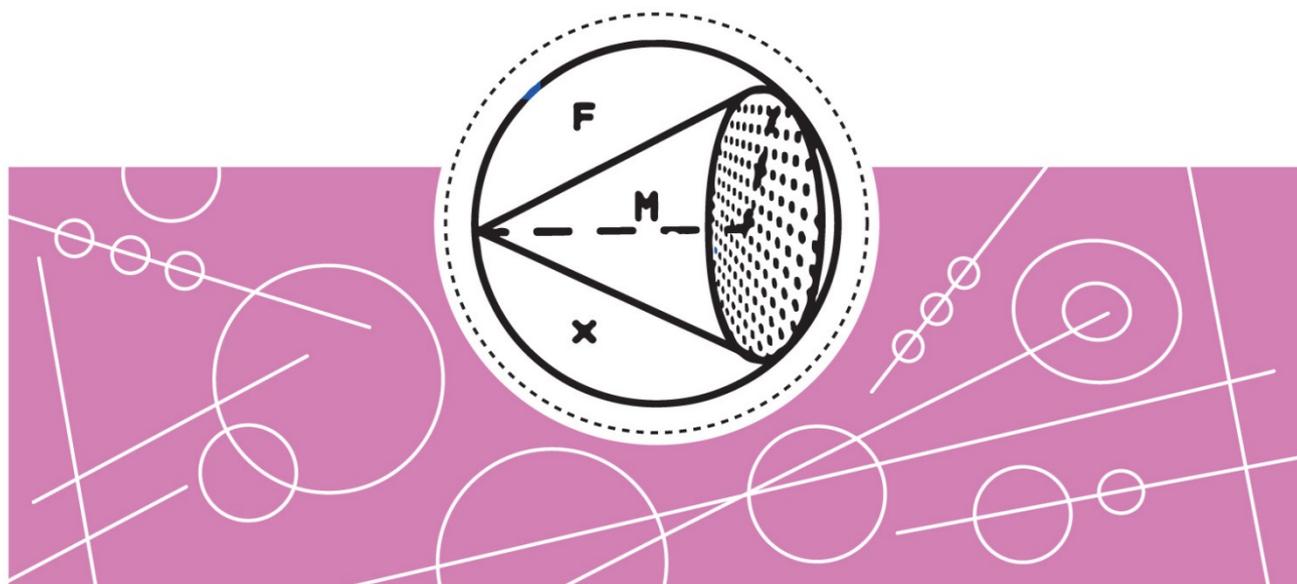


ІІТМО

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА. ЧАСТЬ 1



Санкт-Петербург
2026

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА, ЧАСТЬ I

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

РЕКОМЕНДОВАН К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
В УНИВЕРСИТЕТЕ ИТМО

по направлениям подготовки 01.03.02, 44.03.04, 13.03.02, 24.03.02, 12.03.01, 12.03.02, 12.03.05, 12.03.03, 11.03.02, 11.03.03, 27.03.04, 15.03.06, 16.03.01, 09.03.01, 09.03.02 в качестве лабораторного практикума для реализации образовательных программ высшего образования бакалавриата.

ИТМО

Санкт-Петербург 2026

Волновая оптика. Ч.1. /А.А. Зинчик, Е.А. Ефремова, В.И. Шоев [и др.]. – СПб: Университет ИТМО, 2026. – 91 с.

Рецензент:

Крылов Игорь Ратмирович, кандидат физико-математических наук, доцент, физический факультет, СПбГУ.

Лабораторный практикум написан на основе утвержденной программы курса физики Университета ИТМО. Предназначен для студентов, выполняющих работы лабораторного практикума по общей физике (раздел «Оптика»). Лабораторный практикум содержит описания лабораторных работ и методические указания по их выполнению.

ИТМО

ИТМО (Санкт-Петербург) – национальный исследовательский университет, научно-образовательная корпорация. Альма-матер победителей международных соревнований по программированию. Приоритетные направления: ИТ и искусственный интеллект, фотоника, робототехника, квантовые коммуникации, трансляционная медицина, Life Sciences, Art&Science, Science Communication. Лидер федеральной программы «Приоритет-2030», в рамках которой реализуется программа «Университет открытого кода». С 2022 ИТМО работает в рамках новой модели развития — научно-образовательной корпорации. В ее основе академическая свобода, поддержка начинаний студентов и сотрудников, распределенная система управления, приверженность открытому коду, бизнес-подходы к организации работы. Образование в университете основано на выборе индивидуальной траектории для каждого студента. ИТМО пять лет подряд — в сотне лучших в области Automation & Control (кибернетика) Шанхайского рейтинга. По версии SuperJob занимает первое место в Петербурге и второе в России по уровню зарплат выпускников в сфере ИТ. Университет в топе международных рейтингов среди российских вузов. Входит в топ-5 российских университетов по качеству приема на бюджетные места. Рекордсмен по поступлению олимпиадников в Петербурге. С 2019 года ИТМО самостоятельно присуждает ученые степени кандидата и доктора наук.

©Университет ИТМО, 2026

©Зинчик А.А., Ефремова Е.А., В.И. Шоев, К.К. Боярский 2026

Содержание

Лабораторная работа № 4.01 Определение фокусного расстояния линз методом Бесселя	4
Лабораторная работа № 4.02 Определение расстояния между двумя щелями интерференционным методом	8
Лабораторная работа № 4.03 Определение радиуса кривизны линзы по интерференционной картине колец Ньютона	15
Лабораторная работа № 4.04 Определение показателя преломления стеклянной пластины интерференционным методом	33
Лабораторная работа № 4.05 Изучение интерферометра Майкельсона	38
Лабораторная работа № 4.06 Определение размера щели по картине дифракции Фраунгофера	55
Лабораторная работа № 4.07 Изучение дифракции Фраунгофера на одной и многих щелях	61
Лабораторная работа № 4.08 Изучение зависимости коэффициента отражения света от ориентации плоскости поляризации	78

Лабораторная работа № 4.01

Определение фокусного расстояния линз методом Бесселя

Цель работы

Определение фокусных расстояний положительной и отрицательной линз с помощью метода Бесселя

Задачи

1. Определить положение линз, которые соответствуют уменьшенному и увеличенному изображению предмета.
2. Вычислить фокусное расстояние положительной и отрицательной линзы.

Введение

Фокусное расстояние тонкой положительной (собирающей) линзы можно легко рассчитать, если с помощью этой линзы на экране получить действительное изображение предмета:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1}, \quad (1)$$

где f - главное фокусное расстояние тонкой линзы; a_2 - расстояние от линзы до изображения; a_1 - расстояние от линзы до предмета.

Однако у реальных (не тонких) линз все отрезки отсчитываются не от сферических поверхностей линзы, а от главных плоскостей, которые в общем случае не совпадают с поверхностями линзы. Главные плоскости могут лежать и внутри и вне линзы, совершенно несимметрично относительно ее сферических поверхностей.

Главная плоскость представляет собой геометрическое место точек пересечения лучей, падающих на линзу параллельно главной оптической оси, и лучей, выходящих из линзы после преломления на двух ее поверхностях.

На рис. 1 H и H' - главные плоскости линзы; f - заднее фокусное расстояние линзы.

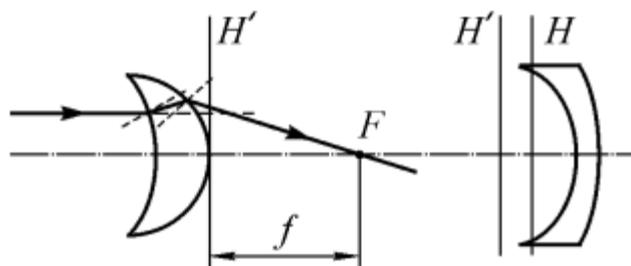


Рис. 1. Положение главных плоскостей линзы

Для расчета фокусного расстояния по формуле линзы в отрезках необходимо знать расстояния a_1 и a_2 , отсчитанные от главных плоскостей линзы, положение которых, как правило, неизвестно.

Точным методом определения величины фокусного расстояния линзы является метод Бесселя, который принципиально исключает влияние на результат местоположения главных плоскостей линзы.

Метод Бесселя заключается в следующем: если на оптической скамье расстояние между предметом y и экраном, на котором получается изображение предмета, взято больше четырех фокусных расстояний положительной линзы, то существуют два симметричных положения линзы, при которых на экране получаются четкие изображения предмета (рис. 2). При первом положении линзы на экране получается увеличенное изображение предмета y_1 , при втором – уменьшенное y_2 . (L – расстояние от предмета до экрана; A – расстояние между двумя положениями линзы).

Выражая отрезки a_1, a_2, a'_1, a'_2 через L и A , пренебрегая отрезком d по сравнению с L и подставляя их в формулу линзы (1), получаем:

$$f = \frac{L^2 - A^2}{4L}. \tag{2}$$

Как видно из этой формулы, для вычисления фокусного расстояния положительной линзы достаточно знать расстояние от предмета до экрана L и расстояние между двумя положениями линзы A , которым соответствуют увеличенное и уменьшенное изображения предмета. Значения обоих этих отрезков (A и L) никак не связаны с положением главных плоскостей линзы, что и является главным достоинством метода Бесселя.

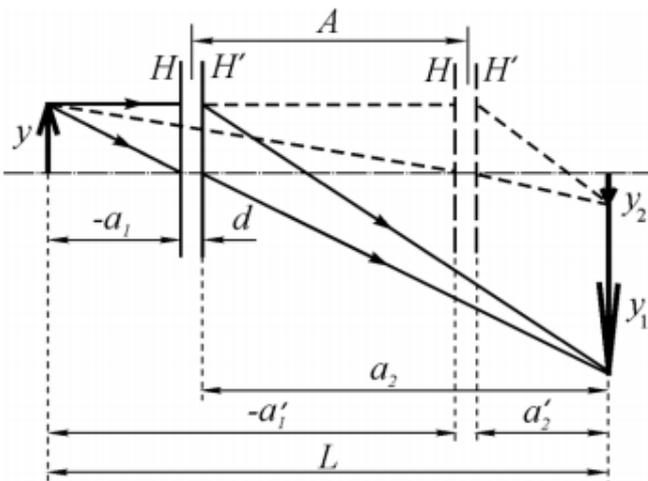


Рис. 2. Два положения линзы, дающие четкие изображения предмета

Непосредственно с помощью метода Бесселя определить фокусное расстояние отрицательной линзы невозможно, так как такая линза не дает действительных изображений на экране.

Однако если отрицательную линзу вплотную сложить с такой положительной линзой, что они дадут положительную оптическую систему, фокусное расстояние такой системы можно будет определить по методу Бесселя. Оптическая сила системы линз, сложенных вплотную, определяется как сумма оптических сил отдельных линз системы, поэтому

$$\frac{1}{f_{\text{сист}}} = \frac{1}{f_{\text{пол}}} + \frac{1}{f_{\text{отр}}}. \quad (3)$$

Определив по методу Бесселя фокусное расстояние положительной линзы $f_{\text{пол}}$ и фокусного расстояния системы линз $f_{\text{сист}}$, можно рассчитывать и фокусное расстояние отрицательной линзы $f_{\text{отр}}$.

Экспериментальная установка

Лабораторная установка для определения фокусных расстояний линз размещается на оптической скамье. Предмет представляет собой сетку (или линейку) на матовом стекле, которое подсвечивается лампочкой. **Обратите внимание, что положение объекта не совпадает с положением рейтера, на котором установлена лампочка.** Положительная и отрицательная линзы закреплены в специальной оправе на рейтере, перемещаемом вдоль рельса оптической скамьи. В ход луча можно вводить либо одну положительную линзу, либо систему из двух линз. На рейтере же закреплен матовый экран, на котором получают изображения светящего объекта. Положение элементов схемы на скамье определяется по положению рисок, нанесенных на всех рейтерах, в делениях шкалы, закрепленной на оптической скамье.

Проведение измерений

1. Поместить в ход луча систему линз и, перемещая ее по оптической скамье, найти два ее положения с координатами x_1 и x_2 , при которых на экране образуются увеличенное и уменьшенное изображения предмета.
2. Записать координаты предмета и экрана по шкале, разность которых определяет расстояние L_1 от предмета до экрана.
3. Отметить и записать положения системы линз x_1 и x_2 по шкале.
4. Последовательно переводя систему из одного положения в другое, повторить измерения обоих положений системы не менее трех раз. Экспериментальные данные оформить в виде таблицы.
5. Вывести из хода луча отрицательную линзу и повторить измерения положений для одной собирающей линзы.
6. Переместить экран по оптической скамье в другое положение, отличающееся от первого не менее, чем на 20 см. Записать координаты предмета и экрана по шкале, соответствующие расстоянию L_2 от предмета до экрана. Повторить измерения по п.п. 1–5 при новом положении экрана.

Обработка результатов

1. Вычислить расстояния L_1 и L_2 как разности соответствующих координат предмета и экрана.
2. Усреднить значения x_1 и x_2 , соответствующие одним и тем же условиям опыта. В каждом случае по этим средним значениям координат рассчитать расстояние между положениями линзы А.
3. Вычислить фокусное расстояние положительной линзы по формуле (2) дважды при двух значениях L . Сделать то же самое для системы линз.
4. Рассчитать фокусное расстояние отрицательной линзы по формуле (3).
5. Вывести формулы для расчета погрешности определения фокусных расстояний положительной и отрицательной линз и вычислить эти погрешности для одного значения L .

Контрольные вопросы

1. Что называют фокусом линзы? Сколько фокусов может быть у линзы?
2. Какие линзы называют тонкими?
3. Что понимают под главным фокусным расстоянием линзы, от каких параметров линзы оно зависит?
4. В каком случае изображение, даваемое линзой, называют действительным, а в каком случае – мнимым?
5. Что называют главными плоскостями линзы?
6. В чем заключается метод Бесселя? Каковы его преимущества?
7. Как связаны в общем случае оптическая сила и главное фокусное расстояние линзы?

Лабораторная работа № 4.02

Определение расстояния между двумя щелями интерференционным методом

Цель работы

Определение расстояния между двумя щелями по полученной от них интерференционной картине.

Задачи

1. Измерение координат минимумов интерференционной картины от двух щелей при изменении расстояния между объектом и экраном.
2. Расчет расстояния между двумя щелями, дающими наблюдаемую интерференционную картину.

Введение

При наложении двух или нескольких когерентных волн происходит перераспределение светового потока в пространстве, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это физическое явление называется интерференцией волн.

Для возникновения интерференции необходима когерентность складывающихся волн, то есть постоянство разности фаз, с которой они приходят в точку наблюдения. Такую согласованность невозможно получить от двух отдельных источников. Поэтому интерференционные схемы реализуются при наличии одного источника, свет от которого различными способами разделяется на два пучка, которые должны пройти различное расстояние до точки сложения.

Существуют два основных типа интерференционных схем: схема, построенная на основе деления волнового фронта, и схема, построенная на методе деления амплитуды. В первом случае складываются два участка одного волнового фронта, выделенных с помощью отверстий, зеркал, призм и т.д. Во втором случае разделение излучения производится путем частичного отражения и частичного пропускания света на границе раздела двух сред с дальнейшим сложением этих частей, прошедших различные оптические пути. Особенно хорошая видимость интерференционной картины проявляется в том случае, когда интенсивность обеих интерферирующих волн одинакова.

В начале XIX века Томас Юнг сумел осуществить один из первых успешных опытов по наблюдению интерференционной картины, полученной методом деления волнового фронта.

Схематичное изображение опыта Юнга показано на рис. 3. В качестве источника Юнг использовал солнечный свет, который проходил через точечное отверстие

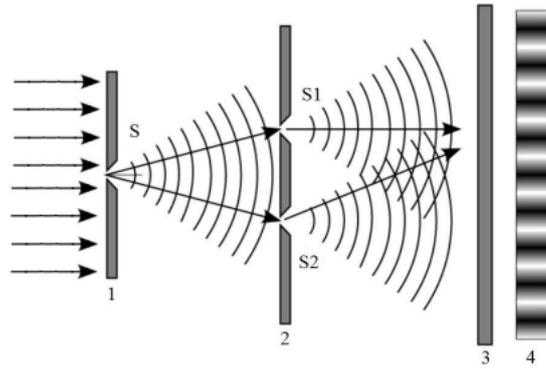


Рис. 3. Схема опыта Юнга: 1 – экран с точечным отверстием, 2 – экран с двумя отверстиями, 3 – плоскость наблюдения интерференционной картины, 4 – вид интерференционной картины

S в экране 1. Следом Юнг расположил экран 2 с двумя очень близко расположенными отверстиями S_1 и S_2 , которые играли роль вторичных синфазных источников, поскольку были равноудалены от отверстия S . Их излучение складывалось на удаленном экране 3, демонстрируя там интерференционную картину 4.

Проведя измерение ширины интерференционных полос, Томас Юнг сумел провести достаточно грубую оценку длины световых волн, соответствующих разным цветам.

Если в качестве источника излучения используется лазер, то это позволяет наблюдать большое количество интерференционных полос, при условии, что расстояние между щелями d значительно больше собственной ширины щелей. Кроме того, поскольку лазерное излучение сохраняет пространственную когерентность по всему сечению пучка, то, если ширины пучка хватает, чтобы одновременно осветить оба отверстия S_1 и S_2 , отпадает необходимость в наличии первого экрана с отверстием S .

Для определения расстояния между щелями d по интерференционной картине необходимо связать это расстояние с параметрами схемы.

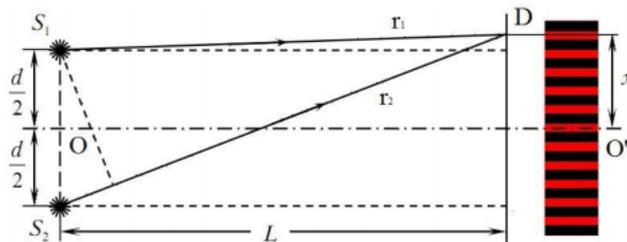


Рис. 4. Схема распространения волн

Интерференционная картина от двух щелей характеризуется наличием одинаковых по ширине темных и светлых полос. Выразим зависимость ширины полос интерференции (темных и светлых полос) от длины волны источника излучения.

На рис. 4 показана схема распространения волн от источников S_1 и S_2 до точки наблюдения D . Волны проходят различные расстояния и имеют разность

хода $\Delta = r_2 - r_1$. Интерферирующие пучки распространяются под очень малыми углами θ к оси системы OO' , что позволяет считать, что $\theta \approx x/L$. Разность хода Δ может быть рассчитана как

$$\Delta \approx d \cdot \theta \approx d \frac{x}{L}. \quad (4)$$

Если выполняется условие

$$\Delta = m\lambda, \quad (5)$$

где λ – длина волны света, m – целое число $(0, 1, 2, \dots)$, то в точке D наблюдается интерференционный максимум, поскольку излучение от двух щелей складывается в фазе. В противном случае, если величина

$$\Delta = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda, \quad (6)$$

то в точке D наблюдается минимум вследствие разности фаз, кратной нечетному числу π , то есть сложению волн от щелей в противофазе.

"Под шириной интерференционной полосы (периодом интерференционной картины) понимают расстояние между соседними максимумами или минимумами"[1]. Из выражений (4) и (6) можно выразить координаты минимумов в плоскости OD :

$$x_m = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda \frac{L}{d}.$$

Из предыдущей формулы получаем зависимость для ширины интерференционной полосы:

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m = \frac{\lambda}{d} \cdot L. \quad (7)$$

Ширина полосы не зависит от порядка интерференции m и является постоянной для данных L и d . Уравнение (7) является линейным, то есть ширина полосы Δx прямо пропорциональна L . Если построить по экспериментальным данным график зависимости Δx от L , то коэффициент наклона графика этой зависимости $K = \frac{\lambda}{d}$. Найдя коэффициент K , можно определить расстояние между щелями d , если известна длина волны λ .

Экспериментальная установка

Вид лабораторной установки представлен на рис. 5. Источником света служит гелий-неоновый лазер 1 (длина волны $\lambda = 632.82 \pm 0.01$ нм). В роли вторичных источников выступают две щели на учебно-демонстрационном объекте 2.



Рис. 5. Схема экспериментальной установки. 1 – лазер, 2 – объект, 3 – экран

Координаты объекта и экрана измеряются по шкале, нанесенной на оптическом рельсе. Для наблюдения интерференционной картины используется экран 3, закреплённый позади объекта на оптическом рельсе. На экране нанесена вертикальная и горизонтальная миллиметровые шкалы. В качестве второго варианта проведения измерений предлагается использовать фоторезистор с линейкой с присоединенным к нему прибором для измерения фототока (рис. 5). Способ измерения выбирается преподавателем.

Проведение измерений

1. Пользуясь линейкой на оптической скамье, измерьте координату экрана $X_{Э}$.
2. Включите питание лазера
3. Поставьте оправу с объектом на расстоянии ~ 5 см от источника излучения. Перемещая ручку горизонтальной подвижки (большой серебристый винт), сдвиньте объект с двумя щелями в световой пучок. Обратите внимание, что в оправе два объекта: одна или две щели. Определить, какой объект находится на пути лазера, можно по полученной картине на экране.
4. Получите интерференционную картину в виде полосы из максимумов и минимумов интенсивности. При необходимости сместите объект вверх-вниз и вправо-влево, для размещения интерференционной картины на линейке экрана. Если работа выполняется с фоторезистором, необходимо поместить интерференционную картину на уровне датчика. Следите, чтобы интерференционная картина была параллельна линейке. **Поверхность, на которой нанесен объект – зеркальная. Обратите внимание, куда падает отраженный от объекта луч. Он должен падать обратно на источник, т.е. объект должен быть перпендикулярен рельсу. Если это не так, необходимо повернуть объект и зафиксировать его маленьким**

винтом на держателе. Избегайте попадания лазерного излучения в глаза.

