).

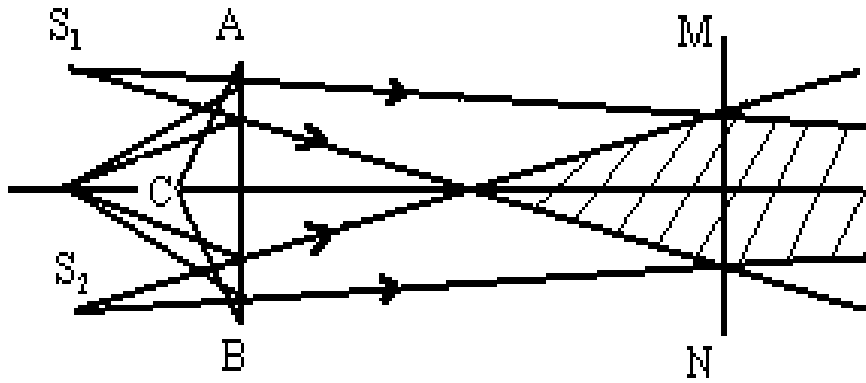


Рис. 1. Построение мнимых изображений S_1 и S_2 источника C , получаемых бипризмой ABC . MN — экран

Свет при прохождении через бипризму преломляется и дает два мнимых изображения S_1 и S_2 ; последние являются источниками когерентных интерферирующих волн.

В заштрихованной области за бипризмой преломленные пучки лучей интерферируют и в результате образуют на экране MN чередующиеся светлые и темные полосы (окраска светлых полос будет зависеть от длины волны, испускаемой источником света).

Глаз, вооруженный лупой или окуляром зрительной трубы (так как полосы узкие), может наблюдать интерференционные полосы в фокальной плоскости окуляра. По краям поля зрения полосы будут казаться шире и более размытыми (это вызывается дифракцией), а в средней части — одинаковой ширины для данной длины волны источника света.

Пусть расстояние между точками S_1 и S_2 равно d (рис. 2), а расстояние от мнимых источников до экрана MN обозначим через a .

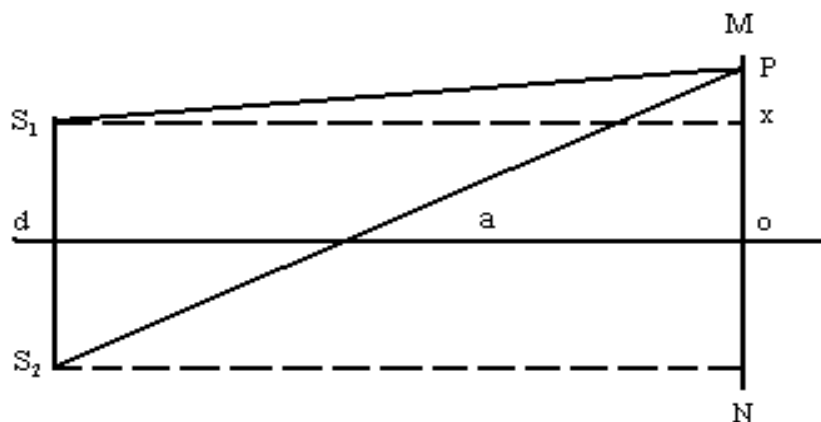


Рис. 2. Обозначение расстояний от мнимых источников до экрана

Из геометрии положения источников находим:

$$(S_1M)^2 = a^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2, \quad (S_2M)^2 = a^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2. \quad (1)$$

Вычитая из второго уравнения первое, имеем:

$$(S_2M)^2 - (S_1M)^2 = 2xd \quad \text{или} \quad S_2M - S_1M = \frac{2xd}{S_2M + S_1M} = \frac{2dx}{2a} = \frac{xd}{a} \quad (2)$$

(приблизительно, если x и d малы по сравнению с a). Если колебания в точках S_1 и S_2 находятся в одной фазе, то освещенность в точке P будет минимальной при $S_2M - S_1M$, равном нечетному числу полуволен ($\frac{\lambda}{2}$), и максимальной при $S_2M - S_1M$, равном четному числу полуволен ($\frac{\lambda}{2}$), то есть для первого случая:

$$\frac{xd}{a} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (3)$$

для второго случая:

$$\frac{xd}{a} = k\lambda = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (4)$$

где k — целое число, откуда

$$x = \frac{ka}{d} \lambda, \quad x = \frac{a(2k + 1)}{d} \frac{\lambda}{2}.$$

(5)

Расстояние между центрами k -й и $(k+1)$ -й (светлой или темной) полосами вдоль MN равно (для темных и светлых полос):

$$b = \frac{a}{d} \lambda. \quad (6)$$

В точке O будет максимальная освещенность, то есть на экране MN — светлая полоса, а по обе стороны от нее чередуются темные и светлые полосы.

По формуле (6) можно найти λ , если величины a , b , d измерены. В измерении длины волны монохроматического света по величинам a , b , d и заключается цель этой работы.

Порядок выполнения работы

1. Измерить d — расстояние между двумя мнимыми изображениями щели. Для этого ставят бипризму ABC в центре столика гониометра

(рис. 3) так, чтобы преломляющее ребро бипризмы было параллельно вертикальной щели коллиматора трубы (из которой собирательная линза вынута).

Перед щелью помещают источник монохроматического света. Если теперь смотреть в зрительную трубу гониометра через бипризму на освещенную щель, то в поле зрения трубы будут видны два отдельных изображения щели.

Для получения резкого изображения щелей следует выдвигать окуляр зрительной трубы.

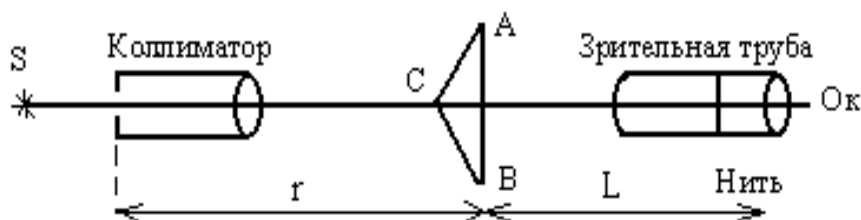


Рис. 3. Схема установки

2. Далее наводят нить окуляра на одно изображение S_1 , а затем на второе S_2 и отсчитывают угол α между ними по лимбу.

3. Измеряют расстояние r между щелью и центром столика гониометра, тогда $d=r\alpha$, где r выражено в см, а α — в радианах.

4. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 1.

Таблица 1

№ п/п	Отсчеты по нониусу				$\alpha' =$ $\varphi'_{лев}$ $- \varphi'_{пр}$	$\alpha'' =$ $\varphi''_{лев}$ $- \varphi''_{пр}$	$\alpha =$ $\frac{\alpha' + \alpha''}{2}$	r	d	Δd
	Первый нониус		Второй нониус							
	$\varphi'_{лев}$	$\varphi'_{пр}$	$\varphi''_{лев}$	$\varphi''_{пр}$						
1.										
2.										
3.										
Среднее										

5. Измерить расстояние между серединами двух соседних светлых (или темных) интерференционных полос. Это производят с помощью той же зрительной трубы, но без объектива (объектив должен быть вынут после определения d). Движением окуляра вдоль зрительной трубы устанавливают наиболее яркую картину интерференционных полос. Устанавливают вертикальную нить на середине крайней светлой полосы и записывают положение на лимбе. После этого передвигают окуляр

зрительной трубы до середины другой крайней полосы, считают число полос между ними и записывают соответствующее число градусов на лимбе.

Разность отсчетов β , деленная на число N , то есть $\frac{\beta}{N}$, дает угловое расстояние между серединами двух соседних полос.

Если L — расстояние между серединой столика гониометра и кольцом диафрагмы, на которую натянута нить, тогда расстояние между серединами двух светлых (или темных) полос будет

$$b = \frac{\beta}{N} L. \quad (7)$$

Из формулы (7) находим длину волны монохроматического света:

$$\lambda = \frac{bd}{a}, \quad (8)$$

где $r+L=a$.

Подставляя в формулу (8) значения α и b , получим расчетную формулу

$$\lambda = \frac{\beta L r \alpha}{N(r + L)}.$$

6. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 2.

Таблица 2

№ п/п	Отсчеты по нониусу				$\beta' =$ $\varphi'_{лев}$ $-\varphi'_{пр}$	$\beta'' =$ $\varphi''_{лев}$ $-\varphi''_{пр}$	$\beta =$ $\frac{\beta'+\beta''}{2}$	N	L	b	λ	Δ λ
	Первый нониус		Второй нониус									
	$\varphi'_{лев}$	$\varphi'_{пр}$	$\varphi''_{лев}$	$\varphi''_{пр}$								
1.												
2.												
3.												
Среднее												

Контрольные вопросы

1. Почему угол АСВ бипризмы Френеля делают близким к 180° ?
2. Что будет наблюдаться, если от источника света идет не монохроматический свет, а белый?
3. Почему щель коллиматора должна быть узкой? Чем определяется ширина щели?
4. Почему линза вынута из коллиматора?

5. Начертите схемы получения когерентных источников с помощью зеркал Френеля, бипризмы Френеля, зеркала Ллойда. Каковы их особенности?

Список рекомендуемой литературы

1. Матвеев, А.Н. Оптика : учеб. пособ. для физ. спец. вузов. — М. : Высшая школа, 1985. — 351 с.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики: в 3 т. — 3-е изд., испр. — Т. 2 : Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. — М. : Наука, 1988. — 496 с.
3. Элементарный учебник физики : в 3 т. — 12-е изд. Т. 3 : Колебание и волны. Оптика. Атомная и ядерная физика / под ред. Г.С. Ландсберга. — М. : ФИЗМАТХИТ, 2000. — 656 с.

8. НАБЛЮДЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОЛОС РАВНОГО НАКЛОНА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Цель работы: наблюдение интерференционных линий равного наклона и определение порядка интерференции с помощью оптического квантового генератора.

Оборудование: оптический квантовый генератор-лазер, плоскопараллельный стеклянный диск, микроскопический объектив, экран.

Теория метода и описание установки

В настоящей работе, используя высокую степень монохроматичности излучения лазера, можно осуществить наблюдение интерференционных линий равного наклона при большой разнице хода и определить соответствующий им порядок интерференции.

Для наблюдения картины интерференционных полос равного наклона используется световой пучок с большой угловой апертурой, освещающий плоскопараллельный слой прозрачного вещества. Принципиальная схема опыта показана на рисунке 1. Микроскопический объектив O собирает параллельный световой пучок лазера в своем фокусе F . Расходящийся из фокуса F световой конус достигает плоскопараллельного стеклянного диска D . Отраженные от передней и задней поверхности диска световые пучки дают интерференционную картину концентрических колец на экране \mathcal{E} .

Интерференционное условие минимума отраженного света для угла падения α запишется в виде

$$2h n \cos \beta = m \lambda, \quad (1)$$

где h — толщина диска, n — показатель преломления стекла, m — искомый порядок интерференции.

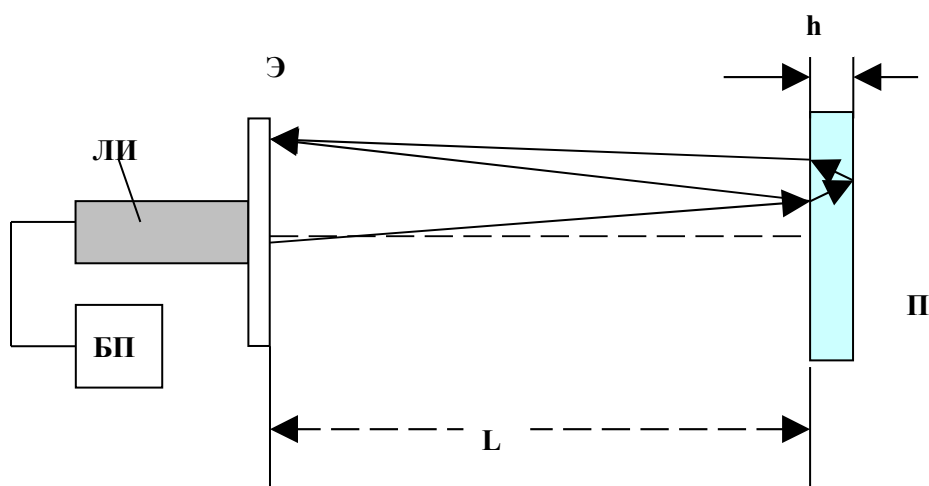


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

БП — блок питания He-Ne лазера, ЛИ — лазерный излучатель, Э — экран, П — толстая стеклянная пластина

Угол падения света α на пластинку (диск) связан с углом преломления β света внутри пластины условием

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n \quad (2)$$

или, учитывая малость углов α и β в условиях опыта, соотношением

$$\frac{\alpha}{\beta} \approx n. \quad (3)$$

На опыте можно измерить радиусы r_m нескольких интерференционных колец на экране Э и расстояние L , от плоскости экрана, проходящей через фокус объектива F , до поверхности стеклянного диска D (рис. 2). Тогда

$$\operatorname{tg} \alpha_m \approx \alpha_m = \frac{r_m}{2L} \quad (4)$$

и, зная n , можно найти значение β_m .

