

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Лабораторный практикум

Министерство образования и науки Российской Федерации
Балтийский государственный технический университет «Военмех»

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Лабораторный практикум

Под редакцией Д.Л. Федорова

Санкт-Петербург
2018

Составители: *Д.Л. Федоров*, д-р физ.-мат. наук; *О.С. Алексеева*, канд. физ.-мат. наук; *Л.И. Васильева*, канд. техн. наук; *А.Л. Загребин*, канд. физ.-мат. наук; *Д.Ю. Иванов*, д-р физ.-мат. наук; *Н.А. Иванова*, *Т.Н. Князева*, *Ю.Н. Лазарева*, *М.Г. Леднев*, канд. физ.-мат. наук; *Е.А. Рыбакина*, канд. физ.-мат. наук

УДК 535.4(076)
В67

В67 **Волновая** оптика: лабораторный практикум / Сост.: Д.Л. Федоров [и др.]; под ред. Д.Л. Федорова; Балт. гос. техн. ун-т. – СПб., 2018. – 74 с.

Приведены необходимые теоретические сведения, описание установок и порядок выполнения лабораторных работ по волновой оптике в рамках общего курса физики.

Предназначено для студентов II курса технических специальностей.

УДК 535.4(076)

Рецензент д-р физ.-мат. наук, проф. СПбПУ им. Петра Великого
В.К. Иванов

*Утверждено
редакционно-издательским
советом университета*

© БГТУ, 2018
© Составители, 2018

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ

Цель работы – ознакомиться с устройством и принципом действия рефрактометра Аббе; определить с его помощью показатели преломления растворов глицерина ($C_3O_3H_8$) в воде.

Приборы и принадлежности: рефрактометр Аббе, набор капелек, содержащих растворы глицерина различной концентрации, фильтровальная бумага.

Краткие сведения из теории

Показатель преломления n вещества – одна из важнейших его оптических характеристик. Он показывает, во сколько раз **фазовая** скорость v распространения электромагнитного излучения в среде меньше, чем в вакууме (c):

$$n = c/v . \quad (1.1)$$

Показатели преломления большинства веществ в видимой области света лежат в пределах $1 < n < 2,5$. Значения показателей преломления некоторых веществ, которые обычно относят к жёлтой линии в спектре натрия ($\lambda = 589,3$ нм) при $20^\circ C$:

дистиллированная вода $n = 1,3330$;

спирт этиловый $n = 1,3612$;

глицерин $n = 1,4730$;

оптические стёкла*:

от 1,4874 (лёгкий крон),

до 2,1862 (сверхтяжёлый флинт);

алмаз $n = 2,417$.

Фазовая скорость – понятие скорее математическое, чем физическое, так как она не сопряжена с движением какого-либо материального объекта. Это скорость движения любой точки никоим образом не деформированной, идеальной синусоиды, отвечающей монохроматической волне. Естественно, что на неё не распространяется ограни-

* К группе кронов относятся натриево-силикатные стекла, а к группе флинтов – стёкла, содержащие свинец.

чение: обязательно быть меньше скорости света вакууме. В действительности, она не только может, но часто и бывает больше, чем $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Так, например, возможность приёма далеко расположенных радиостанций обусловлена именно тем, что фазовая скорость радиоволн в ионосфере Земли больше c , а показатель преломления меньше единицы. Благодаря именно этому свойству ионосферы, сигнал распространяется не прямолинейно, а огибает Землю.

Кроме фазовой скорости, существует понятие **групповой** скорости u . Поскольку идеально монохроматических волн в природе нет, любая реальная волна представляет собой набор волн с близкими частотами – группу волн, каждая из которых в среде, отличной от вакуума, движется со **своей** фазовой скоростью. Зависимость фазовой скорости (показателя преломления) от частоты (длины волны) называется **дисперсией**.

Точку, в которой вследствие сложения (интерференции) всех волн в этой группе возникает максимум амплитуды результирующей волны, называют *центром группы волн*. Скорость перемещения этого центра и есть *групповая скорость*. Групповая скорость – это скорость перемещения в пространстве энергии и информации, переносимой волной, эта скорость никогда не может превысить c .

Кроме дисперсии, среда, в которой распространяется свет, обладает в той или иной степени поглощением, т.е. интенсивность света по мере прохождения толщи вещества падает. В таких условиях показатель преломления становится комплексным числом, мнимая часть которого отвечает за поглощение. Таким образом, в общем случае показатель преломления представляет собой комплексное число, действительная часть которого может быть как больше, так и меньше единицы.

Так как свет – это электромагнитная волна, то показатель преломления должен быть связан с электрическими и магнитными свойствами вещества, за которые отвечают диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости. Эта зависимость имеет вид $n = \sqrt{\epsilon\mu}$. Формально корень может иметь оба знака: и плюс, и минус. Природным материалам отвечает положительный показатель преломления, но оказалось, что уравнениям Максвелла не противоречат и его отрицательные значения*.

* См. *Веселаго В.Г.* Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // *УФН*. 1967. С. 517-526.

В последние полтора десятка лет были искусственно созданы и интенсивно исследуются особые материалы (метаматериалы), имеющие отрицательный* показатель преломления и обладающие уникальными свойствами. С помощью метаматериалов в перспективе возможны преодоление дифракционного предела при создании оптических систем («суперлинзы»), повышение разрешающей способности микроскопов, разработка микросхем наномасштаба, повышение плотности записи информации на оптические носители и т.п.

Что же касается не искусственных, а природных веществ, то и для них определение показателя преломления (рефрактометрия) имеет большое значение в химии растворов и стёкол, в офтальмологии и оптометрии, при анализе промышленной и сельскохозяйственной продукции. Явление преломления света лежит в основе работы многих научных и бытовых приборов: телескопов-рефракторов, биноклей, объективов фото-, кино- и телекамер, микроскопов, увеличительных стёкол, очков, проекционных приборов, приёмников и передатчиков оптических сигналов, концентраторов мощных световых пучков, призмённых монохроматоров и спектрометров и других оптических приборов, содержащих линзы и призмы. Рефракцией в атмосфере Земли объясняются многие зрительные эффекты. Например, мы наблюдаем восход Солнца несколько раньше, а закат несколько позже, чем это происходило бы без влияния атмосферы.

Раздел оптической техники, посвященный методам и средствам измерения показателей преломления твердых, жидких и газообразных сред в различных участках спектра оптического излучения (света), называется рефрактометрией. Измеряют показатель преломления с помощью интерферометров и рефрактометров различной конструкции. В данной лабораторной работе для этой цели используется *рефрактометр Аббе*** фирмы *Карл Цейсс* (Йена)***.

Функционирование рефрактометра Аббе основано на частном случае закона преломления света – *полном внутреннем отражении*. Это явление, впервые описанное немецким физиком, оптиком и астрономом Иоганном Кеплером (1571–1630) в 1600 г., позволяет понять

* См., например, https://elementy.ru/nauchno-populyarnaya_biblioteka/430392/V_poiskakh_superlinzy

** Эрнст Карл Аббе (1840–1905) – немецкий физик-оптик, астроном, создатель рефрактометра (1869), автор теории образования изображений в микроскопе.

*** Карл Цейсс – всемирно известная фирма оптических приборов, выросшая из мастерской, созданной (1846) университетским механиком Цейссом (1816–1888). В период с 1889 по 1903 гг. фирму возглавлял Аббе.

природу множества физических процессов: от возникновения радуги и миражей до распространения излучения в световодах. Оптика – весьма древняя наука. Закон отражения света был сформулирован ещё Клавдием Птолемеем во II в.н.э. Он экспериментировал и с преломлением света, однако закон преломления в современной его форме был предложен только в 1621 г. голландским математиком, физиком и астрономом Виллебрордом Снеллом (Снеллиус, 1580 – 1626).

Для геометрической оптики можно сформулировать пять основных законов:

- независимого распространения лучей;
- прямолинейного распространения света;
- отражения света;
- преломления света;
- обратимости светового луча*.

Французский математик Пьер Ферма (1601–1665) сформулировал фундаментальный принцип – *принцип наименьшего времени* (1662), согласно которому луч света всегда будет двигаться по траектории, требующей минимального времени. Из этого общего принципа могут быть получены все законы геометрической оптики и их следствия.

Рефрактометр Аббе. Пусть луч света падает на границу раздела двух сред с показателями преломления** n_1 и n_2 соответственно под некоторым углом α . Тогда по закону преломления Снелла

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta, \quad (1.2)$$

где β – угол преломления***. Картина, показанная на рис. 1.1, отвечает условию $n_2 > n_1$, при котором для любых углов $\alpha \leq 90^\circ$ угол преломления **всегда меньше** угла падения (рис. 1.1). Если луч пустить в обратном порядке (от D к A), то в соответствии с **законом обратимости лучей**, траектория луча не изменится, но теперь угол β станет углом падения, а угол α – углом преломления. В этом случае, как видно из рис. 1.1, всегда найдётся такой предельный угол $\beta_{\text{пред}}$, для которого преломлённый луч будет скользить по границе раздела между обеими

* Согласно этому закону, луч света, двигавшийся по определённой траектории в одном направлении, в точности повторит свой ход и при распространении в обратном направлении.

** Показатель преломления иначе называют *оптической плотностью* вещества.

*** Все углы в оптике измеряются между соответствующим лучом и перпендикуляром к поверхности.

средами ($\alpha = 90^\circ$). Для всех углов $\beta > \beta_{\text{пред}}$ преломлённый луч не выйдет за границу раздела, а отразится от неё – это и есть полное внутреннее отражение (рис. 1.2).

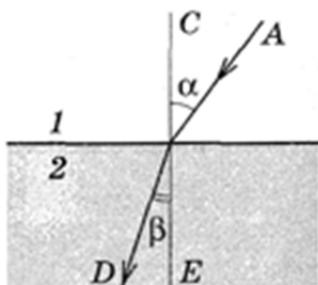


Рис. 1.1. Преломление света

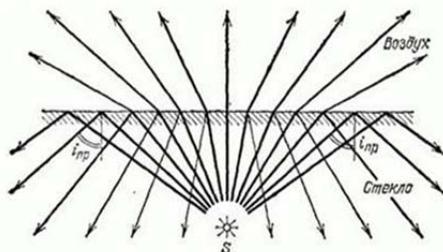


Рис. 1.2. Полное внутреннее отражение для системы стекло-воздух

Таким образом, при переходе света из среды с большей оптической плотностью в среду с меньшей оптической плотностью всегда можно добиться полного внутреннего отражения; при этом коэффициент отражения доходит почти до 100%, т.е. отражение действительно полное. Если при известном n_2 экспериментально измерить предельный угол, по уравнению (1.2) можно определить неизвестный показатель преломления n_1 . На этом принципе и основана работа рефрактометра Аббе.

Оптическая схема рефрактометра показана на рис. 1.3. Свет от источника S после отражения от зеркала M_1 попадает на матовую грань ed призмы P_2 . После диффузного рассеяния на этой грани свет под всевозможными углами падает на границу раздела «стекло–исследуемая жидкость». При этом для углов, больших предельного, наблюдается полное внутреннее отражение, лучи, идущие под меньшими углами, частично отражаются. В результате в поле зрения трубы рефрактометра линзами L_1 и L_2 формируется граница света и тени (рис. 1.4).

Явление дисперсии света делает эту границу цветной и нерезкой, разные составляющие белого света имеют различные показатели преломления. Для устранения размытости границы, вызванной дисперсией, применяют компенсатор, в виде призмы Амичи* (рис. 1.5).

Призма Амичи (призма прямого зрения) склеена из трёх трёхгранных призм (рис. 1.5), изготовленных из стёкол разного сорта. Для производства двух крайних призм использован крон, а средней –

* Джованни Б. Амичи (1786 – 1863) – итальянский астроном, оптик и ботаник.

флинт. Такая призма, не меняя направления жёлтых лучей*, отклоняет синие и фиолетовые лучи в сторону основания средней призмы, а оранжевые и красные – в сторону её вершины.

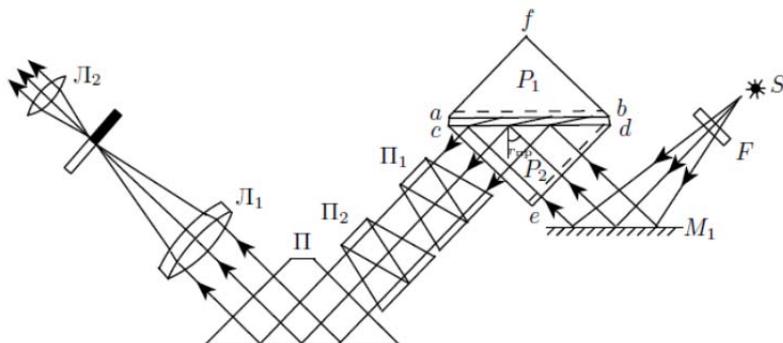


Рис. 1.3. Оптическая схема рефрактометра Аббе

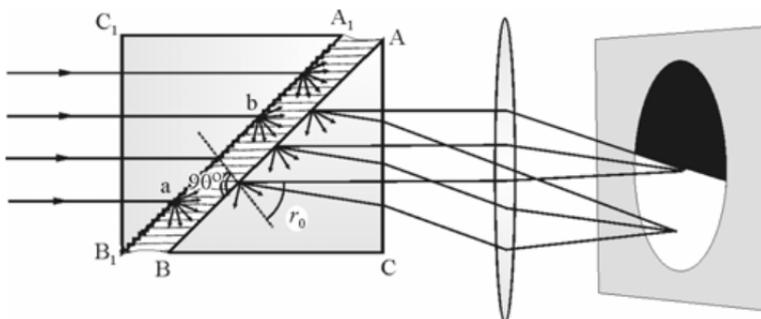


Рис. 1.4. Формирование границы света и тени (в отсутствие дисперсии)

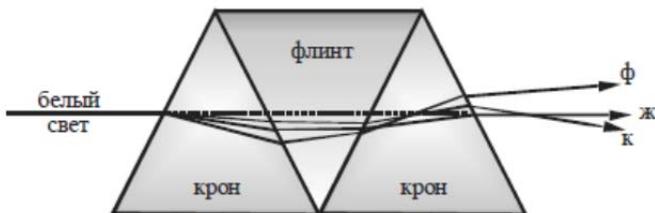


Рис. 1.5. Ход лучей в призме Амичи

* Тем самым удаётся привести измеряемые показатели преломления к стандартным значениям для жёлтой спектральной D-линии натрия ($\lambda = 589,3$ нм).

Если на пути выходящего из измерительной призмы пучка цветных лучей установить призму Амичи так, чтобы её дисперсия оказалась равной по величине и противоположной по знаку дисперсии измерительной призмы, то суммарная дисперсия будет равна нулю, а пучок цветных лучей соберётся в белый луч. Однако практически удобнее использовать не одну, а две призмы прямого зрения, общую дисперсию которых легко регулировать, вращая их друг относительно друга в двух взаимно-перпендикулярных направлениях, что и сделано в рефрактометре Аббе (призмы Π_1 и Π_2 на рис. 1.3).

Общий вид рефрактометра Аббе, используемого в лабораторной работе, приведен на рис. 1.6, где I – осветительная призма (призма EFK на рис. 1.7), гипотенузная грань которой EK сделана матовой для рассеивания падающего от зеркала Z на призму EFK света (рис. 1.7). Измерительная призма ABC закреплена, призма EFK может вращаться относительно горизонтальной оси. Обе призмы соединены между собой и расположены гипотенузными гранями друг к другу. Вместе они образуют главную часть прибора – призмный блок. Между призмами имеется зазор около 0,1 мм.



Рис. 1.6. Внешний вид рефрактометра Аббе (Карл Цейсс, Йена)

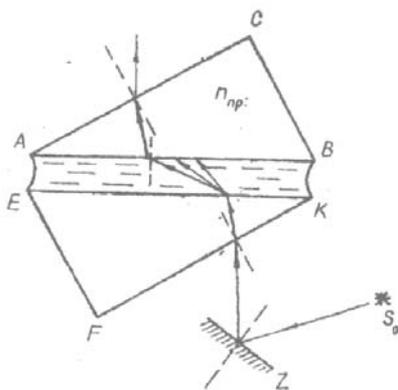


Рис. 1.7. Призмный блок рефрактометра

Во время работы на приборе на осветительную призму, установленную в горизонтальное положение, наносится небольшое количество исследуемой жидкости, после чего эта призма скрепляется с измерительной призмой с помощью замка 2; 3 – регулятор компенсатора

ра дисперсии; 4 – трубка для термостатирования призмного блока (в этой лабораторной работе термостатирование не используется); 5 – зрительная труба с окуляром на конце; 6 – шкала значений показателя преломления; 7 – лупа для снятия показаний со шкалы прибора; 8 – рукоятка винта поворота призмного блока (вращением этой рукоятки добиваются совмещения границы раздела с перекрестьем визирного креста).