5. Установите экран на максимальном расстоянии от объекта.
6. Запишите по горизонтальной линейке координаты 5 – 10 последовательных минимумов, начиная от середины интерференционной картины влево и вправо.
7. Запишите номер объекта (указан на объекте) и координату X_0 положения щелей. При использовании фоторезистора зафиксируйте положения минимумов по показаниям измерителя фототока. Для перемещения датчика используется винт с правой стороны.
8. Сдвигая экран к объекту на 5–10 см, повторить измерения п. 6 при 5–6 различных расстояниях от экрана (или фоторезистора) до щелей. Количество минимумов для новых положений рекомендуется не изменять. Заполните таблицу 5.
9. По указанию преподавателя проведите измерения п.п. 3–6 для других объектов.
10. Выключите питание лазера.

Обработка результатов

1. Для каждого измерения вычислите расстояние между объектом и экраном: $L = X_{\text{Э}} - X_0$. Вычислите расстояние между крайними координатами в каждом измерении и разделите его на число минимумов m , получив тем значение периода картины Δx .
2. Для каждого объекта постройте график зависимости ширины интерференционной полосы Δx от расстояния L . Аппроксимируйте график прямой. По коэффициенту наклона K прямой и известной длине волны источника определите расстояние d между щелями: $d = \frac{\lambda}{K}$. Найдите среднее значение расстояния между щелями $\langle d \rangle$ по всем проведенным измерениям.
3. Для одного из графиков в п. 2 рассчитайте погрешность наклона ΔK и, используя ее, найдите погрешность Δd . Поскольку длина волны лазера известна с большой точностью, величина ΔK вносит наибольший вклад в погрешность Δd .
4. Результат представьте как среднее значение $\langle d \rangle$ с найденной в п. 3 с погрешностью Δd . (см. [методическое пособие "Обработка экспериментальных данных"](#))
5. Оцените полученный результат. Теоретическое расстояние между щелями $d_{\text{теор}} = (0,12 \pm 0,01)$ мм

Контрольные вопросы

1. Что такое когерентность? Каким образом можно получить когерентные источники?
2. Чем можно объяснить наличие максимума по центру интерференционной картины?
3. Сформулируйте условия возникновения максимумов и минимумов при интерференции через разность хода.
4. Сформулируйте условия возникновения максимумов и минимумов при интерференции через разность фаз.
5. Как изменится вид интерференционной картины в опыте Юнга при увеличении расстояния между щелями?
6. Как изменится вид интерференционной картины в опыте Юнга при увеличении расстояния L до экрана?
7. Что называется контрастом интерференционной картины?
8. Почему для наблюдения наиболее контрастной интерференционной картины необходимо равенство амплитуд складывающихся волн?
9. Как изменится вид интерференционной картины в опыте Юнга при изменении длины волны источника, с которым проводится опыт?
10. Как будет меняться интерференционная картина? Если первое отверстие в опыте Юнга постепенно делать больше?

Приложение

Таблица 1: Результаты измерений

$X_0 =$, мм	$X_{\Theta 1} =$, мм	$X_{\Theta 2} =$, мм	$X_{\Theta 3} =$, мм	$X_{\Theta 4} =$, мм	$X_{\Theta 5} =$, мм
x_1 , мм					
x_2 , мм					
x_3 , мм					
x_4 , мм					
x_5 , мм					
x_6 , мм					
x_7 , мм					
x_8 , мм					
x_9 , мм					
x_{10} , мм					
L , мм					

Лабораторная работа 4.03

Определение радиуса кривизны линзы по интерференционной картине колец Ньютона

Цели работы

Изучение интерференционной картины колец Ньютона.

Задачи

1. Определение радиуса кривизны плоско-выпуклой линзы с помощью интерференционной картины колец Ньютона.
2. Оценка спектральной полосы пропускания оптических фильтров.

Введение

В настоящей работе изучается интерференционная картина - "кольца Ньютона". Данная схема получения интерференционной картины относится к схемам наблюдения интерференции **методом деления амплитуд**, в отличие от классической схемы Юнга получения интерференционной картины методом деления волнового фронта. Впервые этот эксперимент был реализован Робертом Хуком (Robert Hooke) в 1664 г., но получил свое название в честь Исаака Ньютона (Sir Isaac Newton), который исследовал этот эффект в своей монографии "Opticks", изданной в 1704 г.

Предлагаемая лабораторная работа может быть выполнена в базовом и усложнённом вариантах. (*, **). Вариант выполнения лабораторной работы необходимо уточнить у преподавателя.

В базовом варианте целью работы является определение радиуса кривизны линзы с помощью наблюдения интерференционной картины при разных длинах волн ($\lambda_{blue} = 435.8$ нм, $\lambda_{green} = 546.1$ нм, $\lambda_{orange} = 578.4$ нм, $\lambda_{red} = 630$ нм).

* В усложнённом варианте целью работы является определение радиуса кривизны линзы и оценка частотной полосы пропускания световых фильтров без построения функции видности.

** В данном варианте целью работы является определение радиуса кривизны линзы и оценка частотной полосы пропускания световых фильтров по функции видности.

Интерференция: общие положения

Явление интерференции можно определить как перераспределение энергии электромагнитного излучения в пространстве. Если взять два независимых ис-

точника излучения и направить их на экран, мы будем наблюдать светлое пятно, при этом интенсивность (яркость) картины будет определяться просто суммой интенсивностей от обоих источников. Выясним условия, при которых может наблюдаться перераспределение интенсивности света для двух и более интерферирующих волн. Как известно, для электромагнитных волн выполняется принцип суперпозиции, т.е. простое векторное сложение векторов электрического и магнитного полей. На рисунке ниже представлено такое векторное сложение в некоторый фиксированный момент времени.

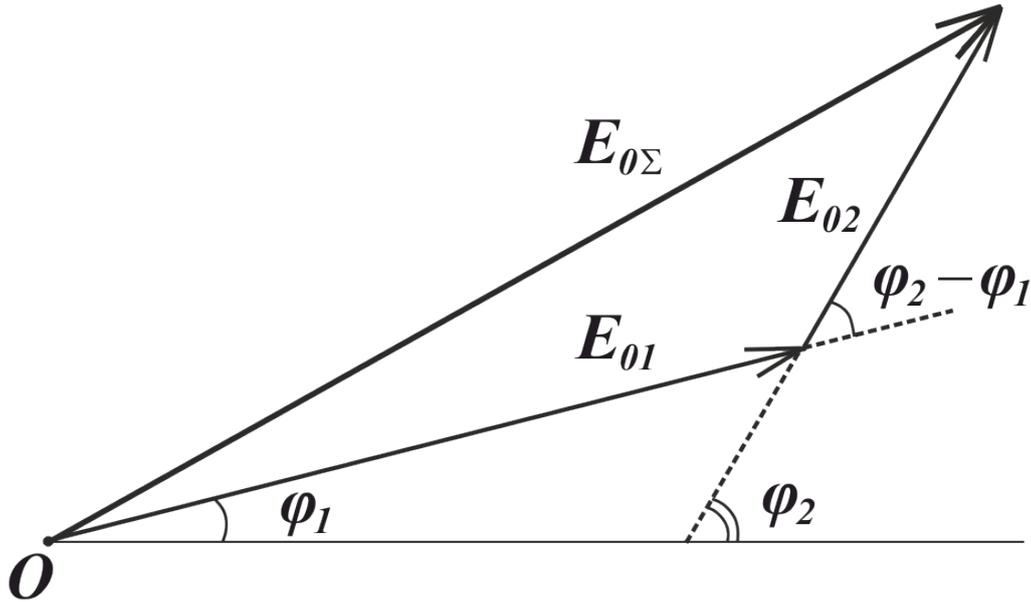


Рис. 6. Сложение гармонических колебаний.
Векторная диаграмма

Рассмотрим более подробно поведение вектора электрического поля $\vec{E}_\Sigma = \vec{E}_{0\Sigma} \cos((\vec{k}\vec{r}) - \omega t + \varphi)$, являющегося векторной суммой двух монохроматических волн одинаковой частоты и с разными фазами φ_1 и φ_2 , $\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cos((\vec{k}_1\vec{r}) - \omega t + \varphi_1)$ и $\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cos((\vec{k}_2\vec{r}) - \omega t + \varphi_2)$, см. рис. 6 Используя теорему косинусов для квадрата амплитуды результирующего поля, получим:

$$E_{0\Sigma}^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos((\vec{k}\vec{r}) + \varphi_2 - \varphi_1), \tag{8}$$

где $\vec{k} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$. Заметим, что значения амплитуд и фаз φ_1 и φ_2 в общем случае могут меняться во времени. Как известно, квадрат амплитуды поля **после усреднения по времени** с точностью до постоянных размерных коэффициентов, определяющихся выбранной системой единиц, равен **интенсивности**. Т.е. для получения итогового распределения интенсивности полученное выражение (8) необходимо усреднить по времени:

$$\langle \vec{E}_\Sigma^2 \rangle = \langle \vec{E}_1^2 \rangle + \langle \vec{E}_2^2 \rangle + 2 \langle (\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2) \rangle, \tag{9}$$

где $\langle \rangle$ - операция усреднения по времени. Из полученного выражения (9) видно, что в общем случае суммарная интенсивность имеет **интерференционный** член вида:

$$2 \langle (\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2) \rangle, \quad (10)$$

который и определяет распределение интенсивности в пространстве, и кроме того, зависит от разности фаз между электромагнитными волнами, участвующими в интерференции. Отсюда видно, что простое сложение интенсивностей происходит, если $\langle (\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2) \rangle$ обращается в нуль, т.е. если

1. направления колебаний \vec{E}_1 и \vec{E}_2 перпендикулярны друг другу, т.е. рассматриваемые волны поляризованы в перпендикулярных направлениях
2. частоты ω_1 и ω_2 не равны друг другу ($\omega_1 \neq \omega_2$)
3. фазы $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$ не коррелируют, т.е. $\varphi_2(t) - \varphi_1(t)$ - является случайной функцией от времени, и следовательно $\cos((\vec{k}\vec{r}) + \varphi_2(t) - \varphi_1(t))$ - является случайной функцией от времени, что при усреднении дает ноль.

Скоррелированность фаз является ключевым фактором для наблюдения интерференции и называется **когерентностью** световых волн. Для идеального случая плоских монохроматических волн одинаковой поляризации амплитуды E_{01} , E_{02} и фазы φ_1 , φ_2 не зависят от времени, и в терминах интенсивности выражение (9) для плоской монохроматической волны принимает вид:

$$I_{\Sigma} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos((\vec{k}\vec{r}) + \varphi_2 - \varphi_1). \quad (11)$$

А интерференционный член для двух плоских монохроматических волн из полученного выражения (11) равен

$$2\sqrt{I_1 I_2} \cos((\vec{k}\vec{r}) + \varphi_2 - \varphi_1), \quad (12)$$

и он при постоянстве начальных фаз определяет распределение интенсивностей в пространстве. Заметим, что в интерференционном члене аргумент $\cos((\vec{k}\vec{r}) + \varphi_2 - \varphi_1)$ представляет собой разность фаз, которую имеют две волны в точке \vec{r} . Обозначим эту разность фаз как $\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$. Для двух монохроматических волн модули волнового вектора равны и могут быть выражены через длину волны $|\vec{k}| = k = 2\pi/\lambda$. Удобно переписать эту разность фаз в точке \vec{r} через **оптическую разность хода** - $\Delta = (d_2 - d_1)$, где d_2 и d_1 - оптические пути двух интерферирующих волн, т.е. геометрические пути, умноженные на показатель преломления среды, в которой они распространяются. Тогда итоговая разность фаз в точке \vec{r}

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = k(d_2 - d_1) = \frac{2\pi}{\lambda}(d_2 - d_1). \quad (13)$$

Когда разность фаз $\Delta\Phi = 2\pi m$, где m - целое положительное или отрицательное число, определяющее **порядок интерференции**, то наблюдается максимум

интерференционной картины (светлая полоса) и, если $\Delta\Phi = 2\pi(m + 1/2)$, то интерференционная полоса будет темной (минимум). Эти условия могут быть переписаны для оптической разности хода:

$$\Delta = d_2 - d_1 = \begin{cases} m\lambda, & \text{max, светлая полоса,} \\ (m + 1/2)\lambda, & \text{min, темная полоса.} \end{cases} \quad (14)$$

Интерференционная схема: кольца Ньютона

Рассмотрим образование интерференционной картины в схеме Ньютона.

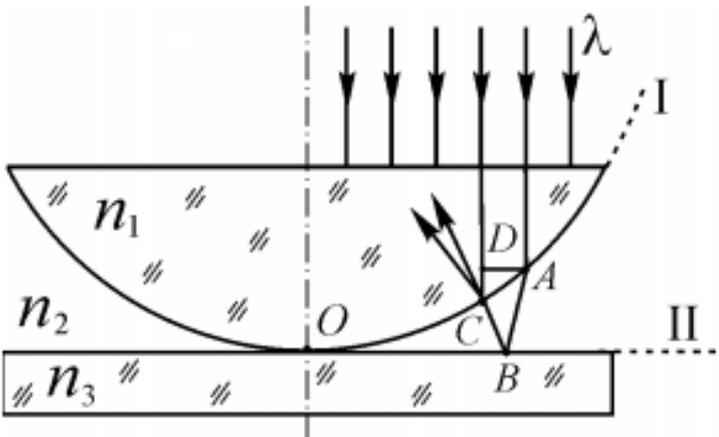


Рис. 7. Формирование интерференционной картины в опыте "кольца Ньютона"

Если взять систему, состоящую из плоско-выпуклой линзы большого радиуса кривизны, которая выпуклой поверхностью лежит на плоскопараллельной стеклянной пластине, то при освещении этой системы параллельным пучком монохроматического света около точки касания (точки O на рис. 7) будет наблюдаться интерференционная картина в виде чередующихся светлых и темных колец.

Монохроматический свет, падая на плоскую поверхность линзы, испытывает преломление и отражение на каждой из границ раздела. Интерференционная картина в отраженном свете будет наблюдаться на выпуклой поверхности линзы (граница раздела I) за счет интерференции лучей, отразившихся от границ раздела I и II. Такой метод формирования интерференционной картины называют **методом деления амплитуд**. Ход лучей, дающих интерференционную картину в отраженном свете, показан на рис. 7 (при нормальном падении лучей на линзу). Результат интерференции в точке C зависит, как было показано выше, от оптической разности хода лучей, приходящих в нее.

Оптическая разность хода лучей равна разности оптических длин пути лучей, встречающихся в точке C: $\Delta = (d_1 - d_2)$, где $d_1 = (AB + BC) \cdot n_2 + \frac{\lambda}{2}$ и $d_2 = DC \cdot n_1$. Выражения для d_1 и d_2 записаны при $n_1 > n_2$ и $n_2 < n_3$. В этом случае в точке B при отражении луча от оптически более плотной среды происходит изменение

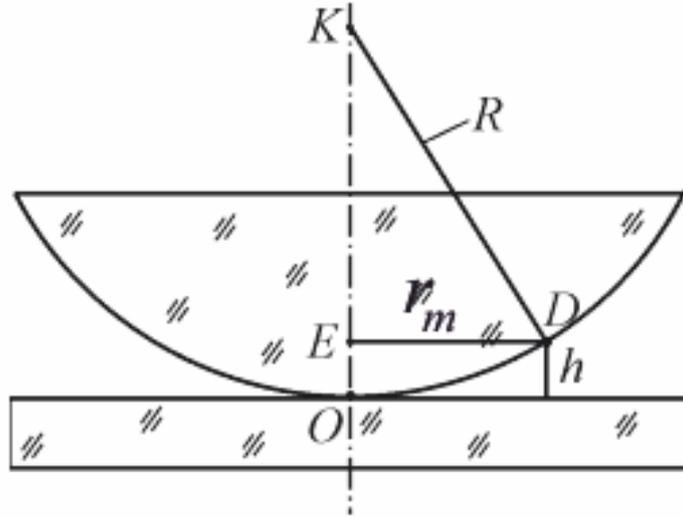


Рис. 8. К расчету толщины зазора и радиуса тёмного кольца

фазы отражённого луча на π (потеря полуволны): $\Delta = (AB + BC) \cdot n_2 - DC \cdot n_1 + \frac{\lambda}{2}$. При нормальном падении лучей на систему, при большом радиусе кривизны и, соответственно, малой толщине зазора можно считать $AB = BC = h$, $DC = 0$. Тогда

$$\Delta = 2hn_2 + \frac{\lambda}{2}. \quad (15)$$

Условие образования интерференционного минимума, т.е. **тёмного кольца**, возникающего на толщине зазора h , можно записать в виде:

$$2hn_2 + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2 \dots \quad (16)$$

или

$$2hn_2 = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2 \dots \quad (17)$$

Толщина зазора на определенном расстоянии от точки касания зависит от радиуса кривизны линзы. Найти эту связь можно из прямоугольного треугольника $\triangle KDE$ (см. рис. 8): $r_m^2 = R^2 - (R - h)^2$, учитывая, что $h \ll R$, получим

$$r_m^2 = 2Rh. \quad (18)$$

Из последнего выражения находим

$$h = \frac{r_m^2}{2R}. \quad (19)$$

Результат интерференции неизменен там, где неизменна оптическая разность хода. В данной системе постоянная по величине разность хода располагается по окружностям (толщина зазора h неизменна по окружностям). Поэтому интерференционная картина имеет форму концентрических темных и светлых колец с центром в точке касания линзы и пластины (полосы равной толщины).

Выразим высоту зазора h из формулы (17) и подставим в выражение (18). Тогда получим выражение для квадрата радиуса темного кольца с порядком интерференции m , r_m^2 :

$$r_m^2 = \frac{m\lambda R}{n_2}, \quad (20)$$

если между линзой и пластиной воздушный зазор ($n_2 \approx 1$), то формула для радиуса тёмного кольца (20) приобретает очень простой вид:

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}. \quad (21)$$

Из полученного результата (21) видно, что, измеряя радиус тёмного кольца, можно определить радиус кривизны линзы. Тем не менее, технику определения радиуса кривизны следует уточнить.

Вследствие упругой деформации стекла и возможного попадания пыли в точку контакта между линзой и пластиной невозможно добиться идеального соприкосновения линзы с плоскопараллельной пластиной, поэтому результат будет более правильным, если вычислять радиус кривизны линзы по разности квадратов радиусов двух темных колец r_m и r_n с различными порядками интерференции m и n . Тогда окончательная расчётная формула примет вид:

$$R = \frac{r_m^2 - r_n^2}{(m - n)\lambda}. \quad (22)$$

Пользуясь этим выражением (22), измерив радиусы тёмных колец Ньютона и зная длину волны λ , можно рассчитать искомый радиус кривизны линзы.

Квазимонохроматический свет

В случае реального источника света, включая лазерные источники, приближение монохроматического излучения не может быть использовано для объяснения некоторых особенностей интерференционной картины, в частности, уменьшения контрастности интерференционной картины при удалении от центра. Для объяснения этого эффекта необходимо учесть, что любой источник излучает в некотором диапазоне частот (длин волн), см. рис. 12.

Элементарным излучателем является атом. В классической теории каждый атом высвечивает (независимо от других атомов) волновой цуг- экспоненциально затухающую гармоническую функцию. Такой волновой пакет характеризуется некоторой длительностью τ , и следовательно, спектральная интенсивность имеет некоторую спектральную ширину $\Delta\omega$ ($\Delta\lambda$) (см. рис. 9). Можно показать, что для сигнала в виде экспоненциально затухающей гармонической функции, длительность импульса и спектральная ширина связаны между собой соотношением $\Delta\omega \cdot \tau = 2\pi$. Для сигналов любого вида, ограниченных во времени, в общем случае выполняется соотношение неопределённостей:

$$\Delta\omega \cdot \tau \geq 2\pi \quad (23)$$

или, не используя циклическую частоту,

$$\Delta\nu \cdot \tau \geq 1. \quad (24)$$

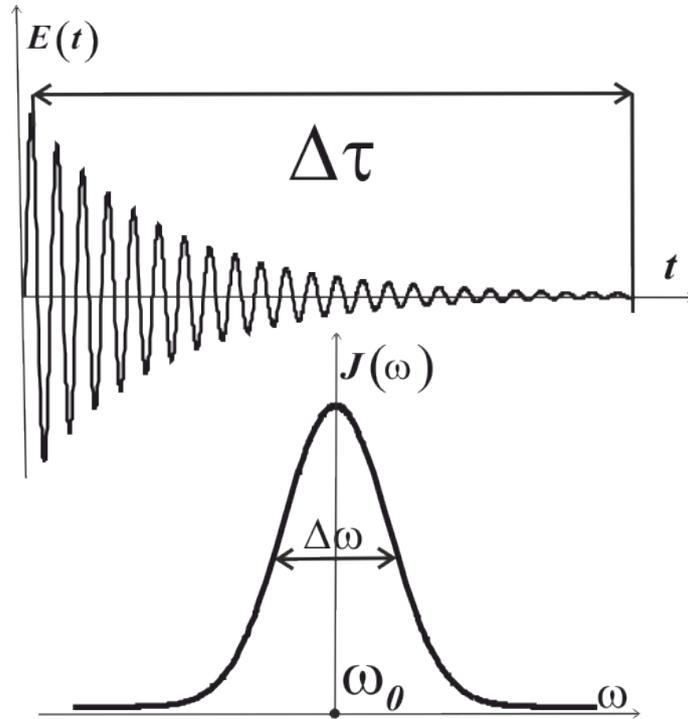


Рис. 9. Волновой пучок во временном и частотном представлениях

Таким образом, свет от любого источника представляет собой статистическую сумму огромного количества таких пучков, испускаемых отдельными атомами, и всегда имеет некоторую спектральную ширину. **Квазимонохроматическим** светом принято называть электромагнитную волну, у которой спектральная ширина намного меньше центральной частоты ($\Delta\omega \ll \omega_0$ или в терминах длины волны $\Delta\lambda \ll \lambda_0$). Стоит заметить, что хотя форма спектральной линии в данном случае получается из классических предпосылок, но именно такую, лоренцеву форму имеют одиночные спектральные линии в линейчатых спектрах атомов без учета таких механизмов уширения, как тепловое движение и столкновения.