Применив формулу (1) к нескольким измерениям, можно, исключив h , вычислить m_{\max} , то есть максимальный порядок интерференции. Учитывая малые значения углов α и β , имеем

$$2hn \cos \beta \approx 2hn \left(1 - \frac{\beta_m^2}{2}\right) = m\lambda, \quad (5)$$

откуда, принимая во внимание, что

$$m_{\max} = \frac{2hn}{\lambda}, \quad (\cos \beta = 1), \quad \text{находим}$$

$$\beta_m^2 = \frac{2(m_{\max} - m)}{m_{\max}} \quad \text{или}$$

$$\alpha_m^2 = \frac{2n^2(m_{\max} - m)}{m_{\max}} = \frac{2n^2k}{m_{\max}}, \quad (6)$$

где $k = m_{\max} - m$.

Истинное значение числа k какого-либо кольца равно $k = k_0 + k_x$, где k_0 — число неучтенных темных интерференционных колец между центром интерференционной картины и условным нулевым кольцом. Тогда выражение (6) переписывается так:

$$\alpha_m^2 = \frac{2n^2k_0}{m_{\max}} + \frac{2n^2k_x}{m_{\max}} \quad (7)$$

и α_m^2 линейно зависит от функции k_x .

График зависимости α^2 от k_x будет выглядеть, как показано на рисунке 2. Из этого графика можно найти значение k_0 , экстраполируя до

оси абсцисс прямую, заданную уравнением (4): k_0 численно равно длине отрезка OA, выраженной в соответствующем масштабе единиц.

Производная от α^2 , взятая по k_x , дает возможность найти m_{\max} :

$$\frac{d\alpha_m^2}{dk_x} = \frac{2n^2}{m_{\max}} \quad \text{или} \quad m_{\max} = \frac{2n^2}{\frac{d\alpha_m^2}{dk_x}}. \quad (8)$$

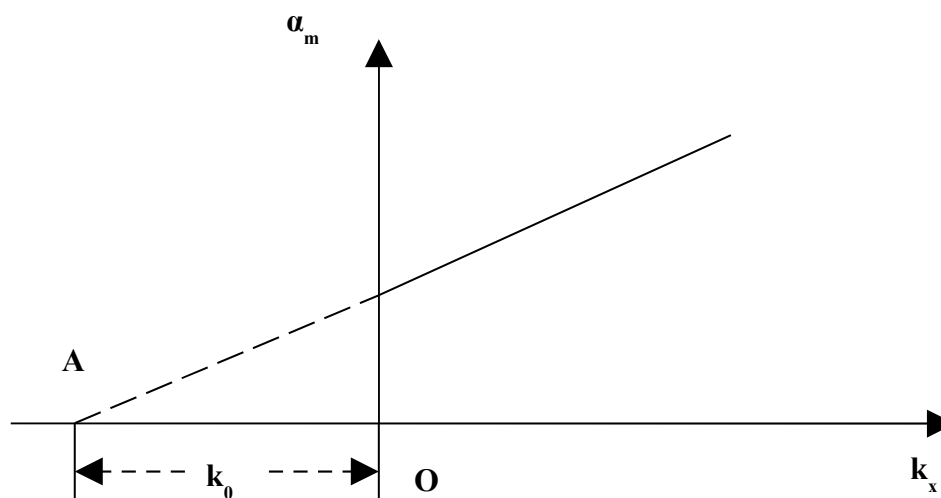


Рис. 2. Определение порядка интерференции

Порядок выполнения работы

1. Держатель стеклянного диска установите вдоль оптической оси так, чтобы плоскость стеклянного диска расположилась перпендикулярно к лазерному световому пучку.
2. Включите лазер. Включение лазера производится только дежурным инженером или преподавателем.
3. Получите на экране систему концентрических светлых и темных интерференционных колец-линий равного наклона.
4. Пронумеруйте в журнале измерений номерами $k_x = 0, 1, 2, \dots$ темные интерференционные кольца, подлежащие измерениям. Нулевой номер приписывается первому видимому на экране темному интерференционному кольцу.
5. С помощью двух перпендикулярных шкал, нанесенных на поверхности экрана, измерьте диаметры темных колец.
6. Из среднего значения длин двух диаметров найдите среднее значение радиусов.
7. Измерьте расстояние L от плоскости экрана до наружной поверхности стеклянного диска.

8. Пользуясь значениями r_m и L , найдите по формуле (2) значение углов α_m для всех промеренных колец.
9. Рассчитайте значения α_m^2 для всех промеренных колец.
10. Значения углов α_m , α_m^2 и k_x занесите в таблицу 1.

При расчете использовать величины:

$$\lambda=633\text{нм}, n=1.51.$$

Таблица 1

k_x	0	1	2	3	4	5
α_m						
α_m^2						

11. Постройте график зависимости α_m^2 от k_x . При построении графика выберите масштабы по обеим осям координат так, чтобы получившаяся прямая составляла приблизительно угол в 45° с осями координат.
12. По графику построенной экспериментальной прямой, ее экстраполяцией до оси абсцисс, найдите k_0 .
13. Рассчитайте максимальный порядок интерференции по формуле:

$$m_{\max} = \frac{2n^2}{d \alpha_m^2 / d k_x},$$

где $d \alpha_m^2$ и $d k_x$ — конечные приращения величин; α_m^2 и k_x найдите по графику.

14. Найдите истинное значение порядков интерференции всех промеренных интерференционных колец по формуле $m = m_{\max} - k_0 - k_x$.

Контрольные вопросы

7. Что такое интерференция света?
7. Получите условие интерференционного минимума отраженного света по формуле (1).
7. Запишите и поясните формулу для интерференционных максимумов отраженного света.
7. Что такое геометрическая, оптическая и эффективная разность хода волн?
7. Из каких явлений следует, что при отражении света от оптически более плотной среды происходит потеря полуволны?
7. Какими основными свойствами обладает лазерное излучение?
7. Почему при использовании лазерного излучения выполняются условия интерференции света?

Список рекомендуемой литературы

1. Ландсберг, Г. С. Оптика. — М. : Наука, 1976. — С. 120—125.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики. — М. : Наука, 1971. — Т. 3. — С. 90—99.
3. Физический практикум. Электричество и оптика / под ред. В.А. Ивероновой. — М. : Наука, 1968. — С. 781—784.

9. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

Цель работы: определение длины световой волны при помощи дифракционной решетки.

Оборудование: гониометр, дифракционные решетки, источник монохроматического света.

1. Дифракция света

Явление дифракции, как и явление интерференции, характерно для волнового процесса. Дифракцией называется явление огибания волной препятствий или захождение ее в область геометрической тени. Свет представляет собой электромагнитные волны в видимой области спектра с $\lambda = 0.4 - 0.75$ мкм, поэтому для наблюдения дифракции необходимы специальные условия.

Геометрическая оптика основана на принципе прямолинейности распространения света. Кроме того, принимается как совершенно самоочевидное, что световой пучок можно всегда разбить на любое число бесконечно тонких лучей. Проще всего получить узкий световой луч, взяв достаточно малый источник света и поместив на некотором расстоянии от него непрозрачный экран с небольшим отверстием. Диаметр светового пятна, получающегося на другом экране, будет характеризовать ширину получающегося светового пучка. Согласно геометрической оптике следует ожидать, что чем меньше будет отверстие, тем меньше будет диаметр светового пятна, то есть тем уже будет световой луч. Однако опыт дает совершенно другой результат. Начиная с определенной величины отверстия дальнейшее его уменьшение вызывает не уменьшение пятна на экране, а его увеличение. При этом пятно теряет свою резкость, становится расплывчатым и освещенным неравномерно. На нем появляется ряд колец, заполняющих область значительно более широкую, чем это следует из геометрических соображений. Расширению пятна соответствует, конечно, и расширение светового луча. Таким образом, получить сколь угодно узкий луч света нельзя. Это явление и носит название дифракции света.

Природа и основные качественные закономерности дифракции света могут быть установлены с помощью двух основных принципов: Гюйгенса и Френеля (закона интерференции). Согласно принципу Гюйгенса каждая точка фронта волны является источником вторичных элементарных сферических волн, распространяющихся с характерной для данной среды скоростью. По принципу Френеля все точки фронта волны колеблются с одинаковой частотой и в одинаковой фазе и, следовательно, представляют собой совокупность когерентных источников. Распространяясь вперед, волны от всех когерентных источников интерферируют друг с другом. Для расчета результатов интерференции следует принять во внимание, что в произвольную точку перед фронтом они проходят различные расстояния и, следовательно, будут соответственно сдвинуты по фазе.

Фраунгофер предложил схему наблюдения дифракции в параллельных лучах, когда объект освещается параллельным пучком (плоской

волной), и дифракционная картина наблюдается на значительном расстоянии. Практически наибольший интерес дифракции Фраунгофера имеют три случая: (i) дифракция от круглого отверстия; (ii) дифракция от узкой параллельной щели; (iii) дифракция от регулярной параллельной системы щелей (дифракционная решетка).

Дифракционная решетка является важнейшим спектральным элементом, предназначенным для разложения света в спектр и измерения длин волн. Решетка представляет собой стеклянную или металлическую пластинку, на которой нанесено много (вплоть до сотен тысяч) прямых равноотстоящих штрихов одинаковой конфигурации. Идеализированную решетку (рис. 1) можно представить в виде одинаковых равноотстоящих щелей (штрихи — непрозрачные участки). Основные параметры решетки — ширина щели b , период решетки d и число штрихов N (рис. 1, б). Сумму ширины прозрачного промежутка щели и непрозрачного штриха называют постоянной решетки d .

Если на дифракционную решетку падает пучок света, то по принципу Гюйгенса каждая точка внутри любой щели решетки становится источником элементарной волны. Рассмотрим решетку, у которой щели перпендикулярны чертежу (рис. 1).

Пусть на решетку P падает параллельный монохроматический пучок света; за решеткой расположена собирающая линза L , в фокальной плоскости которой находится экран \mathcal{E} , главная оптическая ось линзы и направление падающего пучка совпадает с нормалью к плоскости решетки.

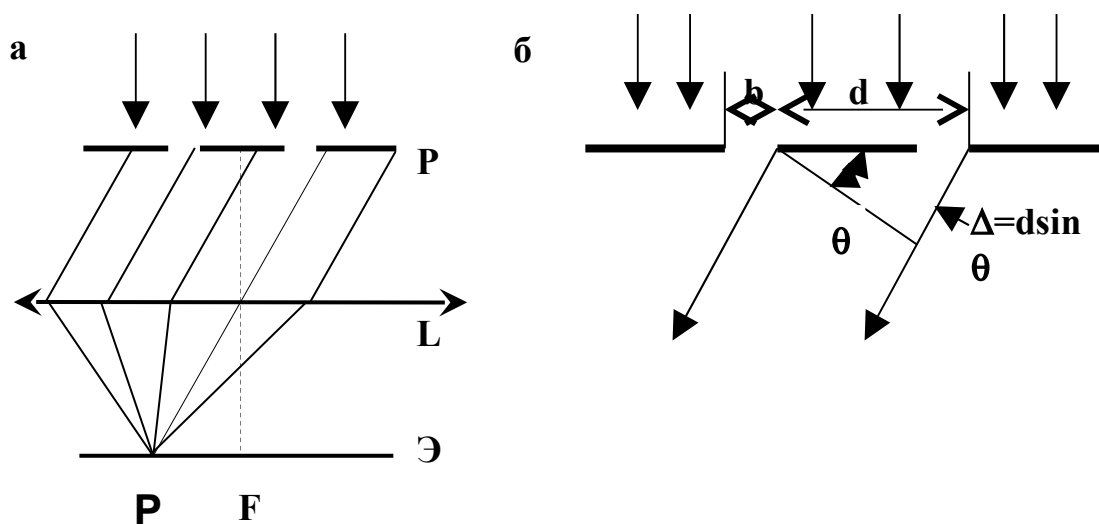


Рис. 1. Дифракционная решетка.

Пучки света, дифрагирующие под углом θ , собираются линзой L в побочном фокусе P в фокальной плоскости \mathcal{E} (экран)

Каждую щель дифракционной решетки можно считать самостоятельным источником когерентных колебаний, поэтому за решеткой будет происходить интерференция многочисленных пучков лучей, приходящих в различные точки экрана с различными фазами колебаний.