Пучок лучей, испускаемый источником света S_0 (рис. 1.7), с помощью зеркала Z направляется на грань FK осветительной призмы EFK . Поскольку грань EK сделана матовой, то лучи, достигая её, рассеиваются в исследуемой жидкости и под разными углами попадают на грань AB измерительной призмы ABC . Наибольший возможный угол падения света со стороны жидкости на грань AB соответствует лучу, скользящему вдоль неё. Измерение предельного угла преломления производят с помощью зрительной трубы 5, установленной на бесконечность. Лучи, выходящие из измерительной призмы, попадают в зрительную трубу и формируют границу света и тени (см. также рис. 1.4). Это происходит следующим образом. При установке на бесконечность зрительная труба собирает в соответствующих точках своей фокальной плоскости лучи, выходящие параллельными пучками через грань AC измерительной призмы под различными углами. В направлениях, заданных углами, меньшими, чем предельный, соответствующий скользящему углу падения на грань AB , свет не распространяется. Поэтому, наводя крест нитей окуляра зрительной трубы на границу раздела света и темноты, можно измерить этот предельный угол. При этом, если оптическая ось трубы будет совпадать с направлением, заданным этим углом, то нижняя половина поля зрения будет соответствовать направлениям лучей, идущих под большими углами, а верхняя – под меньшими. Зрительная труба соединена со шкалой 6 рефрактометра, с которой считываются значения показателя преломления.

То, что, несмотря на наличие дисперсии, прибор позволяет работать с белым светом, является существенной особенностью рефрактометра Аббе*.

Метод определения неизвестной концентрации c_x любого раствора по измерениям его показателя преломления n основан на том, что зависимость $n = f(c)$, как правило, линейна в широком диапазоне изменения концентраций. Возможность измерения показателя прелом-

* См. Иоффе Б.В. Рефрактометрические методы химии. Изд. 3-е, перераб. Л.: Химия, 1983. 351 с.

ления жидкости с помощью рефрактометра Аббе обеспечивается, как уже говорилось, явлением полного внутреннего отражения.

Измерения показателя преломления раствора глицерин–вода различных концентраций проводятся на рефрактометре Аббе (рис. 1.6). Растворы глицерина в дистиллированной воде с различными массовыми концентрациями (в процентах) помещены в пластиковые ёмкости, с закручивающимися колпачками (рис. 1.8), где H_2O – дистиллированная вода, 100 – чистый глицерин (100%), c_x – раствор, концентрация которого подлежит определению).

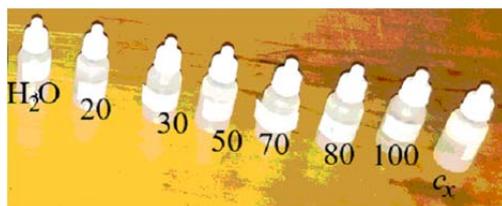


Рис. 1.8. Набор растворов глицерин–вода с различными массовыми концентрациями

Порядок выполнения работы

1. Протереть гипотенузную грань подвижной призмы 1 рефрактометра (см. рис. 1.6) фильтровальной бумагой, после чего привести её в положение, близкое к горизонтальному.

2. Аккуратно сдавливая капельницу, поместить **одну (!)** каплю дистиллированной воды из капельницы с этикеткой « H_2O » и плотно закрыть блок с призмами с помощью замка 2.

3. Поворотом рукоятки 8 поставить держатель лупы 7 вблизи от начала шкалы 6.

4. Глядя в окуляр 5, добиться с помощью рукоятки компенсатора 3 отчётливой видимости неокрашенной (чёрной и тонкой) границы раздела света и тени.

5. Вращая рукоятку 8, совместить чёткую границу раздела света и тени с перекрестьем визирного креста.

6. Пользуясь лупой 7, снять значение показателя преломления n со шкалы 6 с точностью до четвёртого знака после запятой.

Четвёртый знак после запятой фиксируется на глаз как часть маленького деления.

Значение показателя преломления воды не только служит одной из точек общей зависимости $n = f(c)$, но, главное, позволяет откалибровать шкалу рефрактометра, поскольку известно точное значение $n(\text{H}_2\text{O})=1,3330$ при 20°C^* .

7. Занести значение показателя преломления воды в столбец H_2O табл. 1.1.

8. Повернув рукоятку δ на некоторый угол, отвести границу раздела света и тени от перекрестья визирного креста, после чего снова повторить действия, перечисленные в пп. 5 и 6.

9. Повторить действия по п. 8 два раза. В результате в столбце H_2O должно оказаться три значения показателя преломления воды.

10. Открыть призмный блок и повторить все действия (пп. 1-9), указанные для воды, со всеми остальными растворами.

Т а б л и ц а 1.1

Экспериментальные данные

$c, \%$	H_2O	20	30	50	70	80	100	c_x
n_1								
n_2								
n_3								
$n_{\text{средн.}}$								

Обработка результатов эксперимента

1. Определить средние значения показателей преломления для каждого из исследованных образцов.

2. Вычислить разницу Δn между экспериментальным $n_{\text{средн}}$ и табличным $n = 1,3330$ значениями показателя преломления чистой воды.

3. Добавить к средним значениям показателя преломления всех растворов получившуюся разницу Δn (со своим знаком), откорректировав тем самым шкалу рефрактометра.

4. Построить предварительный график зависимости $n = f(c)$ (по откорректированным данным) на листе в клеточку или на миллиметровой бумаге **сразу после выполнения измерений**.

* Температурные коэффициенты показателя преломления воды ($-0,0001 \text{ град}^{-1}$) и глицерина ($-0,0002 \text{ град}^{-1}$) отрицательны. Табличные значения показателя преломления глицерина реперными точками служить не могут, так как, в отличие от дистиллированной воды, они меняются в широких пределах: $1,4729 - 1,4744$.

Если измерения проведены вдумчиво и аккуратно, график будет похож на идеальную прямую. Если окажется, что какие-то экспериментальные точки слишком сильно отклоняются от прямой, то, прежде всего, следует проверить правильность перенесения их значений из таблицы на график. Если проверка проблему не решила, измерения для растворов с этими концентрациями необходимо повторить.

5. Построить окончательный график зависимости $n = f(c)$ на миллиметровой бумаге в формате А4. Определить по графику неизвестную концентрацию c_x и её погрешность.

Вопросы и задания для допуска к лабораторной работе

1. Сформулируйте условия, при которых наблюдается полное внутреннее отражение.
2. Что такое компенсатор дисперсии, в чём состоит его действие?
3. Кратко сформулируйте принцип работы рефрактометра Аббе.

Вопросы и задания к защите лабораторной работы

1. Сформулируйте основные законы геометрической оптики.
2. Почему в рефрактометре нельзя вести измерения предельного угла без зрительной трубы? Какова ее роль?
3. Проанализируйте полученные результаты.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ БИПРИЗМЫ

Цель работы – рассчитать интерференционную картину на экране от двух когерентных источников света, определить длину световой волны.

Приборы и принадлежности: источник света, светофильтр, щель, бипризма, собирающая линза, винтовой окулярный микрометр.

Краткие сведения из теории

Под интерференцией света понимают круг явлений, в которых при наложении пучков света результирующая интенсивность не равна сумме интенсивностей складываемых пучков, а перераспределяется в

пространстве таким образом, что возникают чередующиеся светлые и темные области – максимумы и минимумы интенсивности.

Пусть в некоторую точку пространства приходят две электромагнитные волны, напряженности электрического поля которых равны \vec{E}_1 и \vec{E}_2 соответственно. Согласно принципу суперпозиции напряженность результирующего поля в точке наблюдения равна $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$. Оптические колебания имеют очень большую частоту ($\sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$), поэтому напряженность \vec{E} невозможно измерить непосредственно. Все существующие приемники излучения измеряют энергетические величины, причем усредненные за время, большое по сравнению с периодом оптических колебаний. Поэтому экспериментально наблюдаемые величины (например, интенсивность света) пропорциональны среднему по времени значению квадрата напряженности электрического поля:

$$\begin{aligned} \langle E \rangle^2 &= \langle E_1 \rangle^2 + \langle E_2 \rangle^2 + 2\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle, \\ I &\sim \langle E \rangle^2, \\ I &= I_1 + I_2 + J_{12}, \end{aligned}$$

где $J_{12} = 2\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle$ – интерференционный член. Если $J_{12} = 0$, то результирующая интенсивность равна сумме интенсивностей и интерференция отсутствует. Таким образом, неравенство нулю интерференционного члена является необходимым условием возникновения интерференции.

Рассмотрим случай суперпозиции двух линейно-поляризованных волн одинаковой частоты, в которых колебания векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 в точке наблюдения происходят в одном направлении. Можно показать*, что в этом случае интерференционный член $J_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta$ и соответственно

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad (2.1)$$

где δ – разность фаз складываемых колебаний. Если за время наблюдения разность фаз хаотически изменялась, то среднее значение $\langle \cos \delta \rangle = 0$. Такие волны называются некогерентными. Для возникновения интерференции необходимо, чтобы разность фаз складываемых

* См. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.

мых колебаний сохраняла свое значение за время усреднения. Такие волны называются **когерентными** (от латинского *cohaerens* – находящийся в связи).

Пусть складываемые волны имеют вид $E_1 = E_0 \cos(\omega t - \vec{k}_1 \vec{r}_1)$ и $E_2 = E_0 \cos(\omega t - \vec{k}_2 \vec{r}_2)$, где $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}$ – волновой вектор, \vec{n} – единичный вектор, направление которого совпадает с направлением распространения волны, \vec{r} – радиус-вектор точки наблюдения относительно источника волны. Разность фаз колебаний, вызванных этими волнами в точке наблюдения, равна $\delta = \vec{k}_2 \vec{r}_2 - \vec{k}_1 \vec{r}_1$. Тогда учитывая, что $\vec{k}_1 \vec{r}_1 = k_1 r_1$ и $\vec{k}_2 \vec{r}_2 = k_2 r_2$, разность фаз интерферирующих колебаний имеет вид

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (r_2 - r_1),$$

Величина $\Delta = r_2 - r_1$ – *геометрическая разность хода*. Связь между разностью фаз и геометрической разностью хода

$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (r_2 - r_1) = k\Delta$. Анализируя выражение для суммарной интенсивности (2.1), получаем условия возникновения:

- максимумов интенсивности:

$$\delta = 2\pi m \text{ и } \Delta = m\lambda, \quad (2.2)$$

- минимумов интенсивности:

$$\delta = (2m + 1)\pi \text{ и } \Delta = (2m + 1)(\lambda/2), \quad (2.3)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – порядок интерференционного максимума или минимума.

Пусть S_1 и S_2 – два когерентных источника света с длиной волны λ (рис. 2.1), расположенные на расстоянии d друг от друга. На расстоянии l от них удален экран Э. Зададим произвольную точку на экране, координата которой y , удовлетворяет условию $y \ll l$.

Если разность хода лучей, пришедших от когерентных источников в данную точку экрана Δ , а $\text{tg } \varphi \approx \sin \varphi \approx \varphi$, то $y/l = \Delta/d$. Разность хода лучей для различных точек экрана есть функция координаты y . В точках экрана, удовлетворяющих условиям (2.2) и (2.3), возникают интерференционные максимумы и минимумы интенсивности. Таким образом, для света с длиной волны λ интерференционная картина на экране представляет собой чередующиеся светлые и темные полосы.

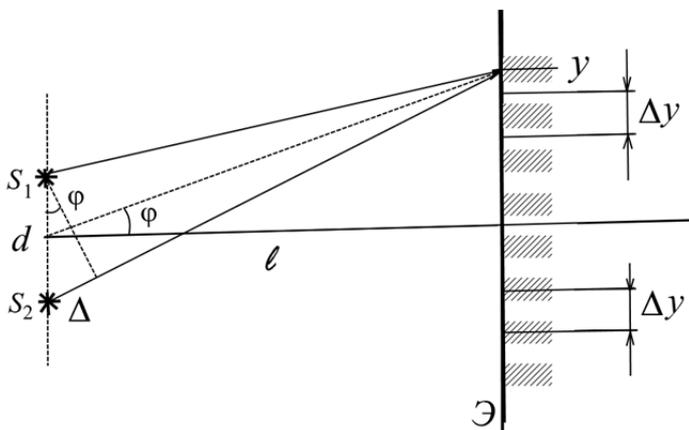


Рис. 2.1

Положение m -го максимума и минимума (m – порядок интерференции) определяется из уравнений

$$y_{m \max} = m\lambda(l/d), \quad y_{m \min} = (2m + 1)(\lambda l/2d), \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.4)$$

Шириной полосы Δy называют расстояние между осями двух соседних максимумов или минимумов (рис. 2.1). Из (2.4) следует, что ширина полосы Δy равна:

$$\Delta y = \lambda(l/d),$$

откуда длина волны

$$\lambda = (\Delta y d)/l. \quad (2.5)$$

По способу получения интерференционной картины различают интерференцию, полученную делением волнового фронта (опыт Юнга, бизеркала Френеля, бипризма Френеля, зеркало Ллойда и др.) и делением амплитуды (интерференция в тонких пленках, кольца Ньютона, интерференция на клине и т.п.).

Описание установки

В оптике для получения двух систем когерентных волн служат различные устройства, основанные на законах отражения и преломления света. В данной работе для получения таких источников используется бипризма Френеля. Бипризма представляет собой две

призмы с малыми преломляющими углами, сложенные основаниями. Падающий от щели пучок света (щель перпендикулярна плоскости чертежа) после преломления в бипризме разделится на два перекрывающихся пучка, исходящих из двух мнимых изображений щели S_1 и S_2 (рис. 2.2).

Расстояние между мнимыми источниками S_1 и S_2 равно

$$d = 2a(n-1) \cdot \beta$$

где a – расстояние от источника до бипризмы; n – показатель преломления вещества бипризмы; β – преломляющий угол каждой половинки бипризмы.

В пространстве за бипризмой в любой плоскости, пересекающей лучи в области перекрытия пучков, будет наблюдаться интерференционная картина, представляющая собой систему чередующихся темных и светлых полос (на рис. 2.2 приведена кривая интенсивности на экране).

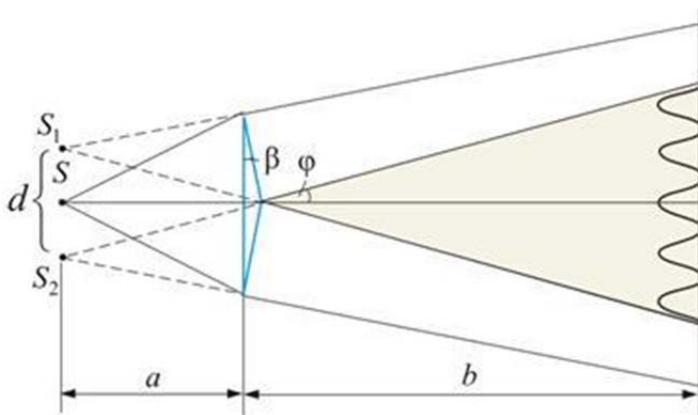


Рис. 2.2

Общий вид установки приведен на рис. 2.3. Бипризма B помещается на расстоянии 60...70 см от щели S . На расстоянии 20...30 см от бипризмы находится винтовой окулярный микрометр $Ок$.

Если середина щели, бипризма и окулярный микрометр установлены на одной высоте, а щель достаточно узкая и строго параллельна ребру бипризмы, то наблюдаемая в окуляре-микрометре интерференционная картина будет наиболее отчетливой. Отчетливость картины

далее можно улучшить путем подбора ширины щели и положения винтового окуляра-микрометра O_k на скамье.

Между источником света I и щелью S помещен светофильтр, позволяющий выделить определенную область спектра.

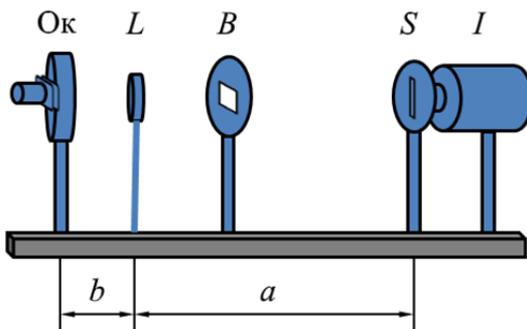


Рис. 2.3

Порядок выполнения работы

1. Наблюдая интерференционную картину в окуляре O_k , выбрать начальную (не обязательно первую) и конечную (не обязательно последнюю) темную (светлую) полосы. Зафиксировать число интерференционных полос n , расположенных между ними. Совместить перекрестье окуляра-микрометра с начальной полосой и снять значение ее положения N_1 с помощью окуляра-микрометра. Полученные данные записать в табл. 2.1. Вращением головки винта **строго в одном направлении** переместить перекрестье окуляра от начальной полосы к конечной, снять значение N_2 , результат занести в табл. 2.1. Аналогичные измерения провести еще четыре раза.

Т а б л и ц а 2.1

№ п/п	Отсчеты по винтовому окуляру-микрометру, мм		$\Delta N = N_1 - N_2$, мм	n	$\Delta y_i = \frac{\Delta N}{n}$
	начальный отсчет N_1	конечный отсчет N_2			
1					
...					