Рассмотрим, как учёт немонахроматичности излучения влияет на интерференционную картину. В связи с вышесказанным характерное время затухания пучка - это время, в течение которого сохраняется фаза световой волны. Как было показано выше, для интерференционных эффектов сохранение (скоррелированность) фаз является необходимым условием для появления интерференции, следовательно, мы можем ввести понятие расстояния на котором сохраняется постоянство фазы, такое расстояние называется **длиной когерентности**. Для случая распространения в вакууме (воздухе) длина когерентности будет:

$$L_{coh} = c\tau. \quad (25)$$

Очевидно, что если разность хода превышает длину когерентности, то интерференционный член становится равным нулю, т.к. исчезает сфазированность колебательных процессов. Таким образом, условие наблюдения интерференции можно сформулировать как требование для оптической разности хода

$$\Delta \leq L_{coh}. \quad (26)$$

Распишем полученное выражение (26) в терминах длины волны λ и $\Delta\lambda$ с учетом выражения (24) и (25):

$$\Delta \leq L_{coh} = c\tau = \frac{c}{\Delta\nu}. \quad (27)$$

Домножим и разделим полученное выражение (27) на частоту ν :

$$\frac{c}{\Delta\nu} \cdot \frac{\nu}{\nu} = \lambda \cdot \frac{\nu}{\Delta\nu}. \quad (28)$$

Осталось только высчитать $\nu/\Delta\nu$ через величины λ и $\Delta\lambda$:

$$|\Delta\nu| = \left| \Delta\left(\frac{c}{\lambda}\right) \right| = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda, \quad (29)$$

и для отношения $\nu/\Delta\nu$ окончательно получаем:

$$\frac{\nu}{\Delta\nu} = \frac{c/\lambda}{c \cdot \Delta\lambda/\lambda^2} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (30)$$

подставляя полученный результат (30) в выражение (27), с учетом (28) получаем для разности хода:

$$\Delta \leq \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (31)$$

Равенство в последнем выражении (31) означает предельный случай, когда интерференционная картина начинает пропадать. Так как оптическая разность хода зависит от геометрии опыта, мы можем по расстоянию от центра (в точке, где пропадает интерференционная картина) и вычисленному радиусу кривизны линзы при известной длине волны оценить спектральную ширину линии $\Delta\lambda$ для воздушного зазора. Действительно, воспользуемся выражениями для оптической разности хода (15) и высоты зазора (19), получим:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta} = \frac{2\lambda^2 R}{2r_{disappear}^2 + R\lambda}. \quad (32)$$

Здесь, в выражении (32) $r_{disappear}$ - расстояние от центра до положения исчезновения интерференционной картины.

Функция видности

В предыдущем пункте мы показали, что при некоторой предельной разности хода интерференционная картина исчезает, т.е. её контрастность становится равной нулю. При этом снижении контрастности происходит постепенно, что легко понять из следующих рассуждений. Интерференция возможна только для сфазированных волн **одинаковой частоты**.

В случае, когда у нас присутствуют несколько длин волн (или непрерывный спектр длин волн), в нулевом порядке минимум интерференционной картины колец Ньютона для всех длин волн находится в одной точке - в центре интерференционной картины. Но уже для первого порядка интерференционного минимума кольцо, соответствующее меньшей длине волны, имеет меньший радиус, чем радиус кольца с большей длиной волны (см. (20) или (21)), т.е. начинает происходить "размытие" интерференционной картины. При этом на некотором расстоянии от центра интерференционной картины минимум для одной длины волны совпадет с минимумом предыдущего порядка для большей длины волны, и контрастность интерференционной картины исчезнет.

Количественной характеристикой контрастности служит безразмерная величина – видность V интерференционной картины, равная

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (33)$$

где I_{max} и I_{min} - значения интенсивности в соседних максимуме и минимуме. Для идеального случая гармонических волн $I_{min} = 0$, и функция видности $V = 1$ остается постоянной и не зависит от местоположения внутри интерференционной картины.

В случае немонохроматического излучения наблюдение интерференционной картины затруднено вследствие вышеуказанных причин, тем не менее, для квазимонохроматического излучения контрастность интерференции остается достаточно хорошей и для больших порядков интерференции, но видность картины уже не является постоянной величиной, а зависит от местоположения внутри интерференционной картины.

Для **оценки** немонохроматичности излучения ($\Delta\lambda$ или $\Delta\omega$) можно использовать поведение функции видности.

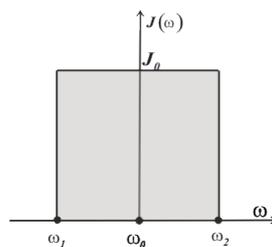


Рис. 10. Модель распределения интенсивности в рассматриваемом спектральном интервале

Поскольку нас интересует в данном случае именно оценка разброса длин волн, отвлечемся от того, каков реальный вид функции спектральной интенсивности источника и фильтра, и будем считать, что интенсивность падающего излучения равномерно распределена в некотором частотном диапазоне $\Delta\omega \ll \omega_0$, где ω_0 – центр частотного диапазона, в этом приближении форма $J(\omega)$ линии излучения представляется в виде прямоугольника (см. рис. 10). Полная (интегральная) интенсивность такого источника есть

$$I_0 = \int_{\omega_1}^{\omega_2} J(\omega) d\omega = J_0 \Delta\omega. \quad (34)$$

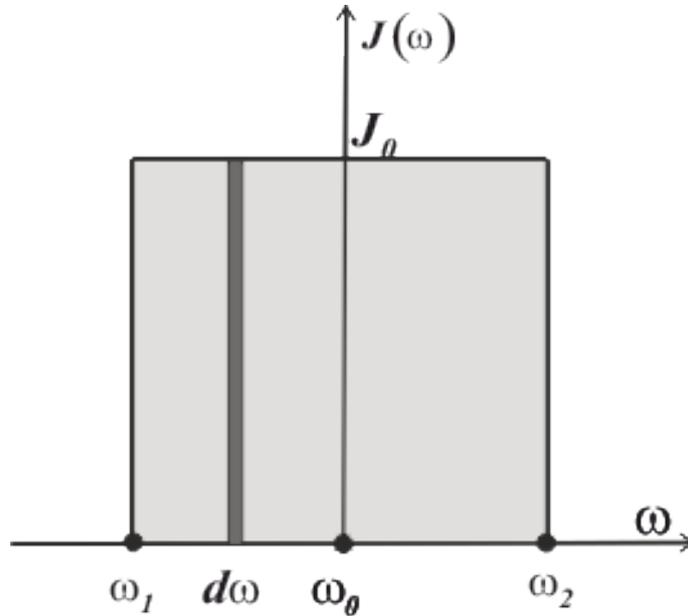


Рис. 11. Выделение бесконечно узкого частотного интервала

Из-за наличия преломлений и отражений интерферирующие между собой волны в опыте Ньютона имеют различные полные интенсивности. Поэтому для нахождения распределения интенсивностей в зависимости от расстояния до центра интерференционной картины $I(r)$ (где r - расстояние от точки, в которой вычисляется интенсивность, до центра колец) будем отталкиваться от формулы для интерференции монохроматических волн с разными интенсивностями (11), запишем ее в виде

$$I(r) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left[\frac{\omega}{c} \Delta_{opt} \right], \quad (35)$$

где Δ_{opt} - оптическая разность хода (см. (15))

Пусть I_1 - это волна, которая прошла через линзу, преломилась на границе линза/воздух, отразилась от пластины и ещё раз преломилась на границе воздух/линза, а I_2 - волна, прошедшая через линзу и преломленная на границе

линза/воздух. Введем также энергетические коэффициенты Френеля для отражённой волны - R и для преломлённой - T . Сделаем предположение, что дисперсия показателя преломления на заданном частотном диапазоне есть постоянная величина. Поскольку мы считаем зазор очень узким и интерференционная картина формируется вблизи точки касания линзы с плоскопараллельной пластиной, то примем также, что и реализующиеся углы падения на пластину и на нижнюю поверхность линзы имеют небольшой разброс. Это позволит нам считать, что введенные энергетические коэффициенты Френеля R и T - не зависят от частоты. Тогда, считая, что интерферируют две монохроматические волны и что полная интенсивность света, падающая на линзу равна I_0 , перепишем (35) через интенсивность падающей волны, пренебрегая поглощением в среде:

$$I(r) = I_0 T^2 R + I_0 R + 2I_0 R T \cos \left[\frac{\omega}{c} \Delta_{opt} \right]. \quad (36)$$

Для следующего шага применим следующие рассуждения:

1. интенсивности волн с разными частотами просто складываются;
2. выделим полосу с бесконечно узким спектральным интервалом $d\omega$, такую, что этой полосе можно приписать полную интенсивность $dI(\omega) = J_0 d\omega$, считая ее интенсивностью фиксированной частоты ω (см. рис. 11);
3. для нахождения итогового распределения проинтегрируем $dI(\omega)$ по заданному спектральному диапазону.

На основе выражения (36) запишем распределение интенсивностей для бесконечно малого спектрального интервала и проинтегрируем по всему частотному интервалу:

$$\int_{\omega_1}^{\omega_2} dI(\omega) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} J_0 T^2 R d\omega + \int_{\omega_1}^{\omega_2} J_0 R d\omega + \int_{\omega_1}^{\omega_2} 2J_0 R T \cos \left[\frac{\omega}{c} \Delta_{opt} \right] d\omega. \quad (37)$$

После интегрирования получаем:

$$I(\Delta_{opt}) = I_0 T^2 R + I_0 R + 2J_0 R T \cdot 2 \frac{c}{\Delta_{opt}} \sin \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right] \cos \left[\frac{\omega_0}{c} \Delta_{opt} \right]. \quad (38)$$

Отметим, что в полученном выражении (38) быстро осциллирующий на центральной частоте $\cos \left[\frac{\omega_0}{c} \Delta_{opt} \right]$ модулируется медленно осциллирующим $\sin \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right]$.

Домножим и разделим третье слагаемое в выражении (38) на $\Delta\omega$, и после перегруппировки членов получим окончательное выражение для полного распределения интенсивностей на поверхности линзы:

$$I(\Delta_{opt}) = I_0 R \left(T^2 + 1 + 2T \cdot \text{sinc} \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right] \cos \left[\frac{\omega_0}{c} \Delta_{opt} \right] \right). \quad (39)$$

Для построения функции видности (33) нужно найти максимумы и минимумы выражения (39). Минимумы и максимумы интерференционной картины определяются быстро осциллирующим членом, поэтому

$$\begin{aligned} I_{max} &= I_0 R \left(T^2 + 1 + 2T \cdot \left| \operatorname{sinc} \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right] \right| \right), \\ I_{min} &= I_0 R \left(T^2 + 1 - 2T \cdot \left| \operatorname{sinc} \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right] \right| \right). \end{aligned} \quad (40)$$

Отсюда получается функция видности интерференционной картины колец Ньютона:

$$V(r) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = 2 \frac{T}{T^2 + 1} \left| \operatorname{sinc} \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right] \right|. \quad (41)$$

Коэффициент $2 \frac{T}{T^2 + 1}$ в выражении (41) меньше единицы, кроме того, он зависит от частоты (определяется показателем преломления) и угла падения на границу раздела сред. Заметим также, что мы не учитывали потери на поглощение и рассеяние света на микроскопических неоднородностях поверхностей, поэтому в данном случае выражение (41) лучше переписать с некоторым феноменологическим коэффициентом a , $0 < a \ll 1$, который вычисляется при аппроксимации. Таким образом, функция видности в нашем случае имеет вид:

$$V(r) = a \left| \operatorname{sinc} \left[\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta_{opt} \right] \right|, \quad (42)$$

где оптическая разность хода находится по формуле (15) с учетом, что $n_2 \approx 1$ (воздушный зазор), и выражения (19):

$$\Delta_{opt} = \frac{r^2}{R_{lens}} + \frac{\lambda}{2} \approx \frac{r^2}{R_{lens}}, \quad (43)$$

здесь R_{lens} - радиус кривизны линзы.

В заключение сделаем некоторые выводы о влиянии немонохроматичности излучения на интерференционную картину. Ниже приведены характерные зависимости интенсивности света от расстояния до центра интерференционной картины $I(r)$. На рис. 12(а) построено распределение $I(r)$ для случая монохроматического излучения, а на рис. 12(б) - с учетом конечной ширины спектрального диапазона для квазимонохроматического света.

Очевидно, что медленно меняющаяся огибающая - функция видности, плавно снижает контрастность интерференционной картины до нуля, после чего контрастность вновь начинает возрастать, достигая своего следующего максимума. Соотношения интенсивностей главного и последующего максимумов для функции равны $V_{0max} : V_{1max} : V_{2max} \dots = 1 : 0.045 : 0.016 \dots$. Таким образом, можно

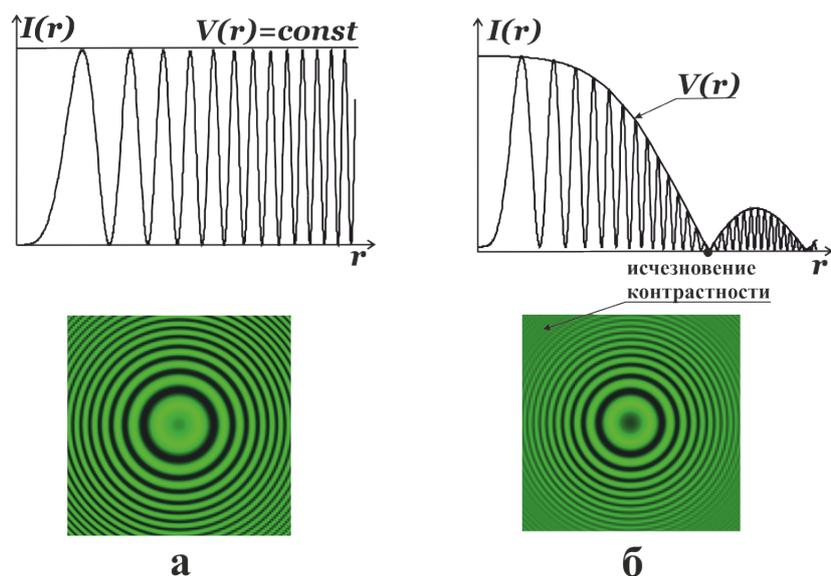


Рис. 12. а) Интерференционная картина для монохроматического излучения
 б) Интерференционная картина для квазимонохроматического излучения

говорить о том, что немонохроматичность источника ограничивает число наблюдаемых полос точкой первого минимума функции видности.

Экспериментальная установка

Система для наблюдения интерференционной картины и измерения радиусов колец Ньютона представлена на рис. 13. Прямые измерения производятся с помощью микроскопа и камеры, подключенной к компьютеру.

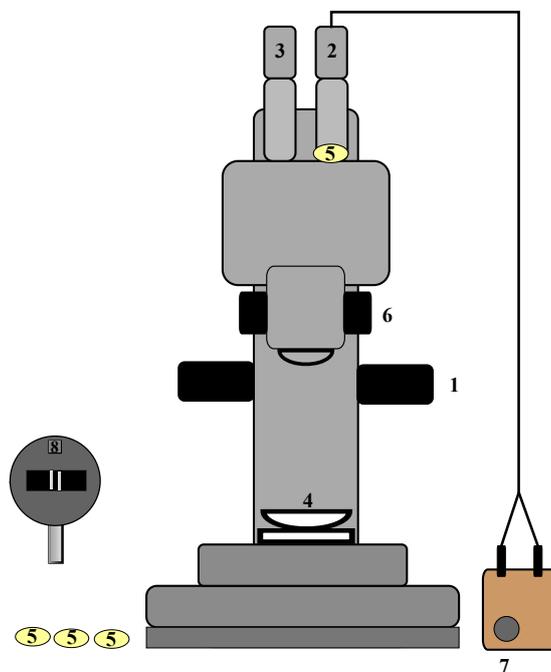


Рис. 13. Схема экспериментальной установки. 1 - ручки вертикального смещения тубуса (фокусировка), 2 - источник света, 3 - видеоокуляр, 4 - плоско-выпуклая линза, 5 - светофильтр с заданной длиной волны, 6 - переключатель линз, 7 - регулятор интенсивности света

Проведение измерений с помощью Altami Studio

Программа Altami Studio является основной программой для считывания и обработки данных с камеры на микроскопе.

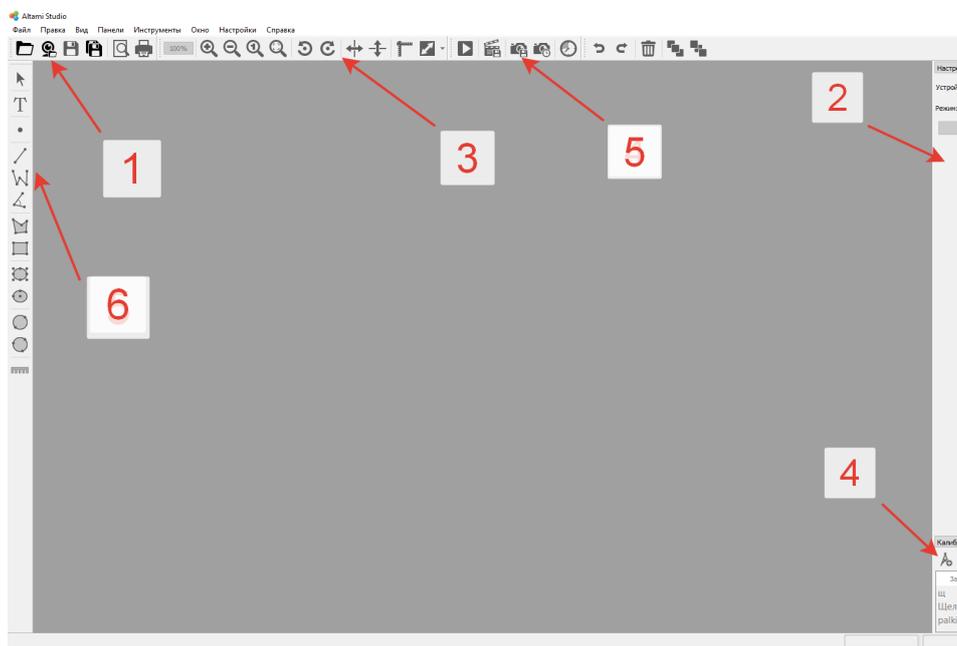


Рис. 14. Окно программы Altami Studio

Для проведения измерений:

- В стартовом окне программы, в разделе 1 (рис. 14) выберите вашу камеру.

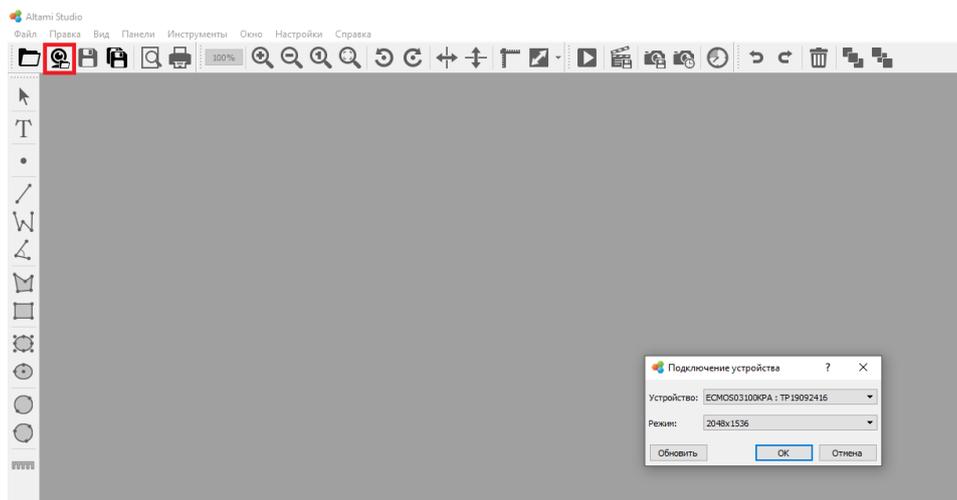


Рис. 15. Выбор камеры

- В открывшемся окне вы увидите изображение с камеры на микроскопе.
- В верхнем меню "Панели" можно добавить в окно программы "Настройки камеры" и "Калибровка". Добавьте их. В окне калибровки добавьте свою калибровку, предварительно разместив на столике микроскопа объект с известными размерами (см. Таблицу 2 в приложении).