Так как на решетку падает плоская волна, то лучи одного и того же направления, выходящие из различных щелей, имеют одинаковые начальные фазы. Линза также не вносит разности фаз. Следовательно, разность фаз $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$ может создаваться только за счет разности хода Δ лучей до линзы (рис. 1б).

Если разность хода Δ соответствующих лучей (то есть лучей, выходящих из соответственно расположенных точек двух соседних щелей) равна целому числу $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ длин волн света λ , то есть

$$\Delta = d \sin \theta = k\lambda, \quad (1)$$

то разность хода любых лучей, идущих в этом направлении

$$Md \sin \theta = k\lambda M, \quad (2)$$

также равна целому числу длин волн (множитель M равен разности номеров щелей). Следовательно, все лучи, выходящие под углом θ , удовлетворяющие условию

$$d \sin \theta = k\lambda, \quad (3)$$

при интерференции будут усиливать друг друга, и на экране будет наблюдаться максимум света. Уравнение (3) называется уравнением дифракционной решетки. Число k называют порядком дифракции.

Измеряя углы θ , соответствующие положениям дифракционных максимумов, можно, зная длину волны света, найти постоянную решетки d , или, наоборот, зная d , определить длину волны света.

В центральной световой полосе, изображение которой создается пучком, параллельным падающему ($k = 0$), суммируются действия всех лучей, независимо от длины волны. Справа и слева от центрального максимума располагаются световые полосы, для которых $k = 1, 2, 3, \dots$ Они называются дифракционными максимумами первого, второго и k -го порядка.

Согласно уравнению дифракционной решетки, различным значениям λ соответствуют различные углы θ (в дифракционных максимумах одного порядка). Поэтому при освещении решетки белым светом в фокальной плоскости линзы образуется ряд дифракционных спектров, перекрывающих друг друга.

Предельное число порядков k_{\max} , которое можно получить при помощи данной решетки, дается соотношением

$$k_{\max} = \frac{d}{\lambda}, \text{ при } \sin \theta = 1. \quad (4)$$

Спектры высших порядков у простых решеток менее интенсивны, и они в большей степени перекрываются, поэтому, как правило, для измерений используются спектры не выше 3-го порядка.

Основными характеристиками дифракционной решетки являются угловая дисперсия и разрешающая способность. Дисперсия определяется угловым расстоянием между двумя спектральными линиями, отнесенными к разности их длин волн

$$D = \frac{d\theta}{d\lambda}. \quad (5)$$

Дифференцируя обе части уравнения $d \sin \theta = k \lambda$, получим $d \cos \theta \, d\theta = k \, d\lambda$.

Следовательно,

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi}. \quad (6)$$

Дисперсия возрастает с увеличением порядка спектра. На опыте дисперсию решетки определяют путем измерения углового расстояния $\Delta \theta$ между двумя близкими спектральными линиями с известной разностью длин волн $\Delta \lambda$ (например, между желтыми линиями ртути).

При малых углах отклонения $\cos \theta \approx 1$ и, следовательно, изменение угла отклонения приблизительно пропорционально $d\lambda$.

Величину разрешающей способности оценивают отношением

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda}, \quad (7)$$

где $d\lambda$ — минимальная разрешающая разность длин волн двух близких спектральных линий, наблюдаемых в спектральном приборе отдельно.

Теоретический расчет показывает, что для спектрального прибора с дифракционной решеткой разрешающая способность R равна:

$$R = NK, \quad (8)$$

где N — полное число щелей решетки; k — порядок спектра.

В работе для измерения угла отклонения применяется гониометр. Гониометр состоит из треножного штатива, на котором вокруг общей вертикальной оси вращаются зрительная труба и разделенный на градусы круг (лимб). На том же штативе укреплена неподвижно другая труба — коллиматор, служащий для получения параллельного пучка лучей. Над лимбом находится столик, который может вращаться вокруг общей оси прибора.

Принципиальная схема установки изображена на рисунке 2. Свет от источника I проходит через светофильтр C и падает на входную щель \mathcal{C} коллиматора K . Из коллиматора выходит параллельный пучок света и падает на дифракционную решетку D , установленную на столике.

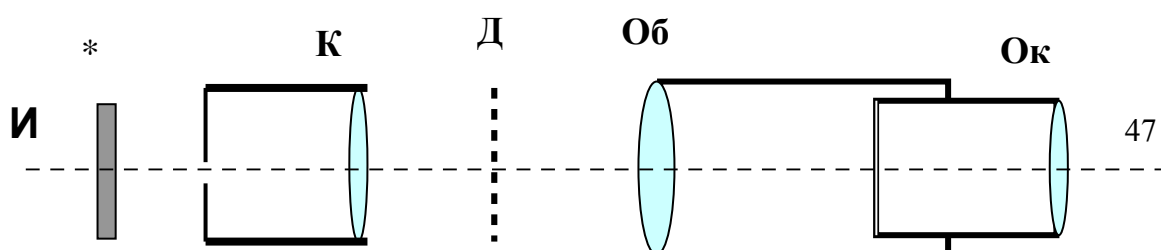


Рис.2. Схема установки

Пучки света собираются объективом *Об* зрительной трубы, и те, которые удовлетворяют условию дифракционной решетки, дают в фокальной плоскости действительные изображения щели коллиматора. В окуляре *Ок* одновременно видны крест нитей и действительное изображение щели (дифракционный максимум). Перемещая зрительную трубу, можно совместить крест нитей с любым из дифракционных максимумов.

Порядок выполнения работы

1. Включите источник света и установите светофильтр между источником и коллиматором.
2. Установите зрительную трубу так, чтобы ее оптическая ось была продолжением оптической оси коллиматора. Наблюдая в окуляр зрительной трубы, получите четкое изображение щели коллиматора. Вертикальная нить или точка пересечения нитей окуляра трубы должна находиться на середине изображения освещенной щели.
3. Установите на столике дифракционную решетку так, чтобы ее штрихи были вертикальны, и пучок света, выходящий из коллиматора, падал на нее нормально. При перпендикулярности решетки к пучку лучей расстояния между светлыми полосами будут наименьшими.
4. Поверните зрительную трубу до совмещения вертикальной нити (креста нитей) с первым левым изображением щели (максимум первого порядка) и сделайте отсчет угла $\alpha_{\text{лев}}$.
5. Поверните зрительную трубу до совмещения вертикальной нити (крест нитей) с первым правым изображением щели и сделайте отсчет угла $\alpha_{\text{пр}}$.
6. Разность углов, соответствующая этим двум положениям, дает удвоенный угол $2\varphi_1$ для максимума первого порядка. Рассчитайте угол отклонения φ_1 по формуле

$$\varphi_1 = \frac{\alpha_{\text{лев}} - \alpha_{\text{пр}}}{2}.$$

7. Сделайте точно такие же измерения для второго дифракционного максимума ($k=2$).
8. Зная постоянную решетки d (d указана на самой решетке), рассчитайте длину световой волны λ по формуле

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_k}{k}, \quad \text{где } k = 1, 2.$$

9. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 1.

Таблица 1

№ п/п		$\alpha_{\text{лев}}$	$\alpha_{\text{пр}}$	φ	$\varphi_{\text{ср}}$	$\sin \varphi$	λ
1. 2. 3.	k=1						
1. 2. 3.	k=2						

10. По значениям длины волны λ для $k = 1$ и $k = 2$ рассчитайте $\lambda_{\text{ср}}$.

11. Рассчитайте относительную и абсолютную погрешности для λ .

12. Запишите окончательный результат в виде $\lambda = \lambda_{\text{ср}} \pm \Delta \lambda$.

Примечание. Все вышеприведенные измерения снимите по одному нониусу.

13. Проведите аналогичные измерения и вычисления, используя второй нониус.

14. Сравните результаты.

15. Установите на столике другую дифракционную решетку. Сравните качественное расположение дифракционных максимумов, даваемых решетками. Определите, какая из решеток имеет большую постоянную.

16. Осветите щель гониометра лампой накаливания без светофильтра и, используя решетку, наблюдайте положение изображения щели. Получив спектры 1 и 2 порядка, зарисуйте их, пользуясь цветными карандашами.

17. Поставив вместо решетки призму, получите с ее помощью спектр излучения лампы накаливания и сравните его с дифракционным спектром.

18. Определите разность углов отклонения для красной и фиолетовой линий в спектрах лампы накаливания 1 и 2 порядка. Зная $\Delta \lambda = \lambda_{\text{к}} - \lambda_{\text{ф}}$, подсчитайте дисперсию данной дифракционной решетки в спектре 1 и 2 порядка.

Контрольные вопросы

1. Опишите явление дифракции.

2. Дифракция Фраунгофера и дифракция Френеля. В чем различие подходов наблюдения?

3. Какого цвета линия в спектре первого и более высоких порядков будет ближайшей к центральному максимуму?
4. Чем отличается дифракционный спектр от спектра?
5. Что такое разрешающая и дисперсионная способности решетки?
6. Как запишется формула для главных максимумов при падении на дифракционную решетку наклонного пучка лучей?
7. Каково устройство гониометра?
8. Где находят применение дифракционные решетки?

Список рекомендуемой литературы

1. Руководство к лабораторным занятиям по физике / под ред. Л.Л. Гольдина. — М. : Наука, 1973. — С. 388—395.
2. Физический практикум. Электричество и оптика / под ред. В.И. Ивероновой. — М. : Наука, 1968. — С. 493—505.
3. Матвеев, А.Н. Оптика : учеб. пособ. для физ. спец. вузов. — М. : Высшая школа, 1985. — 351 с.
4. Элементарный учебник физики : в 3 т. — 12-е изд. — Т. 3 : Колебание и волны. Оптика. Атомная и ядерная физика / под ред. Г.С. Ландсберга. — М. : ФИЗМАТХИТ, 2000. — 656 с.

10. ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ОПЫТ ЮНГА С ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Цель работы: изучение явления дифракции, интерференционного опыта Юнга с лазерным источником света; определение ширины щели, расстояния между щелями и радиуса мелких круглых частиц по дифракционной картине.

Оборудование: гелий-неоновый лазер с блоком питания, зеркало со щелями, экран для наблюдения явлений дифракции и интерференции, линейка.

Теория метода и описание установки

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 1. *He-Ne* лазер Л с блоком питания БП является источником с высокой пространственной и временной когерентностью излучения в красной видимой области спектра ($\lambda=0,6328$ мкм). На пути луча, вблизи лазера, устанавливается горизонтальный столик-подставка П, где в ходе работы устанавливается либо непрозрачный экран со щелями З, либо пластинка с частицами ликоподия.

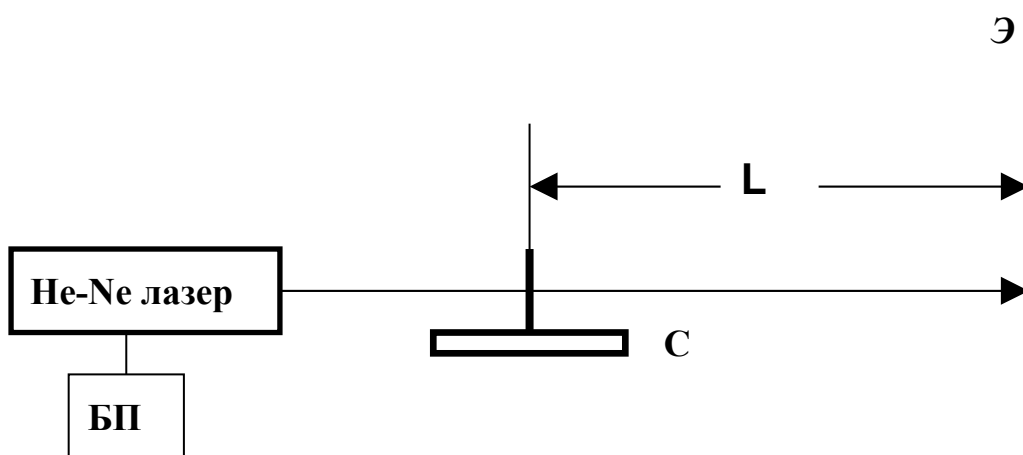


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
БП — блок питания, С — столик, Э — экран

Размещение объектов облучения по отношению к лазерному лучу осуществляется микрометрической подачей столика С (рис. 1). На расстоянии около $L=1$ м от объекта З помещается экран Э с миллиметровой шкалой, на котором наблюдаются дифракционная картина от различных объектов. При освещении преграды З со щелями наблюдают дифракцию Фраунгофера в параллельных лучах.