2. Поместить на оптическую скамью между бипризмой и винтовым окуляром-микрометром Ok собирательную линзу L (рис. 2.3). Добиться появления двух действительных изображений щели S (получаются два изображения, поскольку между линзой L и щелью S находится бипризма B) в плоскости нитей перекрестья винтового окуляра-микрометра. Это достигается путем передвижения линзы до тех пор, пока оба изображения щели не станут отчетливо видны через винтовой окуляр-микрометр Ok (остальные части установки должны оставаться в прежнем положении).

С помощью винтового окуляра-микрометра измерить увеличенное расстояние d' между изображениями щели. Процедура измерений та же, что и в предыдущем случае. Необходимо выполнить пять измерений. Результаты занести в табл. 2.2.

Т а б л и ц а 2.2

№ п/п	Отсчеты по винтовому окуляру-микрометру, мм		$d' = M_2 - M_1$
	начальный отсчет M_1	конечный отсчет M_2	
1			
...			

3. Измерить расстояния a от щели S до линзы L , b от линзы до плоскости нитей винтового окуляра-микрометра Ok и расстояние от щели S до плоскости нитей перекрестья винтового окуляра-микрометра l , пользуясь шкалой оптической скамьи. Для определения значений b и l измерить расстояние до указателя, установленного на держателе Ok и прибавить 40 мм (расстояние от указателя до плоскости нитей перекрестья винтового окуляра-микрометра).

Обработка результатов измерения

1. Вычислить ширину интерференционной полосы Δy_i по данным табл. 2.1. Найти ее среднее значение $\Delta \bar{y}$ и оценить абсолютную погрешность $\Delta(\Delta y)$ как погрешность прямых измерений.

2. Вычислить d' – увеличенное расстояние между мнимыми источниками S_1 и S_2 по данным табл. 2.2.

Аналогично п. 1 оценить погрешность d' .

3. Вычислить длину волны

$$\lambda = \frac{\Delta y a d'}{b \ell}.$$

Вычислить относительную и абсолютную погрешности длины волны λ как погрешность косвенных измерений.

Вопросы и задания для допуска к лабораторной работе

1. В чем заключается явление интерференции? Когерентные волны, способы получения когерентных источников света. Условия интерференционных максимумов и минимумов.

2. Вывести формулу нахождения ширины интерференционной полосы.

3. Кратко сформулировать суть метода, применяющегося в лабораторной работе.

Вопросы и задания к защите лабораторной работы

1. Что такое электромагнитная волна? Запишите уравнение плоской электромагнитной волны. Что такое световой вектор?

2. Что такое оптическая разность хода? Какова связь оптической разности хода интерферирующих лучей с их разностью фаз? Для чего в данной работе применяются бипризма и линза?

3. Вывести формулу нахождения расстояния d между мнимыми источниками в случае бипризмы Френеля.

ИЗМЕРЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель работы – измерить радиусы колец Ньютона в отраженном свете и определить с их помощью радиус кривизны плоско-выпуклой линзы и длину волны света.

Приборы и принадлежности: установка для измерения колец Ньютона, измерительный микроскоп МИР-12, лампа, светофильтры.

Перед выполнением работы необходимо ознакомиться с краткими теоретическими сведениями, приведенными в лаб. работе №2.

Краткие сведения из теории

Кольца Ньютона представляют собой частный случай интерференционных полос равной толщины, наблюдаемых при интерференции света, отраженного от двух поверхностей, ограничивающих тонкий слой воздуха (жидкости и т.д.) переменной толщины с круговой симметрией. Они возникают, например, при отражении света от двух близких поверхностей: нижней выпуклой поверхности толстой плоско-выпуклой линзы с большим радиусом кривизны (луч 1 на рис. 3.1) и верхней поверхности толстой стеклянной пластины, которая соприкасается с линзой (луч 2 на рис. 3.1). Этот слой воздуха постепенно утолщается от точки соприкосновения обеих поверхностей к краям.

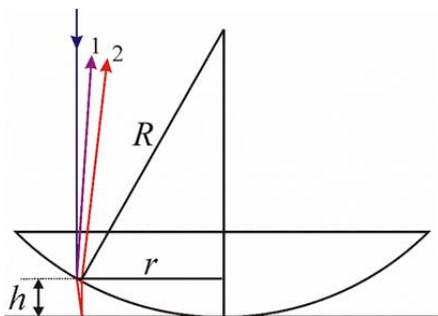


Рис. 3.1

Из рис. 3.1 можно найти значение толщины воздушного слоя h на расстоянии r от точки соприкосновения сферы радиуса R с плоскостью. Толщина слоя

$$h = R - \sqrt{R^2 - r^2} = R \left(1 - \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}} \right).$$

При $\frac{r^2}{R^2} \ll 1$ имеем $\sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}} \approx 1 - \frac{r^2}{2R^2}$,

$$h = \frac{r^2}{2R}. \quad (3.1)$$

При падении света, близком к нормальному, оптическая разность хода лучей, интерферирующих в отраженном свете, равна $\Delta = 2h + \lambda/2$, где второе слагаемое учитывает изменение фазы на противоположную при отражении от пластинки, имеющей больший показатель преломления, чем воздушный слой («потеря полуволны»).

Минимумы интенсивности должны удовлетворять условию: $\Delta = (2m + 1)(\lambda/2)$, где $m = 0, 1, 2, \dots$, или

$$2h = m\lambda. \quad (3.2)$$

В рассматриваемом случае геометрическое место точек, в каждой из которых интенсивность минимальна, представляет собой концентрические темные кольца. Между ними расположены светлые кольца (максимумы интенсивности). Учитывая формулу (3.1), выражение (3.2) можно переписать для радиуса r_m темного кольца с номером m :

$$r_m = \sqrt{2Rh_m} = \sqrt{mR\lambda}. \quad (3.3)$$

Таким образом, зная радиус кольца r_m и длину волны падающего света, можно вычислять радиус линзы R .

Для большей точности при вычислениях обычно исходят из радиусов двух соседних колец с номерами m и $m+1$ соответственно:

$$r_m = \sqrt{mR\lambda}, \quad r_{m+1} = \sqrt{(m+1)R\lambda}, \quad r_{m+1}^2 - r_m^2 = R\lambda,$$

или

$$R = \frac{r_{m+1}^2 - r_m^2}{\lambda}. \quad (3.4)$$

Из формулы (3.4) по заданной длине волны света λ можно определить радиус кривизны линзы R . При известном же радиусе линзы,

измерив радиусы колец Ньютона, можно рассчитать длину волны света:

$$\lambda = \frac{(r_{m+1}^2 - r_m^2)}{R}. \quad (3.5)$$

Описание установки

На столик измерительного микроскопа помещают стеклянную пластинку O , на которой при помощи специальной оправы с зажимами укреплена линза L (рис. 3.2). Над линзой помещена стеклянная пластинка G , которая располагается под углом 45° к горизонтальной поверхности пластинки O . Пластинка G освещается лампой, снабженной светофильтром. Те лучи света, которые попадают на пластинку G под углом 45° , отражаясь, перпендикулярно падают на линзу и пластинку O . Отразившись частично от сферической воздушной прослойки, образующейся между линзой и пластинкой O , частично от самой пластинки O , световые волны, пройдя через пластинку G , попадают в микроскоп M и оттуда – в глаз наблюдателя.

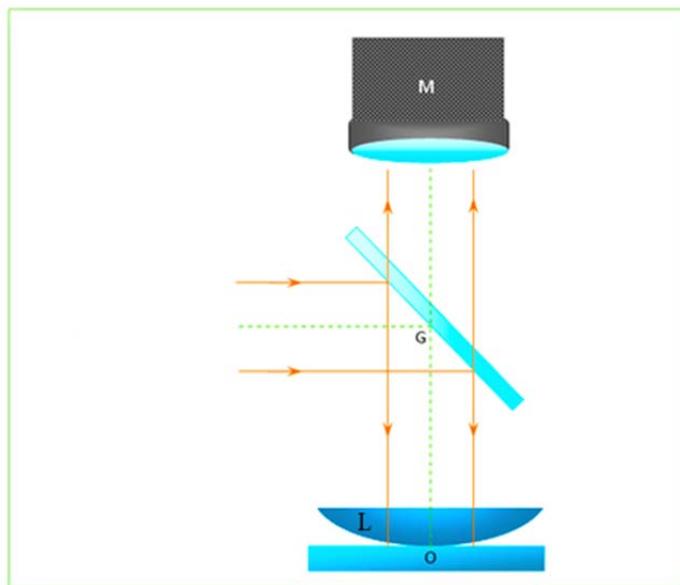


Рис. 3.2

В работе используется измерительный микроскоп МИР-12. В поле зрения будут видны кольца Ньютона в отраженном свете и перекрестье нитей микроскопа.

Для измерения радиуса кольца его необходимо навести на перекрестье нитей. Это производится перемещением тубуса микроскопа в горизонтальной плоскости при помощи микрометрического винта. По горизонтальной шкале прибора МИР-12 отсчитываются целые миллиметры, а по барабану микрометрического винта – десятые и сотые доли миллиметра.

Порядок выполнения работы

1. Включить лампу. Поставить зеленый светофильтр. Изменяя наклон пластинки G , добиться равномерного освещения поля зрения.

2. Перемещением глазной линзы окуляра сфокусировать его на четкую видимость перекрестья нитей микроскопа.

3. Вращением объектива в тубусе микроскопа получить четкое изображение колец Ньютона.

4. Выбрать слева от центрального темного пятна одно из крайних темных колец, которое отчетливо видно в окуляр.

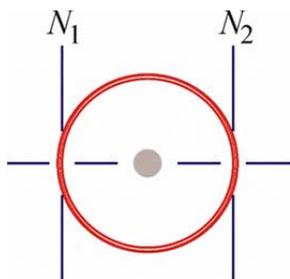


Рис. 3.3

Вращая барабан микрометрического винта, подвести нить на середину выбранного кольца, снять отсчет по шкале микроскопа и результат занести в табл. 3.1 (отсчет N_1) (рис. 3.3). Продолжая вращать барабан в том же направлении, аналогично снять отсчеты для всех остальных темных колец, вплоть до центрального темного пятна. Снятые отсчеты и номера колец заносить в табл. 3.1 (отсчеты N_1). Вращать барабан нужно **только в одном направлении**,

иначе возникнут грубые ошибки за счет люфта винта каретки микроскопа. Перейдя центральное пятно, измерить положения середин тех же колец с правой стороны (отсчеты N_2 на рис. 3.3). Результаты записать в табл. 3.1

5. Заменив зеленый светофильтр на красный, произвести измерения, указанные в п. 4, и результаты занести в табл. 3.2, идентичную табл. 3.1.

Т а б л и ц а 3.1

Номер кольца	Зеленый светофильтр				
	N_1 , мм	N_2 , мм	$d = N_2 - N_1$, мм	$r = d/2$, мм	r^2 , мм ²
1					
2					
3					
...					

Т а б л и ц а 3.2

Номер кольца	Красный светофильтр				
	N_1 , мм	N_2 , мм	$d = N_2 - N_1$, мм	$r = d/2$, мм	r^2 , мм ²
1					
2					
3					
...					

Обработка результатов измерений

1. Вычислить диаметры d , радиусы r и квадраты радиусов колец Ньютона в зеленом и красном свете. Результаты занести в табл. 3.1 и 3.2 соответственно.

2. Комбинируя попарно радиусы соседних колец, измеренных в зеленом свете, для каждой пары рассчитать величину $r_{m+1}^2 - r_m^2$. По формуле (3.4) рассчитать значения радиуса кривизны линзы. Результаты вычислений записать в табл. 3.3.

3. Рассчитать среднее арифметическое из полученных значений радиуса кривизны линзы. Оценить погрешность определения радиуса линзы как погрешность прямых многократных измерений.

Т а б л и ц а 3.3

Номера колец m и $m+1$	Зеленый светофильтр	
	$r_{m+1}^2 - r_m^2$	R
1-2		
2-3		
...		
		$R_{cp} =$

4. Аналогично, комбинируя попарно радиусы соседних колец, измеренных в красном свете, для каждой пары рассчитать величину $r_{m+1}^2 - r_m^2$. Используя полученное значение радиуса кривизны линзы, по формуле (3.5) рассчитать значения длины волны красного света $\lambda_{кр}$. Результаты расчетов занести в табл. 3.4.

5. Вычислить среднее арифметическое из полученных значений $\lambda_{кр}$. Определить погрешность длины волны $\lambda_{кр}$ как погрешность прямых многократных измерений.

Т а б л и ц а 3.4

Номера колец m и $m+1$	Красный светофильтр	
	$r_{m+1}^2 - r_m^2$	$\lambda_{кр}$
1-2		
2-3		
...		
		$\lambda_{кр(ср)} =$

Вопросы и задания для допуска к лабораторной работе

1. В чем заключается явление интерференции? Условия, необходимые для наблюдения интерференции.

2. Кратко сформулировать суть метода. Вывести формулу для радиуса темного кольца Ньютона в отраженном свете.

Вопросы и задания к защите лабораторной работы

1. Осуществление когерентных волн в оптике: метод деления амплитуды. Локализация интерференционных полос.
2. Почему при наблюдении колец Ньютона в отраженном свете в центре картины образуется темное пятно?
3. Кольца Ньютона в отраженном и проходящем свете. Описать отличия получающихся картин.

ДИФРАКЦИЯ НА УПОРЯДОЧЕННОМ И ХАОТИЧЕСКОМ МНОЖЕСТВАХ ПРЕПЯТСТВИЙ

Цель работы – определить по дифракционной картине периоды линейной и скрещенной дифракционных решеток, а также диаметры шариков, образующих хаотическое множество.

Приборы и принадлежности: полупроводниковый лазер, линейная дифракционная решетка, скрещенная дифракционная решетка, пластинка с ликоподием, экран, лист бумаги.

Краткие сведения из теории

Дифракция света проявляется в отклонении световой волны от прямолинейного распространения вблизи границ непрозрачных тел. Дифракция приводит к отклонению от законов геометрической оптики и попаданию света в область геометрической тени. В основе решения дифракционных задач лежит принцип Гюйгенса (1629–1695), обобщенный в XIX в. Френелем (1788–1827). Согласно Гюйгенсу, каждую точку, в которую пришла волна от источника, можно принять за источник вторичных волн. Огибающая этих вторичных волн (рис. 4.1) дает фронт волны в следующие моменты времени. Принцип Гюйгенса позволяет вывести законы геометрической оптики. Френель вложил в принцип Гюйгенса физическое содержание: вторичные точечные источники являются когерентными, так как происходят от одного настоящего источника; световое поле в последующие моменты времени можно рассматривать как результат интерференции вторичных волн.

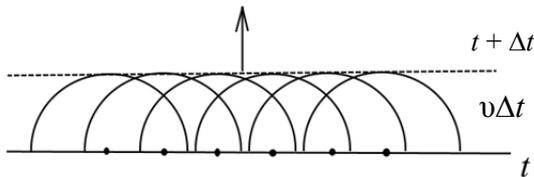


Рис. 4.1

Наибольший практический интерес представляют дифракционные явления, наблюдающиеся при падении на препятствие (или на отверстие в экране) параллельных лучей света. В результате дифракции лучи отклоняются от первоначального направления, и возникают дифрагировавшие (также параллельные) лучи, которые распростра-

няются в различных направлениях. Такое явление называется дифракцией Фраунгофера (1787–1826). Для получения параллельных лучей можно поместить точечный источник в фокус собирающей линзы. При использовании лазера необходимость в собирающей линзе отпадает, так как лазерный луч обладает очень малой расходимостью. Наблюдать дифракционную картину следует на удаленном от препятствия экране, чтобы параллельные лучи сошлись, или сфокусировать лучи на экран с помощью собирающей линзы. Дифракцию в непараллельных лучах (в том числе, дифракцию волны от точечного источника) называют дифракцией Френеля.

Дифракция Фраунгофера на длинной щели

Рассмотрим нормальное падение плоской монохроматической волны на диафрагму с длинной щелью ширины a . По принципу Гюйгенса–Френеля световое поле за щелью можно найти как результат интерференции когерентных вторичных волн, исходящих от различных точек волнового фронта, прошедшего в щель.

Волна, распространяющаяся от полоски щели шириной Δy (рис. 4.2), принесет в точку наблюдения P колебание

$$E_0 \cos(\omega t - kr) \Delta y = E_0 \operatorname{Re} e^{i(\omega t - kr)} \Delta y,$$

где r – расстояние от полоски до точки P . Полное колебание в точке P

$$E = \int_{-a/2}^{a/2} E_0 \operatorname{Re} e^{i(\omega t - kr)} dy, \quad (4.1)$$

его интенсивность I пропорциональна E^2 .