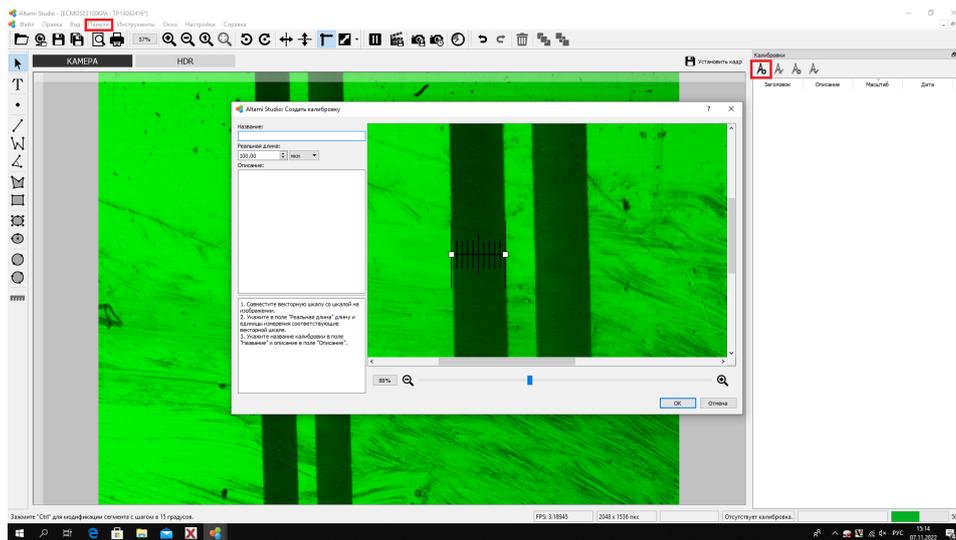


Рис. 16. Окно калибровок

- Следуйте инструкции в окне калибровки.
- В окне "**Настройки камеры**" вы увидите меню для изменения настроек камеры аналогичные программе TourView. Рекомендуется ознакомиться с пунктами **Выдержка**, **Усиление** и **Контраст**.

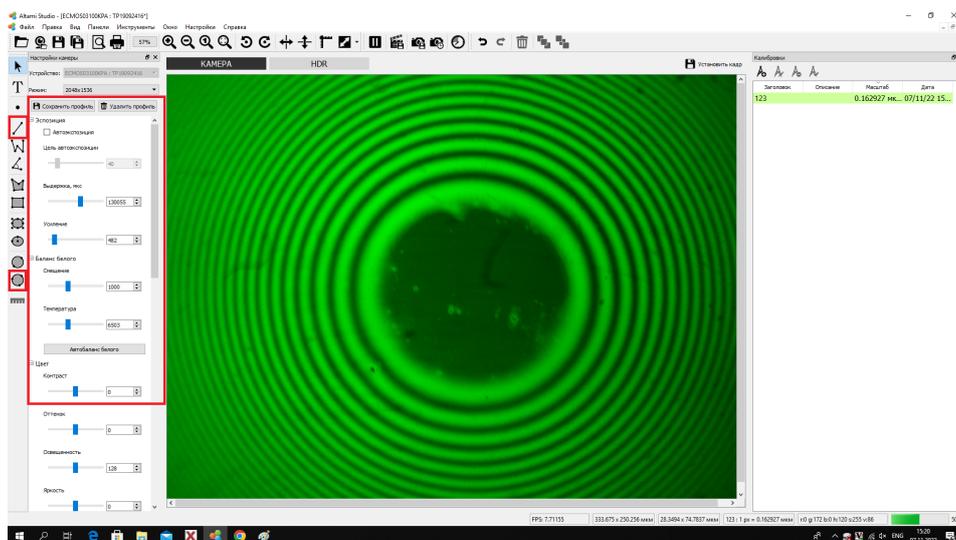


Рис. 17. Окно настроек камеры

- Раздел 3 (рис. 14) позволяет управлять приближением и поворотом изображения в случае необходимости
- Раздел 5 (рис. 14) позволяет сделать кадр или серию кадров.
- Левая вертикальная панель (рис. 17) позволяет проводить измерения размеров изучаемого объекта. Рекомендуется использовать "**Отрезок**", для измерения диаметра колец или "**Окружность по 3 точкам**" для определения радиусов.

Проведение измерений

1. Установите систему линза–пластина на столике микроскопа. Поставьте светофильтр. Настройте микроскоп и лампу так, чтобы была видна четкая интерференционная картина колец.
2. С помощью «Altami» или иной программы (название можно определить по наклейке на камере), которая используется в работе, измерьте диаметры четырёх тёмных колец Ньютона. Для каждого кольца проведите измерения не менее трех раз. По измеренным диаметрам посчитайте радиусы, занесите результаты в таблицу 2. **Для каждого фильтра делается своя таблица.**

Теперь можно перейти к построению функции видности. Для этого удобнее всего взять изображение из микроскопа и с ним выполнить ряд действий. Примерный план выглядит так:

3. * Используя микроскоп и перемещая линзу с плоскопараллельной пластиной или изображение интерференционной картины, найдите место, где интерференционная картина имеет нулевую контрастность.
4. * Найдите расстояние от центра картины до этой точки с нулевой видностью.
5. * Наберите статистику этого расстояния.
6. ** Сохраните полученное изображение для цифровой обработки и определения ширины пропускания фильтра.

Обработка результатов

1. По результатам измерений таблиц 2 постройте методом наименьших квадратов график зависимости $r^2(n)$ для каждой длины волны λ , где r – радиус темного кольца, а n – его номер. Убедитесь, что полученная зависимость линейная.
2. Для двух пар радиусов колец посчитайте радиус кривизны линзы по формуле (22). Окончательный результат представьте как среднее значение рассчитанных радиусов.
3. * По результатам п. 3-5 измерений найдите среднее значения радиуса, при котором видность интерференционной картины равна нулю, оцените доверительный интервал.
4. * Произведите оценку пропускной способности фильтра из выражения (32) и найденного радиуса кривизны линзы по длинам волн и частотному диапазону, оцените погрешность, с которой вы определили полосу пропускания фильтра.
5. ** Используя изображение, постройте функцию интенсивности интерференционной картины от расстояния до центра.
6. ** Скорее всего, полученный график будет содержать в себе шумы. Вам придется избавиться от них, сгладив функцию.
7. ** Для каждого максимума и следующего за ним минимума посчитайте $(I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$.

8. ** По полученным точкам аппроксимируйте функцию (42), вычислите коэффициенты a и $\Delta\omega$. Зная $\Delta\omega$, посчитайте $\Delta\lambda$ – ширину спектра, пропускаемого фильтром, занесите его в отчет по лабораторной работе.

Контрольные вопросы

1. Показать ход лучей через данную систему, дающих интерференционную картину колец в отраженном и проходящем свете. Сравнить выражения для оптической разности хода.
2. Как будут отличаться картины колец Ньютона в отраженном и в проходящем свете, полученные на данной интерференционной схеме?
3. Что понимают под временной когерентностью? Какие ограничения она накладывает на устройство интерференционной схемы?
4. Почему выпуклая поверхность линзы, используемой в опыте, должна иметь большой радиус кривизны?
5. Что произойдет с картиной колец, если пространство между линзой и пластиной заполнить: а) водой; б) жидкостью с показателем преломления 1,67 (показатель преломления стекла, из которого изготовлены линза и пластина – 1,52)?
6. Почему такую картину интерференции называют «полосами равной толщины»? Что в отличие от этого называют «полосами равного наклона»?
7. Для чего используется элемент установки под цифрой 1?
8. Какой цифрой обозначается Лампа?
9. Для чего в работе используются светофильтры?

Приложение

Таблица 2: Фильтр $\lambda =$

	Номер кольца			
	1	2	3	4
r_1				
r_2				
r_3				
\bar{r}				

r_1, r_2, r_3 – радиусы, полученные после первого, второго и третьего измерения соответственно; \bar{r} – среднее значение по результатам трех измерений.

Таблица 3: Размеры объектов для калибровки

№ объекта	Ширина щели, мм	Расстояние между щелями, мм
32	0,02	0,12
33	0,04	0,12
34	0,12	0,12
35	0,20	0,12

Лабораторная работа № 4.04

Определение показателя преломления стеклянной пластины интерференционным методом

Цель работы

1. Определение показателя преломления стеклянной пластины с помощью интерференционной картины полос равного наклона
2. Расчет порядка интерференции для центра картины.

Задачи

1. Определение координат минимумов интерференционных колец
2. Определение показателя преломления пластины
3. Измерение толщины пластины

Введение

Существуют два основных типа интерференционных схем: схема, построенная на основе деления волнового фронта, и схема, построенная на методе деления амплитуды. В первом случае складываются два участка одного волнового фронта, выделенных с помощью отверстий, зеркал, призм и т.д. Во втором случае разделение излучения производится путем частичного отражения и частичного пропускания света на границе раздела двух сред с дальнейшим сложением этих частей, прошедших различные оптические пути. "Особенно отчетливо проявляется интерференция в том случае, когда интенсивность обеих интерферирующих волн одинакова" [1]. При построении интерференционной схемы по принципу деления амплитуды интерференционная картина получается за счет набега разности фаз при прохождении в средах с различными показателями преломления. В случае использования плоскопараллельной пластины необходимо обеспечить падение лучей на пластину под разными углами. В этом случае наблюдается интерференционная картина в виде колец, причем каждое кольцо формируется лучами, имеющими одинаковый угол падения на пластину. Отсюда и следует название картины – интерференционные полосы равного наклона. Использование в качестве источника излучения лазера, который обладает высокой степенью когерентности (постоянством разности фаз), позволяет наблюдать интерференционные полосы равного наклона при большой разности хода интерферирующих лучей. Эта разность хода может в тысячи раз превышать длину волны лазера λ .

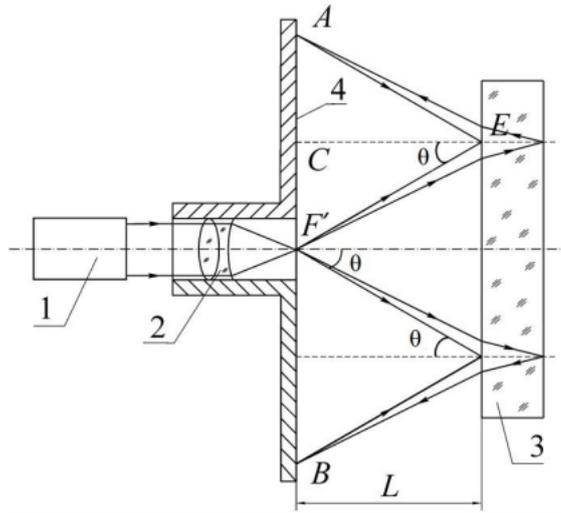


Рис. 18. Оптическая схема опыта

Оптическую схему опыта можно увидеть на рис. 18. Соответствующая ей схема установки представлена на рис. 19. Монохроматическое излучение создается гелий-неоновым лазером 1 (с длиной волны $\lambda = 632.82 \pm 0.01$ нм), дающим практически параллельный пучок лучей. Пучок собирается микробиоъективом 2 в его главном фокусе F' . Вследствие малого фокусного расстояния микробиоъектива прошедший фокус пучок оказывается сильно расходящимся. Далее световой пучок освещает плоскопараллельную стеклянную пластину 3. Интерференционная картина формируется сложением отраженных от передней и задней поверхностей пластины лучей на экране 4, расположенном в той же плоскости, что и главный фокус F' .

Оптическая разность хода интерферирующих лучей для схемы, приведенной на рис. 18, может быть определена по формуле:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + \frac{\lambda}{2}, \quad (44)$$

где d - толщина пластины; n - показатель преломления стекла, из которого сделана пластина; θ - угол падения луча на пластину; $\frac{\lambda}{2}$ в правой части формулы вызвано фазовым сдвигом на π при отражении от оптически более плотной среды (от внешней поверхности пластины). Из формулы для определения оптической разности хода можно вывести условие возникновения минимума интерференции:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (45)$$

или, упростив, получим [4]:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} = m\lambda, \quad (46)$$

где m - порядок интерференции и $m = 1, 2, \dots$.

Измерив диаметры темных колец (расстояние BA на рис. 18), наблюдаемых

на экране 4, и расстояние L от плоскопараллельной пластины до экрана, можно найти синус угла θ . Условие возникновения двух темных колец, различающихся по порядку интерференции на величину Δm (например, для второго и шестого от центра картины колец $\Delta m = 4$), задается следующими уравнениями:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} = (m + \Delta m)\lambda; \quad (47)$$

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_2} = m\lambda. \quad (48)$$

Вычитая из первого уравнения второе, получим:

$$2d \left(\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_2} \right) = \Delta m\lambda. \quad (49)$$

В данной лабораторной работе углы падения лучей на пластину настолько малы, что можно считать $\sin \theta \approx \tan \theta = \frac{D}{4L}$. Можно упростить выражения, разложив выражение для корня в ряд и пренебрегая членами второго порядка малости. Откуда получаем [4]:

$$\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} \approx \sqrt{n^2 - \frac{D^2}{16L^2}} \approx n - \frac{D^2}{32L^2n}. \quad (50)$$

Подставляя выражение (50) в уравнение (49), получаем зависимость:

$$2d \left(n - \frac{D_1^2}{32L^2n} - n + \frac{D_2^2}{32L^2n} \right) = \Delta m\lambda. \quad (51)$$

Упрощая, получим окончательную формулу для показателя преломления материала плоскопараллельной пластины [4]:

$$n = \frac{d(D_2^2 - D_1^2)}{16L^2\lambda\Delta m}. \quad (52)$$

Порядком интерференции называется отношение оптической разности хода к длине волны. В центре интерференционной картины полос равного наклона угол падения $\theta = 0$, поэтому уравнение для условия минимума принимает вид [2] $2dn + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$ или, после упрощения, $2dn = m\lambda$, отсюда получаем:

$$m = \frac{2dn}{\lambda}. \quad (53)$$

Уравнение (53) позволяет рассчитать порядок интерференции в центре интерференционной картины, если известны d , n и λ .

Экспериментальная установка



Рис. 19. Схема экспериментальной установки. 1 – лазер, 2 – микрообъектив с экраном, 3 – плоскопараллельная пластина, 4 – защитный экран

Экспериментальная установка представляет из себя оптический рельс, на котором последовательно расположены лазер (1), микрообъектив с экраном (2) и плоскопараллельная пластинка (3). Лазерное излучение проходит через микро-объектив и, отражаясь от пластинки, формирует в отраженном свете интерференционную картину в форме интерференционных колец, размеры которой можно измерить с помощью нанесенной на экран линейки. Защитный экран (4) ограничивает пространство лазерного излучения за пределы установки.

Проведение измерений

1. Включите питание лазера.
2. Изменяя положение лазера, микрообъектива и пластины, получите интерференционную картину. Наклон пластины изменяется с помощью регулировочных винтов. Расстояние от экрана до плоскопараллельной пластины должно быть не менее 400–500 мм.
3. Измерьте расстояние L от экрана с микрообъективом до плоскопараллельной пластины по шкале, расположенной на оптическом рельсе.
4. Определите и запишите координаты пересечения с вертикальной и горизонтальной шкалой на экране у 7–8 темных расположенных подряд интерференционных колец.
5. Выключите питание лазера.

6. Микрометром измерьте толщину стеклянной пластины d . Запишите инструментальную погрешность микрометра Δ_d . (Если нет возможности измерить пластину, используйте значение толщины $d = 15.820 \pm 0.005$ мм)

Обработка результатов

1. Используя измерения п. 4 *Проведение измерений*, определите диаметры темных колец.
2. Из рассчитанных диаметров колец выберите три пары, отличающихся по порядку интерференции на 3. Для каждой пары колец рассчитайте $D_2^2 - D_1^2$. Полученные результаты усредните. Среднее значение разности квадратов для $\Delta m = 3$ используйте при расчете показателя преломления стеклянной пластины.
3. Рассчитайте показатель преломления пластины n по формуле (52), используя известные значения толщины пластины и длину волны излучения лазера.
4. Выведите формулу погрешности для показателя преломления n и рассчитайте ошибку Δn для данного метода определения показателя преломления.
5. Рассчитайте порядок интерференции m в центре картины по формуле (53). Выведите формулу погрешности для Δm и рассчитайте ее.

Контрольные вопросы

1. Запишите условия возникновения темного и светлого интерференционных колец в данной лабораторной работе.
2. Опишите способ получения интерференционной картины полос равного наклона.
3. Будут ли наблюдаться изменения в интерференционной картине в данном опыте, если увеличить длину волны источника?
4. Будут ли наблюдаться изменения в интерференционной картине в данном опыте, если увеличить толщину плоскопараллельной пластины?
5. Для чего нужен микробиообъектив?
6. Возрастает или уменьшается порядок интерференции в направлении центра картины?
7. Можно ли получить интерференционную картину на используемой в лабораторной работе установке, не используя лазер в качестве источника?
8. Почему интерференционная картина имеет форму колец?

Лабораторная работа 4.05

Изучение интерферометра Майкельсона

Цель работы

Изучение работы интерферометра Майкельсона и определение по интерференционной картине длины волны и ширины спектральной линии источника света.

Предлагаемая лабораторная работа может быть выполнена в двух вариантах (**, ***). Вариант выполнения лабораторной работы необходимо уточнить у преподавателя.

**; В данном варианте предполагается проведение измерений только с ртутной лампой.

***; В усложнённом варианте предполагается самостоятельная сборка схемы измерения и использование двух источников света: лазерного и ртутной лампы.

P.S. Конструкция предлагаемого интерферометра не рассчитана для прецизионных измерений, поэтому в предлагаемой работе предлагается исследовать только интерференционную картину полос равного наклона.

Задачи

1. Юстировка интерферометра
2. Экспериментальное определение ширины пропускания фильтра
3. Определение длины волны ртутной лампы в зеленой области спектра

Введение

Интерферометр Майкельсона (Michelson interferometer), один из наиболее широко применяемых и гибких интерференционных инструментов. На рис. 20 приведена принципиальная схема работы интерферометра. От источника S (англ. source) (лазера или лампы) свет попадает на светоделительную пластинку BS (beamsplitter), после чего часть луча идет на зеркало M1, а вторая на зеркало M2. После отражения от зеркал и обратного прохода через светоделительную пластинку лучи интерферируют. Результат интерференции можно наблюдать на экране или при помощи детектора. Расстояния от светоделительной пластинки до зеркал называются *плечами интерферометра* (на рис.20 они обозначены как L1 и L2).

Как видно из схемы интерферометра, деление волны на две составляющие происходит **методом деления амплитуды**, а не методом деления волнового фронта, как в классической схеме Юнга.

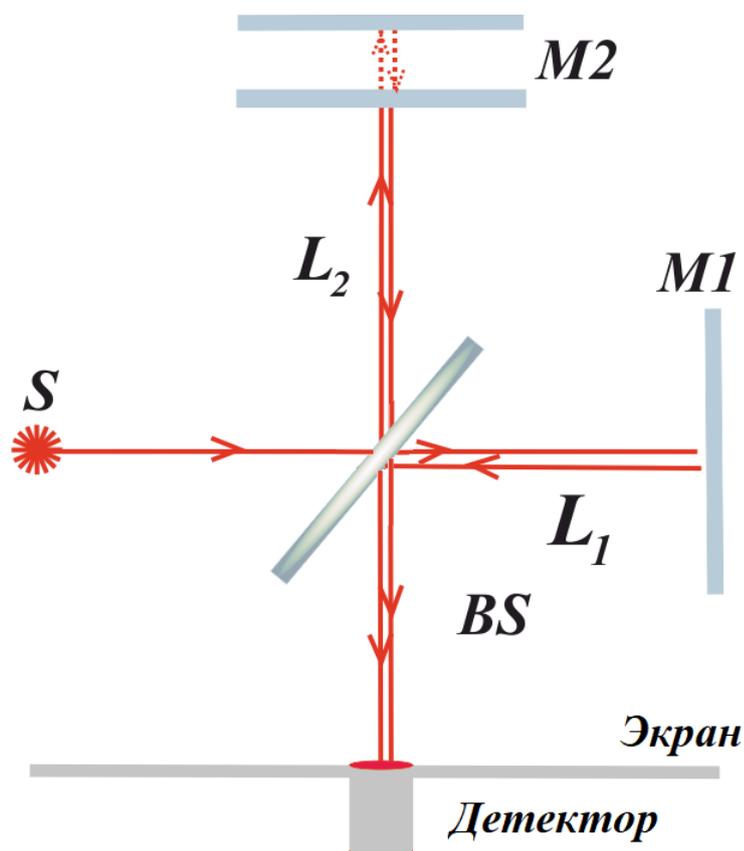


Рис. 20. Принципиальная схема интерферометра Майкельсона

- Метод деления волнового фронта: интерферометры Юнга, Рэлея, звездный интерферометр Майкельсона, бипризма и бизеркала Френеля, бипризма Бийе, зеркала Ллойда и др.
- Метод деления амплитуд: интерферометры Ньютона, Физо, Майкельсона, Маха-Цендера, Жамена, Саньяка и др

Существует два основных рабочих режима интерферометра:

1. Зеркала $M1$ и $M2$ перпендикулярны друг другу. Зеркало $M2$ может перемещаться, что позволяет менять разность хода за счет изменения расстояния от светоделительной пластинки (BS). В этом режиме наблюдается интерференционная картина **полос равного наклона**, которая имеет вид концентрических колец. Именно этот режим работы интерферометра будет использоваться в лабораторной работе.
2. Зеркала $M1$ и $M2$ не перпендикулярны друг другу, что достигается возможностью поворачивать зеркало $M1$. В этом режиме наблюдается интерференционная картина **полос равной толщины**.