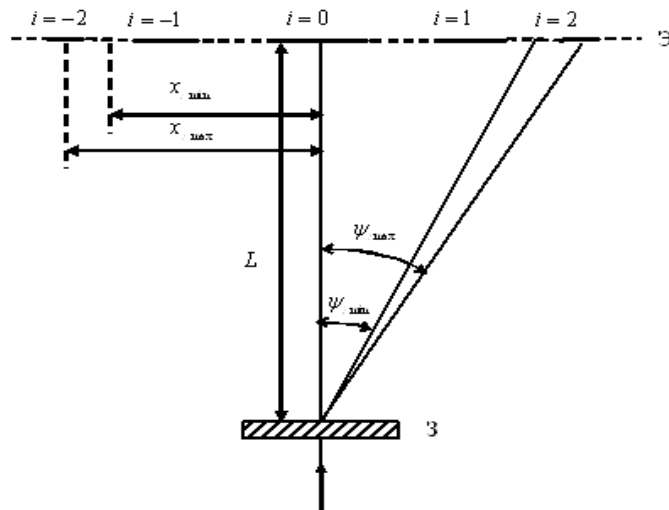


Рис. 2. Геометрия расположения минимумов и максимумов распределения интенсивности света на экране

Непрозрачная преграда 3 представляет собой стеклянную пластинку, покрытую слоем металлического алюминия, на поверхности которого прорезаны три тонкие щели. Таким образом, зеркало является непрозрачным экраном с прозрачными узкими щелями. Из трех щелей одна значительно удалена от двух других, чтобы можно было изучать явления, происходящие при прохождении лазерного излучения через одну щель и через две (близкие) щели, расстояние между которыми меньше диаметра лазерного светового пучка.

1. Дифракционная картина от одной щели представляет собой распределение интенсивности света на экране в виде чередующихся освещенных (красных) и неосвещенных (темных) участков на экране, то есть максимумов и минимумов. Наиболее интенсивный и широкий — центральный максимум (нулевого порядка, $i=0$). Дифракционные максимумы более высоких порядков слабо выражены, поскольку имеют малую интенсивность.

Угол дифракции $\psi_{i \max}$, соответствующий i -му максимуму интенсивности, начиная с максимумов первого порядка ($i = \pm 1$), связан с шириной щели b условием (2):

$$\begin{aligned}
 b \sin \psi_{1 \max} &= \pm 1,43\lambda; \\
 b \sin \psi_{2 \max} &= \pm 2,46\lambda; \\
 b \sin \psi_{3 \max} &= \pm 3,47\lambda; \\
 b \sin \psi_{4 \max} &= \pm 4,47\lambda,
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где λ — длина волны излучения. Угол дифракции $\psi_{i \min}$, соответствующий i -му минимуму интенсивности света, связан с шириной щели b соотношением

$$b \sin \psi_{i \min} = \pm i \lambda,$$

(2)

где $i = 1, 2, 3, \dots$. Из условий (1) и (2), определив углы дифракции максимумов и минимумов различных порядков, можно рассчитать ширину щели b по формулам:

$$b = \frac{1,43 \lambda}{|\sin \psi_{1 \max}|} = \frac{2,46 \lambda}{|\sin \psi_{2 \max}|} = \frac{3,47 \lambda}{|\sin \psi_{3 \max}|} = \frac{4,47 \lambda}{|\sin \psi_{4 \max}|} \quad (3)$$

и

$$b = \frac{i \lambda}{|\sin \psi_{i \min}|}. \quad (4)$$

Углы дифракции $\psi_{i \max}$ и $\psi_{i \min}$ можно выразить через расстояния $x_{i \max}$ и $x_{i \min}$ от центра картины до максимумов и минимумов разных порядков i и расстояние L от преграды \mathcal{Z} и экрана \mathcal{E} (рис. 1):

$$\operatorname{tg} \psi_{i \max} = \frac{x_{i \max}}{L}$$

(5)

и

$$\operatorname{tg} \psi_{i \min} = \frac{x_{i \min}}{L},$$

(6)

где L — расстояние от зеркала со щелями до экрана (рис. 2). Подставляя в (3) и (4) значения $\sin \psi = \frac{1}{\sqrt{1 + 1/\operatorname{tg}^2 \psi}}$, получим следующие выражения для нахождения ширины щели b :

$$b = 1,43 \lambda \sqrt{1 + \frac{L^2}{x_{1 \max}^2}} = 2,46 \lambda \sqrt{1 + \frac{L^2}{x_{2 \max}^2}} = 3,47 \lambda \sqrt{1 + \frac{L^2}{x_{3 \max}^2}} \quad (7)$$

и

$$b = i \lambda \sqrt{1 + \frac{L^2}{x_{i \min}^2}}. \quad (8)$$

2. При освещении двух параллельных узких щелей светом от протяженного источника на экране можно наблюдать интерференционную картину — систему светлых и темных полос (опыт Юнга). Если источник позволяет наблюдать контрастную интерференционную картину, то такой источник света обладает пространственной когерентностью. Излучение He-Ne лазера характеризуется высокой пространственной (слабая

расходимостью пучка света) и высокой временной когерентностью вследствие высокой монохроматичности излучения.

Рис. 3. Распределение интенсивности при дифракции монохроматической волны при дифракции на $N=2$ щелях шириной $b=0.4d$

При наблюдении дифракции от двух щелей дифракционные максимумы всех порядков (рис. 2) на экране перекрываются системой светлых и темных полос. Это и есть эффект интерференции света от двух щелей, доказывающий пространственную когерентность лазерного излучения.

Интерференционная картина особенно отчетлива выражена на центральном дифракционном максимуме (рис. 3). Углы, под которыми наблюдаются максимумы и минимумы интерференционной картины, зависят от расстояния d между щелями. Определить его проще всего из условий максимумов и минимумов интерференционной картины, расположенной в пределах одного центрального дифракционного максимума.

Угол $\varphi_{j \max}$, соответствующий j -му максимуму интерференционной картины, определяется соотношением:

$$d \sin \varphi_{j \max} = \pm j \lambda . \quad (9)$$

Угол $\varphi_{j \min}$, соответствующий j -ой темной полосе интерференционной картины, определяется соотношением:

$$d \sin \varphi_{j \min} = \pm \left(j \pm \frac{1}{2} \right) \lambda , \quad (10)$$

где $j = 0, 1, 2, 3, \dots$ — порядок минимума или максимума.

Для максимума нулевого порядка можно приближенно принять $\sin \varphi_j \approx \varphi_j$. Тогда расстояние между щелями определится из условий:

$$d \approx \frac{j\lambda}{\varphi_{j \max}} \quad (11)$$

и

$$d \approx \frac{\left(j + \frac{1}{2}\right)\lambda}{\varphi_{j \min}}. \quad (12)$$

Если найти углы $\Delta\varphi_{\max}$ и $\Delta\varphi_{\min}$ между соседними максимумами и минимумами, условия (11) и (12) изменятся следующим образом:

$$d = \frac{\lambda}{\Delta\varphi_{\max}} \quad (13)$$

и

$$d = \frac{\lambda}{\Delta\varphi_{\min}}. \quad (14)$$

Разность $\Delta\varphi$ можно выразить через линейное расстояние $\Delta x_{j \max}$ и $\Delta x_{j \min}$ между центрами соседних светлых и темных полос, соответственно:

$$\Delta\varphi_{j \max} \approx \frac{\Delta x_{j \max}}{L} \quad (15)$$

и

$$\Delta\varphi_{j \min} \approx \frac{\Delta x_{j \min}}{L}. \quad (16)$$

Условия (13) и (14) преобразуются к виду:

$$d = \frac{\lambda L}{\Delta x_{j \max}} \quad (17)$$

и

$$d = \frac{\lambda L}{\Delta x_{j \min}}. \quad (18)$$

3. Если на столике С вместо преграды со щелями установить стеклянную пластинку с частицами ликоподия (спорами растения плауна), можно наблюдать дифракцию Фраунгофера на круглых частицах (рис. 1).

Для того чтобы углы дифракции на них были значительными, размер частиц должен быть малым. Если на пути светового пучка поместить одну малую частицу, то даваемую ею на удаленном экране дифракционную картину наблюдать будет трудно, так как она проектируется на общий светлый фон пучка. Если же поместить на пути параллельного светового пучка множество одинаковых частиц, то каждая из них даст одинаковое угловое распределение света независимо от ее положения в плоскости поперечного се-

чения пучка. При хаотическом расположении этих частиц в силу равной вероятности всех значений фаз дифрагированных по каждому направлению волн это распределение не нарушится интерференционными эффектами. В результате будут складываться интенсивности световых пучков, дифрагировавших на разных частицах, и дифракционная картина усилится в N раз по интенсивности (где N — число частиц на пути светового пучка) по сравнению с картиной от отдельной частицы.

Частицы ликоподия представляют собой желтого оттенка шарики одинакового малого размера. Пластика с ними выглядит матовой, светло-желтого цвета.

Дифракционная картина на экране в этом случае представляет собой систему концентрических темных и светлых (красных) дифракционных колец, окружающих светлый круг. При непосредственном (без объектива) наблюдении колец на экране они получаются достаточно широкими и сравнительно слабыми по интенсивности, так что для отчетливого их наблюдения требуется затемнение в помещении.

Угловые размеры α дифракционных колец зависят от радиуса r частиц ликоподия следующим образом:

— для светлых колец:

$$\begin{aligned} \sin \alpha_1 &= 0,61 \lambda / r; \\ \sin \alpha_3 &= 1,11 \lambda / r; \\ \sin \alpha_5 &= 1,62 \lambda / r; \end{aligned} \quad (19)$$

— для темных колец:

$$\begin{aligned} \sin \alpha_2 &= 0,82 \lambda / r; \\ \sin \alpha_4 &= 1,34 \lambda / r, \end{aligned} \quad (20)$$

где $\alpha_1, \alpha_3, \alpha_5$ — радиусы светлых колец; α_2, α_4 — радиусы темных

колец; нумерация начинается с первого темного кольца, окружающего центральный светлый круг. Измерив углы $\sin \alpha_i$, можно из условий (19) и (20) определить радиус r частиц, вызвавших дифракцию:

$$r = \frac{0,61 \lambda}{\sin \alpha_1} = \frac{1,11 \lambda}{\sin \alpha_3} = \frac{1,62 \lambda}{\sin \alpha_5} \quad (21)$$

и

$$r = \frac{0,82 \lambda}{\sin \alpha_2} = \frac{1,34 \lambda}{\sin \alpha_4} .$$

(22)

Очевидно, что $\operatorname{tg} \alpha_i = \frac{D_i}{2L}$, где D_i — диаметр соответствующего дифракционного кольца на экране, а L — расстояние от пластинки с частицами ликоподия до экрана. Для удобства измерения диаметров колец можно начертить на экране ряд concentрических с ними окружностей. Заменяя в (21) и (22) $\sin \alpha_i = \frac{1}{\sqrt{1 + 1/\operatorname{tg}^2 \alpha_i}}$, получим следующие выражения для:

$$r = 0,61 \lambda \sqrt{1 + \frac{4L^2}{D_1^2}} = 1,11 \lambda \sqrt{1 + \frac{4L^2}{D_3^2}} = 1,62 \lambda \sqrt{1 + \frac{4L^2}{D_5^2}}$$

(23)

и

$$r = 0,82 \lambda \sqrt{1 + \frac{4L^2}{D_2^2}} = 1,34 \lambda \sqrt{1 + \frac{4L^2}{D_4^2}} ,$$

(24)

где D_1, D_3, D_5 — диаметры светлых колец;
 D_2, D_4 — диаметры темных колец.

Порядок выполнения работы

1. Изучите техническое описание и инструкцию по эксплуатации используемого в работе лазера.
2. Подключите источник питания лазера в сеть. Нажмите кнопку поджига (иницирования) разряда.
3. Установите на пути лазерного луча столик-подставку, на расстоянии не менее 1 м от него — экран.

• Дифракция Фраунгофера на одной щели и определение ширины щели

1. Укрепите на подставке плоскую преграду со щелями и установите ее перпендикулярно лазерному лучу, вращая столик-подставку с зеркалом (непрозрачная преграда) и направляя отраженный от него луч обратно на выходную апертуру лазера.
2. Перемещая зеркало микрометрическим винтом перпендикулярно лучу, добейтесь, чтобы луч осветил отдельную (одну) щель на преграде.
3. Измерьте с помощью миллиметровой шкалы на экране расстояния $x_{i \max}$ и $x_{i \min}$ от центра картины до максимумов и минимумов трех порядков $i = 1, 2, 3$.
4. Измерьте линейкой расстояние L от преграды до экрана (рис. 1).

5. По формулам (7) и (8) рассчитайте значения ширины щели b , вычислите среднее значение и погрешность измерения.
6. Заполните таблицу 1 с результатами измерений и расчетов.

Таблица 1

№ n/n	L, м	L _{сред} , м	ΔL, м	X _{i max} , м	X _{i min} , м	b, мкм	b _{сред} , мкм	Δb, мкм
1.								
2.								
3.								
4.								

• *Дифракция Фраунгофера и интерференция на двух щелях*

Перемещая преграду 3 (рис. 1) винтом, введите в лазерный луч то место зеркала, в котором прорезаны две щели.