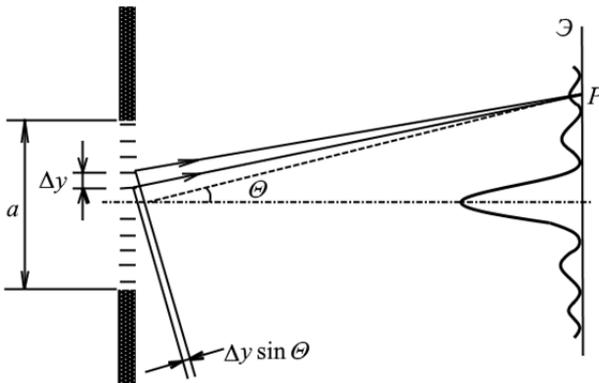


Рис. 4.2
28

Метод зон Френеля позволяет определить углы θ , соответствующие минимумам интенсивности световой волны. Разобьем волновой фронт в щели на полоски шириной Δu так, что разность хода волн от двух соседних полосок до точки P $\Delta u \sin \theta = \lambda/2$. Такие полоски называются зонами Френеля. Колебания от двух соседних зон придут в точку P в противофазе (со сдвигом фазы π) и погасят друг друга. Таким образом, если по ширине щели укладывается четное число зон Френеля

$$a \sin \theta = m\lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (4.2)$$

в точке P наблюдается минимум с нулевой интенсивностью. Между каждой парой минимумов – максимум дифракционной картины.

Из (4.2) следует, что центральный максимум в два раза шире остальных. Вычисление интеграла (4.1) дает распределение интенсивности в зависимости от угла дифракции:

$$I = I_0 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2,$$

где $\beta = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}$, I_0 – интенсивность в направлении падающей волны. На центральный максимум приходится 90% светового потока.

Дифракция Фраунгофера на большом числе одинаковых отверстий

Особый интерес представляет дифракция Фраунгофера на большом числе одинаковых отверстий (или препятствий). При регулярном расположении отверстий, когда их ориентация и расстояния между ними одинаковы, разность фаз между волнами, дифрагировавшими на соседних отверстиях, имеет определенное значение. В результате интерференции этих волн в направлениях, для которых разность фаз кратна 2π , амплитуда результирующей волны в N раз больше, а ее интенсивность в N^2 раз больше, чем от одного отверстия. Пример такой регулярной структуры – дифракционная решетка.

При хаотическом, беспорядочном расположении отверстий разности фаз между волнами от отдельных отверстий меняются произвольно. В результате происходит простое сложение интенсивностей. От N отверстий возникает такая же дифракционная картина, как от одного, но усиленная по интенсивности в N раз.

Дифракционная решетка – плоская стеклянная или металлическая поверхность, на которую нанесено очень много (до сотен тысяч) прямых равноотстоящих штрихов. Решетка представляет собой чередование щелей шириной a и штрихов шириной b , величина $d = a + b$ называется периодом или постоянной решетки. На стеклянных решетках наблюдения можно проводить как в проходящем, так и в отраженном свете, на металлических – только в отраженном.

При нормальном падении на решетку плоской монохроматической волны (рис. 4.3) разность фаз для волн от двух соседних щелей

$$\delta = kd \sin \vartheta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \vartheta.$$

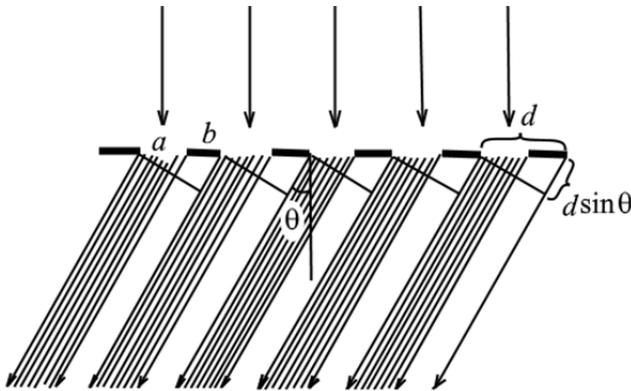


Рис. 4.3

Обозначим через E_1 поле в точке наблюдения, излучаемое первой щелью. Тогда полное поле, излучаемое всеми щелями, представляется суммой

$$E = E_1 + E_1 e^{-i\delta} + E_1 e^{-2i\delta} \dots + E_1 e^{-i(N-1)\delta} = E_1 \frac{1 - e^{-iN\delta}}{1 - e^{-i\delta}} = E_1 \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} e^{-i(N-1)\delta/2},$$

где N – общее число щелей. Интенсивность волны, распространяющейся под углом ϑ , пропорциональна $|E|^2$ и равна

$$I = I_1 \left(\frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right)^2, \quad (4.3)$$

I_1 – интенсивность волны от одной щели. При

$$\delta/2 = m\pi \quad \text{или} \quad d \sin \vartheta = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.4)$$

функция (4.3) достигает максимумов, равных $I = N^2 I_1$. Условие (4.4) дает главные максимумы дифракционной решетки, m – порядок максимума или порядок спектра.

Между каждой парой главных максимумов расположены $N - 1$ минимумов (рис. 4.4), интенсивность которых равна нулю. Минимумы определяются условием

$$d \sin \vartheta = \left(m + \frac{m_1}{N} \right) \lambda, \quad m_1 = 1, 2, \dots, N - 1.$$

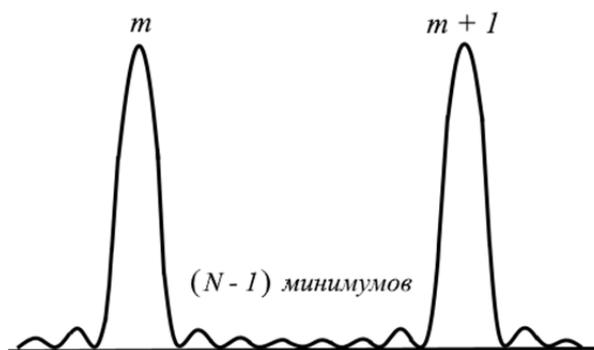


Рис. 4.4

Между минимумами расположены добавочные максимумы.

Положение главных максимумов, за исключением максимума нулевого порядка, зависит от длины волны (4.4). При падении на решетку белого света все максимумы при $|m| \geq 1$ имеют вид цветных полос, в которых встречаются все цвета радуги. Таким образом, дифракционная решетка – спектральный прибор, служащий для разложения света в спектр и измерения длины волны

Двумерная или скрещенная дифракционная решетка получается в результате наложения двух одномерных решеток, штрихи которых пересекаются под углом (обычно под прямым). Дифракционная картина от такой структуры может быть получена путем наложения дифракционных картин от одномерных решеток.

Дифракция Фраунгофера на хаотическом множестве препятствий

Хаотическое множество N одинаковых препятствий создает такую же дифракционную картину как одно препятствие, но усиленную по интенсивности в N раз. Рассмотрим дифракцию на N крошечных шариках (диаметром несколько десятков микрон).

Дифракционная картина на шарике обладает осевой симметрией и имеет вид концентрических темных и светлых колец. Эта картина рассчитывается по принципу Гюйгенса–Френеля, так же как дифракция на щели (но гораздо сложнее математически); углы дифракции для темных и светлых колец равны соответственно

$$\alpha_k = a_k \lambda / r \quad \text{и} \quad \beta_k = b_k \lambda / r, \quad (4.5)$$

где r – радиус шарика, значения коэффициентов a_k и b_k приведены в табл. 4.1.

Т а б л и ц а 4.1

k	1	2	3
a	0,61	1,12	1,62
b	0,81	1,33	1,85

При хорошем оборудовании в центре дифракционной картины видна светлая точка – пятно Араго-Пуассона.

Порядок выполнения работы

1. Установить на оптической скамье лазер, рейтер с линейной дифракционной решеткой и экран с чистым листом бумаги (рис. 4.5).

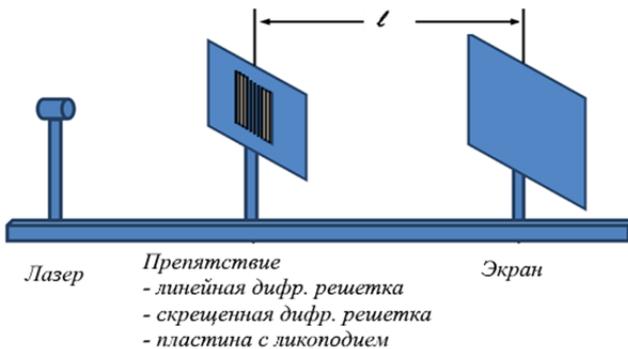


Рис. 4.5

2. Включить лазер, записать длину волны его излучения. Передвигая рейтер и устанавливая плоскость решетки перпендикулярно лучу, добиться четкой дифракционной картины на экране. Измерить расстояние l от рейтера до экрана ($l \sim 50$ см).

3. Зарисовать дифракционную картину, отмечая освещенные максимумы.

4. Заменить линейную дифракционную решетку на скрещенную и повторить пп. 1-3.

5. Заменить дифракционную решетку на пластинку с ликоподием (ликоподий или семена плауна – крохотные шарики диаметром ~ 30 мкм).

6. Повторить пп. 1-2. Зарисовать кольца темных минимумов и светлое пятно в центре.

Обработка результатов измерений

1. Углы дифракции для максимумов дают соотношения (4.4). Поскольку для малых углов $\sin \vartheta \approx \vartheta \approx x/l$, где x – координата на экране, координаты светлых максимумов $x_m = m\lambda l/d$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

2. Расстояние между соседними максимумами $\Delta x = \lambda l/d$.

Измерить на дифракционной картине расстояние между крайними четко видимыми максимумами и определить Δx . Проверить, что расстояния между соседними максимумами соответствуют полученной величине. Определить постоянную дифракционной решетки d , оценить погрешность.

3. Провести аналогичный расчет для скрещенной дифракционной решетки и определить две ее постоянные.

4. Для дифракционной картины на ликоподии для каждого кольца измерить пять значений диаметра, найти среднее значение радиуса и погрешность.

Для малых углов дифракции радиусы темных колец на экране связаны с их угловыми радиусами соотношениями

$$x_m = l\alpha_m = a_m \lambda l / r.$$

Определить радиус шариков ликоподия (и его погрешность) по параметрам каждого кольца. Сравнить полученные значения.

Вопросы и задания для допуска к лабораторной работе

1. Явление дифракции. Дифракция Френеля и Фраунгофера.
2. Принцип Гюйгенса и вывод законов геометрической оптики.
3. Принцип Гюйгенса-Френеля.
4. Кратко сформулировать суть метода, применяемого в лабораторной работе.

Вопросы и задания к защите лабораторной работы

1. Дифракционная решетка. Условия для главных максимумов и добавочных минимумов.
2. Характеристики дифракционной решетки как спектрального прибора (угловая и линейная дисперсии, разрешающая способность).
3. Дифракция Фраунгофера на круглом препятствии и хаотическом множестве таких препятствий.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №5

ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА НА ДЛИННОЙ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ЩЕЛИ

Цель работы – исследовать дифракцию от щели, выполнить градуировку ширины спектральной щели по дифракционной картине.

Приборы и принадлежности: полупроводниковый лазер, щель, экран, лист бумаги.

Перед выполнением работы необходимо ознакомиться с краткими теоретическими сведениями, приведенными в лаб. работе №4.

Описание установки

Параллельный пучок монохроматических лучей с длиной волны λ , испускаемый полупроводниковым лазером, нормально падает на щель, установленную на рейтере,* при прохождении которой он ис-

* Подвижная подставка, держатель для крепления оптических устройств, деталей, узлов на оптической скамье.

пытывает дифракцию. На экране (рис. 5.1) наблюдается дифракционная картина: значительное число дискретных дифракционных максимумов и минимумов.

Так как ширина дифракционной картины много меньше расстояния от щели до экрана ($x_m \ll l$), то углы дифракции малы (рис. 4.2), уравнение (4.2), описывающее положение дифракционных минимумов от одной щели, можно записать, заменив $\sin\theta \approx \theta$:

$$a \cdot \theta = m \lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (5.1)$$

где a – ширина щели, θ – угол дифракции, направленный на m -й минимум дифракционной картины.

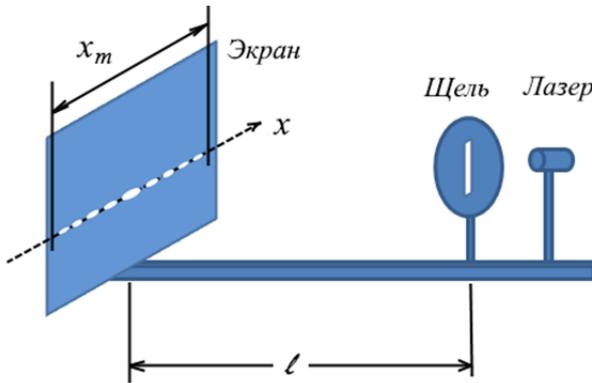


Рис. 5.1

В свою очередь, угол θ можно найти (рис. 5.1):

$$\operatorname{tg}\theta \approx \theta = x_m / 2l. \quad (5.2)$$

Соответственно с учетом (5.1) и (5.2) значение ширины щели a определяется по формуле

$$a = 2m\lambda l / x_m. \quad (5.3)$$

По тем же соображениям x_m равно:

$$x_m = 2m(x_{m+1} - x_m) = 2m\Delta x.$$

Окончательное выражение для нахождения истинного значения ширины щели имеет вид

$$a = \lambda l / \Delta x. \quad (5.4)$$

В работе нужно сопоставить истинные значения ширины щели с номинальными, зафиксированными с помощью микрометрического барабана.

Порядок выполнения работы

1. Измерить расстояние l от щели до экрана. На экране поместить лист бумаги.
2. Включить лазер.
3. Убедиться, что щель полностью перекрыта. Вращением барабана начать медленно открывать щель до появления отчетливой дифракционной картины. Установить на барабане значение, ближайшее к найденному в сторону увеличения и кратное 10 мкм. Аккуратно карандашом перерисовать дифракционную картину. Записать номинальное значение ширины щели (по микрометрическому барабану). При переходе к копированию очередной дифракционной картины ширину щели увеличить на 10 мкм. Из-за возможного люфта, микрометрический барабан следует вращать строго в одном направлении.
4. Измерения выполняются при 13...14 положениях ширины щели.

Обработка результатов измерений

1. Линейкой измерить x_m – расстояние между крайними четко видимыми минимумами одного порядка по обе стороны центрального дифракционного максимума (рис. 5.1).
2. Заполнить табл. 5.1, применяя для нахождения истинного значения ширины щели формулу (5.4). Длина волны λ указана на установке.

Т а б л и ц а 5.1

$l = \dots$ см

№ п/п	$a_{\text{ном}}$, мкм	x_m , мм	$2m$	$\Delta x = x_m/2m$, мм	a , мкм
1					
...					

3. Построить график $a = f(a_{\text{ном}})$, выбрав по осям одинаковый масштаб (экспериментальная прямая). Из начала координат провести теоретическую прямую с наклоном 45° .

4. Сравнить теоретический и экспериментальный графики и проанализировать полученные результаты. Для двух произвольных значений ширины щели найти абсолютную и относительную погрешности (погрешность косвенных измерений).

Вопросы и задания для допуска к лабораторной работе

1. Дайте определение дифракции как физического явления. Приведите примеры проявления дифракции Френеля и дифракции Фраунгофера.

2. Принцип Гюйгенса-Френеля и его применение для расчета дифракционной картины от одной щели. Зоны Френеля на фронте волны при дифракции от щели.

3. В каких случаях, исследуя световой пучок за преградой, можно использовать законы геометрической оптики, а когда необходимо учитывать волновые эффекты – дифракцию?

Вопросы и задания к защите лабораторной работы

1. Получить формулу интенсивности дифрагированного пучка при дифракции от щели.
2. Сделать вывод о наличии (отсутствии) систематических ошибок при определении ширины щели. Если систематическая погрешность имеет место, указать способы ее устранения.
3. Как влияет на вид дифракционной картины увеличение:
 - а) ширины щели;
 - б) длины волны света.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6

ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ С ЕЕ ПОМОЩЬЮ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Цели работы: определение длины волны зеленой линии спектра ртути с помощью дифракционной отражательной решетки; изучение свойств дифракционной решетки как спектрального прибора.

Приборы и принадлежности: гониометр Г1,5, ртутная лампа, отражательная дифракционная решетка.

Перед выполнением работы необходимо ознакомиться с краткими теоретическими сведениями, приведенными в лаб. работе №4.

Краткие сведения из теории

Как показано в формуле (4.3), при нормальном падении на дифракционную решетку плоской монохроматической волны интенсивность света, распространяющегося под углом \mathcal{G} , равна

$$I_u = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \left(\frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right)^2, \quad (6.1)$$

$I_u = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2$ – интенсивность волны от одной щели, I_0 – интенсивность в направлении падающей волны, $u = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta$.