Рассмотрим подробнее работу интерферометра для случая точечного монохроматического источника с перпендикулярным расположением зеркал $M1$ и $M2$, т.е. схему реализации интерференции полос равного наклона.

Лучи от точечного источника идут не параллельно, а имеют некоторый небольшой угол расхождения, т. е. являются сферическими волнами. Каждое из зеркал даёт изображение этого точечного источника, которые рассматриваются как мнимые источники квазисферических волн. Таким образом можно получить эквивалентную схему интерферометра Майкельсона (см. рис. 21).

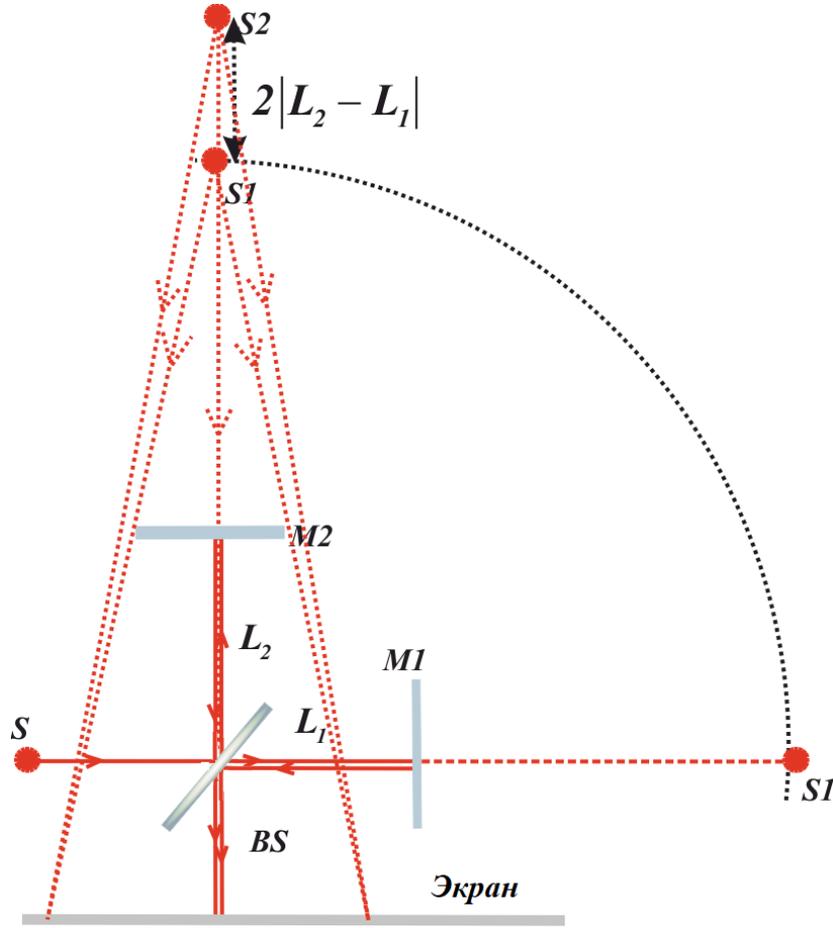


Рис. 21. Формирование картины колец равного наклона

Реальный источник S находится на расстоянии L от светоделителя, где электромагнитная волна разделяется на две части: прошедшую $E_t = E_{0t} \cos \left(\omega t - \left(\vec{k}\vec{r} \right) \right)$ и отражённую волны $E_r = E_{0r} \cos \left(\omega t - \left(\vec{k}\vec{r} \right) \right)$.

Если амплитуда волны источника равна E_0 и энергетические коэффициенты прохождения и отражения светоделительной пластины равны соответственно T и R , то для амплитуд прошедшей и отражённой волн соответственно можно записать $E_{0t} = \sqrt{T}E_0$ и $E_{0r} = \sqrt{R}E_0$, при условии отсутствия поглощения и рассеяния энергии на светоделителе, т.е. при выполнении условия $R + T = 1$.

После светоделителя обе волны отражаются от зеркал и снова приходят на светоделитель, после которого попадают на экран или фотодетектор. Сделав ещё одно допущение, а именно, считая, что зеркала идеальные, т.е. коэффициент отражения зеркал равен 1 и нет потерь энергии на рассеяние при отражении, можно приближенно считать, что пришедшие на экран/фотодетектор интерферирующие

волны имеют одинаковую амплитуду $E_{00} = \sqrt{RT}E_0$. Тогда результирующее поле **в центре** интерференционной картины можно записать как

$$\begin{aligned} E &= \sqrt{RT}E_0 (\cos(\omega t - 2kL_1) + \cos(\omega t - 2kL_2)) = \\ &= E_{00} (\cos(\omega t - 2kL_1) + \cos(\omega t - 2kL_2)), \end{aligned} \quad (54)$$

где L_1 и L_2 - плечи интерферометра (рис. 21).

Преобразуем полученное выражение (54) к виду:

$$E = \widetilde{E}_0 \cos(\omega t - k\widetilde{L}), \quad (55)$$

здесь (в выражении (55))

$$\widetilde{E}_0 = 2E_0\sqrt{RT} \cos \frac{2k(L_2 - L_1)}{2}, \quad (56)$$

$$\widetilde{L} = L_1 + L_2, \quad (57)$$

учитывая, что разность хода в центре интерференционной картины равна $\Delta = 2|L_2 - L_1|$, результирующая амплитуда равна

$$\widetilde{E}_0 = 2\sqrt{RT}E_0 \left(\cos \frac{k\Delta}{2} \right). \quad (58)$$

Любой приёмник оптического излучения (в том числе и глаз) регистрируют физическую величину, пропорциональную усреднённому по времени квадрату амплитуды $\sim \left\langle \widetilde{E}_0^2 \right\rangle_t$ (интенсивность, яркость, фототок). Выпишем выражение для интенсивности света в центре интерференционной картины:

$$I = \frac{c}{8\pi} \left\langle \widetilde{E}_0^2 \right\rangle_t = \frac{c}{8\pi} \left\langle \left(2\sqrt{RT}E_0 \left(\cos \frac{k\Delta}{2} \right) \right)^2 \right\rangle_t. \quad (59)$$

В полученном выражении амплитуда электромагнитной волны E_0 и модулирующий множитель $\cos \frac{k\Delta}{2}$ не зависят от времени. Учтём $\cos^2 \frac{\alpha}{2} = \frac{1 + \cos \alpha}{2}$ и введём обозначение $I_0 = \frac{c}{4\pi} RT E_0^2$. Тогда итоговое выражение для интенсивности в центре интерференционной картины:

$$I = I_0 (1 + \cos k\Delta). \quad (60)$$

В зависимости от разности хода Δ в центре интерференционной картины может наблюдаться как минимум, так и максимум интенсивности. Условия формирова-

ния максимума или минимума следуют из (60).

$$\Delta = \begin{cases} m\lambda, & \text{max, светлое пятно,} \\ (m + 1/2)\lambda, & \text{min, темное пятно.} \end{cases} \quad (61)$$

Учитывая, что $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, то регулируя длину плеч, интерферометр Майкельсона можно использовать как **оптический фильтр (селекция мод излучения)**.

На рис. 22 построен график зависимости относительной интенсивности в центре интерференционной картины I/I_0 от разности хода $\Delta = 2|L_2 - L_1|$ для длин волн $\lambda_{red} = 600$ нм и $\lambda_{green} = 450$ нм. Из графика видно, что разность хода $\Delta = 900$ нм соответствует минимуму для длины волны красного света (разность хода $\Delta = 1.5\lambda_{red}$), а для длины волны зелёного света данная разность хода отвечает максимуму ($\Delta = 2\lambda_{green}$).

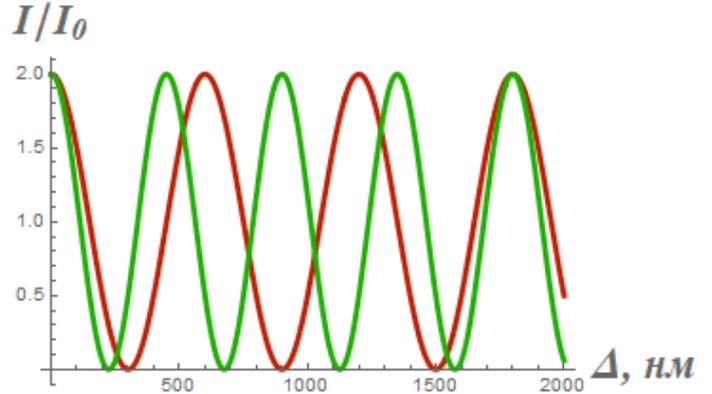


Рис. 22. Относительная интенсивность в центре интерференционной картины в зависимости от разности хода

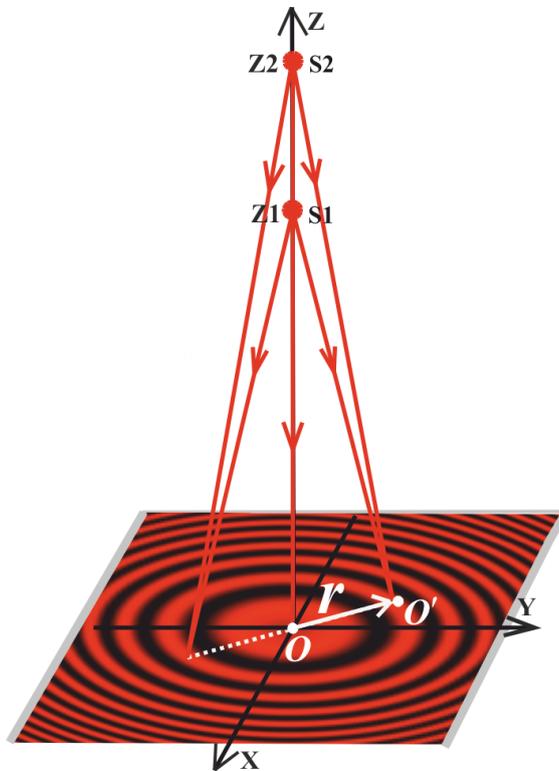


Рис. 23. Интерференционная картина полос равного наклона

Таким образом, если разность плеч интерферометра Майкельсона $|L_2 - L_1| = 450$ нм, то в центре интерференционной картины будет максимальное пропускание для длины волны зелёного света и полностью подавляться длина волны $\lambda_{red} = 600$ нм. Исследуем интерференционную картину полос равного наклона более полно. Воспользуемся эквивалентной интерференционной схемой с двумя мнимыми источниками (см. рис. 21). В этом режиме, очевидно, интерференционная картина имеет вид концентрических окружностей (см. рис. 23). Таким образом, для применения формулы (60) необходимо уточнить разность хода лучей в зависимости от положения точки на экране Δ_r . Для этого рассмотрим прямоугольные треугольники $OS1O'$ и $OS2O'$ (см. рис. 24). Введем систему координат как показано на рис. 21, направим ось Z перпендикулярно плоскости наблюдения интерференционной картины XY , так что координаты двух эквивалентных источников $S1$ и $S2$ есть $Z1$ и $Z2$ соответственно. Отметим,

или в терминах длины волны в правой части:

$$2|L2 - L1| \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{Z1 \cdot Z2} \right) = m\lambda. \quad (67)$$

Теперь нетрудно разрешить последнее уравнение (67) относительно r , соответствующего интерференционному порядку m , т.е. для радиуса r_m светлого кольца порядка m получаем:

$$r_m^2 = 2z^2 - \frac{z^2 m \lambda}{2|L2 - L1|}, \quad (68)$$

где в (68) $z \approx Z1 \approx Z2$ или $z^2 \approx Z1Z2$.

Рассмотрим некоторые следствия из полученных результатов. Из выражения (65) видно, что расстояния между соседними максимумами сокращаются при удалении от центра интерференционной картины. На рис. 25 показано распределение интенсивности для длины волны $\lambda \approx 500$ нм и разностью плеч, равной $|L2 - L1| = 0.01$ мм.

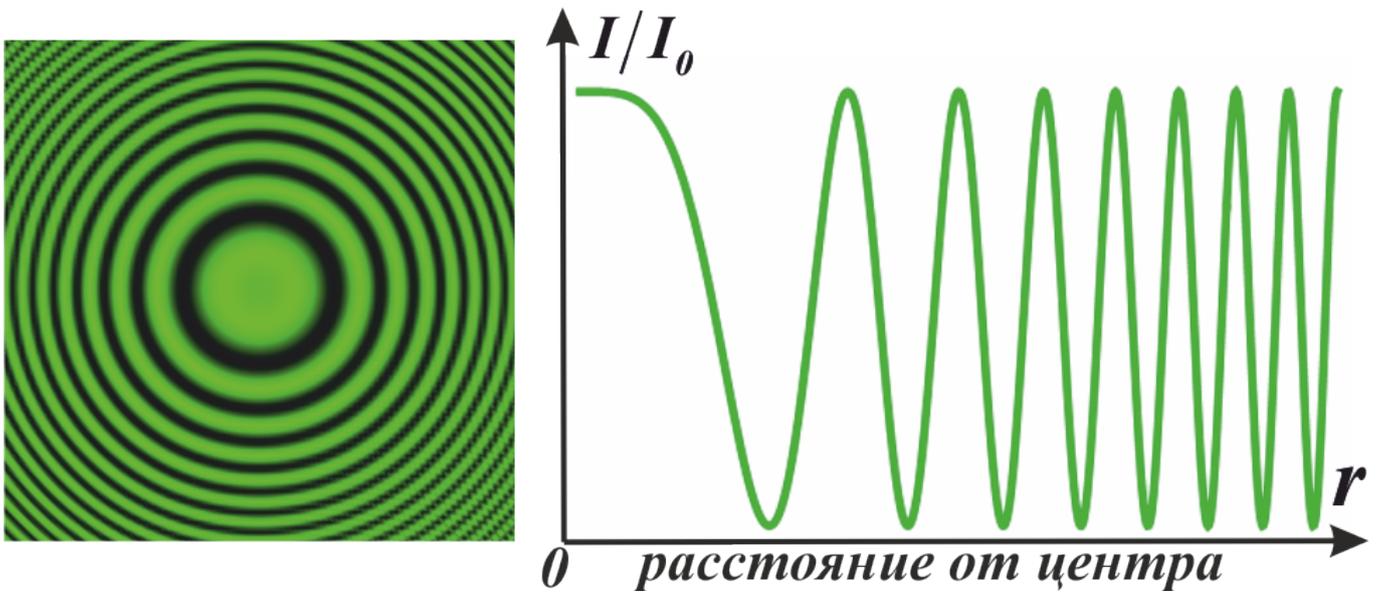


Рис. 25. Зависимость интенсивности интерференционной картины от расстояния до центра

Заметим также, что в центре интерференционной картины всегда находится максимум максимального порядка. Действительно, из (67) мы можем найти порядок интерференции m через соответствующий радиус светлого кольца r , разницу плеч интерферометра $|L2 - L1|$ и известные из геометрии $Z1$ и $Z2$:

$$m = \frac{2|L2 - L1|}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{z^2} \right). \quad (69)$$

Очевидно, что максимальное значение выражение (69) принимает при $r = 0$, т.е. в центре интерференционной картины.

Временная когерентность

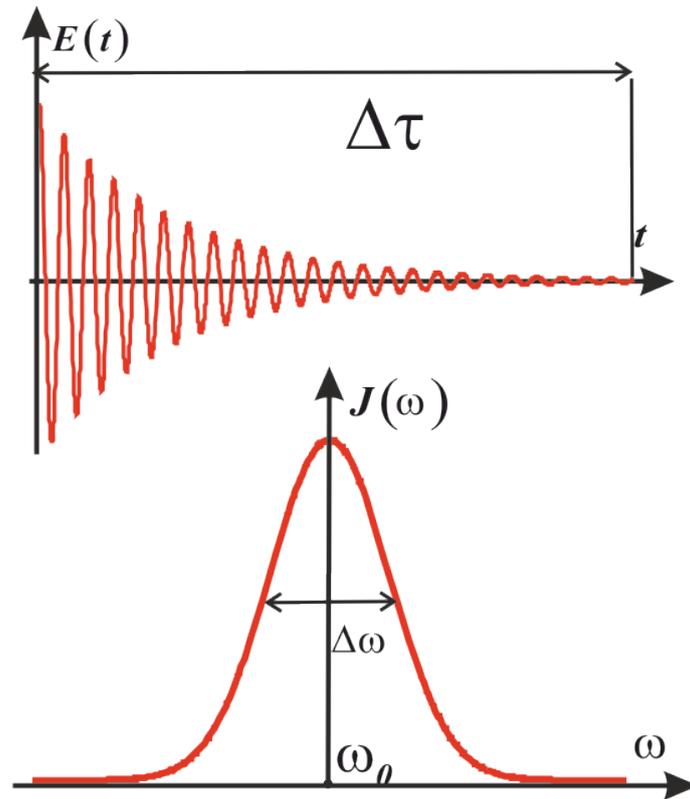


Рис. 26. Волновой цуг во временном и частотном представлениях

Свет от любого источника представляет собой статистическую сумму огромного количества волновых цугов, испускаемых отдельными атомами. Каждый атом независимо от других атомов высвечивает свой волновой цуг - экспоненциально затухающую гармоническую функцию. Такой волновой цуг характеризуется некоторой длительностью τ и, следовательно, некоторой спектральной шириной $\Delta\omega$ ($\Delta\lambda$) (см. рис. 26). Поэтому излучение от любого источника всегда имеет некоторую спектральную ширину.

Квазимонохроматическим светом принято называть электромагнитную волну у которой спектральная ширина намного меньше центральной частоты ($\Delta\omega \ll \omega_0$ или в терминах длины волны $\Delta\lambda \ll \lambda_0$).

Рассмотрим как учёт немонохроматичности излучения влияет на интерференционную картину. Для наблюдения интерференции используются методы деления либо волнового фронта, либо как в рассматриваемом случае, метод деления амплитуд. Фактически каждый цуг интерферирует сам с собой, так как только в этом случае сохраняется “сфазированность“, т.е. **когерентность**. Рассмотрим качественно, что происходит в интерферометре Майкельсона, вернее проследим за одним испущенным цугом (см. рис. 27).

1. После того как испущенный цуг достиг светоделительной пластинки, он разделяется на два (прошедший в направлении зеркала $M1$ (правый) и прошедший в направлении зеркала $M2$ (верхний)).

2. Цугу бегущему в направлении зеркала $M1$ до экрана, необходимо пройти оптический путь, равный $2L_1 + L$, где L - это расстояние от светоделителя до экрана. Время, которое "правый" цуг затратит на этот путь, легко подсчитать:

$$t_{right} = \frac{2L_1 + L}{c}.$$

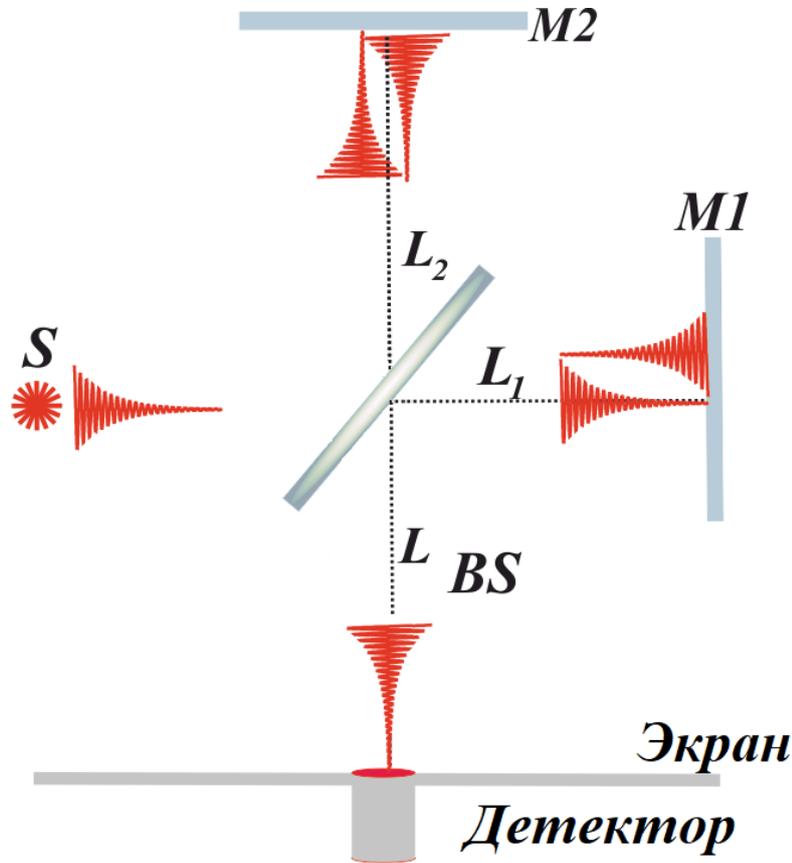


Рис. 27. К объяснению временной когерентности

3. Цугу, бегущему в направлении зеркала $M2$ до экрана, необходимо пройти оптический путь, равный $2L_2 + L$. . Время, которое "верхний" цуг затратит на этот путь:

$$t_{top} = \frac{2L_2 + L}{c}.$$

4. Но если длительность цуга меньше, чем разница времён, затрачиваемых обоими цугами в пути до экрана, то они не встретятся и, следовательно, не смогут проинтерферировать. Они, конечно, встретятся с другими цугами, но, как указывалось выше, между собой эти различные цуги не когерентны, т.е. в этом случае происходит просто сложение интенсивностей без интерференции.