1. Измерьте с помощью миллиметровой шкалы на экране расстояния $\Delta x_{j \max}$ и $\Delta x_{j \min}$ между соседними максимумами и минимумами.
2. Измерьте линейкой расстояние L от зеркала до экрана (не менее трех раз).
3. По формулам (17) и (10) рассчитайте значения d — расстояния между щелями. Вычислите среднее значение d и погрешность измерения.
4. Заполните таблицу 2 с результатами измерений и расчетов.

Таблица 2

№ n/n	L, м	L _{сред} , м	ΔL, м	Δx _{j max} , м	Δx _{j min} , м	d, мкм	d _{сред} , мкм	Δd, мкм
1.								
2.								
3.								
4.								

• *Дифракция Фраунгофера на мелких круглых частицах*

1. Укрепите вертикально на столике-подставке стеклянную пластинку, покрытую частицами ликоподия, и установите ее перпендикулярно лазерному лучу.
2. Перемещая пластинку с помощью микрометрического винта по поперечному сечению луча, а также перемещая ее регулировкой высоты столика вверх и вниз и передвигая экран вдоль луча, добейтесь на экране четкой дифракционной картины и зарисуйте ее.
3. Измерьте с помощью миллиметровой шкалы диаметры D_i светлых и темных дифракционных колец, то есть расстояния между центрами соседних светлых и темных колец, доступных измерению.

- Измерьте линейкой расстояние L от пластинки до экрана.
- По формулам (23) и (24) рассчитайте значения радиуса r частиц липкоподия. Вычислите среднее значение и погрешность измерения.
- Заполните таблицу 3 с результатами измерений и расчетов.

Таблица 3

№ n/n	L, м	L _{сред} , м	ΔL, м	D _{свет} , м	D _{темн} , м	г, мкм	Г _{сред} , мкм	Δг, мкм
1.								
2.								
3.								

Контрольные вопросы

- Приведите схему наблюдения дифракции Фраунгофера на одной щели?
- Выведите условия дифракционных минимумов (2) для дифракции Фраунгофера на одной щели.
- Определите ширину Δx интерференционной полосы в опыте Юнга.
- В чем состоит классический интерференционный опыт Юнга и отличие от лазерного способа его осуществления?
- Что такое пространственная и временная когерентность и каково ее значение в опыте Юнга?
- Объясните дифракционную картину при дифракции на мелких круглых частицах, число которых равно N .

Список рекомендуемой литературы

- Руководство к лабораторным занятиям по физике / под ред. Л.Л. Гольдина. — М. : Наука, 1973. — С. 388—395.
- Физический практикум. Электричество и оптика / под ред. В.И. Ивероной. — М. : Наука, 1968. — С. 493—505.
- Матвеев, А.Н. Оптика : учеб. пособ. для физ. спец. вузов. — М. : Высшая школа, 1985. — 351с.
- Элементарный учебник физики : в 3 т. — 12-е изд. — Т. 3 : Колебание и волны. Оптика. Атомная и ядерная физика / под ред. Г.С. Ландсберга. — М. : ФИЗМАТХИТ, 2000. — 656 с.

11. ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРА САХАРА С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИМЕТРА

Цель работы: ознакомление с работой сахариметра промышленного типа и определение концентрации раствора сахара с помощью поляриметра.

Оборудование: сахариметр СМ, кювета с раствором сахара.

Поляризация света

При рассмотрении явлений интерференции и дифракции вопрос о том, являются ли световые волны продольными или поперечными, имел второстепенное значение. Из электромагнитной теории света следует, что световые волны поперечны. Электромагнитные волны возбуждаются электронами и другими электрическими зарядами, движущимися с ускорением, в частности, совершающими колебательное движение.

В электромагнитной волне происходит периодическое изменение (колебание) векторов напряженности электрического \vec{E} и магнитного полей \vec{H} в заданной точке пространства

$$\vec{E} = \vec{E}(0) \sin (\omega t + \varphi); \quad (1)$$

$$\vec{H} = \vec{H}(0) \sin (\omega t + \varphi), \quad (2)$$

где ω — круговая частота колебаний электромагнитной волны, φ — начальная фаза; t — время. Направление колебаний вектора напряженности \vec{E} электрического поля и вектора напряженности \vec{H} магнитного поля взаимно перпендикулярны скорости распространения электромагнитной волны \vec{V} (рис. 1).

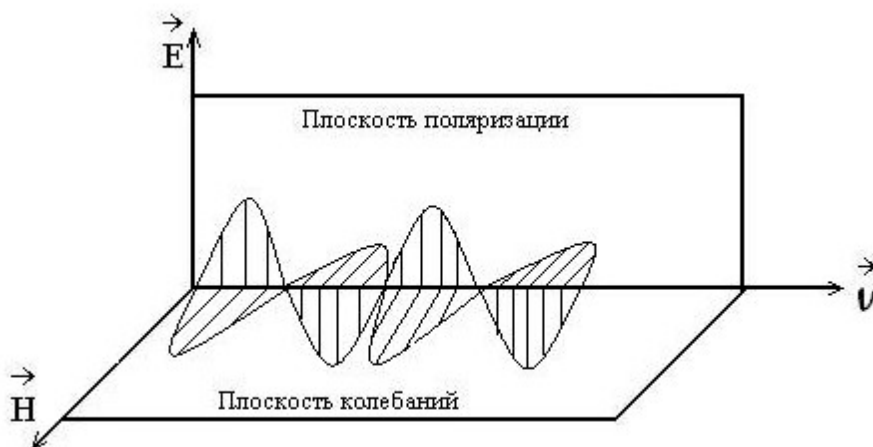


Рис. 1. Колебание векторов \vec{E} и \vec{H} в электромагнитной волне

Совокупность законов электромагнетизма и электромагнитной индукции, краткое математическое выражение которой заключено в уравнениях теории Максвелла, приводит к заключению о том, что изменение во времени электрического поля \vec{E} сопровождается появлением переменного магнитного поля \vec{H} и наоборот. Такое переменное электромагнитное поле не остается неподвижным в пространстве, а распространяется со скоростью света.

Длины волн видимого света заключены в интервале $4 \cdot 10^{-7}$ м (фиолетовые лучи) — $7,6 \cdot 10^{-7}$ м (красные лучи). Волны, в которых колебание совершается в направлении, перпендикулярном их распространению, называются поперечными. В продольных волнах направление колебаний совпадает с направлением распространения волны. Поскольку три вектора \vec{E} , \vec{H} , \vec{v} взаимно перпендикулярны, то электромагнитная волна поперечна. Луч света, в котором колебания электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} векторов напряженности происходят во вполне определенных взаимно перпендикулярных плоскостях, называется плоскополяризованным. Плоскость, в которой происходят колебания вектора напряженности электрического поля \vec{E} , называется плоскостью поляризации. Плоскость, в которой меняется вектор напряженности магнитного поля \vec{H} , называется плоскостью колебаний (рис. 1).

В источнике света электромагнитные процессы излучения света атомами происходят независимым образом. В естественном свете изменяются колебания, совершающиеся в самых различных направлениях, перпендикулярных лучу (рис. 2).

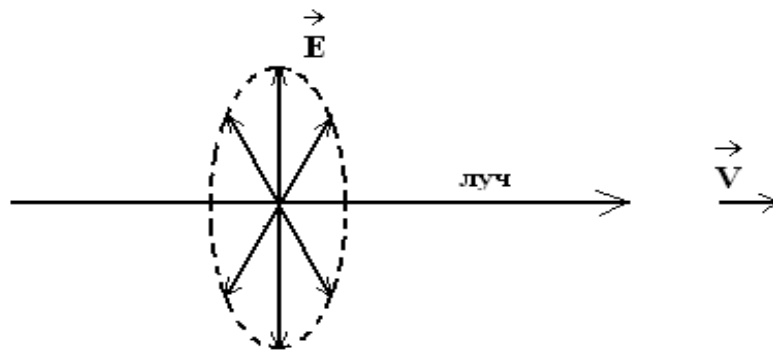


Рис. 2. Равновероятные направления колебаний вектора \vec{E} в естественном свете

Так как физиологическое действие на глаз оказывает вектор напряженности электрического поля, то за направление колебаний электромагнитной волны принимается колебание вектора \vec{E} . Плоскость колебаний в обычном свете ориентирована в пространстве случайным образом. Поэтому в электромагнитной волне колебания различных направлений представлены с равной вероятностью, и естественный (обычный свет) свет является неполяризованным.

Плоскополяризованный свет можно получить из естественного с помощью приборов, называемых поляризаторами. Таким поляризатором может служить турмалиновая пластинка. Эти приборы свободно пропускают световые колебания только определенного направления, параллельные плоскости, называемой плоскостью поляризатора (но не поляризации!), и полностью задерживают колебания, перпендикулярные к этой плоскости. Колебание амплитуды \vec{E} , совершающееся в плоскости, образующей угол φ с плоскостью поляризатора, можно разложить на два колебания с амплитудами

$$\mathbf{E}_{\parallel} = \mathbf{E} \cos \varphi \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_{\perp} = \mathbf{E} \sin \varphi \quad (4)$$

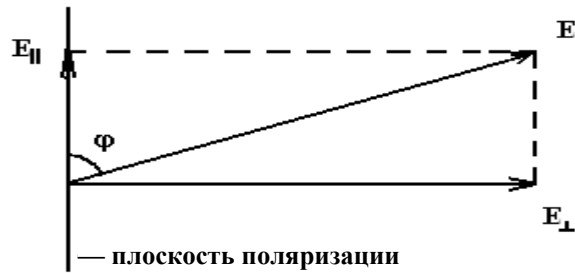


Рис. 3. Разложение светового вектора \vec{E} на составляющие

Первое колебание пройдет через прибор, второе будет задержано поляризатором (пластиной). Интенсивность прошедшей волны пропорциональна $\vec{E}_{\parallel}^2 = \vec{E}^2 \cos^2 \varphi$, то есть равна $I \cos^2 \varphi$, где I — интенсивность колебания с амплитудой \vec{E} . В естественном свете все значения φ равновероятны. Поэтому доля света, прошедшего через поляризатор, будет равна среднему значению $\cos^2 \varphi$, то есть $1/2$. При вращении поляризатора вокруг направления естественного луча интенсивность прошедшего света остается одной и той же. Изменяется лишь ориентация плоскости колебаний света, выходящего из прибора.

Пусть на поляризатор падает плоскополяризованный свет амплитуды \vec{E}_0 и интенсивности I_0 (рис. 4).

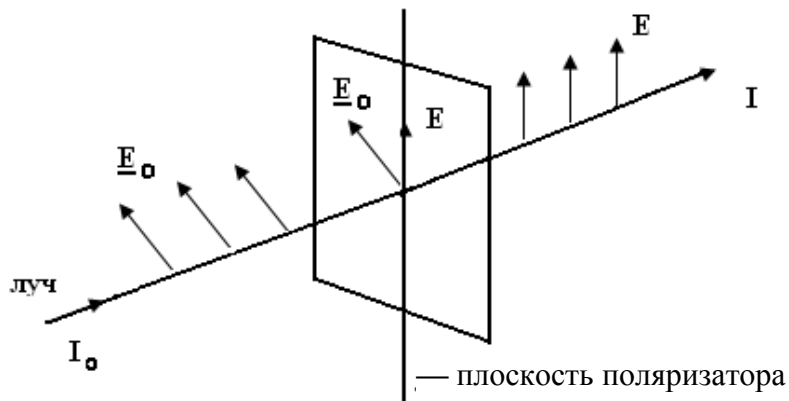


Рис. 4. Прохождение плоскополяризованного света через поляризатор

Через поляризатор пройдет составляющая колебания с амплитудой

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \varphi, \quad (5)$$

где φ — угол между плоскостью колебаний (\vec{E}_0) падающего света и плоскостью поляризатора (\vec{E}). Следовательно, интенсивность прошедшего света I определяется выражением $I = I_0 \cos^2 \varphi$. Это соотношение носит название закона Малюса.

Если на пути естественного света поставить два поляризатора (две пластинки турмалина), плоскости которых образуют угол φ , то из первого поляризатора выйдет плоскополяризованный свет, интенсивность которого I_0 составит половину интенсивности естественного света $I_{\text{ест}}$, то есть $I_0 = 1/2 I_{\text{ест}}$. Согласно закону Малюса, из второго поляризатора выйдет свет интенсивности $I_0 \cos^2 \varphi$. Таким образом, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора, равна

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \varphi .$$

(6)

Максимальная интенсивность, равная $1/2 I_{\text{ест}}$, получается при $\varphi = 0$ (поляризаторы параллельны). Если $\varphi = \pi/2$, то интенсивность равна нулю (скрещенные поляризаторы света не пропускают). Описанная схема является схемой поляриметра — прибора, предназначенного для анализа степени поляризации световых лучей.