При

$$\delta/2 = k\pi \quad \text{или} \quad d \sin \mathcal{G} = k\lambda, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (6.2)$$

функция (6.1) достигает максимумов, равных $I_k = N^2 I_u$. Условие (6.2) дает главные максимумы дифракционной решетки, k – порядок максимума или порядок спектра. Интенсивность k -го главного максимума

$$I_k = N^2 I_0 \frac{\sin^2(\pi a k/d)}{(\pi a k/d)^2}.$$

При падении лучей света на отражательную решетку под углом ψ (рис. 6.1) оптическая разность хода

$$\Delta = AD - BC = d(\sin \varphi_k - \sin \psi),$$

и условие образования главных максимумов (6.2) принимает вид

$$d(\sin \varphi_k - \sin \psi) = k\lambda, \quad (6.3)$$

где φ_k – угол дифракции, т.е. направление, в котором наблюдается дифракционный максимум. В этой формуле следует учесть правило знаков для углов ψ и φ_k : угол ψ можно всегда считать положительным; угол φ_k положителен, если ψ и φ_k расположены по разные стороны от нормали, и отрицателен, если ψ и φ_k – по одну сторону от нормали.

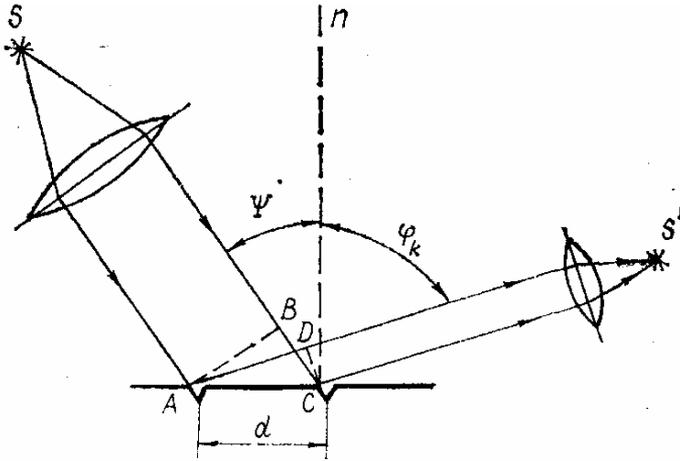


Рис. 6.1

Из равенства (6.3) следует, что

$$\sin \varphi_k = \frac{k\lambda}{d} + \sin \psi. \quad (6.4)$$

Положение главных максимумов, за исключением максимума нулевого порядка, зависит от длины волны. При падении на решетку белого света все максимумы при $|k| \geq 1$ имеют вид цветных полос, в которых встречаются все цвета радуги. Таким образом, дифракционная решетка – спектральный прибор, служащий для разложения света в спектр и измерения длины волны. Значению $k = 0$ соответствует угол дифракции $\varphi_0 = \psi$, не зависящий от длины волны λ , т.е. в направлении $\varphi_0 = \psi$ наблюдаются максимумы для всех длин волн. Это нулевой (неокрашенный) максимум. Справа и слева от нулевого максимума расположатся спектры, соответствующие одинаковым по значению и противоположным по знаку k .

Основными характеристиками дифракционной решетки как любого спектрального прибора служат угловая дисперсия, линейная дисперсия и разрешающая способность. Угловая и линейная дисперсии характеризуют способность спектрального прибора пространственно разделять пучки лучей различных длин волн (рис. 6.2). Мерой угловой дисперсии является отношение углового расстояния $d\varphi$ между двумя спектральными линиями к разности их длин волн $d\lambda$:

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (6.5)$$

Продифференцируем (6.4): $\cos \varphi_k d\varphi_k = \frac{kd\lambda}{d}$,

$$D_{\varphi} = \frac{k}{d \cos \varphi_k} = \frac{k}{d \sqrt{1 - \left(\sin \psi + \frac{k\lambda}{d} \right)^2}}. \quad (6.6)$$

Из формулы (6.6) следует, что угловая дисперсия решетки возрастает при увеличении угла падения лучей на решетку и порядка спектра k .

Спектр часто наблюдают на экране или фотопластинке. Поэтому угловое расстояние $d\varphi$ бывает удобно заменить на линейное расстояние dl (рис. 6.2).

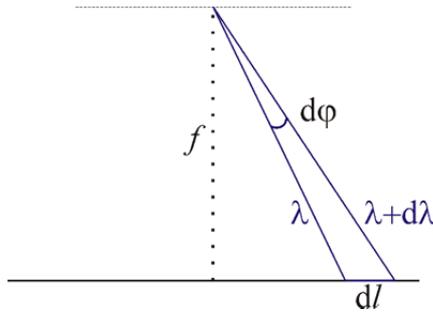


Рис. 6.2

Линейная дисперсия прибора

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda}.$$

Если спектр проецируется на экран с помощью линзы с фокусным расстоянием f , то $dl = fd\varphi$ и $D_l = f \frac{d\varphi}{d\lambda} = fD_{\varphi}$.

Наличие значительной дисперсии еще не обеспечивает возможность раздельного наблюдения двух близких спектральных линий, так как переход от максимума для данной длины волны к минимуму про-

исходит всегда постепенно. Прибор разрешает две близкие линии, если при заданном расстоянии между максимумами контуры обеих линий достаточно резкие. В качестве иллюстрации на рис. 6.3 слева приведены относительные распределения интенсивности, создаваемые двумя близкими спектральными линиями с длинами волн λ_1 и λ_2 одинаковой максимальной интенсивности I_0 .

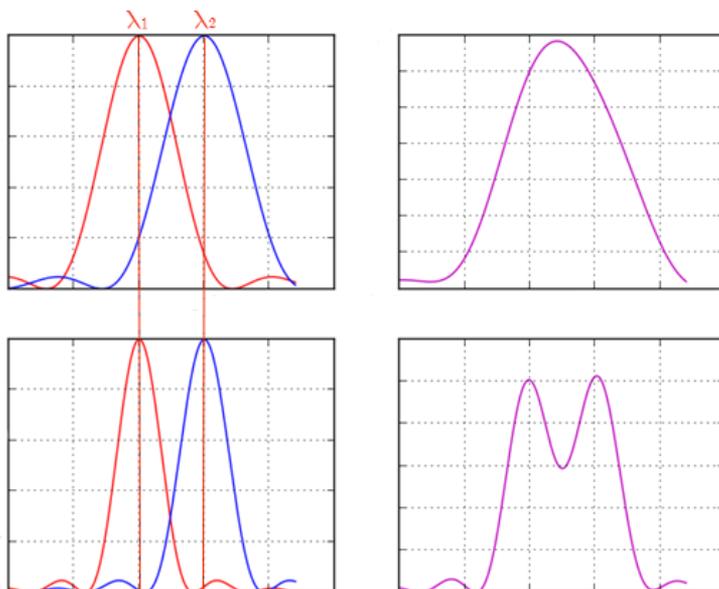


Рис. 6.3

Расстояния между этими линиями на экране одинаковы, а ширины контуров линий разные. На панелях справа показаны суммарные контуры, создаваемые этими линиями. Видно, что спектральные линии, показанные на нижней панели, дают суммарный контур с двумя максимумами и наблюдаются поэтому отдельно (т.е. разрешаются прибором), в то время как линии на верхней панели сливаются в один общий максимум и наблюдаются как одна спектральная линия (т.е. не разрешаются прибором).

Разрешающая способность прибора определяется отношением средней длины волны λ двух близких спектральных линий к минимальному интервалу длин волн $\delta\lambda$, при котором эти линии еще наблюдается отдельно:

$$R = \lambda / \delta\lambda. \quad (6.7)$$

Согласно критерию, предложенному Рэлеем, две линии одинаковой интенсивности будут разрешены, если максимум одной из них совпадает с первым минимумом другой (рис. 6.4). Провал между максимумами в суммарном контуре составляет при этом $\sim 20\%$ от максимальной интенсивности и позволяет воспринимать линии раздельно.

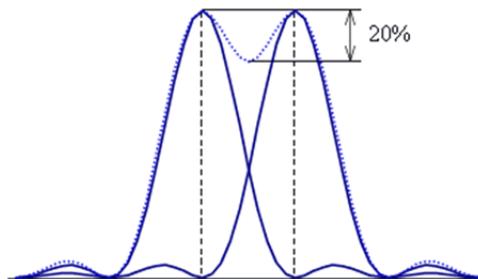


Рис. 6.4

Критерий Рэля дает для разрешающей способности дифракционной решетки следующее соотношение:

$$R = \lambda / \delta\lambda = kN, \quad (6.8)$$

где N – полное число штрихов решетки.

Таким образом, при увеличении порядка спектра разрешающая способность решетки, как и ее угловая дисперсия (см. формулу (6.6)), увеличивается.

Описание установки

Измерение углов дифракции производится на гониометре Г1,5 (см. приложение). Источником света является ртутная лампа. Оптическая схема установки показана на рис. 6.5. Свет от источника S , пройдя коллиматорную щель и коллиматорный объектив гониометра, падает параллельным пучком на дифракционную решетку D , установленную на столике гониометра. Наблюдать дифракционный спектр нужно через зрительную трубу гониометра. Угловое положение каждой спектральной линии определяется с помощью отсчетного устройства гониометра (см. приложение).

На рис. 6.5 угловому положению неотклоненного пучка (дифракционная решетка выведена из пучка) соответствует отсчет по гониометру N_0 ; угловому положению максимума нулевого порядка – отсчет N_{01} , угловому положению некоторого максимума k -го порядка – отсчет N .

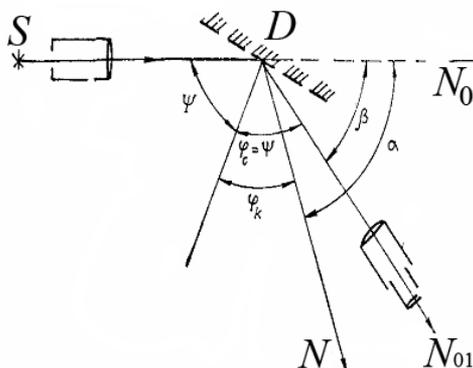


Рис. 6.5

Угол между направлением неотклоненного светового пучка и направлением на спектральную линию k -го порядка равен $\alpha_k = 180^\circ - (\psi + \varphi_k)$. Угол между направлением неотклоненного пучка и направлением на линию нулевого порядка равен $\beta = 180^\circ - 2\psi$. Отсюда угол падения света на решетку $\psi = 90^\circ - \beta/2$, а угол дифракции $\varphi_k = 180^\circ - (\psi - \alpha_k)$. Таким образом, задача сводится к измерению углов α_k и β , т.е. к нахождению направлений неотклоненного пучка N_0 , максимума нулевого порядка N_{01} и спектральной линии N .

Порядок выполнения работы

При подготовке к работе необходимо изучить принцип действия гониометра (см. приложение).

1. Включить в сеть ~ 220 В ртутную лампу и подсветку гониометра.

2. Если дифракционная решетка установлена на столике гониометра, снять ее или вывести из светового пучка.

3. Установить зрительную трубу вдоль продолжения оси коллиматора. При этом в поле зрения появляется изображение щели. Поворачивая винт 4 (см. рис. П1 в приложении), добиться резкого изображения щели. Сфокусировать окуляр зрительной трубы 5 (см. рис. П1 в приложении) на четкое видение перекрестья нитей. Совместить перекрестье с центром изображения щели.

4. Сфокусировать окуляр отсчетного устройства 7 (см. рис. П1 в приложении) на резкое видение шкалы. Снять отсчет N_0 и занести результат в табл. 6.1.

Т а б л и ц а 6.1

N_0	N_{01}	k	Линия	N	β	ψ	α_k	φ_k	λ
		-1	Синяя Зеленая Желтая 1 Желтая 2						
		-2	Синяя Зеленая Желтая 1 Желтая 2						
		-3	Синяя Зеленая Желтая 1 Желтая 2						

5. Поставить решетку на столик и повернуть его так, чтобы угол падения ψ лучей на решетку был $\sim 70^\circ$. Изображение щели (нулевой максимум) и спектральные линии будут при этом хорошо видны на решетке невооруженным глазом.

6. Повернуть зрительную трубу и навести перекрестие нитей на нулевой максимум. Снять отсчет N_{01} по шкале отсчетного устройства, занести результат в табл. 6.1.

7. Поворачивая зрительную трубу, наводить перекрестие нитей последовательно на середины спектральных линий (синей, зеленой и двух желтых) в спектрах порядков $k = -1, -2, -3$. В каждом порядке спектра произвести отсчеты N для каждой линии и занести значения в табл. 6.1. После каждого поворота зрительной трубы необходимо фокусировать изображение щели с помощью винта 4 (см. рис. П1 в приложении).

Обработка результатов измерений

1. Найти угол падения света на решетку:

$$\psi = 90^\circ - \beta/2, \text{ где } \beta = N_0 - N_{01}.$$

2. Для каждой спектральной линии в каждом порядке спектра определить углы дифракции:

$$\varphi_k = 180^\circ - (\psi - \alpha_k), \text{ где } \alpha_k = N_0 - N.$$

3. Вычислить длины волн спектральных линий в каждом порядке спектра:

$$\lambda = d(\sin\varphi_k - \sin\psi) / k.$$

Постоянная дифракционной решетки $d = 1/600$ мм. Результаты вычислений занести в табл. 6.1.

4. Для зеленой линии спектра ртути по трем полученным значениям вычислить среднее арифметическое. Оценить погрешность при определении длины волны зеленой линии спектра ртути по разбросу трех значений.

5. Занести в табл. 6.2 значения углов дифракции для желтых линий. Вычислить угловое расстояние $\Delta\varphi_k$ между этими линиями в каждом порядке спектра и угловую дисперсию по формуле

$$D_{\text{эксп}} = \Delta\varphi_k / \Delta\lambda,$$

где $\Delta\lambda$ – разница длин волн желтых линий, $\lambda_{\text{ж1}} = 576,960$ нм и $\lambda_{\text{ж2}} = 579,066$ нм спектра ртути. Результаты занести в табл. 6.2.

Т а б л и ц а 6.2

k	Линия	φ_k	$\Delta\varphi_k$	$D_{\text{эксп}}$	$D_{\text{теор}}$
-1	желтая 1				
	желтая 2				
-2	желтая 1				
	желтая 2				
-3	желтая 1				
	желтая 2				

6. По формуле $D_{\text{теор}} = k/d \cos \varphi_k$ рассчитать теоретические значения угловой дисперсии. Результаты занести в табл. 6.2.

7. Построить графики зависимостей $D_{\text{эксп}}$ и $D_{\text{теор}}$ от порядка спектра k . Сопоставить экспериментальные $D_{\text{эксп}}$ и теоретические $D_{\text{теор}}$ значения. Сделать вывод о зависимости угловой дисперсии решетки от порядка спектра.

Вопросы и задания для допуска к лабораторной работе

1. В чем заключается явление дифракции? Сформулировать принцип Гюйгенса-Френеля.

2. Условие главных максимумов дифракционной решетки при нормальном и наклонном падении света. Распределение интенсивности света по главным максимумам.

3. Кратко сформулировать суть метода, используемого в лабораторной работе.

Вопросы и задания к защите лабораторной работы

1. Дифракция Фраунгофера на одной и двух щелях. Сравнение дифракционных картин.
2. Угловая и линейная дисперсия дифракционной решетки. Дать определения, перечислить факторы, от которых они зависят.
3. Разрешающая сила дифракционной решетки. Дать определение, перечислить факторы, от которых она зависит. Критерий Рэля.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРА ПРИ ПОМОЩИ ПОЛУТЕНЕВОГО САХАРИМЕТРА

Цель работы – измерить концентрацию C_x раствора сахара при вращении им плоскости поляризации и сравнить с вращением плоскости поляризации раствором сахара с известной концентрацией C .

Приборы и принадлежности: сахариметр СУ-3, три кюветы (с дистиллированной водой, с раствором сахара с известной и неизвестной концентрацией).

Рекомендуется предварительно ознакомиться с краткими сведениями из теории лаб. раб. № 8.

Краткие сведения из теории

Многие вещества обладают способностью вращать *плоскость поляризации* (плоскость, в которой колеблется световой вектор \vec{E} в плоскополяризованной волне). Они называются *оптически-активными веществами*. Любое оптически-активное вещество существует в природе в двух модификациях (правовращающей и левовращающей), которые химически неразличимы, но вращают плоскость поляризации в противоположные стороны. Они могут быть как в твердой, так и в жидкой фазе. Растворы таких веществ также вращают плоскость поляризации. Вращение обусловлено асимметричным строением молекул, не имеющих ни центра симметрии, ни плоскости симметрии.

Для объяснения вращения плоскости поляризации Френель предположил, что в оптически-активных веществах лучи, поляризованные по кругу вправо и влево, распространяются с неодинаковой скоростью. Плоскополяризованный свет можно представить как суперпо-

зицию двух поляризованных по кругу волн, правой и левой, с одинаковыми частотами и амплитудами. Действительно геометрическая сумма \vec{E} световых векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 , поляризованных по кругу волн, в каждый момент времени будет лежать в одной и той же плоскости P (рис. 7.1). Если скорости распространения обеих волн окажутся неодинаковыми, то по мере прохождения через вещество один из векторов \vec{E}_1 или \vec{E}_2 будет отставать в своем вращении от другого вектора, в результате чего плоскость P' , в которой лежит результирующий вектор \vec{E} , будет поворачиваться относительно первоначальной плоскости P .