5. Очевидно, что разница во времени полностью определяется разностью плеч интерферометра: $|\Delta t| = |t_{right} - t_{top}| = \frac{2|L_2 - L_1|}{c}$. И эта разница во времени не должна превышать, в нашем упрощённом рассмотрении, длительности испущенного источником отслеживаемого цуга $\Delta t \leq \tau$. Или, в более общем случае, **времени когерентности** $\Delta t \leq \tau_{coh}$

Теперь мы можем ввести такое понятие, как **длина когерентности**. Длина когерентности L_{coh} - это расстояние, которое преодолевает световая волна (цуг) за время когерентности.

$$L_{coh} = c\tau_{coh}, \quad (70)$$

или для времени когерентности:

$$\tau_{coh} = \frac{L_{coh}}{c}, \quad (71)$$

Очевидно, что, если разность хода превышает длину когерентности, то интерференционный член становится равным нулю, т.к. исчезает сфазированность колебательных процессов. Таким образом условие наблюдения интерференции можно сформулировать как требование для оптической разности хода, которая в нашем случае полностью определяется разностью плеч интерферометра $\Delta = 2|L_2 - L_1|$.

$$\Delta \leq L_{coh} \quad (72)$$

Распишем полученное выражение (72) в терминах длины волны λ и $\Delta\lambda$ с учетом выражения (70):

$$\Delta \leq L_{coh} = c\tau = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (73)$$

Домножим и разделим полученное выражение (73) на частоту ν :

$$\frac{c}{\Delta\nu} \cdot \frac{\nu}{\nu} = \lambda \cdot \frac{\nu}{\Delta\nu} \quad (74)$$

Осталось только высчитать $\nu/\Delta\nu$ через величины λ и $\Delta\lambda$:

$$|\Delta\nu| = \left| \Delta\left(\frac{c}{\lambda}\right) \right| = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda, \quad (75)$$

и для отношения $\nu/\Delta\nu$ окончательно получаем:

$$\frac{\nu}{\Delta\nu} = \frac{c/\lambda}{c \cdot \Delta\lambda/\lambda^2} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (76)$$

подставляя полученный результат (76) в выражение (73) с учетом (74) получаем для разности хода:

$$\Delta \leq \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (77)$$

Случай равенства в последнем выражении (77) означает предельный случай, когда интерференционная картина начинает пропадать.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка для определения длины волны и исследования когерентности представляет собой оптическую скамью с закрепленными на ней источником света, интерферометром Майкельсона и другими оптическими инструментами (рис. 28). Установка позволяет определить длину волны света и длину когерентности исследуемого излучения.

В качестве источника света используется ртутная лампа 6 высокого давления, подключённая к источнику питания 7. Свет от лампы проходит через ирисовую диафрагму 5. Ирисовая диафрагма состоит из нескольких поворотных серповидных лепестков, приводимых в движение кольцом на оправе. При полностью открытой диафрагме лепестки формируют круглое отверстие, при частично закрытой – фигуру, близкую к многоугольнику. Подобные диафрагмы используются в фототехнике для регулирования количества света, проходящего через объектив.

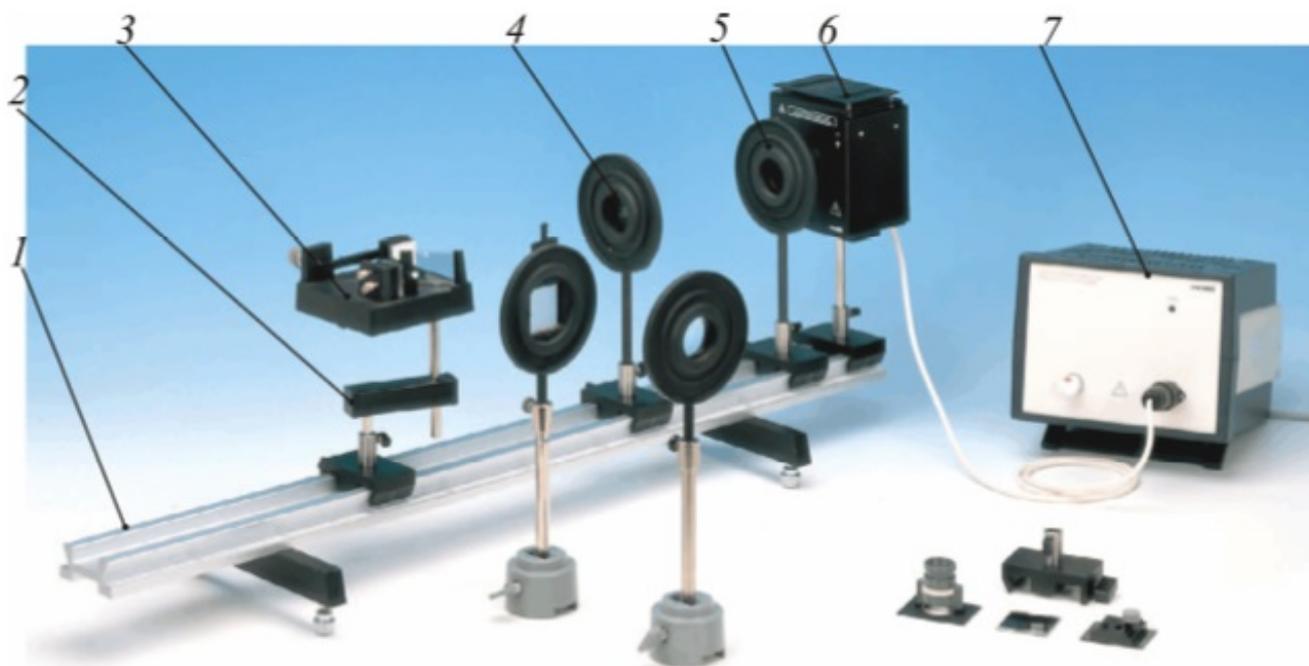


Рис. 28. Общий вид лабораторной установки

1. Оптическая скамья.
2. Поворотный держатель.
3. Интерферометр Майкельсона.
4. Линза с фокусным расстоянием 20 см и зеленый фильтр (525 нм), установленный на том же держателе
5. Ирисовая диафрагма.
6. Источника света (ртутная лампа).
7. Источник питания.

После ирисовой диафрагмы свет проходит через линзу 4 с фокусным расстоянием 20 см и через зелёный фильтр (525 нм), установленный на том же держателе.

Далее свет попадает на интерферометр Майкельсона 3, закреплённый на поворотном держателе 2 и установленный на оптической скамье 1. После прохождения интерферометра свет попадает на экран 8, расположенный сбоку от оптической скамьи (рис. 29).



Рис. 29. Взаимное расположение оптической скамьи и экрана в лабораторной установке

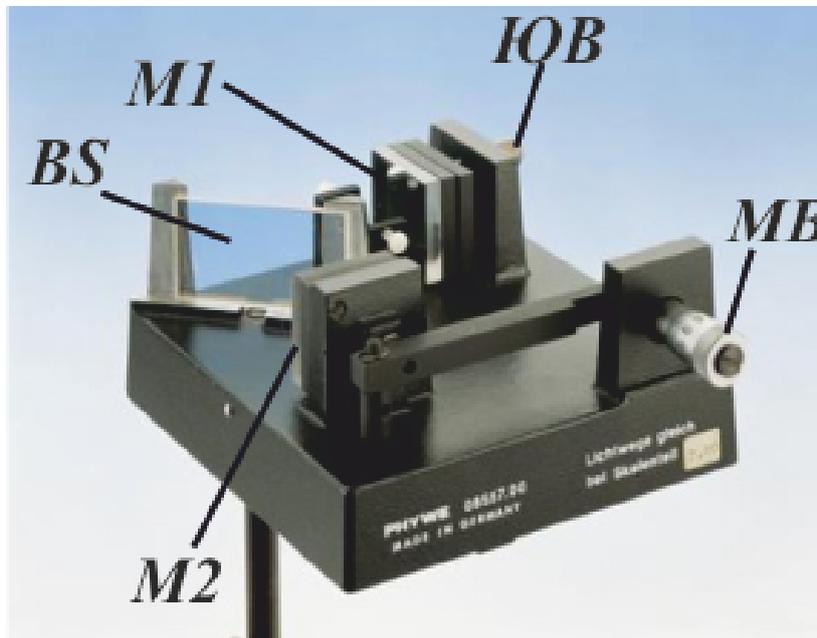


Рис. 30. Интерферометр Майкельсона, PHYWE

Фотография интерферометра Майкельсона отдельно показана на рис. 30. Зеркало интерферометра $M1$ зафиксировано в одной точке, но с помощью двух юстировочных винтов ЮВ можно менять его наклон в двух направлениях, перпендикулярных друг другу. Зеркало $M2$ можно плавно перемещать с помощью микрометрического винта MB, не меняя его наклона. Полупрозрачное зеркало BS

установлено жёстко. На экране наблюдается интерферограмма в виде концентрических колец. В центре интерференционной картины наблюдается тёмное или светлое пятно, в зависимости от оптической разности хода лучей. Если центр интерферограммы – тёмный, оптическая разность хода – нечетное число, кратное $\frac{\lambda}{2}$. При вращении микрометрического винта МВ радиусы колец увеличиваются или уменьшаются. При этом в центре картины либо возникают новые кольца, либо уменьшающиеся кольца стягиваются в точку и затем исчезают. Смещение картины на одну полосу соответствует перемещению зеркала на половину длины волны. Микрометрический винт МВ имеет две шкалы – основную и шкалу барабана. Основная шкала имеет деления по 0,5 мм. Барабан имеет 50 дел. Таким образом, поворот на одно деление барабана сдвигает барабан на 10 мкм. Однако барабан и зеркало соединены с рычагом так, что их плечи относятся в 10 раз. Поэтому одно деление шкалы барабана соответствует 1 мкм. Например, если значение на микрометрическом винте, при котором разность хода равна нулю, составляет

$$\frac{(7,5 \text{ мм по основной шкале} + 2 \cdot 10 \text{ мкм по барабану})}{10}$$

это дает значение 0,752 мм.

Обратите внимание, что у каждого интерферометра нулевая разность хода может отличаться. Это значением указано на основании интерферометра производителем.

Проведение измерений

Подготовка установки к измерениям

Включите ртутную лампу. Откройте ирисовую диафрагму примерно наполовину, закрепите ее в держателе для линз и установите перед испускающей трубкой ртутной лампы. Линзу ($f = +20$ см) и зелёный светофильтр разместите на расстоянии 30 см от диафрагмы. Линза и светофильтр должны находиться вместе на втором держателе для диафрагмы. Расстояние между несущей пластиной интерферометра и линзой должно составлять примерно 16 см. Экран или стена, на который (-ую) проецируется изображение, расположите перпендикулярно направлению падающего луча. На экране должны появиться два круглых изображения (зеленых пятна). Экран нужно расположить на таком расстоянии от интерферометра, чтобы линейные размеры изображений были порядка нескольких сантиметров (расстояние должно быть, по возможности, большим, порядка нескольких десятков сантиметров).

Зеркало *M2* нужно поставить в положение, указанное на интерферометре (в этом случае оптическая разность хода для интерферирующих лучей равна нулю, см. также раздел «Описание установки»). **Микрометрический винт вращается без усилия. Не пытаться поворачивать микрометрический винт за пределы основной шкалы. Все измерения производятся в окрестности**

нулевой разности хода, которая указана на основании интерферометра. У каждого интерферометра это значение может отличаться. Совместите оба изображения при помощи двух юстировочных винтов, расположенных на зеркале $M1$ и меняющих его наклон. Для появления интерференционных колец нужно совместить изображения с очень большой точностью. Даже при визуальном полном совмещении пятен кольца могут не наблюдаться, в этом случае нужно очень плавно крутить юстировочные винты на зеркале $M1$ для нахождения такого положения зеркала, при котором кольца будут наблюдаться. В случае сложностей с получением интерференционных колец позвать преподавателя или сотрудника лаборатории.

Определение длины волны зеленой линии спектра ртути

Вращение микрометрического винта приводит к перемещению зеркала и появлению (исчезновению) колец. Медленно изменяя положение зеркала $M2$ в таком диапазоне, при котором качество интерференционной картины позволяет следить за появлением (исчезновением) колец, посчитайте количество появившихся (исчезнувших) колец. Прodelайте несколько раз (не менее пяти) для различных диапазонов изменения положения зеркала, в том числе рекомендуется сделать измерения, при которых зеркало проходит через точку, в которой оптическая разность хода равна нулю. Можно следить как за появлением светлых колец, так и за появлением темных колец.

При прохождении одного деления шкалы на экране появляется несколько колец, поэтому рекомендуется прекращать вращение и останавливать подсчет колец тогда, когда указатель на шкале находится близко к делению шкалы. В силу этих же причин необходимо подсчитывать как можно большее количество появившихся полос, для увеличения точности измерений. Если работу выполняют два студента, то один из них должен крутить микрометрический винт, другой – считать появление светлых (темных) колец.

Полученные результаты занесите в таблицу 4. Обозначения в таблице: N – номер измерения; d_1 – начальный отсчет по микрометрическому винту; d_2 – конечный отсчет по микрометрическому винту; $D = |d_1 - d_2|$ – смещение зеркала; n – количество появившихся светлых или темных колец (нужно считать или только светлые, или только темные полосы).

Определение ширины линии спектра

Установите зеркало в положение, при котором разность хода равна нулю. Поворачивая микрометрический винт в обе стороны от этого положения, определите положение зеркала, при котором интерференционные кольца полностью исчезают. Сделайте несколько измерений смещения зеркала (не менее трех). Удвоенное смещение зеркала дает значение длины когерентности: L_1, L_2, \dots . При изменении положения зеркала интерференционная картина как целое медленно сдвигается

(это происходит при недостаточно хорошей юстировке установки). Необходимо не путать смазывание картины из-за ухода ее в плохо наблюдаемую область с исчезновением полос.

Установите лазер вместо ртутной лампы и проведите те же самые измерения, кроме последнего пункта. Для лазера не обязательно устанавливать линзу на оптический рельс.

Обработка результатов

1. Длина волны света рассчитывается по формуле:

$$\lambda = \frac{2D}{n} \quad (78)$$

2. Длина когерентности $L_{\text{ког}}$ оценивается как среднее полученных в задании значений. Время когерентности τ оценивается по формуле. (71) Значение ширины линии спектра $\Delta\lambda$ оценивается по формуле (77), где используются значения длины волны λ и длины когерентности $L_{\text{ког}}$, полученные ранее.

3. Погрешность интерферометров определяется точностью измерения перемещения зеркала. Однако в данной лабораторной работе погрешность увеличивается за счет нескольких других факторов. Во-первых, не удастся использовать большую часть диапазона изменения положения зеркала и, соответственно, получить большие значения n . Во-вторых, подсчет появившихся или исчезнувших полос визуально сложен, что приводит к неточности измерения n . Поэтому разброс значений длины волны света (случайная погрешность) в данной работе получается значительно больше, чем ошибка, обусловленная приборной погрешностью микрометрического винта. Поэтому рекомендуется рассчитать значение длины волны λ_N для каждого проделанного измерения, далее рассчитать среднее значение длины волны λ , и погрешность разброса $\Delta\lambda_{\text{разб.}}$. Результаты расчетов занесите в таблицу 4.

Представление результатов работы и выводы

Величины, представляемые как результат работы:

1. Длина волны зеленой линии ртути с погрешностью (полученное значение сравнить с табличным значением $\lambda = 546$ нм).
2. Длина когерентности (оценка).
3. Время когерентности (оценка).
4. Ширина линии спектра (оценка).

Контрольные вопросы

1. Что называется интерференцией?
2. Какие волны называются когерентными?
3. Почему нельзя получить интерференцию с помощью двух независимых естественных источников света?
4. Что такое порядок интерференции?
5. Что такое временная когерентность?
6. Что такое длина когерентности? Что такое время когерентности?
7. Описать принципиальную схему интерферометра Майкельсона.
8. Какой вид может иметь интерференционная картина при использовании интерферометра Майкельсона?
9. Будет ли наблюдаться интерференционная картина, если разность плеч интерферометра равна нулю?
10. Что будет наблюдаться на экране, если разность плеч интерферометра равна нулю?
11. В работе используется линза, объясните ее назначение.
12. Как изменится формула (65) для схемы в которой присутствует линза?
13. Каким образом можно с помощью интерферометра измерить длину волны света?
14. Объяснить, как в данной работе с помощью микрометрического винта производить отсчет. Объяснить, как достигается точность измерений микрометрическим винтом и чему она равна.
15. Каким образом в данной работе находится длина когерентности?

Приложение

Таблица 4: Результаты прямых измерений и их обработки

N	d_1 , МКМ	d_2 , МКМ	D , МКМ	n , ШТ	λ_N , МКМ	λ , МКМ	$\Delta\lambda_{\text{разб}}$, МКМ
1							
2							
3							
4							
5							

Лабораторная работа № 4.06

Определение размера щели по картине дифракции Фраунгофера

Цель работы

Определение ширины щели по картине дифракции в дальней зоне.

Задачи

1. Измерение координат дифракционных минимумов при фиксированных значениях расстояния между объектом и экраном.
2. Определение ширины щели и погрешности косвенных измерений.
3. Сравнение полученных результатов с теоретическими данными.

Введение

"Явления дифракции принято классифицировать в зависимости от расстояний источника и точки наблюдения (экрана) от препятствия, поставленного на пути распространения света. Если эти расстояния очень велики (бесконечно велики), то дифракция называется дифракцией в параллельных лучах или дифракцией Фраунгофера. В противоположном случае говорят о дифракции в непараллельных лучах или дифракции Френеля"[5].

Дифракционные эффекты были описаны еще в 17 веке, но не существовало их объяснения, поскольку природа света считалась корпускулярной. Если расстояние от препятствия до точки наблюдения стремится к бесконечности, то говорят о дифракции Фраунгофера. Такого же результата можно добиться, если за препятствием поместить собирающую линзу и наблюдать результат дифракции на препятствии в фокальной плоскости линзы. При очень маленьких размерах отверстия, в десятки тысяч раз меньших, чем расстояние до точки наблюдения, можно обойтись без собирающей линзы.

Наиболее простым случаем дифракции Фраунгофера является дифракция на узкой щели заданной ширины b . Высота щели считается стремящейся к бесконечности. Несмотря на простоту описания, данный случай имеет в то же время большую практическую значимость, поскольку полученные результаты и зависимости используются для описания дифракции на множестве одинаковых щелей, т.е. решетках, прямоугольных отверстиях и т.д.

Получим зависимость интенсивности дифрагировавшего на одиночной щели излучения от угла дифракции ϕ . Пусть на щель нормально падает плоская монохроматическая волна (рис. 31) с амплитудой E_0 . Комплексная амплитуда на

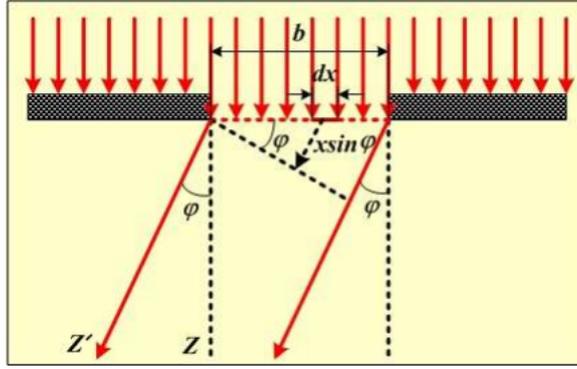


Рис. 31. Дифракция на одиночной щели

расстоянии L за щелью будет описываться интегралом Фраунгофера, упрощенным для одномерного случая.

$$E(x') = C \int_{-b/2}^{b/2} E_0 \exp(-ikx \sin \phi) dx. \quad (79)$$

Все множители, не влияющие на относительное распределение волнового поля по направлениям, записаны единой величиной C .

Излучение, исходящее из фрагмента щели размером dx под углом ϕ , отличается по фазе от излучения, исходящего из другой части щели и распространяющегося в том же направлении, на величину $kx \sin \phi$. Максимальная разность фаз для противоположных краев щели составит $kb \sin \phi$. Введем обозначение:

$$\alpha = \frac{kb \sin \phi}{2} = \frac{\pi b \sin \phi}{\lambda}, \quad (80)$$

После вычисления интеграла получим зависимость

$$E(\alpha) = E_0 \frac{\sin \alpha}{\alpha}. \quad (81)$$

Отсюда для распределения интенсивности света по направлениям найдем

$$I(\alpha) = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2, \quad (82)$$

где I_0 – интенсивность в направлении падающей волны.

Полученная зависимость дает нулевую интенсивность $I(\alpha)$ во всех случаях, когда синус обращается в ноль, за исключением случая $\alpha = 0$. Это позволяет записать условие возникновения минимумов как

$$b \sin \phi = m\lambda, \quad (83)$$

где $m = 1, 2, \dots$. Учитывая, что угол ϕ очень мал, можно считать, что $\sin \phi \approx x/L$.

$$x_m = m\lambda \frac{L}{b}, \quad (84)$$

где x_m - координата минимума порядка m . Из предыдущей формулы получаем зависимость для расстояния между соседними минимумами:

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m = \frac{\lambda}{b}L. \quad (85)$$

Уравнение (85) является линейным, то есть расстояние Δx прямо пропорционально L . Если построить по экспериментальным данным график зависимости Δx от L , то коэффициент наклона графика этой зависимости $K = \frac{\lambda}{b}$. Найдя коэффициент K , можно определить ширину щели b , если известна длина волны λ .