Первая пластинка турмалина, поляризующая падающий на нее естественный свет, называется поляризатором, вторая — анализатором, так как с ее помощью устанавливается направление колебаний поляризованного света. Анализатор может вращаться вокруг луча света, и прибор снабжен устройством для отсчета угла поворота.

Если амплитуды различных поперечных колебаний в волне не одинаковы, то волна называется частично поляризованной. В таком свете колебания одного направления преобладают над колебаниями других направлений. Частично поляризованный свет можно рассматривать как смесь естественного и плоскополяризованного.

Если пропустить частично поляризованный свет через поляризатор, то при вращении прибора вокруг направления луча интенсивность прошедшего света будет изменяться от I_{max} до I_{min} , причем переход от одного из этих значений к другому будет совершаться при повороте на угол $\varphi = \pi/2$ (за один полный поворот два раза будет достигаться максимальное и два раза минимальное значение интенсивности). Степень поляризации выражается соотношением:

$$P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} . \quad (7)$$

Для плоскополяризованного света $I_{\text{min}} = 0$ и $P = 1$. Для естественного света $I_{\text{max}} = I_{\text{min}}$ и $P = 0$.

Если сложить две когерентные плоскополяризованные световые волны, плоскости колебаний которых взаимно перпендикулярны

$$\vec{E}_x = \vec{E}_{0x} \cos \omega t, \quad (8)$$

$$\vec{E}_y = \vec{E}_{0y} \cos(\omega t + \alpha), \quad (9)$$

то при наложении друг на друга они дают волну, в которой результирующий световой вектор $\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y$ изменяется со временем так, что конец вектора описывает эллипс. Такой свет называется эллиптически поляризованным. Если разность фаз двух складываемых колебаний равна нечетному числу $\pi/2$, а амплитуда равна $\vec{E}_{0x} = \vec{E}_{0y}$, то эллипс превращается в окружность. В этом случае получается свет, поляризованный по кругу. При разности фаз α , кратной π , эллипс вырождается в прямую и получается плоскополяризованный свет.

Методика измерений

Плоскость поляризации линейно-поляризованного света при его прохождении через некоторые среды поворачивается на угол, пропорциональный пути луча в среде. Это явление называется естественным вращением плоскости поляризации. Вращательной способностью для света, распространяющегося вдоль оптической оси, обладает гипс, кварц и некоторые другие кристаллы. Этой способностью обладает и ряд жидкостей: скипидар, водный раствор сахара и т.д. Для растворов имеет место следующий закон: угол поворота плоскости поляризации α пропорционален концентрации C активного вещества и толщине слоя раствора L :

$$\alpha = \alpha_0 CL. \quad (10)$$

Величина α_0 зависит от рода вещества и носит название постоянной вращения или удельной вращательной способности данного оптически активного вещества. Постоянная вращения α_0 представляет собой угол удельного вращения, за который принимают увеличенный в сто раз угол вращения для столба раствора длиной в один дециметр при концентрации вещества 1 г на 100 см³ раствора. Угол удельного вращения раствора относят к определенной температуре (обычно 20°C) и определенной длине волны света. Определение величины угла вращения данным веществом плоскости колебаний поляризованного света применяется при качественном и количественном анализе. Подобный метод называется поляриметрией, а применяемый при этом прибор называется круговым поляриметром. Круговой поляриметр, приспособленный для определения концентрации сахара в растворе, называется сахариметром.

Простейший сахариметр состоит из двух одинаковых призм Николя — поляризатора Р и анализатора А, между которыми помещают трубку Т, заполненную исследуемым раствором (рис. 5).

Для того чтобы лучи шли через прибор параллельным пучком, на пути их установлены линза L, круглое отверстие O, освещаемое монохроматическим светом S.

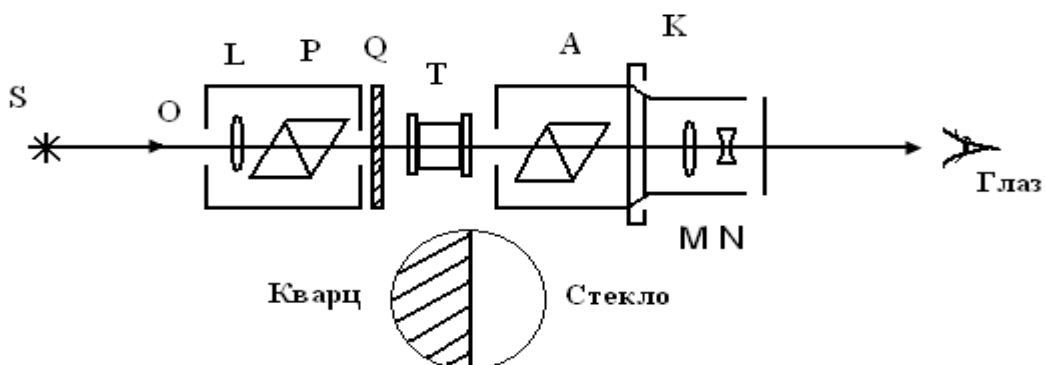


Рис. 5. Схема устройства сахариметра

За анализатором А помещаются две линзы M и N, образующие галилееву трубу. Тубус, содержащий анализатор, может вращаться вокруг направления луча. С тубусом связан нониус, скользящий по неподвижному лимбу К.

При вращении анализатора А яркость поля зрения будет изменяться, так как интенсивность света, выходящего из анализатора,

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (11)$$

где φ — угол между плоскостями главных сечений анализатора А и поляризатора P. Когда φ достигает значения $\pi/2$ (николи скрещены), анализатор ничего пропускать не будет, поле зрения станет совершенно темным.

Если между николями поместить трубку Т с раствором сахара, то поле становится светлым.

Для определения угла поворота плоскости поляризации нужно повернуть анализатор так, чтобы снова получить полное затемнение поля и измерить угол поворота анализатора. Этот угол как раз и будет равен α , так как при таком повороте восстанавливается перпендикулярность плоскости главного сечения анализатора к направлению колебаний лучей, вышедших из трубки с раствором.

Сахариметром описанной конструкции невозможно произвести достаточно точное измерение угла поворота плоскости поляризации, так как глаз не способен заметить незначительных изменений в интенсивности света при небольших углах поворота, и установка «на темноту» не может быть произведена точно.

Более совершенными являются так называемые «полутеневые» сахариметры. В таких сахариметрах поле зрения разделено на две половины. При некоторых положениях анализатора освещенность обеих поло-

вин поля зрения становится одинаковой и граница между ними исчезает. Незначительный поворот анализатора вызывает потемнение одной половины и просветление — другой (в поляриметре СМ поле зрения разделяется на три части).

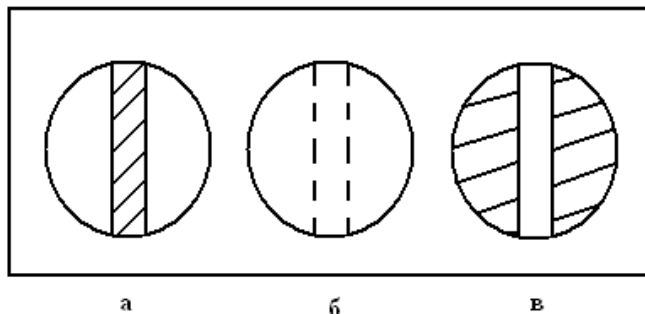


Рис. 6. Полутеневой сахариметр

СМ отличается от описанной выше конструкции тем, что в нем между анализатором Р и трубкой с раствором Т помещена диафрагма Q (рис. 5), одна половина которой стеклянная, а другая — кварцевая, вырезанная перпендикулярно оптической оси кристалла.

Пусть направление колебаний луча, падающего нормально на диафрагму, будет ОР (рис. 7), а направление оптической оси кварцевой пластинки — параллельно границе между пластинками АВ.

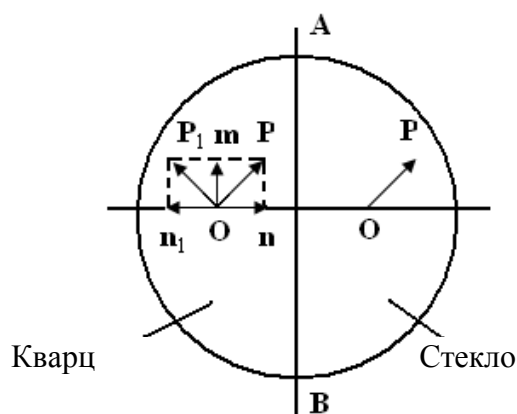


Рис. 7. Ход лучей в диафрагме Q

При входе в кварцевую пластинку луч, падающий на нее нормально с амплитудой ОР, разлагается на две компоненты с амплитудами ОМ

и ON, которые распространяются в одном направлении с различными скоростями.

Толщина кварцевой пластины подобрана так, чтобы при прохождении через нее света с данной длиной волны разность фаз обоих выходящих из нее лучей равнялась π (пластинка в полволны). Следовательно, вместо амплитуд OM и ON для лучей, входящих в пластинку, мы получим два луча амплитуды ON₁ и OM₁, которые при сложении дают колебания в направлении OP₁ (рис. 7).

Таким образом, лучи, прошедшие через кварцевую пластинку, будут иметь колебания в направлении OP₁, а лучи, прошедшие через стекло, — в направлении OP. Угол между направлениями колебаний OP и OP₁ равен 2β , где β — угол между OP и направлением оптической оси АВ.

Если плоскость главного сечения анализатора расположена перпендикулярно или параллельно АВ, то обе половины поля зрения будут освещены одинаково ярко и граница раздела между ними исчезнет, так как проекции OP и OP₁ на эту плоскость будут одинаковы. Установив анализатор таким образом, чтобы обе половины (или три части) поля зрения имели одинаковую освещенность, помещают в прибор трубку с раствором. При этом одна часть поля зрения станет ярче, а другая — темнее (рис. 6 а, в). Это происходит потому, что раствор сахара поворачивает плоскости поляризации OP и OP₁ на один и тот же угол α . Чтобы восстановить равенство яркостей двух (трех) частей поля зрения, необходимо повернуть анализатор на тот же угол α . Измерив угол поворота анализатора и длину трубки L, можно определить концентрацию раствора сахара по формуле:

$$C = \frac{\alpha}{L\alpha_0} 100\%, \quad (12)$$

где $\alpha_0 = 66,53 \frac{^\circ}{\text{дм}}$ — удельное вращение сахара; L — толщина слоя активного вещества в дм. Так как α_0 зависит от длины волны λ , то измерения должны проводиться в монохроматическом свете, для этого используется фильтр.

При измерении угла α следует пользоваться таким положением анализатора, при котором его плоскость главного сечения перпендикулярна к АВ и две (три) части поля зрения освещены одинаково слабо, потому что глаз более чувствителен к изменениям малых интенсивностей света, чем больших.

Порядок выполнения работы

1. Определите точность нониусов у сахариметра.
2. Включите источник света.

3. Убрав трубку Т, сфокусируйте зрительную трубу так, чтобы ясно была видна граница раздела трех частей поля зрения.
4. Поворачивая анализатор, привести его в положение, при котором три части поля зрения будут одинаково слабо освещены, а граница между ними исчезнет. Сделать отсчет нулевого положения φ_0 анализатора по лимбу и нониусу.
5. Повторите 5—7 раз отсчеты нулевого положения и вычислить среднее значение $\varphi_{\text{оср}}$.
6. Трубку с раствором сахара поместить в прибор.
7. Вращая анализатор, снова добейтесь равенства освещенностей трех частей поля зрения и сделайте отсчет нового положения φ по лимбу и нониусу.
8. Повторите измерения 5—7 раз и возьмите среднее значение $\varphi_{\text{ср}}$.
9. Найдите абсолютную величину угла поворота плоскости поляризации по формуле $\alpha = |\varphi_{\text{ср}} - \varphi_{\text{оср}}|$.
10. Измерьте длину трубки и вычислите концентрацию раствора сахара по формуле $C = \frac{\alpha}{L\alpha_0} 100\%$.
11. Данные измерений и вычислений занесите в таблицу 1.
12. Рассчитайте погрешности измерений.

Таблица 1

№ п/п	$\alpha \frac{\circ}{\text{дм}}$	L, дм	φ_0	φ	$\alpha = \varphi_{\text{ср}} - \varphi_{\text{оср}} $	$\Delta \alpha$	C	ΔC	$\frac{\Delta C}{C}$
1.	$66,53 \frac{\circ}{\text{дм}}$								
2.									
3.									
4.									
5.									
Ср.									