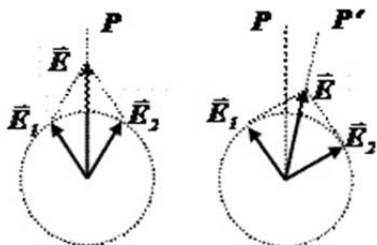


Рис. 7.1

Угол φ поворота плоскости поляризации раствором оптически активного вещества определяется выражением (закон Ж.Б. Био, 1815 г.)

$$\varphi = \alpha Cl, \quad (7.1)$$

где коэффициент пропорциональности α называется *постоянной вращения* данного вещества; C – *весовая концентрация* раствора; l – длина пути, пройденного линейно-поляризованным лучом в растворе. Весовая концентрация рассчитывается по формуле

$$C = m_{\text{в}} / (m_{\text{в}} + m_{\text{ж}}),$$

где $m_{\text{в}}$ – масса растворенного вещества; $m_{\text{ж}}$ – масса жидкости, в которой растворено вещество; $m_{\text{в}} + m_{\text{ж}}$ – масса раствора.

Зависимость постоянной вращения α от длины волны света, называют *вращательной дисперсией*.

Выражение (7.1) можно использовать для измерения весовой концентрации раствора оптически-активного вещества C_x по углу поворота φ_x плоскости поляризации. Для этого необходимо для какой-

нибудь известной концентрации C определить значение $\alpha = \varphi/Cl$ и подставить его в выражение $C_x = \varphi_x/\alpha l$.

Приборы, в которых явление вращательной дисперсии используется для измерения объемных концентраций растворов, называются *поляриметрами*. Если определяется концентрация сахара, приборы называются *сахариметрами*. Сахариметр состоит из помещаемой между поляризатором и анализатором трубки (кюветы) с прозрачными основаниями, в которую налит раствор сахара.

В простейшую установку для измерения угла φ (рис. 7.2) входят S – источник света, Π – поляризатор, A – анализатор, K – кювета с раствором оптически-активного вещества, \mathcal{E} – экран.

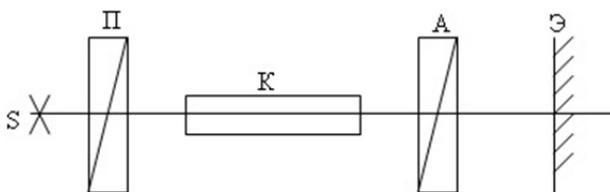


Рис. 7.2

Если при отсутствии раствора поляризатор и анализатор скрещены (угол между плоскостями поляризации поляризатора и анализатора равен 90°) и, как следует напрямую из закона Малюса (см. формулу (8.1) в л.р. №8), за анализатором света нет, то при помещении раствора сахара, вследствие поворота им плоскости поляризации за анализатором возникает свет (поле зрения просветляется, так как световой вектор \vec{E} поворачивается на угол φ). Поворотом анализатора в своей плоскости можно снова добиться темноты, скомпенсировав таким образом угол поворота плоскости поляризации, и измерить его.

Определение φ посредством двух установок на темноту (при отсутствии и наличии оптически-активного вещества) довольно неточно. Точность измерений повышается при использовании полутеневых устройств, в которых установка производится не на темноту, а на равное освещение двух половин поля. Это связано с тем, что глаз очень чувствителен к малейшим различиям в яркости именно смежных частей поля зрения.

Полутеневая поляризационная призма состоит из двух половин, плоскости поляризации которых составляют между собой небольшой угол. Простейшую полутеневую призму можно получить, если обычную поляризационную призму разрезать вдоль плоскости поляриза-

ции AA , сошлифовать у каждой из половин по клинообразному слою около $2,5^\circ$ и вновь склеить (рис. 7.3, где A_1A – плоскость поляризации левой половины, A_2A – правой). Полутеневые поляризационные призмы используют в качестве поляризатора или анализатора в зависимости от конструкции прибора.

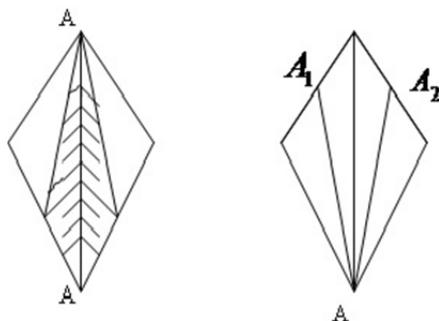


Рис. 7.3

Если после установки прибора на равенство освещенностей двух половинок поля зрения поместить между полутеневым поляризатором и анализатором исследуемое вещество, то, очевидно, нарушится равномерность их освещения. Для восстановления равенства освещенностей анализатор нужно повернуть на угол φ , равный углу поворота плоскости поляризации активным веществом.

В сахариметре анализатор не вращается, поэтому освещенность уравнивают *клиновидным кварцевым компенсатором* (рис. 7.4). Он состоит из кварцевой пластины левого вращения (L) и двух скользящих друг около друга клиньев ($\Pi 1$ и $\Pi 2$), образующих пластину переменной толщины правого вращения. Перемещением малого клина вдоль большого меняют толщину слоя, проходимого светом, изменяя тем самым фазовый угол проходящей волны, и восстанавливают равную освещенность полей зрения.

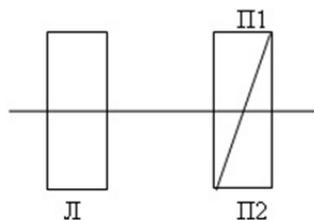


Рис. 7.4

На основании формулы (7.1) можно записать $\varphi = \alpha C l$ и $\varphi_x = \alpha C_x l$, тогда $C_x = C \varphi_x / \varphi$. С учетом того, что угол вращения плоскости поляризации можно найти по разности двух отсчетов по шкале сахариметра, получаем:

$$C_x = C \frac{K_x - K_0}{K - K_0}, \quad (7.2)$$

где K_0 – отсчет, соответствующий выравниванию яркости полуполей, когда в сахариметр помещена кювета с дистиллированной водой; K – отсчет, соответствующий установке в прибор кюветы с раствором сахара известной концентрации C ; K_x – аналогичный отсчет, когда в прибор установлена кювета с раствором сахара неизвестной концентрации C_x .

Описание установки

В настоящей работе концентрация сахарного раствора измеряется универсальным сахариметром СУ-3. Его оптическая схема приведена на рис. 7.5, где 1 – источник света (электрическая лампочка); 2 – светофильтр; 3 – матовое стекло; 4 – конденсорная линза; 5 – полутеневого поляризатор; 6 – кювета с исследуемым раствором; 7 – кварцевый компенсатор; 8 – анализатор; 9 – объектив зрительной трубы; 10 – окуляр зрительной трубы; 11 – отражательная призма; 12 – светофильтр; 13 – шкала; 14 – нониус; 15 – лупа для наблюдения шкалы и нониуса; P – рукоятка для перемещения подвижного кварцевого клина и связанной с ним шкалы.

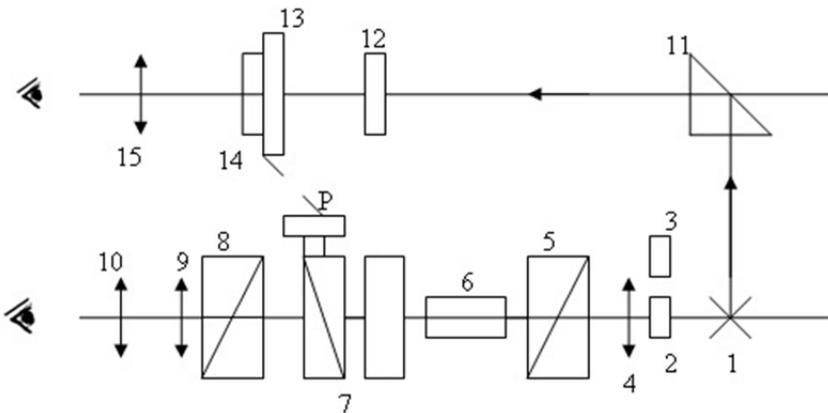


Рис. 7.5

Световой поток от лампочки накаливания *1* проходит через светофильтр *2* или матовое стекло *3*, конденсор *4* и полутеневую призму-поляризатор *5*, которая преобразует его в поляризованный поток света и разделяет на две половины линией раздела. Поляризатор устанавливают таким образом, чтобы плоскости поляризации обеих половин светового потока составляли одинаковые углы с плоскостью поляризации анализатора *8*. Если кювета с раствором отсутствует, а толщина право- и левовращающих пластин кварцевого компенсатора *7* одинакова, то в окуляре *10* зрительной трубы наблюдаются две равноосвещенные половины поля, разделенные тонкой линией.

Оптически активный раствор *6* нарушает равенство освещенностей. Равенство освещенностей восстанавливается кварцевым компенсатором *7* при изменении толщины П1-П2 (рис. 7.4) с помощью рукоятки *P*, которая перемещает подвижный кварцевый клин и связанную с ним шкалу *13*. Линейное перемещение клина пропорционально углу поворота плоскости поляризации, поэтому прибор проградуирован в так называемых градусах $^{\circ}S$ Международной сахарной шкалы.

$100^{\circ}S$ соответствует $34,62^{\circ}$ угловым. Сахариметр показывает $100^{\circ}S$, когда при $20^{\circ}C$ в 200-миллиметровой кювете находится водный раствор, содержащий в 100 см^3 26 г химически чистой сухой сахарозы, взвешенной в воздухе латунными гирями.

Отсчеты показаний шкалы при помощи нониуса приведены на рис. 7.6. На рис. 7.6, *a* показано положение шкалы и нониуса, соответствующее отсчету $+11,8^{\circ}S$ (ноль нониуса расположен правее нуля шкалы на 11 полных делений, и в правой части нониуса с одним из делений шкалы совмещено восьмое деление нониуса). На рис. 7.6, *б* отсчет соответствует $-3,2^{\circ}S$ (ноль нониуса расположен левее нуля шкалы на три полных деления, и в левой части нониуса с одним из делений шкалы совмещается второе деление нониуса).

a)



Рис. 7.6

б)

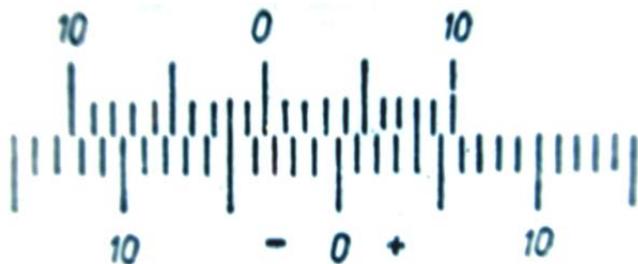


Рис. 7.6 (окончание)

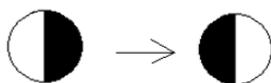
Порядок выполнения работы

1. Включить сахариметр в сеть переменного тока с напряжением 220 В; тумблер «сеть» на приборе перевести в верхнее положение.

2. Вращая оправы окуляра 10 зрительной трубы и лупы 15 шкалы (рис. 7.5), установить максимальную резкость изображения таким образом, чтобы была четко видна вертикальная линия, разделяющая поле зрения на две половины, а также штрихи и цифры шкалы и нониуса.

3. При отсутствии в камере кюветы установить однородность поля зрения, вращая рукоятку P . При этом нулевые деления шкалы и нониуса должны совпадать.

4. Вложить в камеру поляриметрическую кювету с исследуемым раствором, согнав пузырек воздуха в центр кюветы. Вращая рукоятку P , добиться однородности поля зрения. При малых поворотах рукоятки в одну и другую сторону должна наблюдаться смена освещенности половин зрения:



Поворот рукоятки P компенсатора пропорционален углу поворота плоскости поляризации раствором сахара данной концентрации. Произвести отсчеты K_0 , K и K_x по шкале при помощи нониуса с точностью до $0,1^{\circ}S$.

5. Измерения каждого отсчета повторить пять раз и занести в табл. 7.1, результаты усреднить.

Т а б л и ц а 7.1

Номер измерений	K_0	K	K_x
1			
2			
3			
4			
5			
Среднее значение			

Обработка результатов измерений

1. Концентрацию сахара C_x в исследуемом растворе определить по формуле (7.2).

2. Рассчитать относительную погрешность определения неизвестной концентрации по формуле

$$\frac{\Delta C_x}{C_x} = \sqrt{\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \frac{\Delta K_x^2}{(K_x - K_0)^2} + \frac{\Delta K^2}{(K - K_0)^2} + \left(\frac{\Delta K_0 (K_x - K)}{(K_x - K_0)(K - K_0)}\right)^2},$$

где абсолютные ошибки ΔK_0 , ΔK и ΔK_x найти по разбросу значений K_0 , K и K_x , а для оценки абсолютной ошибки определения концентрации ΔC , если она не указана, можно взять половину разряда последней значащей цифры.

Вопросы и задания для допуска к лабораторной работе

1. Объяснить явление поляризации света.
2. Закон Био. Явление вращательной дисперсии.
3. Кратко сформулировать суть метода, применяющегося в лабораторной работе для определения концентрации раствора сахара при помощи полутеневого сахариметра.

Вопросы и задания к защите лабораторной работы

1. Описать простейшую схему для измерения угла поворота плоскости поляризации.
2. Как устроена полутеневая поляризационная призма?
3. Для чего используется в работе клиновидный кварцевый компенсатор?

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

Цель работы – проверить закон Малюса; определить показатель преломления прозрачного диэлектрика.

Приборы и принадлежности: микроамперметр, оптическая скамья, на которой укреплен источник света, поляризатор-анализатор (призмы Николя*) и селеновый фотоэлемент; лимб**, красный полупроводниковый лазер, стеклянная призма, белый экран.

Краткие сведения из теории

Согласно теории Максвелла, световые волны являются поперечными: векторы напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей взаимно ортогональны и колеблются перпендикулярно световому лучу (направлению распространения световой волны). В процессах взаимодействия света с веществом основную роль играет электрический вектор \vec{E} ***, его называют *световым вектором*.

Свет называется *естественным*, если в плоскости, перпендикулярной лучу, имеют место все возможные направления колебаний светового вектора с хаотически меняющимися начальными фазами. Если существует некоторое преимущественное направление колебаний вектора \vec{E} , то говорят, что свет *частично поляризован*. Плоскость, в которой колеблется световой вектор в плоскополяризованной волне, называется *плоскостью колебаний* или *плоскостью поляризации*. Если в плоскости, перпендикулярной лучу, из всех возможных направлений колебаний светового вектора сохраняется лишь два взаимноперпендикулярных направления с постоянной во времени разностью фаз, такой свет называется *эллиптически-поляризованным*. Здесь траектория, описываемая концом результирующего вектора \vec{E} в плоскости, перпендикулярной лучу, представляет собой в общем случае эллипс, который может вырождаться в окружность (*циркулярно поляризованный свет*) или в отрезок прямой (*линейно-поляризованный свет*).

* Призма Николя (или просто – николь) представляет собой две одинаковые треугольные призмы из исландского шпата, склеенные тонким слоем канадского бальзама.

** Лимб – кольцо с равномерно расположенными штрихами (делениями).

*** $H \ll E$, так как $H/E \sim \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$.

Устройство, с помощью которого естественный свет превращается в линейно-поляризованный, называется *поляризатором*. Прибор, позволяющий обнаружить, что свет линейно поляризован, и определить плоскость поляризации – *анализатор*, устроенный аналогично поляризатору и в некоторых случаях взаимозаменяемый с ним. Поляризаторами и анализаторами могут служить, например, призмы Николя, поляроиды*. Помещенные вслед один за другим на пути естественного света, они образуют систему поляризатор-анализатор.

Закон Малюса

При вращении анализатора в своей плоскости, когда направление его пропускания перпендикулярно направлению колебаний в линейно-поляризованном свете (анализатор скрещен с поляризатором), за анализатором темно. Максимальная интенсивность за анализатором имеет место, когда направление пропускания анализатора совпадает с направлением колебаний в поляризованном свете. Зависимость интенсивности I вышедшего из анализатора A (рис. 8.1) света от угла φ между направлением I колебаний в линейно-поляризованном свете, вышедшем из поляризатора Π , и направлением 2 пропускания анализатора A , подчиняется *закону Малюса*

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (8.1)$$

где $I_0 = 1/2 I_{\text{ест}}$ – интенсивность вышедшего из поляризатора Π света; $I_{\text{ест}}$ – интенсивность естественного света.

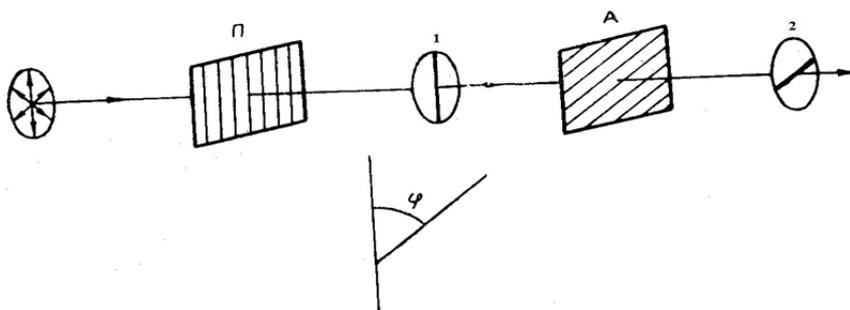


Рис. 8.1

* Поляроид представляет собой тонкую поляризующую плёнку, заклеенную для защиты от механического повреждения и действия влаги и расположенную между двумя прозрачными пластинками (плёнками).