Экспериментальная установка



Рис. 32. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер, 2 – объект, 3 – экран

Схема лабораторной установки представлена на рис. 32. Источником света служит гелий-неоновый лазер 1 (длина волны $\lambda = 632.82 \pm 0.01$ нм). Исследуемая щель расположена на учебно-демонстрационном объекте 2. Координаты объекта и экрана измеряются по шкале, нанесенной на оптическом рельсе. Для наблюдения интерференционной картины используется экран 3, закреплённый позади объекта на оптическом рельсе. На экране нанесена вертикальная и горизонтальная миллиметровые шкалы.

Проведение измерений

1. Пользуясь линейкой на оптической скамье, измерьте координату экрана X_{\ominus} .

2. Включите питание лазера
3. Поставьте оправу с объектом на расстоянии ~ 5 см от источника излучения. Перемещая ручку горизонтальной подвижки (большой серебряный винт), сдвиньте одиночную щель в световой пучок (обратите внимание, что в оправе два объекта: одна или две щели. Определить, какой объект находится на пути лазера, можно по его картине на экране).
4. Получите дифракционную картину в виде полосы из максимумов и минимумов интенсивности. При необходимости сместите объект вверх-вниз и вправо-влево, для размещения дифракционной картины в центре экрана. Если работа выполняется с фоторезистором, необходимо поместить дифракционную картину на уровне датчика. Следите, чтобы дифракционная картина была параллельна линейке. **Поверхность, на которой нанесен объект - зеркальная. Обратите внимание, куда падает отраженный от объекта луч. Он должен падать обратно на источник. В иных случаях необходимо повернуть объект и зафиксировать его маленьким винтом на держателе.**
5. Установите экран на максимальном расстоянии от объекта так, чтобы на экране помещалось 5 минимумов дифракционной картины.
6. Запишите по горизонтальной линейке координаты 5 – 10 последовательных минимумов, расположенных слева или справа от центрального максимума. Запишите номер объекта (указан на объекте) и координату X_0 плоскости щелей.
7. Сдвигая экран к объекту на 5–10 см, повторить измерения п. 6 при 5–6 различных расстояниях от экрана (или фоторезистора) до щели. Количество минимумов для новых положений рекомендуется не изменять. Заполните таблицу 5.
8. По указанию преподавателя проведите измерения п.п. 3–6 для других объектов.
9. Выключите питание лазера.

Обработка результатов

1. Для каждого измерения вычислите расстояние между объектом и экраном: $L = X_{\text{Э}} - X_0$. Вычислите расстояние между крайними координатами в каждом измерении и разделите его на число минимумов m , получив тем значение периода картины Δx .
2. Для каждого объекта постройте график зависимости ширины дифракционной полосы Δx от расстояния L . Аппроксимируйте график прямой. По коэффициенту наклона K прямой и известной длине волны источника определите ширину щели b : $b = \frac{\lambda}{K}$. Найдите среднее значение размера щели $\langle b \rangle$ по всем проведенным измерениям.

3. По графику зависимости для каждого объекта рассчитайте погрешность наклона ΔK и, используя ее, найдите погрешность Δb . Поскольку длина волны лазера известна с большой точностью, величина ΔK вносит наибольший вклад в погрешность Δb .
4. Результат представьте как среднее значение $\langle b \rangle$ с найденной в п. 3 погрешностью Δb (см. [методическое пособие "Обработка экспериментальных данных"](#)).
5. Сравните полученный результат с теоретическими размерами объекта из таблицы 6.

Контрольные вопросы

1. Дайте определение дифракции.
2. Как изменится вид дифракционной картины при увеличении ширины щели?
3. Чем отличается дифракция Френеля от дифракции Фраунгофера?
4. Какой тип дифракции наблюдается в работе?
5. Сформулируйте принцип Гюйгенса.
6. Объясните, как возникают минимумы при дифракции на щели.
7. Под какими углами наблюдаются дифракционные минимумы и максимумы?
8. Все ли максимумы одинаковой ширины?

Приложение

Таблица 5: Результаты прямых измерений

$X_0 =$, мм	$X_{\Theta 1} =$, мм	$X_{\Theta 2} =$, мм	$X_{\Theta 3} =$, мм	$X_{\Theta 4} =$, мм	$X_{\Theta 5} =$, мм
x_1 , мм					
x_2 , мм					
x_3 , мм					
x_4 , мм					
x_5 , мм					
x_6 , мм					
x_7 , мм					
x_8 , мм					
x_9 , мм					
x_{10} , мм					
L , мм					

Таблица 6: Размеры объектов

№ объекта	Ширина щели, мм
32	0,02
33	0,04
34	0,12
35	0,20

Лабораторная работа № 4.07

Изучение дифракции Фраунгофера на одной и МНОГИХ щелях

Цели работы

1. Изучение дифракции Фраунгофера на одной щели, на четырех щелях, на одномерной и двумерной дифракционных решетках
2. Исследование распределения интенсивности в дифракционной картине

Задачи

1. Получить картины дифракции Фраунгофера от различных объектов
2. Определить размеры щели
3. Определить ширину центрального дифракционного максимума
4. Определить интенсивности порядков дифракции
5. Объяснить изменение дифракционной картины при наклонном падении лучей

Введение

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями (малыми отверстиями, непрозрачными экранами и т.п.) и связанных отклонениями от прямолинейного распространения света. Дифракция происходит во всех случаях, когда изменение амплитуды или фазы световой волны не одинаково на поверхности волнового фронта. Поэтому это явление возникает при любом – амплитудном или фазовом – локальном нарушении волнового фронта. В результате дифракция приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени. Дифракция, как и интерференция, служит доказательством волновой природы света. В большинстве случаев дифракция достаточно точно и просто моделируется на основе принципа Гюйгенса-Френеля. Различают два случая дифракции. Первый случай – это дифракция Френеля или дифракция в сходящихся пучках. Вторым случаем – это дифракция Фраунгофера или дифракция в параллельных пучках. Если источник света и точка наблюдения расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие и лучи, идущие в точку наблюдения, образуют практически параллельные пучки. Практически для наблюдения дифракции Фраунгофера точечный источник помещают в фокусе собирающей линзы и полученный при этом параллельный пучок света направляют на препятствие. Дифракционную картину наблюдают в фокальной плоскости другой собирающей линзы, поставленной на пути дифрагированного света. Для изучения дифракции Фраунгофера в качестве источника света удобно

использовать лазер. Лазерное излучение отличается малой расходимостью, высокой когерентностью, высокой степенью монохроматичности и значительной интенсивностью. В этом случае отпадает необходимость в первой линзе, при этом экран располагают в фокальной плоскости второй линзы. Лазерный пучок направляется на преграду, а дифрагированные в различных направлениях волны дают дифракционную картину, наблюдаемую на экране. Рассмотрим дифракцию на щели (рис. 33).

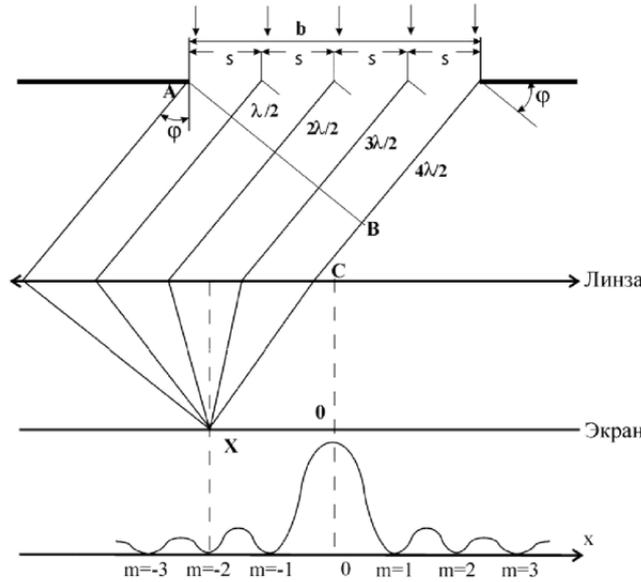


Рис. 33. Ход лучей при дифракции на одной щели и распределение интенсивности в дальней зоне

Пусть на бесконечно узкую длинную узкую щель шириной b , образованную в некотором светонепроницаемом препятствии, падает плоская монохроматическая световая волна. Ее волновая поверхность в щели характеризуется вектором напряженности электрического поля $\vec{E}_b = E_{mb} \cos \omega t$ и интенсивностью $I_b = \alpha E_{mb}^2$, где $\alpha = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$, m – порядок дифракции. При распространении света в однородной среде можно считать, что интенсивность примерно равна квадрату амплитуды световой волны $I_b = E_{mb}^2$.

Если бы при прохождении света через щель соблюдался закон прямолинейного распространения света, то на экране, установленном в фокальной плоскости собирающей линзы, получилось бы четкое изображение щели. Вследствие дифракции на узкой щели картина коренным образом меняется: на экране наблюдается система дифракционных максимумов, разделенных темными промежутками дифракционных минимумов.

Разобьем открытую часть волновой поверхности в области щели на N узких параллельных полосок шириной $S = \frac{b}{N}$ (на рис. 33 $N = 4$). В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля каждая из этих полосок может рассматриваться как когерентный источник вторичных волн, распространяющихся во все стороны

под углами дифракции $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \dots$, т.е. свет дифрагирует при прохождении сквозь щель. Фазы и амплитуды этих элементарных волн будут одинаковы. Дифракционная картина представляет собой результат интерференции этих когерентных элементарных волн, который наблюдается на экране в виде периодического распределения интенсивности.

Вектор напряженности электрического поля в плоскости щели $\vec{E} = E_m \cos(\omega t)$, где $E_m = \frac{E_{mb}}{N}$. Для лучей всех вторичных источников, направленных под углом ϕ относительно нормали к щели, вектор напряженности электрического поля

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{m_1} \cos \omega t, \quad (86)$$

имеет амплитуду, определенную как проекция вектора \vec{E} на направление нормали AB к дифрагированным лучам, $E_{m_1} = E_m \cos \phi = \frac{E_{mb}}{N} \cos \phi$. Угол дифракции ϕ мал, так что $\cos \phi \approx 1$ и $E_{m_1} = \frac{E_{mb}}{N}$.

Из множества возможных значений угол дифракции условимся выбирать таким, чтобы вторичные источники света в щели являлись зонами Френеля. Для этого разность хода любых двух соседних лучей от источников до некоторой нормали AB к лучам (волновой поверхности дифрагированного пучка света) должна равняться половине длины волны света: $\Delta l = \frac{\lambda}{2}$. Поскольку $\Delta l = S \cdot \sin \phi = \frac{b}{N} \sin \phi$, на ширине щели b укладывается N зон Френеля, если

$$b \sin \phi = N \frac{\lambda}{2}. \quad (87)$$

На нормали AB векторы напряженности электрического поля любых двух соседних лучей, имея одинаковые модули, колеблются в противофазе, поэтому их геометрическая сумма равна нулю в любой момент времени. Сведенные в одну точку любые два соседних луча «гасят» друг друга, имеют результирующую интенсивность равную нулю.

Линза собирает пучок из N параллельных лучей в точке X экрана, расположенного в фокальной плоскости. Положение этой точки определяется тем, что угол между направлением CO и прямой CX равен углу дифракции ϕ . Все N лучей параллельного пучка от нормали AB до точки X на экране одинаковую оптическую длину, поэтому результат суперпозиции лучей в точке X экрана будет таким же, как если бы сложение векторов напряженности электрического поля было осуществлено на нормали AB . Следовательно, для рассмотрения дифракционной картины на экране необходимо знать значение результирующего вектора напряженности электрического поля на нормали AB

$$\vec{E}_\phi = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots + \vec{E}_N = E_{m\phi} \cos(\omega t),$$

определяющего интенсивность света в точке X экрана $I_\phi = \alpha \cdot E_{m\phi}^2$. Из выражения (89) вытекает, что число зон N Френеля зависит от угла ϕ . В силу построения для

каждой волны, идущей из произвольной зоны, найдется волна из соседней зоны, приходящая в ту точку наблюдения в противофазе.

Рассматриваются два случая: а) при четном числе зон $N = 2, 4, 6, \dots, 2m$ (где $m = 1, 2, 3, \dots$) амплитуда вектора напряженности электрического поля и интенсивность света на экране минимальна. б) при нечетном $N = 3, 5, 7, (2m + 1)$ действие одной из зон остается нескомпенсированным, приводя к тому, что в этом направлении наблюдается максимум интенсивности света, т.е. амплитуда вектора напряженности электрического поля обеспечивает максимальную интенсивность света на экране. Следовательно, если выполняется условие

$$b \sin \phi_m = \pm m \lambda, (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (88)$$

то в точке наблюдения имеет место дифракционный минимум; амплитуда $E_{m\phi}$ обращается в нуль. Натуральное число m называется порядком минимума. Выражение $b \sin \phi_m$ представляет собой разность хода Δ лучей, идущих в точку X от краев щели.

Если для точки наблюдения X на экране разность хода Δ равна $\pm(m + \frac{1}{2})\lambda$, число зон будет нечетным, наблюдается максимум интенсивности

$$I_{max} = \alpha E_{m\phi}^2 \approx \frac{I_b}{N^2}. \quad (89)$$

Условие дифракционных максимумов:

$$b \sin \phi_m = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda, (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (90)$$

Натуральное число m называется порядком максимума. При угле дифракции $\phi = 0$ колебания от всех элементарных зон приходят в точку $x = 0$ экрана в одинаковой фазе. Поэтому амплитуда результирующего колебания равна алгебраической сумме амплитуд складываемых колебаний. При этом будет наблюдаться наиболее интенсивный ($I_0 \approx I_b$) центральный максимум. Интенсивность дифрагированного света описывается зависимостью

$$I_\phi = I_0 \left[\frac{\sin \left(\pi \frac{b}{\lambda} \sin \phi \right)}{\pi \frac{b}{\lambda} \sin \phi} \right]^2, \quad (91)$$

где I_0 – интенсивность в середине дифракционной картины (против центра линзы), I_{phi} – интенсивность в точке, положение которой определяется данным значением ϕ . Подставив в (91) условие (90) для $m = 1, 2, 3$ и т.д. получим, что основная часть световой энергии сосредоточена в области центрального максимума (90% светового потока, выходящего из щели); максимумы высших порядков по сравнению с центральным очень слабые.

При ширине щели $b = \lambda$ экран будет весь освещен, при этом больше в сере-

дине и меньше к краям. Уменьшение размеров щели приводит к тому, что ширина центрального максимума становится больше. Наоборот, чем щель шире, тем дифракционная картина ярче, но ширина дифракционных полос - меньше, а их плотность больше.

Дифракционная картина симметрична относительно центра линзы, т. к. из формулы (91) получается, что $I_\phi = I_{-\phi}$. При смещении щели параллельно экрану дифракционная картина, наблюдаемая на экране, остается неподвижной (ее середина лежит против центра линзы). Смещение линзы при неподвижной щели сопровождается таким же смещением картины на экране.

При малых углах дифракции на экране координаты минимумов и максимумов (рис. 33) $x = F \tan \phi \approx F \sin \phi$, где F - фокус линзы. Отсюда из условий (90), (92) следует

$$\begin{cases} x_m = \pm m \frac{\lambda}{b} F; \\ x_m = \pm (m + \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{b} F, \end{cases} \quad (92)$$

где x_m координаты минимумов и максимумов соответственно при дифракции на щели, $m = 1, 2, 3, \dots$

На экране, достаточно удаленном (на расстояние L) от щели, дифракцию Фраунгофера можно наблюдать без собирающей линзы, при этом $F \approx L$, и при этом справедливы формулы (92).

Ширина центрального максимума (рис. 33), ограниченная минимумами $m = 1$ порядка, определяется зависимостью

$$\Delta x_0 = 2 \frac{\lambda}{b} F. \quad (93)$$

При $b \gg \lambda$ дифракция становится слабо выраженной, на экране наблюдается геометрическое изображение щели. Дифракцию можно наблюдать только при $b > \lambda$, так как в формуле (89) $\sin \phi_m \leq 1$, а $b_{min} \geq m\lambda$, где $m = 1, 2, 3, \dots$

Исследование дифракции Фраунгофера на нескольких щелях. Дифракционная решетка

Прозрачной одномерной дифракционной решеткой называют периодическую систему параллельных щелей в преграде, имеющих одинаковую ширину b и расположенных на одинаковом расстоянии a друг от друга. Основным параметром решетки является ее период d (постоянная решетки). Для разных решеток делают $d = 1 \dots 30$ мкм. Дифракционные решетки создают эффект резкого разделения и усиления интенсивности света в области максимумов, что делает их незаменимыми оптическими приборами. Они позволяют получать ярко выраженную дифракционную картину.

На рис. 34 показаны одно из поперечных сечений ряда щелей решетки ДР,

линзы Л, экрана Э и ход лучей дифрагированного света от N щелей (на рис. 34 $N = 3$).

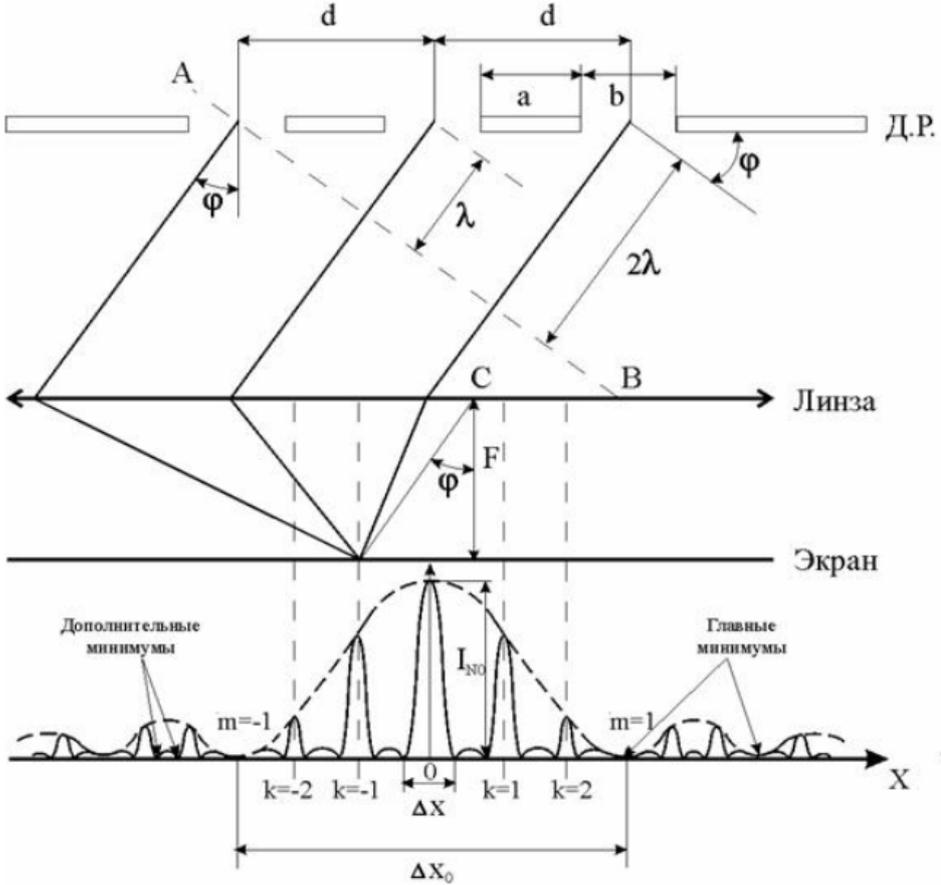


Рис. 34. Ход лучей при дифракции на трех щелях и распределение интенсивности в дальней зоне

На N щелей решетки по нормали падает пучок параллельных лучей. Эти щели можно рассматривать как N когерентных источников света с синфазными колебаниями вектора напряженности электрического поля \vec{E} . На каждой щели происходит дифракция света. Дифрагированные под одинаковым углом ϕ лучи (фраунгоферовский способ наблюдения) N когерентных источников при суперпозиции интерферируют. Поэтому перераспределение интенсивности света, прошедшего через дифракционную решетку, можно рассматривать как интерференцию N -ого числа дифрагированных лучей.

В каждой щели колебания вектора напряженности электрического поля $\vec{E}_\phi = \vec{E}_{m\phi} \cos(\omega t)$ дифрагированного под углом ϕ луча происходят с амплитудой $E_{m\phi}$, определяющей интенсивность света $I_\phi = \alpha \cdot E_{m\phi}^2$ (рис. 33). При этом интенсивность может быть минимальной ($E_{m\phi} = 0, I_{min} = 0$), если выполняется условие (88), и максимальной, когда выполняется условие (90).

Результат суперпозиции N лучей в точке X экрана Э будет таким же, как если бы она осуществлялась на нормали АВ (рис. 34), проведенной к направлению

лучей. Если выполняется условие (88), суммарная амплитуда колебаний вектора напряженности электрического поля $\vec{E}_{mN} = \sum_i^N \vec{E}_{m\phi} = 0$, так как $\vec{E}_{m\phi} = 0$, и результирующая интенсивность света равна нулю: $I_N = \alpha E_{mN}^2 = 0$. Для решетки этот результат называют главным минимумом интенсивности света, и определяется он формулой (88), а именно

$$b \cdot \sin \phi_m = \pm m\lambda, \quad (94)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ - порядок главного минимума.