Контрольные вопросы

1. Какой свет называется линейно-поляризованным?
2. Как работает пластинка «в полволны», «в четверть волны»?
3. Постройте поверхности волновых фронтов для характерных случаев распространения света в анизотропной среде.
4. Какова физическая природа явления вращения плоскости поляризации?
5. Начертите оптическую схему поляриметра.

Список рекомендуемой литературы

1. Ландсберг, Г.С. Оптика. — М. : Наука, 1976. — С. 384—388, 393—399, 607—614.

2. Савельев, И.В. Курс общей физики. — М. : Наука, 1971. — Т. 3. — С. 164—170, 182—189.
3. Практикум по общей физике / под ред. Е.М. Гершензона и Н.Н. Малова. — М., 1975. — С. 530—538.
4. Матвеев, А.Н. Оптика : учеб. пособ. для физ. спец. вузов. — М. : Высшая школа, 1985. — 351 с.

12. ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

Цель работы: проверка закона Малюса для поляроидов; получение с помощью кристаллических пластинок циркулярно-поляризованного и линейно-поляризованного света; наблюдение явления изменения интенсивности света.

Оборудование: осветитель со светофильтрами, поляроиды, слюдяные пластинки «в четверть волны», гальванометр с фотоэлементом, собирающая линза, экран.

Описание установки

В данной работе поляризационное устройство состоит из двух поляроидов (P — поляризатор и A — анализатор), помещенных на оптической скамье (рис. 1). Угол поворота анализатора относительно поляризатора отсчитывается по шкале, нанесенной на оправе. Линза ставится перед фотоэлементом. Световой пучок от источника S проходит через диафрагму D , попадает на поляроиды P и A , а затем, пройдя через линзу L , попадает на фотоэлемент Φ , в цепь которого включен гальванометр G .

Назначение линзы: сфокусировать световой пучок, падающий на фотоэлемент. Величина фототока i пропорциональна интенсивности падающего на фотоэлемент света, то есть $i=kI$, где k — коэффициент пропорциональности. В соответствии с законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \theta, \quad (1)$$

тогда фототок $i(\theta)$ при вращении анализатора вокруг пучка света будет изменяться по закону

$$\frac{i}{i_0} = \cos^2 \theta, \quad (2)$$

где I_0 — интенсивность поляризованного света после поляризатора; I — интенсивность поляризованного света на выходе анализатора А (рис. 1); θ — угол между плоскостью А и плоскостью П; i_0 — максимальное значение фототока при $\theta=0$.

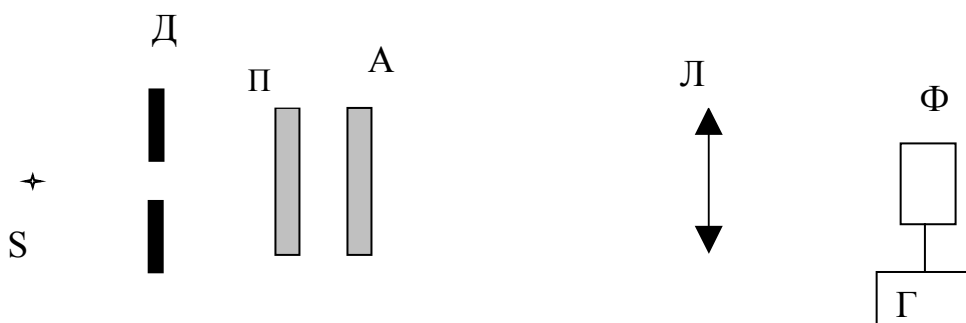


Рис. 1. Схема установки:

S — источник света, П — поляризатор;
А — анализатор; Л — линза; Ф — фотоэлемент; Г — гальванометр

Порядок выполнения работы

• Проверка закона Малюса

1. Соберите установку: на оптической скамье установите осветитель S, диафрагму Д, поляроиды А и П.
2. Включите гальванометр Г с подсветкой и осветитель в сеть.
3. Установите линзу Л так, чтобы гальванометр дал максимальное отклонение (если при вращении анализатора наблюдается слишком малое или слишком большое отклонение стрелки гальванометра, необходимо перейти на другой диапазон измерений).
4. Вращая анализатор, исследуйте зависимость $i=f(\theta)$. Измерения проводите от 0° до 360° через каждые 10° .
5. Данные занесите в таблицу 1.

Таблица 1

n	Θ_n	i_n	i_n/i_0	$\text{Cos } \theta$	$\text{Cos}^2 \theta$

Постройте на одном чертеже в полярных координатах кривые $\frac{i_n}{i_0} = f(\theta)$ и $\cos^2 \theta = f(\theta)$. Укажите погрешности измерений.

Сравнение этих чертежей покажет, насколько хорошо данные поляроиды подчиняются закону Малюса.

• *Наблюдение явления изменения интенсивности света*

Получите цветное изображение кристаллических пластинок, используя белый свет. Для этого:

1. Закройте крышкой фотоэлемент и уберите его. Вместо фотоэлемента используйте экран, помещенный на стене (рис. 2).
2. Между поляроидами поставьте специальную наборную пластинку, составленную из нескольких перекрывающихся друг друга листочков целлофана.
3. При помощи линзы получите резкое изображение пластинки на экране.
4. Меняя ориентацию поляризатора и анализатора относительно пластинки, проследите за изменением окраски изображения.
5. Зарисуйте наиболее характерные случаи и дайте объяснения изменению окраски изображения при вращении поляроидов относительно друг друга и относительно пластинки.

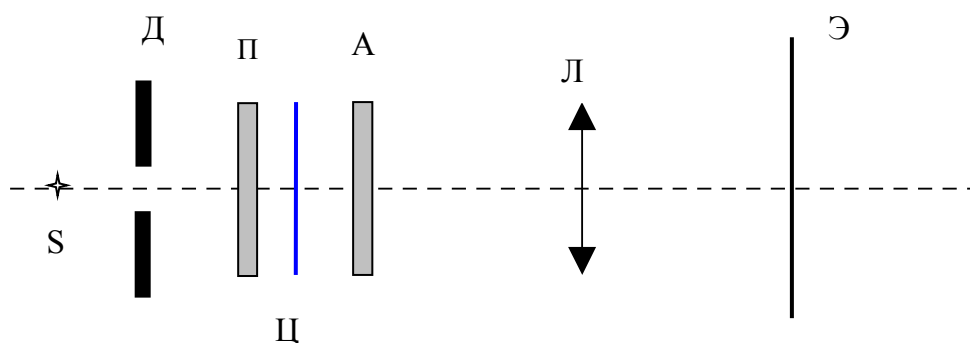


Рис. 2. Схема установки:

S — источник света; П — поляризатор;
А — анализатор; Ц — лист целлофана; Л — линза; Э — экран

Контрольные вопросы

1. Дайте определение явления поляризации, линейно- и частично-поляризованного света.
2. Расскажите о способах получения поляризованного света.
3. Как экспериментально отличить свет, поляризованный по кругу, от естественного и частично-поляризованный свет от эллиптически поляризованного?
4. Сформулируйте и дайте вывод закона Малюса.

5. Покажите устройство и ход лучей в призме Николя.
6. Какой должна быть толщина пластинки, дающей сдвиг фаз $\pi/2$, π ?

Список рекомендуемой литературы

1. Ландсберг, Г.С. Оптика. — М. : Наука, 1976. — С. 370—400.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики. — Т. 3. — М. : Наука, 1971. — С. 155—180.

13. ИЗУЧЕНИЕ ДИСПЕРСИИ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ СТЕКЛЯННОЙ ПРИЗМЫ

Цель работы: исследование зависимости показателя преломления стекла от длины волны видимого излучения.

Оборудование: стеклянная призма, гониометр, ртутная лампа.

Теория метода и описание установки

Впервые понятие дисперсии было определено И. Ньютоном. Изучая явление преломления, Ньютон выполнил опыт, ставший классическим: узкий пучок белого света, направленный на стеклянную призму, дал ряд цветных изображений сечения пучка — спектр. Затем спектр попадает на вторую такую же призму, повернутую на 180° вокруг горизонтальной оси. Пройдя эту призму, спектр снова собрался в единственное белое изображение сечения светового пучка. Тем самым был доказан сложный состав белого света.

Из этого опыта следует, что показатель преломления зависит от длины волны. Рассмотрим ход лучей в призме для монохроматического света, падающего под углом θ_1 на одну из преломляющих граней с преломляющим углом θ при вершине призмы (рис. 1). Проходя через грани призмы, лучи света испытывают преломление, вследствие чего луч АГ по выходе из призмы оказывается отклоненным на некоторый угол δ вдоль направления ЕГ (рис. 1).

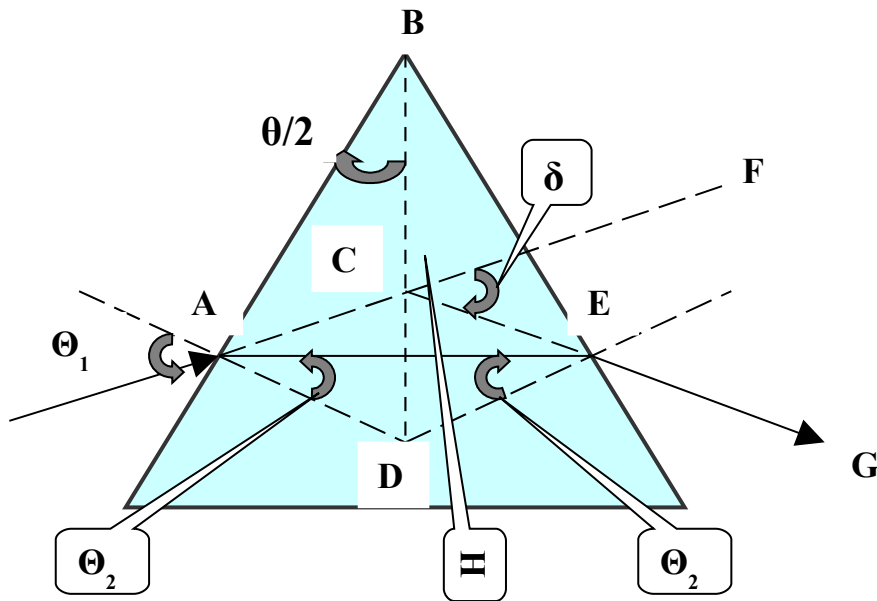


Рис. 1. Ход луча через равнобедренную призму при наименьшем угле δ отклонения:

Θ — угол при вершине В призмы;

Θ_1 — угол падения; Θ_2 — угол преломления;

AD и DE — нормали к преломляющим поверхностям

Угол отклонения δ зависит от угла падения луча на грань призмы θ_1 , от преломляющего угла призмы θ и от коэффициента преломления n . Наименьшее значение угла δ имеет место тогда, когда луч света внутри призмы проходит перпендикулярно биссектрисе BD преломляющего угла призмы θ (или параллельно основанию равнобедренной призмы).

Установим связь между углом отклонения δ и преломляющим углом θ и показателем преломления материала призмы n . Для этого рассмотрим прямоугольные треугольники $\triangle ABD$ и $\triangle ADH$, которые имеют общий угол $\angle ADH$. На основании того, что сумма углов треугольника равна π , имеем:

$$\theta_2 + \angle ADH = \pi/2, \quad (1)$$

$$\theta/2 + \angle ADH = \pi/2. \quad (2)$$

Из (1) и (2) находим, что

$$\theta_2 = \theta/2, \quad \angle ADH = (\pi - \theta)/2. \quad (3)$$

Далее рассмотрим четырехугольник $ACED$, сумма внутренних углов которого равна 2π :

$$\angle ACE + \angle CED + \angle EDA + \angle DAC = 2\pi, \quad (4)$$

причем

$$\angle DAC = CED = \theta_1 \text{ и } \angle ADE = 2\angle ADH = \pi - \theta . \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4), получаем уравнение для нахождения угла $\angle ACE$:

$$\angle ACE + 2\theta_1 + \pi - \theta = 2\pi , \quad (6)$$

откуда находим

$$\angle ACE = \pi + \theta - 2\theta_1 . \quad (7)$$

В соответствии с рисунком 1 из условия, что $\angle ACE + \delta = \pi$, и уравнения (7) получаем

$$\theta_1 = \frac{\theta + \delta}{2} . \quad (8)$$

Используя закон преломления и выражения для углов падения преломления (8) и (3), получаем:

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = n, \frac{\sin\left(\frac{\theta + \delta}{2}\right)}{\sin \frac{\theta}{2}} = n . \quad (9)$$

Измерение зависимости показателя n от длины волны λ основано на формуле (9). Поскольку угол отклонения δ зависит от показателя преломления n , а n является функцией длины волны λ , то лучи с различной длиной волны окажутся после прохождения призмы отклоненными на различные углы. В результате этого лучи белого света окажутся за призмой разложенными на составные цвета.

С помощью призмы можно разложить свет в спектр, определить его спектральный состав. На основе рассмотренных опытов дадим определение дисперсии.