Закон Брюстера

При отражении от границы раздела двух прозрачных диэлектриков естественный свет превращается в частично поляризованный с преимущественным направлением колебаний, перпендикулярным плоскости падения. Когда угол падения света на эту границу становится равным некоторому значению, называемому *углом Брюстера* или углом полной поляризации, то отраженный свет становится линейно-поляризованным с направлением колебаний, перпендикулярным плоскости падения (рис. 8.2).

Угол Брюстера i_B определяется выражением

$$\operatorname{tg} i_B = n / n_0, \quad (8.2)$$

где n – показатель преломления среды, в которую луч входит; n_0 – показатель преломления среды, из которой луч выходит. Соотношение (8.2) носит название *закон Брюстера*.

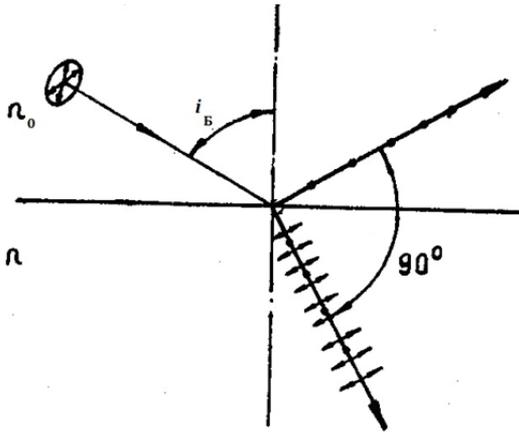


Рис. 8.2

Преломленный свет при любом угле падения на границу раздела всегда частично поляризован и, в частности, при угле Брюстера. Преимущественное направление колебаний в преломленном луче находится в плоскости падения.

Описание установки

В *первой части* работы предлагается экспериментально проверить закон Малюса, выполнение которого свидетельствует о линей-

ной поляризации излучения. Схема установки приведена на рис. 8.3, где S – источник света; Π и A – поляризатор и анализатор (призмы Николя); F – селеновый фотоэлемент, в цепь которого для измерения фототока включен микроамперметр μA .

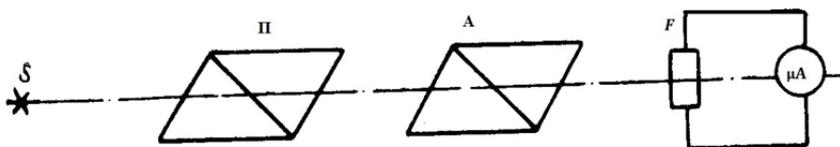


Рис. 8.3

Фототок i в цепи фотоэлемента F пропорционален интенсивности света I , вышедшего из анализатора. Вращая анализатор A в своей плоскости, изменяем угол φ и, следовательно, интенсивность света I , вышедшего из него и падающего на фотоэлемент F . Угол поворота φ отсчитывается по лимбу.

Во *второй части* работы нужно определить показатель преломления прозрачного диэлектрика на основе закона Брюстера, т.е. по найденному из опыта углу полной поляризации.

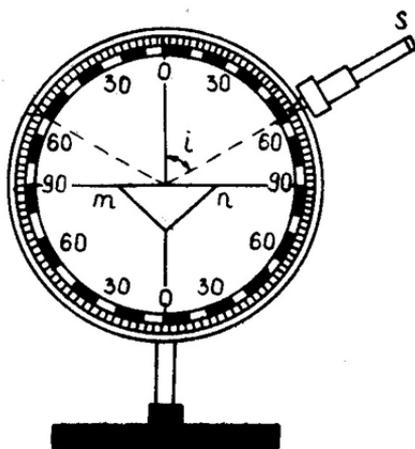


Рис. 8.4

Прибор (рис. 8.4) состоит из лимба, на его оси закреплен держатель, на конце которого находится источник света S – красный полупроводниковый лазер. Выходной сигнал лазера поляризован в плос-

кости падения. В центре лимба укрепляется призма mn из прозрачного диэлектрика, показатель преломления которого требуется определить (вместо призмы можно было бы поместить любую прозрачную пластинку). При отражении от верхней грани призмы поляризованного (в плоскости падения) лазерного луча на белом экране, расположенном слева от прибора, наблюдается красное точечное пятно, интенсивность которого меняется в зависимости от угла падения луча. Углы падения отсчитываются по лимбу от нуля до оси лазерной трубки. Наблюдая изображение отраженного лазерного луча, найти такое положение лазера (угол падения i_B), чтобы яркость изображения была наименьшей. Минимальная яркость отраженного луча в этом случае объясняется тем, что при угле падения i_B отраженный свет линейно поляризован с направлением колебаний, перпендикулярным плоскости падения, однако выходной сигнал лазера изначально поляризован в плоскости падения.

Порядок выполнения работы ***Экспериментальная проверка закона Малюса***

1. Включить источник света. Установить анализатор на угол $\varphi = 90^\circ$. Этому соответствует минимальная освещенность фотоэлемента и наименьшее отклонение стрелки микроамперметра. Записать величину минимального фототока i_{\min} , вызванного попаданием постороннего света на фотоэлемент.

2. Вращением анализатора установить его нулевое положение $\varphi = 0^\circ$, при котором направление его пропускания совпадает с направлением колебаний в линейно-поляризованном луче, вышедшем из поляризатора. Этому соответствует максимальное отклонение стрелки микроамперметра.

3. Перемещая по оптической скамье как жесткое целое держатель с николями, лимбом и фотоэлементом так, чтобы след сфокусированной нити лампы приходился на входное отверстие николей, добиться, чтобы максимальное отклонение стрелки микроамперметра было наибольшим. Определить максимальную величину фототока i_{\max} .

4. Поворотом анализатора A в своей плоскости в пределах 180° через каждые 10° измерить величину фототока i_φ .

5. Результаты измерений занести в табл. 8.1 с учетом поправки i_{\min} , где $i_0 = i_{\max} - i_{\min}$ и $i = i_\varphi - i_{\min}$.

Т а б л и ц а 8.1

Номер измерений	$\varphi, ^\circ$	$\cos^2\varphi$	i	i/i_0
1	0			
2	10			
3	20			
...				
19	180			

**Определение показателя преломления прозрачного диэлектрика
на основе закона Брюстера**

1. Произвести юстировку прибора при нормальном падении лазерного луча (нулевой отсчет по лимбу), добиваясь строго горизонтального положения верхней отражающей грани призмы.

2. Задавая разные углы падения, найти такой угол (i_B), при котором видимая яркость изображения отраженного лазерного луча на белом экране (точечное красное пятно) будет наименьшей или исчезнет совсем. Значение i_B занести в табл. 8.2

3. Опыт повторить пять раз, результаты измерений занести в табл. 8.2.

Т а б л и ц а 8.2

Номер измерений	i_B
1	
2	
3	
4	
5	
Среднее значение	

**Обработка результатов измерений
Экспериментальная проверка закона Малюса**

1. Полученные результаты представить в виде графика (на миллиметровой бумаге) зависимости $I/I_0 = i/i_0$ от угла φ (по данным табл. 8.1).

2. Сопоставить с теоретическим графиком зависимости $f(\varphi) = \cos^2\varphi$, который следует из закона Малюса (8.1).

Определение показателя преломления прозрачного диэлектрика на основе закона Брюстера

1. По разбросу значений i_B определить абсолютную ошибку Δi_B угла Брюстера.
2. Рассчитать показатель преломления вещества призмы n по формуле (8.2) с учетом того, что $n_0 \approx 1$.
3. По формуле ошибок косвенных измерений найти относительную и абсолютную погрешности определения показателя преломления n .

Вопросы и задания для допуска к лабораторной работе

1. Чем отличается поляризованный свет от естественного?
2. Кратко сформулировать суть метода, применяющегося в лабораторной работе, для экспериментальной проверки закона Малюса.
3. Кратко описать метод для определения показателя преломления прозрачного диэлектрика на основе закона Брюстера в данной лабораторной работе.

Вопросы и задания к защите лабораторной работы

1. Способы получения поляризованного света.
2. Интенсивность естественного света, пропущенного через два поляризатора, уменьшилась в восемь раз. Как ориентированы поляризаторы?
3. Показать, что при выполнении закона Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 9

ИЗУЧЕНИЕ ДИСПЕРСИИ СВЕТА

Цель работы – определить значения показателя преломления вещества призмы и фазовых скоростей для различных линий спектра ртути; построить зависимости фазовой скорости и показателя преломления от длины волны; графически определить фазовую и групповую скорости для длины волны $\lambda = 500$ нм.

Приборы и принадлежности: гониометр Г1,5, ртутная лампа, призма.

Краткие сведения из теории

Уравнение плоской монохроматической волны, бегущей в положительном направлении оси x , имеет вид

$$E(x, t) = E_m \cos(\omega t - kx),$$

где ω – циклическая частота волны; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны. Аргумент косинуса называется *фазой волны*.

Любая плоскость, перпендикулярная оси x , представляет собой поверхность постоянной фазы (или волновую поверхность): $\omega t - kx = \text{const}$. Волновая поверхность перемещается вдоль оси x со скоростью

$$v = dx/dt = \omega/k,$$

которая называется *фазовой скоростью* распространения волны.

Любая реальная волна строго монохроматической не является, но ее можно представить в виде суперпозиции монохроматических волн различных частот:

$$E(x, t) = \int_0^{\infty} E_{m\omega} \cos(\omega t - k(\omega)x) d\omega.$$

Если амплитуды $E_{m\omega}$ существенно отличаются от нуля только для узкого интервала частот, то группа волн образует так называемый волновой пакет (сигнал), амплитуда которого отлична от нуля только в небольшой области пространства. В волновом пакете каждая монохроматическая составляющая распространяется со своей фазовой скоростью. При этом максимум волнового пакета перемещается со скоростью u , которая называется *групповой скоростью* (скорость перемещения пакета как целого или скорость сигнала).

Поясним это на примере сложения двух монохроматических волн с одинаковыми амплитудами и близкими частотами и волновыми числами:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_m \cos(\omega t - kx), \\ E_2 &= E_m \cos((\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)x), \end{aligned}$$

причем $\Delta\omega \ll \omega, \Delta k \ll k$. Тогда при сложении волн получаем

$$E = E_1 + E_2 = 2E_m \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \cos\left(\frac{2\omega + \Delta\omega}{2}t - \frac{2k + \Delta k}{2}x\right). \quad (9.1)$$

В силу малости $\Delta\omega$ и Δk в сравнении со значениями ω и k , в аргументе второго косинуса этими слагаемыми можно пренебречь. Тогда выражение (9.1) примет вид

$$E = E_1 + E_2 = 2E_m \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \cos(\omega t - kx).$$

Полученный результат можно рассматривать как монохроматическую волну с циклической частотой ω и волновым числом k . Но амплитуда этой волны $A = \left|2E_m \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right)\right|$ не постоянна и медленно в сравнении с периодом $T = 2\pi/\omega$ и длиной волны λ меняется во времени и в пространстве (рис. 9.1).

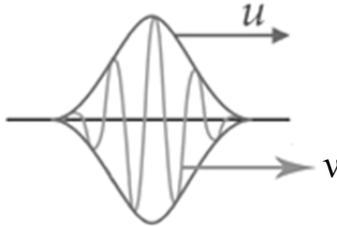


Рис. 9.1

Скорость перемещения определенной амплитуды этой волны равна групповой скорости. Зафиксируем значение амплитуды:

$$\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x = \mathbf{const}.$$

Отсюда групповая скорость $u = \frac{dx}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k}$ или в пределе $u = \frac{d\omega}{dk}$.

Учитывая, что $\omega = kv$ и $k = 2\pi/\lambda$, получаем:

$$u = \frac{d\omega}{dk}v + k \frac{dv}{dk},$$

$$\frac{k}{dk} = -\frac{\lambda}{d\lambda}.$$

Таким образом,

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (9.2)$$

Соотношение (9.2) называется формулой Рэлея.

Зависимость фазовой скорости v от длины волны (частоты) называется *дисперсией*. *Нормальному* ходу дисперсии соответствует увеличение фазовой скорости с ростом длины волны (или уменьшением частоты), т.е. $\frac{dv}{d\lambda} > 0$ и $u < v$. Случай, когда $\frac{dv}{d\lambda} < 0$ и $u > v$, называется *аномальной* дисперсией. В диспергирующих средах различные монохроматические составляющие, образующие волновой пакет, распространяются с различными скоростями, что приводит к его расплыванию, т.е. искажению формы. Поэтому о групповой скорости можно говорить только при относительно малой дисперсии. Сильная зависимость фазовой скорости от длины волны (частоты) приводит к существенным искажениям формы волнового пакета, что делает некорректным рассмотрение скорости его распространения как единого целого.

Световая волна в вакууме представляет собой переменное электромагнитное поле высокой частоты (для светового диапазона порядка 10^{15} Гц), распространяющееся с постоянной скоростью $c = 2,9979 \cdot 10^8$ м/с, не зависящей от частоты. При распространении света в среде фазовая скорость равна

$$v = c/n, \quad (9.3)$$

где n – показатель преломления вещества. Так как фазовая скорость зависит от частоты (длины) волны, следовательно, и показатель преломления вещества зависит от частоты (длины) волны (дисперсия).

Классическая электронная теория дисперсии объясняет эту зависимость взаимодействием внешних слабо связанных с ядром электронов атомов с переменным электрическим полем падающей электромагнитной волны. Внешний электрон в атоме в первом приближении можно рассматривать как затухающий осциллятор с собственной частотой ω_0 , находящийся в положении равновесия. Под действием электрического поля падающей световой волны электрон совершает

вынужденные колебания. Для простоты рассмотрим однородное вещество, атомы которого содержат только один слабосвязанный электрон. Уравнение его движения имеет вид

$$\ddot{r} + 2\beta\dot{r} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E(t),$$

где r – смещение электрона из положения равновесия $E = E_0 \sin \omega t$ – электрическое поле волны; β – коэффициент затухания, зависящий от вещества; e и m – заряд и масса электрона. Решение уравнения представляет собой установившееся колебание $r = r_m \sin \omega t$ с амплитудой

$$r_m = \frac{eE_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\beta^2}}.$$

Дипольный момент, приобретаемый атомом в результате взаимодействия с электромагнитной волной, можно записать в виде

$$p = er = \frac{e^2 E_0 \sin \omega t}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\beta^2}} = \frac{e^2 E}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\beta^2}}.$$

Поляризованность вещества равна при этом $P = Np = \frac{Ne^2 E}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\beta^2}}$, где N – концентрация атомов.

Согласно классической электродинамике Максвелла

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E} = 1 + \frac{Ne^2 / \varepsilon_0 m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\beta^2}}. \quad (9.4)$$

Проанализируем выражение (9.4). Если частота падающей волны значительно отличается от собственной частоты ω_0 (т.е. выполняется условие $2\omega\beta \ll |\omega_0^2 - \omega^2|$), то (9.4) можно записать в виде

$$n^2 \approx 1 + \frac{Ne^2 / \varepsilon_0 m}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (9.5)$$

Если $\omega < \omega_0$, показатель преломления больше единицы и плавно возрастает с увеличением частоты. При $\omega > \omega_0$ показатель преломления меньше единицы и тоже растет при повышении частоты. Увеличение показателя преломления n , т.е. уменьшение фазовой скорости v с увеличением частоты ω соответствует нормальной дисперсии. Таким образом, нормальная дисперсия имеет место при частотах, дале-

ких от собственных частот ω_0 , т.е. вдали от полос поглощения вещества.

Аномальная дисперсия наблюдается в тех областях, где вещество сильно поглощает свет (т.е. вблизи частот ω_0), и выражение (9.5) становится непригодным.

Ход кривой дисперсии показан на рис. 9.2.

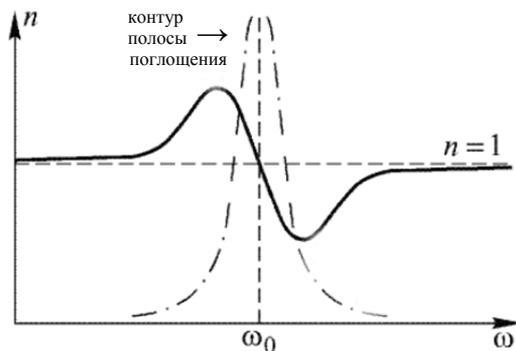


Рис. 9.2

Прозрачное неокрашенное стекло имеет две полосы поглощения: вблизи $\lambda_1 = 2$ мкм (инфракрасная область) и $\lambda_2 = 0,36$ мкм (ультрафиолетовая область), т. е. в видимой части спектра в таком стекле наблюдается только нормальная дисперсия.