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления вещества от частоты (или длины) световой волны $n=f(\lambda)$, где λ —длина световой волны в вакууме. Дисперсию света в среде называют нормальной, если с ростом частоты ν абсолютный показатель преломления n среды также возрастает $\frac{dn}{d\nu} > 0$ (или $\frac{dn}{d\lambda} < 0$). Такой характер зависимости n от ν наблюдается в тех областях частот, для которых среда прозрачна. Например, обычное стекло прозрачно для видимого света и в этом интервале частот обладает нормальной дисперсией. Для всех прозрачных бесцветных веществ в видимой части спектра функция $n=f(\lambda)$ имеет вид, показанный на рисунке 2.

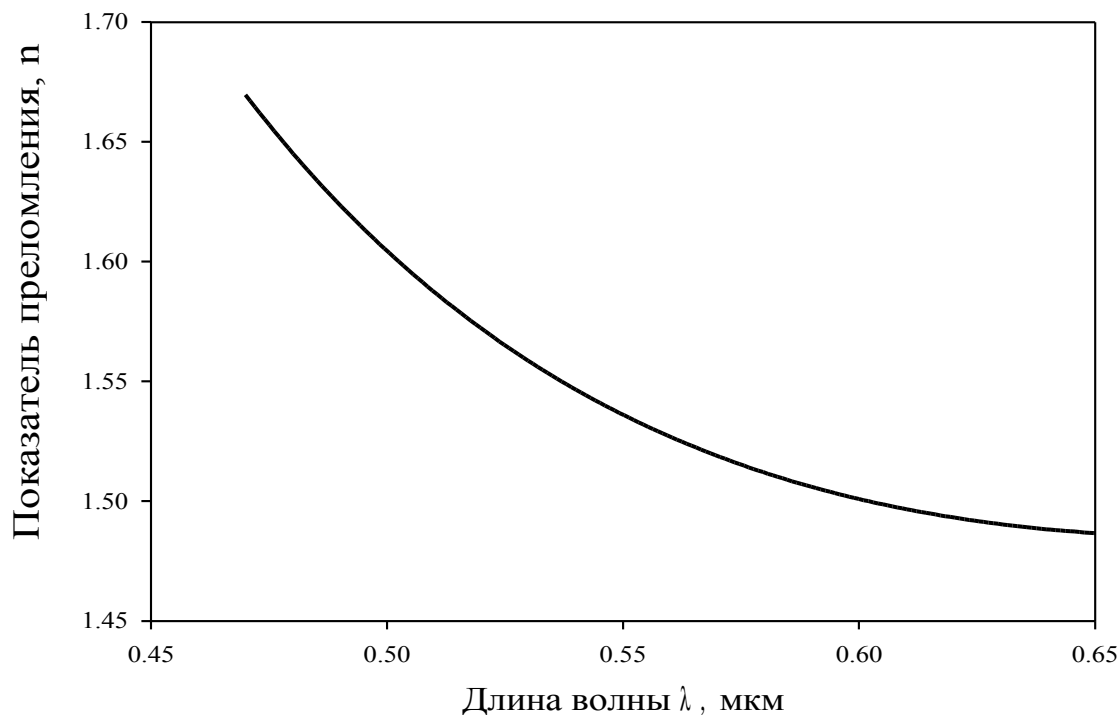


Рис. 2. Зависимость показателя преломления стекла n от длины волны λ в области нормальной дисперсии

Для нормальной дисперсии установлены следующие закономерности:

1. Показатель преломления растет с уменьшением длины волны.
2. Дисперсия вещества $\frac{dn}{d\lambda}$ увеличивается при переходе к коротким волнам.
3. В большинстве случаев вещества с большим показателем преломления имеют и большую дисперсию.

4. Зависимость показателя преломления n от длины волны может быть представлена формулой Коши с эмпирическими коэффициентами A, B, C :

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4},$$

где λ — длина волны.

На практике часто применяется понятие средней дисперсии $\frac{\Delta n}{\Delta \lambda}$, которая представляет собой среднее значение дисперсии в определенном спектральном интервале длин волн $\Delta \lambda$.

Дисперсию света в среде называют аномальной, если с ростом частоты абсолютный показатель преломления среды уменьшается $\frac{dn}{d\nu} < 0$

(соответственно $\frac{dn}{d\lambda} > 0$). Аномальная дисперсия наблюдается в областях частот, соответствующих полосам интенсивного поглощения света веществом. Для стекла эти полосы находятся в ультрафиолетовой и инфракрасной частях спектра.

Среды, обладающие дисперсией, называются диспергирующими. В них скорость световой волны зависит от ν или λ .

Объяснение дисперсии дает электронная теория вещества. Дисперсия обусловлена взаимодействием световой волны со слабо связанными с ядром электронами атома.

В работе используется призма, основанием которой служит равно-сторонний треугольник (угол $\theta = \pi/3$). Несмотря на это не следует забывать, что углы призмы не могут быть точно равными. Вследствие этого необходимо работать с одним и тем же преломляющим углом. Для простоты можно считать его равным 60° .

В настоящей работе исследуется дисперсия света в стеклянной призме. Показатель преломления стекла, из которого изготовлена призма, определяется по формуле:

$$n = \frac{\sin \frac{\alpha + \delta}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}},$$

где θ — преломляющий угол призмы;

δ — угол наименьшего отклонения лучей, проходящих через призму.

Измерив углы α и δ , можно вычислить n для различных длин волн λ и найти зависимость $n(\lambda)$.

Для точного измерения углов α и δ применяется гониометр ГС-5.

Гониометр — оптический прибор лабораторного типа, в данной работе применяется для исследования дисперсии стеклянной призмы. Гониометр состоит из зрительной трубы T , коллиматора K , столика C , лимба и нониуса L .

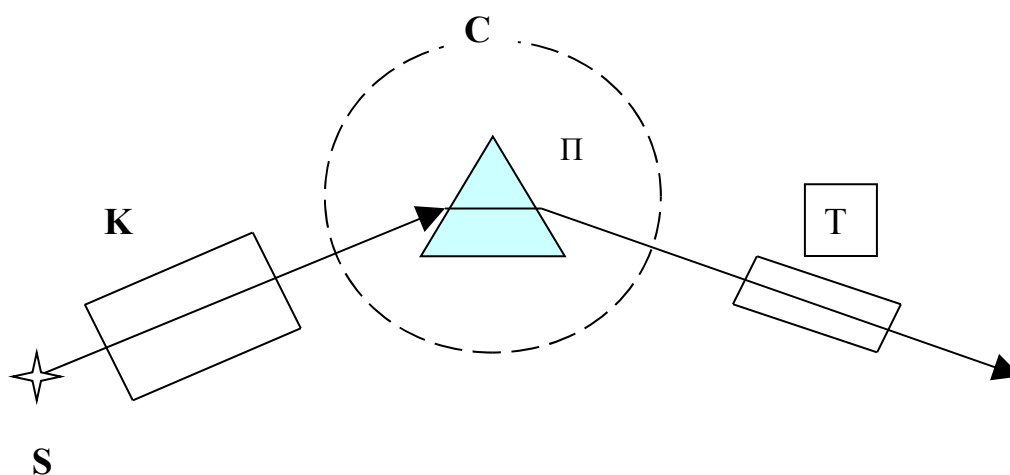


Рис. 3. Схема экспериментальной установки:
S — источник света; К — коллиматор;
С — вращающийся столик с призмой П; Т — зрительная труба

Источником света S в установке служит ртутная лампа, спектр излучения которой в видимой области имеет линейчатый характер, позволяющий работать с излучением нескольких определенных длин волн. Длины волн, соответствующие линиям спектра ртути, приведены в таблице 1.

Коллиматор служит для создания параллельного пучка света, состоит из наружного тубуса с объективом и внутреннего тубуса со входной щелью $Щ$, устанавливаемой в фокальной плоскости объектива. Ширина щели регулируется.

Параллельный пучок света, вышедший из коллиматора, собирается объективом зрительной трубы в ее фокальной плоскости, образуя действительное изображение щели, которое рассматривается через окуляр.

Если между коллиматором и зрительной трубой поставить призму, то для наблюдения изображения щели трубку необходимо будет повернуть относительно прежнего положения на некоторый угол, который можно измерить по шкале лимба с помощью нониуса.

Фокусировка зрительной трубы и коллиматора производится трубками 12 и 7 по шкалам 13 и 8, на которых устанавливается индекс " ∞ " (рис. 4 и 5 в описании ГС-5).

Вращение столика осуществляется винтом 26 или грубо рукой (рис. 4 и 5 в описании ГС-5).

Лимб и нониус в работе являются отсчетным устройством, располагаются под окуляром зрительной трубы. В окуляр отсчетного устройства наблюдаются два светящихся окошка. В левом окне видны прямое и обратное отражение диаметрально противоположных участков лимба и вертикальный индекс.

В правом меньшем по размеру окошке видны деления шкалы оптического микрометра и горизонтальный индекс. Число градусов равно видимой ближайшей левой от вертикального индекса цифре (0°). Число десятков минут равно числу интервалов, заключенных между верхним штрихом, который соответствует отсчитываемому числу градусов нижним цифровым штрихом, отличным от верхнего на 180° (1 интервал = $10'$). Число единиц минут отсчитывается по левому ряду в правом окошке ($5'$). Число десятков секунд отсчитывается по правому ряду цифр в правом окошке ($50''$). Число единиц секунд равно числу делений между штрихами, соответствующими отсчету десятков секунд, и неподвижным горизонтальным индексом (7 делений = $7''$). Например, $\delta = 0^\circ + 10' + 5' + 50'' + 7'' = 0^\circ 15' 57''$.

Порядок выполнения работы

1. Изучите устройство, принцип действия гониометра (знать назначение основных винтов).
2. Научитесь снимать показания с помощью отсчетного устройства.

• *Измерения углов минимального отклонения и показателей преломления для характерных длин волн спектра ртутной лампы*

1. Включите гониометр.
2. Установите перед входной щелью коллиматора ртутную лампу. Настройте гониометр. В окуляре зрительной трубы найдите изображение щели и перекрестие координатной сетки.
3. Призму установите на столике так, чтобы пучок света, выходящий из коллиматора, попадал на грань призмы под углом 45° .
4. Наблюдая в окуляр зрительной трубы и поворачивая ее, найдите ряд цветных изображений щели, соответствующих отдельным длинам волн спектра излучения ртути.
5. Выберите какое-либо изображение щели.
6. Столик с призмой поворачивайте в таком направлении, чтобы изображение смешалось в сторону неотклоненного пучка (к оси коллиматора), причем зрительную трубу ведите вслед за выбранным изображением.
7. Вращение столика продолжайте до тех пор, пока изображение щели не остановится и при дальнейшем вращении столика в ту же сторону не начнет двигаться назад. Момент остановки изображения свидетельствует о достижении угла наименьшего отклонения призмой излучения данной длины волны. Установив момент остановки изображения, снимите отсчет A_1 по лимбу.
8. Снимите призму со столика, совместите щель с перекрестьем сетки трубы. Снимите отсчет A_2 лимбу.
9. По формуле $\delta = A_1 - A_2$ рассчитайте угол наименьшего отклонения.
10. По формуле

$$n = \frac{\sin \frac{\alpha + \delta}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}$$

найдите значения показателей преломления для каждой выбранной длины волны спектра излучения ртути.

11. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 1.

• *Построение дисперсионной кривой и вычисление средней дисперсии*

1. Используя полученные значения n , постройте дисперсионную кривую, то есть график зависимости $n = f(\lambda)$, на миллиметровой бумаге.

- По графику найдите дисперсии для любых двух длин волн выбрав одинаковые интервалы $\Delta\lambda$. Определите границу между ними. Сравните полученные результаты с шириной полос тех же длин волн спектра излучения ртути.
- Найдите среднюю дисперсию для определенного спектрального интервала $\Delta\lambda$, то есть $\frac{\Delta n}{\Delta \lambda}$.

Таблица 1

Линии спектра ртути	Длина волны, нм	A_1	A_2	δ	n
фиолетовая	405				
зеленая					
желтая					

Контрольные вопросы

- Каковы основные положения классической теории дисперсии?
- В каких случаях говорят об аномальной дисперсии света?
- Объясните целесообразность введения понятия фазовой и групповой скорости света.
- Выведите рабочую формулу (9).
- Получите формулу $\delta=(n-1)\theta$ для случая, когда $\theta \ll 1$.

Список рекомендуемой литературы

- Ландсберг, Г.С. Оптика. — М. : Наука, 1976. — С. 538—563.
- Савельев, И.В. Курс общей физики. — М. : Наука, 1971. — Т. 3. — С. 228—236.
- Яворский, Б.М. Курс физики / Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. — М. : Высшая школа, 1972. — Т. 3. — С. 131—140.