Стекло́нная призма является хорошим спектральным прибором. Если на одну ее грань падает параллельный пучок белого света, то внутри призмы волны разных частот распространяются с разными скоростями и преломляются в ней по-разному. По выходе из призмы лучи уже не будут параллельны: свет раскладывается на составляющие разных длин волн (рис. 9.3).

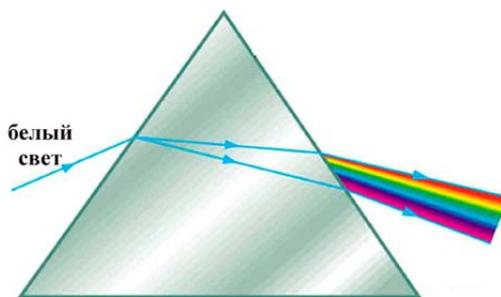


Рис. 9.3

Наблюдается спектр, называемый дисперсионным, так как причина его появления – зависимость показателя преломления вещества призмы от длины волны. С помощью призмы можно измерить показатель преломления вещества для разных длин волн.

Способ измерения показателя преломления основан на определении угла δ отклонения лучей от первоначального направления после преломления призмой. Величина угла δ зависит от показателя преломления призмы n , преломляющего угла призмы γ , длины волны и угла падения α лучей на призму (рис. 9.4).

При симметричном ходе луча, т. е. когда луч распространяется параллельно основанию призмы (рис. 9.4), угол отклонения δ будет наименьшим. При этом качество спектра будет наилучшим, так как δ_{\min} не будет зависеть от угла падения α . В этом случае

$$r = \frac{\gamma}{2}, \alpha = \frac{\delta_{\min} + \gamma}{2}.$$

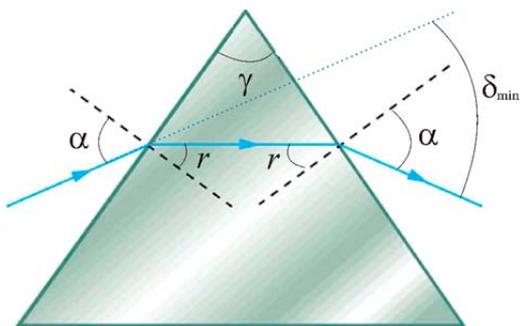


Рис. 9.4

Согласно закону преломления света $\sin \alpha = n \sin r$. Тогда

$$n = \frac{\sin \frac{\gamma + \delta_{\min}}{2}}{\sin \frac{\gamma}{2}}. \quad (9.6)$$

Таким образом, для определения коэффициента преломления вещества призмы необходимо измерить углы наименьшего отклонения.

Описание установки

Углы наименьшего отклонения после преломления в призме измеряют на гониометре Г 1,5 (см. приложение). Источником света является ртутная лампа. Схема установки приведена на рис. 9.5.

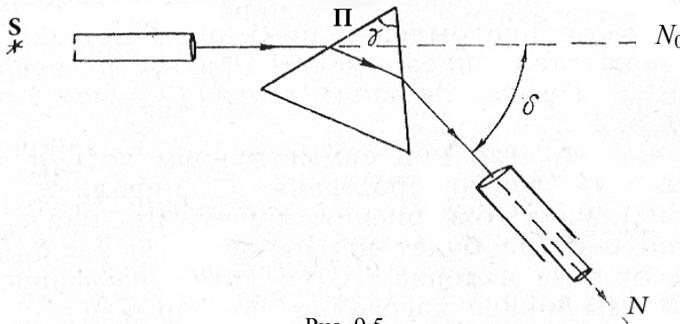


Рис. 9.5

Свет от источника S , пройдя коллиматорную щель и коллиматорный объектив гониометра, падает параллельным пучком на призму P ; преломляющий угол призмы $\gamma = 60^\circ$. Призма закреплена на столике гониометра так, что ее можно поворачивать вокруг вертикальной оси, что дает возможность выводить ее из пучка света. Наблюдать дисперсионный спектр можно через зрительную трубу гониометра. Угловое положение каждой спектральной линии определяют по отсчетному устройству гониометра. Угол наименьшего отклонения вычисляют по формуле

$$\delta_{\min} = N - N_0, \quad (9.7)$$

где N_0 – отсчет по лимбу гониометра, когда в зрительную трубу попадает свет из коллиматора в отсутствие призмы; N – отсчет по лимбу гониометра, когда призма установлена в положение наименьшего отклонения для данной длины волны.

Порядок выполнения работы

При подготовке к работе необходимо изучить принцип действия гониометра (см. приложение).

1. Включить в сеть ~ 220 В шланг питания подсветки гониометра и тумблер подсветки.
2. Включить ртутную лампу, освещающую щель коллиматора.

3. Если призма стоит на столике гониометра, снять ее или вывести из светового пучка.

4. Установить зрительную трубу вдоль продолжения оси коллиматора. При этом в поле зрения появляется изображение щели. Поворачивая винт 4 (см. рис. П1 в приложении), добиться резкого изображения щели. Сфокусировать окуляр зрительной трубы 5 (см. рис. П1) на четкое видение перекрестья нитей. Совместить перекрестье с центром изображения щели.

5. Сфокусировать окуляр отсчетного устройства 7 (см. рис. П1) на резкое видение шкалы. Снять отсчет N_0 и занести значение в табл. 9.1.

6. Ввести призму в световой пучок. Медленно вращая зрительную трубу, добиться того, чтобы в поле зрения появился линейчатый спектр паров ртути. Остановить трубу в положении, когда в поле зрения видна одна линия. Наблюдая за этой линией в зрительную трубу, очень медленно поворачивать столик с призмой в таком направлении, чтобы эта линия приближалась к линии продолжения оси коллиматора. Если при этом линия уходит из поля зрения, нужно одновременно со столиком поворачивать и зрительную трубу, чтобы линия все время оставалась в поле зрения. При таком медленном вращении спектральная линия, двигаясь в поле зрения, остановится, а при дальнейшем движении столика в ту же сторону изменит направление движения на обратное. Момент изменения направления движения линии соответствует положению призмы, при котором лучи данной длины волны испытывают наименьшее отклонение. Найдя положение остановившейся линии, совместить перекрестье зрительной трубы с центром линии и снять отсчет N по шкале отсчетного устройства. Результат занести в табл. 9.1.

7. Повторить измерения, описанные в п. 6, для каждой спектральной линии. При переходе к каждой следующей линии необходимо сфокусировать зрительную трубу винтом 4 (см. рис. П1).

Т а б л и ц а 9.1

Спектральная линия и ее длина волны	Отсчет N_0	Отсчеты N	δ_{\min}	n	ν
Красная (690,75 нм)					
Желтая 1 (579,07 нм)					
Желтая 2 (576,96 нм)					
Зеленая (546,08 нм)					
Голубая (491,61 нм)					
Синяя (435,83)					
Фиолетовая (404,66 нм)					

Обработка результатов измерений

1. По формуле (9.7) найти δ_{\min} для всех линий спектра паров ртути.

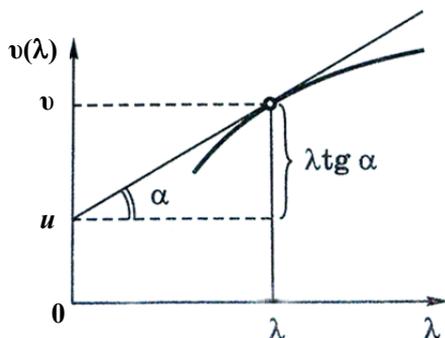
2. Зная преломляющий угол призмы $\gamma = 60^\circ$ и углы наименьшего отклонения δ_{\min} , вычислить показатели преломления для всех длин волн по формуле (9.6).

3. Построить график зависимости показателя преломления n от длины волны света.

4. Для каждой линии по формуле (9.3) вычислить значение фазовой скорости.

5. Построить график зависимости фазовой скорости от длины волны света.

6. Используя построенный график $v = f(\lambda)$, найти величину групповой скорости для длины волны $\lambda = 500$ нм. Для этого, согласно формуле (9.2), нужно провести касательную к графику скорости в точке $\lambda = 500$ нм и определить точку пересечения этой касательной с осью скорости



Вопросы и задания для допуска к лабораторной работе

1. Дать определения фазовой и групповой скоростей.
2. В чем заключается явление дисперсии?
3. Кратко сформулировать суть метода, применяющегося в лабораторной работе. Вывести формулу (9.6).

Вопросы и задания к защите лабораторной работы

1. Сформулировать основные положения электронной теории дисперсии.
2. Особенности нормальной и аномальной дисперсии.
3. Особенности дисперсионного спектра.

Библиографический список

1. *Савельев И.В.* Курс физики в 3-х т. СПб.: Лань, 2008.
2. *Бутиков Е.И.* Оптика. СПб.: Лань, 2012.
3. *Ландсберг Г.С.* Оптика. М.: Физматлит, 2006.
4. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики в 5-ти т. М.: Физматлит, 2002-2005.
5. *Иродов И.Е.* Волновые процессы. Основные законы: учебное пособие. М.: Лаборатория базовых знаний, 1999.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Описание гониометра Г1,5

Гониометр – прибор, служащий для измерения двугранных углов. Внешний вид гониометра приведен на рис. П1.

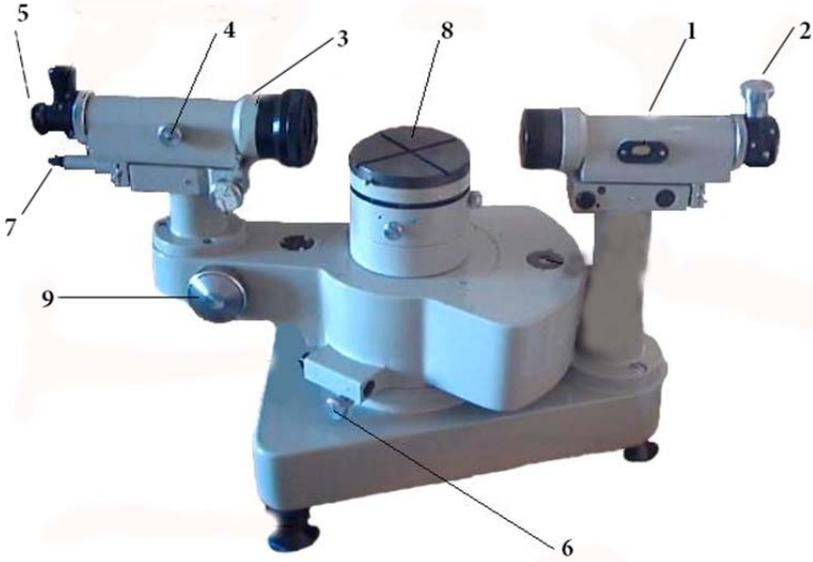


Рис. П1

Основными узлами гониометра являются коллиматор, зрительная труба, основание с осевой системой и отсчетное устройство.

Коллиматор 1 обращен одной стороной к источнику света. С этой стороны коллиматора находится раздвижная щель, ширина которой регулируется винтом 2. Объектив коллиматора создает параллельный пучок света, выходящий из него.

Зрительная труба 3 установлена на подвижной части прибора, называемой алидадой. Лучи из коллиматора падают на объектив зрительной трубы и собираются в его фокальной плоскости, где и наблюдается резкое изображение щели. Установка на резкость изображения щели производится винтом 4, находящимся с правой стороны зрительной трубы. В фокальной плоскости объектива зрительной трубы расположено перекрестие нитей. Перекрестие нитей и изображение щели рассматривают через окуляр 5. Вращением окуляра добиваются четкой видимости. Для совмещения перекрестия и изображения щели зрительную трубу следует поворачивать рукой при отжатом винте 6.

В средней части основания прибора жестко закреплена цилиндрическая ось, на которой установлен стеклянный лимб в оправе. Он является основной частью

отсчетного устройства для измерения углов. Оправа полностью закрывает лимб и снаружи он не заметен. Лимб разделен на 1080 делений, следовательно, цена деления лимба составляет $20'$. Цифры на лимбе нанесены через 1° . При помощи системы призм изображения двух диаметрально противоположных участков лимба (одно изображение прямое, другое – обратное) попадают в окуляр отсчетного устройства 7, расположенный непосредственно под окуляром зрительной трубы. Шкала отсчетного устройства подсвечена рассеянным светом.

Между зрительной трубой и коллиматором находится столик 8, представляющий собой круглый диск, установленный на оси прибора. На столике располагается спектральный прибор (призма или дифракционная решетка). Столик может оставаться неподвижным относительно зрительной трубы либо поворачиваться вместе с ней и алидадой.

Измерение углов с помощью гониометра

Поворотом зрительной трубы добиться совмещения перекрестья нитей с центром исследуемой спектральной линии и зажать винт 6. Вращением окуляра отсчетного устройства 7 добиться четкого видения шкалы.

В окуляре отсчетного устройства наблюдаются изображения диаметрально противоположных участков лимба и вертикальная черта. Чтобы снять отсчет по лимбу, необходимо повернуть маховик 9 оптического микрометра так, чтобы верхние и нижние двойные штрихи совместились. При этом маховик нельзя поворачивать до упора. Если при вращении маховика в одну сторону штрихи не совмещаются, нужно повернуть его в противоположную сторону.

Отсчет по шкале снимается следующим образом. Ближайшее число слева от вертикальной черты на верхней шкале дает число целых градусов. На рис. П2 это число равно 59° .

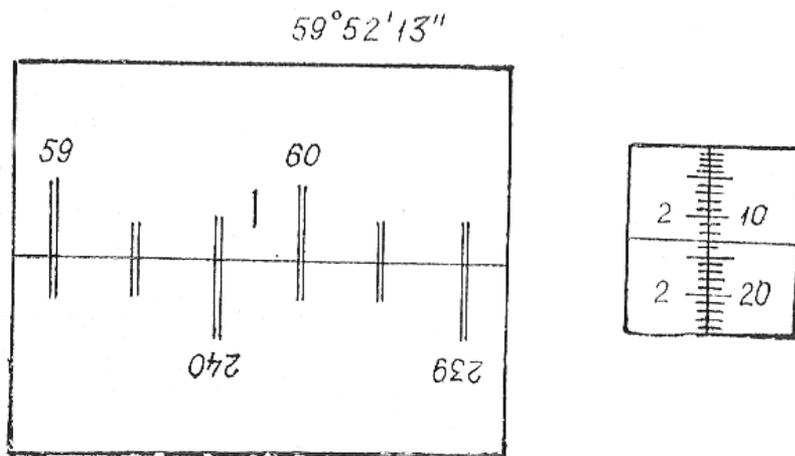


Рис. П2

Отсчет минут производится отдельно для десятков и единиц. Для отсчета десятков минут необходимо на нижней (перевернутой) шкале найти вспомогательное число, отличающееся от снятого отсчета целых градусов на 180° , т.е. оканчивающееся той же цифрой. На рис. П2 вспомогательное число 239° . Число десятков минут равно числу интервалов, заключенных между числом градусов и вспомогательным числом. На рис. П2 между числом градусов 59° и вспомогательным числом 239° пять интервалов, т.е. в отсчете $50'$. Число единиц минут и секунд снимается по вертикальной шкале отсчетного устройства, хорошо видимой, если взгляд слегка сместить от оси окуляра вправо. Против горизонтального индекса по левой стороне шкалы считывается число единиц минут. На рис. П2 это число $2'$. То есть суммарно имеем $50'+2' = 52'$. По правой стороне вертикальной шкалы снимается число секунд. На рис. П2 этот отсчет равен $13''$.

Таким образом, показание прибора, изображенное на рис. П2, составляет $N = 59^\circ 52' 13''$.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>Лабораторная работа № 1.</i> Измерение показателей преломления жидкостей	3
<i>Лабораторная работа №2.</i> Определение длины световой волны при помощи бипризмы.....	13
<i>Лабораторная работа № 3.</i> Измерения с помощью интерференционных колец Ньютона.....	21
<i>Лабораторная работа №4.</i> Дифракция на упорядоченном и хаотическом множествах препятствий	27
<i>Лабораторная работа № 5.</i> Дифракция Фраунгофера на длинной прямоугольной щели	34
<i>Лабораторная работа № 6.</i> Изучение свойств отражательной дифракционной решетки и определение с ее помощью длины световой волны.....	37
<i>Лабораторная работа № 7.</i> Определение концентрации раствора при помощи полутеневого сахариметра	46
<i>Лабораторная работа № 8.</i> Изучение законов поляризации света	54
<i>Лабораторная работа № 9.</i> Изучение дисперсии света	60
<i>Библиографический список</i>	70
П р и л о ж е н и е. Описание гониометра Г1,5	71

Волновая оптика

Редактор *Г.В. Никитина*

Корректор *Л.А. Петрова*

Компьютерная верстка: *С.В. Кацуба*

Подписано в печать 28.12.2018. Формат 60x84/16. Бумага документная.

Печать трафаретная. Усл. печ. 4,3 л. Тираж 300 экз. Заказ № 4.

Балтийский государственный технический университет

Типография БГТУ

190005, Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская ул., д. 1