При амплитуде $E_{m\phi}$ дифрагированных лучей, не равной нулю, на нормали АВ могут быть получены интерференционные максимумы интенсивности света в результате суперпозиции этих лучей. Наблюдение этих максимумов возможно при разности хода двух любых соседних лучей от источников до нормали АВ, равной целому числу длин волн, как показано на рис. 34, т.е. при $\Delta l = k\lambda$ где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ также видно, что $\Delta l = d \cdot \sin \phi$. Следовательно, для дифракционной решетки главные максимумы интенсивности света наблюдаются при условии

$$d \cdot \sin \phi = \pm k\lambda, \quad (95)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ - порядок главного максимума.

На рис. 34 ход лучей показан для случая $\Delta l = \lambda$ и $k = 1$, когда координата x на экране Э соответствует главному максимуму первого порядка.

При условии (95) векторы напряженности электрического поля всех N лучей на нормали АВ колеблются синфазно и при суперпозиции дают амплитуду результирующего колебания

$$\vec{E}_{mN} = \sum_i^N \vec{E}_{m\phi} = N\vec{E}_{m\phi},$$

которой соответствует интенсивность света

$$I_N = \alpha E_{m\phi}^2 = N^2 \cdot I_\phi, \quad (96)$$

где I_ϕ - интенсивность света при дифракции на одной щели (рис. 33), определяемая формулой (91).

Формула (96) характеризует «огibaющую наибольших значений интенсивности света», показанную на рис. 34 пунктирной линией, при этом между главными минимумами, например, первого порядка $m = 1$, содержится не один, а несколько главных максимумов. Также видно, что дифракционная решетка позволяет резко (в N^2 раз) усилить интенсивность света в области максимумов по сравнению с картиной дифракции на одной щели.

Более строго распределение интенсивности света при дифракции на решетке,

показанное на рис. 34, определяется зависимостью

$$I_N = I_\phi \left[\frac{\sin \left(\pi N \frac{d}{\lambda} \sin \phi \right)}{\sin \left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \phi \right)} \right]^2, \quad (97)$$

для которой остаются справедливыми условия (94), (95) и (96).

Главные максимумы разделены между собой не только главными минимумами, но и рядом «дополнительных минимумов», которые образуются вследствие интерференции N лучей при колебаниях вектора напряженности электрического поля в противофазе. Такие лучи гасят друг друга. Между «дополнительными минимумами» располагаются очень слабые «вторичные максимумы», число которых между соседними главными максимумами равно $Z_{\text{втор}} = N - 2$. На рис. 34 при $N = 3$ число $Z_{\text{втор}} = 1$.

При $k = 0$ ($\phi_k = 0$) в точке $x = 0$ экрана против центра линзы расположен «центральный главный максимум». Симметрично относительно него расположены менее интенсивные главные максимумы высших порядков. Между главными минимумами первого порядка число главных максимумов

$$Z_{\text{гл}} = 2 \frac{d}{b} - 1,$$

а между главными максимумами возрастающих порядков число главных максимумов

$$Z'_{\text{гл}} = \frac{d}{b} - 1,$$

На рис. 34 для отношения $\frac{d}{b} = 3$ получено $Z_{\text{гл}} = 5$, $Z'_{\text{гл}} = 2$. Ширина главных максимумов зависит от числа N щелей, участвующих в дифракции, и определяется формулой

$$\Delta x = 2 \frac{\lambda}{d \cdot N} F. \quad (98)$$

Из сравнения формул (93) и (98) видно, что $\Delta x \ll \Delta x_0$ (см. рис. 34) Дифракционная решетка создает эффект резкого разделения максимумов интенсивности света. Из рис. 34 видно, что при малых углах дифракции координата главного минимума или максимума на экране $x = F \cdot \tan \phi \approx F \sin \phi$ с учетом формул (94) или (95) определяется следующим образом:

$$\begin{cases} x_m = \pm m \frac{\lambda}{d} F, \\ x_k = \pm k \frac{\lambda}{d} F, \end{cases} \quad (99)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ - координаты главных минимумов для решетки, а $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ - координаты главных максимумов для решетки.

Дифракция на двух ($N = 2$) и на четырех щелях ($N = 4$) может рассматриваться как частный случай дифракции на решетке. При этом характер дифрак-

ционной картины соответствует рассмотренной на рис. 34, где для дифракции на двух щелях $Z_{\text{втор}} = 0, \Delta = \frac{b}{2d} \Delta x_0$, или $\Delta x = \frac{\Delta x_0}{Z_{\text{гл}}+1}$, а для дифракции на четырех щелях $Z_{\text{втор}} = 2, \Delta = \frac{b}{4d} \Delta x_0$, или $\Delta x = \frac{\Delta x_0}{2(Z_{\text{гл}}+1)}$.

Наклонное падение лучей на дифракционную решетку

Если плоская монохроматическая волна падает на решетку, работающую на пропускание, под углом θ (рис. 35), тогда разность хода двух соседних лучей, дифрагировавших под углом ϕ , равна:

$$\Delta l = d(\sin \theta - \sin \phi). \quad (100)$$

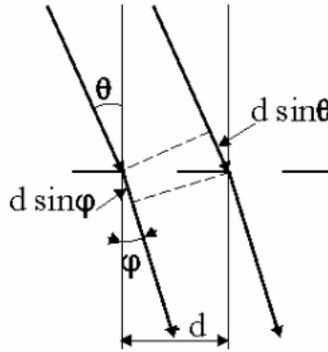


Рис. 35. Ход лучей при наклонном падении излучения на решетку

В этом случае условие (95), при котором наблюдаются главные максимумы интенсивности света, для дифракционной решетки запишется в виде:

$$d(\sin \theta - \sin \phi_k) = \pm k \lambda, \quad (101)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ - порядок главного максимума.

Распределение интенсивности дифрагированного света для решетки, состоящей из N элементов с шириной щели b и периодом решетки d , в случае падения на нее излучения под углом θ будет иметь вид:

$$I_{N\theta} = I_0 \cdot \left[\frac{(\sin \theta - \sin \phi) \pi b}{\lambda} \right]^2 \cdot \left[\frac{(\sin \theta - \sin \phi) \pi N d}{\lambda} \right]^2, \quad (102)$$

где I_0 - интенсивность недифрагированного излучения ($\phi = 0$).

При $d \gg \lambda$ углы дифракции малы, т.е. $\phi_k \approx \theta$ условие главных максимумов (101) можно переписать в виде:

$$d(\theta - \phi_k) \cos \theta = \pm k \lambda, \quad (103)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ - порядок главного максимума.

При малых углах дифракции ϕ_k условие максимумов для нормального падения света на дифракционную решетку (95) можно переписать в виде:

$$d\phi_k = \pm k\lambda, \quad (104)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ – порядок главного максимума

Сравнение (103) и (104) показывает, что угол дифракции $(\theta - \phi_k)$ при наклонном падении вычисляется так же, как при нормальном падении света, но с уменьшенным значением периода решетки

$$d' = d \cos \theta. \quad (105)$$

Следовательно, при довольно большом наклоне ($\theta \approx 90^\circ$) падающего луча кажущаяся постоянная решетки ($d \cos \theta$) становится весьма малой, и на решетке с $d \gg \lambda$ и таком освещении можно будет наблюдать четкую дифракционную картину. Это свойство используется при исследовании дифракции рентгеновских лучей.

Дифракция на двумерной решетке

Двумерная решетка представляет собой скрещенные перпендикулярно друг другу решетки с периодами d_1 и d_2 , причем часто $d_1 = d_2$. Пусть ось X перпендикулярна щелям первой решетки. Ось Y – щелям второй, а ось Z направлена перпендикулярно плоскости двумерной решетки. Углы между падающими и дифрагированными лучами и осями X, Y, Z обозначим, соответственно, через $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ и α, β, γ . Очевидно, что α, β, γ – углы, дополняющие углы дифракции до 90° (рис. 36). Пусть на двумерную решетку нормально $\alpha_0 = \pi/2, \beta_0 = \pi/2, \gamma_0 = 0$ падает плоская волна. Тогда условия возникновения главных максимумов для излучения с длиной волны λ имеют вид:

$$\begin{cases} d_1 \cos \alpha = k_1 \lambda, \\ d_2 \cos \beta = k_2 \lambda. \end{cases} \quad (106)$$

Углы α, β, γ связаны между собой соотношением

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1, \quad (107)$$

а $k_1, k_2 = 0, 1, 2, 3, \dots$

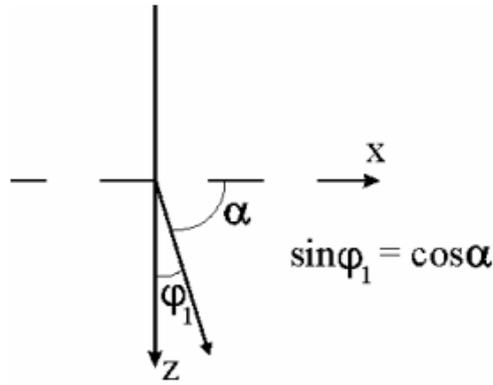


Рис. 36. К расчету углов дифракции

Выражения (108) и (109) позволяют при известных d_1 , d_2 , λ определить углы α , β , γ , характеризующие направление дифрагированного луча для максимумов того или иного порядка. Если в каждой решетке число щелей N_1 и N_2 достаточно велико, то максимумы будут очень острыми, и в них сосредоточится практически вся световая энергия дифрагировавших волн. В результате на экране, расположенном за двумерной решеткой, получится дифракционная картина в виде четких, симметрично расположенных световых пятен, каждому из которых соответствуют два целочисленных индекса k_1 и k_2 (рис. 37)

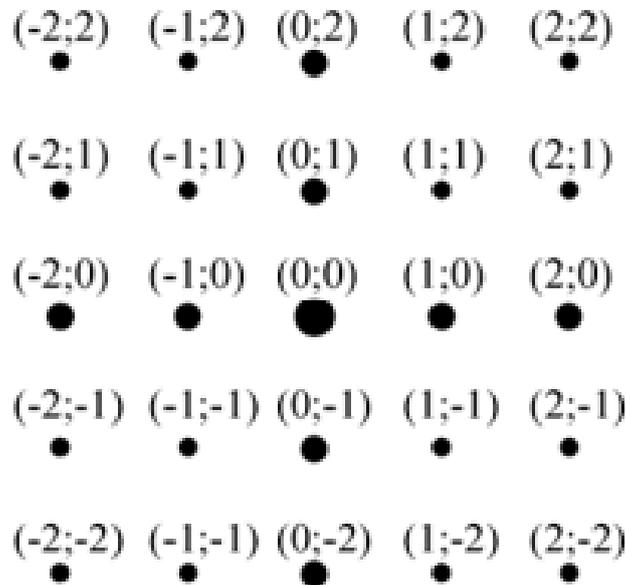


Рис. 37. Дифракционная картина от двумерной решетки

Главные максимумы возникают только тогда, когда $\frac{d_1}{\lambda} \cos \alpha = k_1$ и одновременно $\frac{d_2}{\lambda} \cos \alpha = k_2$, где k_1 и k_2 целые числа. В этом случае интенсивность света в данном направлении $I \sim N_1^2 \cdot N_2^2$. Если только одно из этих чисел (k_1 и k_2) целое, т.е. выполняется условие возникновения главного максимума лишь для одной из решеток, то его интенсивность оказывается много меньше. Одна система максимумов (соответствующая условию $\frac{\pi d_2 \cos \beta}{\lambda} = 0$) располагается вдоль оси X,

а вторая ($\frac{\pi d_1 \cos \beta}{\lambda} = 0$) – вдоль оси Y . В центре картины находится максимум нулевого порядка, который лежит в направлении α_0 , β_0 . Если углы дифракции малы, координаты главных максимумов вдоль оси X и вдоль оси Y определяются соответственно как:

$$\begin{cases} x_{k_1} = \pm k_1 \frac{\lambda}{d_1} F, k_1 = 0, 1, 2, 3, \dots, \\ x_{k_2} = \pm k_2 \frac{\lambda}{d_2} F, k_2 = 0, 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (108)$$

При больших расстояниях L от решетки до экрана суперпозиция параллельных дифрагированных лучей осуществляется на экране и без собирающей линзы, и выражения (108) примут вид:

$$\begin{cases} x_{k_1} = \pm k_1 \frac{\lambda}{d_1} L, k_1 = 0, 1, 2, 3, \dots, \\ x_{k_2} = \pm k_2 \frac{\lambda}{d_2} L, k_2 = 0, 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (109)$$

Пусть волна падает на двумерную решетку наклонно (т.е. углы α_0 и β_0 отличны от $\pi/2$). Тогда условия возникновения главных максимумов примут вид:

$$\begin{cases} d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = k_1 \lambda, \\ d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) = k_2 \lambda. \end{cases} \quad (110)$$

Общий характер дифракционной картины в этом случае останется прежним, изменятся лишь масштабы по осям X и Y , наблюдаемой дифракционной картины. Если решетки d_1 и d_2 взаимно не перпендикулярны, а составляют какой-либо угол между собой, положение максимумов будет зависеть от угла между штрихами решеток. Однако нарушение строгой периодичности щелей (хаотическое их распределение) приводит к существенному изменению общей картины: наблюдаются симметричные размытые интерференционные кольца. Интенсивность наблюдаемых колец пропорциональна не квадрату числа щелей, а числу щелей. Таким образом, по расположению максимумов можно судить о величине периодов d_1 и d_2 и взаимной ориентации решеток.

Методика эксперимента

Для выполнения лабораторной работы необходимо изучить теорию явления дифракции на одной и нескольких щелях, на одномерной и двумерной решетках.

Лабораторная работа выполняется на модульном учебном комплексе МУК-ОВ, описание которого вы можете найти в файле «Описание лабораторной установки» или ниже. Для выполнения лабораторной работы ознакомьтесь с устройством установки.

МУК-ОВ имеет оптический блок, в верхней части которого находится лазер-

ный источник света. Турель, расположенная ниже, содержит все объекты исследования, место расположения которых представлены на передней панели установки пиктограммами. Значения длины волны λ лазера и расстояния L от объекта до экрана представлены тоже на панели установки. Рекомендуется провести измерения с одиночной щелью, установив ее в ход лазерного луча. Затем, вращая турель, изучать дифракцию на четырех щелях, одномерной и двумерной дифракционных решетках.

Экспериментальная установка

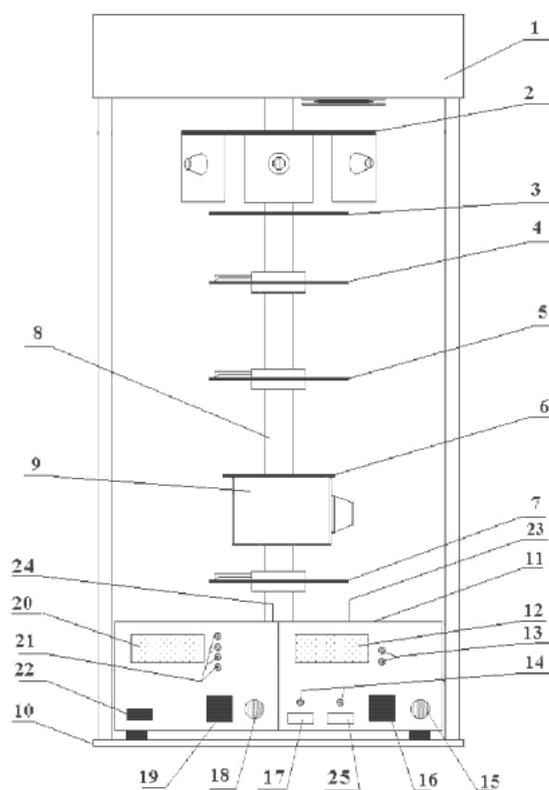


Рис. 38. Схема экспериментальной установки

Механический блок состоит из основания 10, на котором установлены и закреплены электронный блок 11, стойка 8, служащая вертикальной оптической скамьей и блок осветителей 1. Источниками освещения служат полупроводниковый лазер и лампа накаливания. На стойке смонтированы следующие оптические узлы:

- Турель 2, на которой смонтированы объекты исследования для работ по интерференции и дифракции. Каждый из объектов закреплен на вращающейся втулке, ось которой совпадает с серединой объекта. Втулка снабжена указателем, а основание – угломерной шкалой и пиктограммой объекта исследования.
- Защитный экран 3 предназначен для защиты от отраженного от дифракционного элемента лазерного луча.

- Поляризатор 4 закреплен на турели во вращающейся обойме со стрелкой - указателем и транспортиром. При выполнении работ, в которых не требуется поляризатор, турель поляризатора может поворачиваться и выводиться из поля зрения.
- Анализатор 7 выполнен аналогично 4.
- Двухлучепреломляющий одноосный образец 5, используемый в работах по поляризации света, конструктивно выполнен аналогично 4.
- Блок 6 для измерения угла Брюстера состоит из стеклянной пластинки с поворотным устройством и отсчетной вертикальной шкалой 9, закрепленной на стойке 8.

Электронный блок содержит следующие органы управления, коммутации и индикации: 2 – индикатор измерений блока амперметра-вольтметра; 13 – индикатор режима измерений блока амперметра-вольтметра; 14 – индикаторы включенного источника; 15 – регулятор накала белого осветителя; 16 – кнопка переключения режима измерений блока амперметра-вольтметра; 17 – кнопка включения лазера; 18 – ручка установки относительной интенсивности « J/J_0 »; 19 – кнопка переключения фотоприемников; 20 – индикатор относительной интенсивности излучения; 21 – индикаторы включенного фотоприемника; 22 – кнопка «Сеть»; 23 – окно фотоприемников белого осветителя; 24 – окно фотоприемника лазерного излучения; 25 – кнопка включения лампы.

Проведение измерений

!!!Для выполнения работы необходима миллиметровая бумага формата А4!!!

1. Для выполнения лабораторной работы приготовьте миллиметровую бумагу формата А5 и положите ее на электронный блок, который будет служить экраном.
2. Включите установку кнопкой «Сеть» (22).
3. Включите лазер кнопкой (17). **Время непрерывной работы лазера не должно превышать 15-25 минут! При работе с лазером недопустимо попадание в глаза прямого лазерного излучения!** Обратите внимание на характеристики лазера, которые указаны на лицевой панели установки (длина волны, поляризация, расстояния источника до экрана).
4. Вращая турель (2), установите в ход лазерного луча объект с одной щелью в положение перпендикулярное направлению светового пучка. При этом стрелка, закрепленная на оси вращения пластинки со щелью, должна указывать на 0° . Зарисуйте или сфотографируйте дифракционную картину.
5. Поверните щель на угол 30° , затем на 60° , при этом зарисуйте полученные дифракционные картины.

6. Уберите миллиметровую бумагу с электронного блока. Кнопкой (19) выбора фотоприемников выберите фотоприемник № 3. Ручкой регулировки J_0 добейтесь максимального значения относительной интенсивности J/J_0 .
7. Снимите значения максимальной относительной интенсивности света J_{max}/J_0 центрального максимума дифракционной картины при углах поворота щели ($\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$).
8. Вращая турель (2), установите по ходу лазерного луча объект с четырьмя щелями. Зарисуйте дифракционную картину для углов поворота объекта $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$.
9. Установите в качестве объекта исследования одномерную дифракционную решетку. Зарегистрируйте дифракционную картину для углов поворота $\alpha = 0^\circ, 60^\circ$.
10. Установите в качестве объекта исследования двумерную дифракционную решетку. Повторите задание пункта 9.

Обработка результатов

1. По результатам измерений пп. 4-5 определите линейные положения минимумов первого, второго и третьего порядков. x_1, x_2, x_3 . С помощью формулы (93) рассчитайте ширину щели b .
2. Определите угловые координаты первых трех минимумов дифракционной картины от одной щели.
3. Составьте таблицу, в которую занесите информацию: L – расстояние между объектом и экраном, α – угол поворота щели, x – линейное положение минимумов дифракционной картины, b – ширина щели, J_{max}/J_0 – относительная интенсивность центрального максимума.
4. Результаты измерений п. 7 занесите в таблицу. Постройте график зависимости относительной интенсивности света центрального максимума J/J_0 от угла поворота щели.
5. Рассчитайте значения интенсивности света максимумов $J_1/J_0, J_2/J_0, J_3/J_0$ более высоких порядков по величине J_{max}/J_0 для одной щели.
6. Найдите положение максимума первого порядка $k = 1$ и по формулам (99) и (105) рассчитайте значения d для $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$. Объясните изменения вида дифракционной картины от угла поворота щелей.
7. По измерениям п. 8 определите ширину Δx центрального дифракционного максимума, затем по формуле (98) рассчитайте Δx . Сравните полученные значения.
8. Определите количество вторичных максимумов и минимумов в дифракционной картине от четырех щелей. Объясните их процесс образования.

9. По формуле (96) или (97), используя значение интенсивности света центрального максимума J_{max}/J_0 при дифракции на одной щели, рассчитайте интенсивность света в области максимумов при дифракции на двух, трех, четырех щелях.
10. По измерениям п. 9, используя формулу (105), определите постоянную одномерной дифракционной решетки.
11. По зарисованной картине от двухмерной дифракционной решетки определите положение максимума первого порядка (k_1 и k_2) вдоль оси X и Y, затем по формуле (109) рассчитайте периоды d_1 и d_2 .
12. Сравните дифракционные картины, получаемые одномерной дифракционной решеткой при наклонном падении лучей $\alpha = 0^\circ, 60^\circ$. Объясните их.
13. Проанализируйте изменения дифракционной картины, получаемой двумерной дифракционной решеткой при наклонном падении лучей $\alpha = 0^\circ, 60^\circ$. Объясните их.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление дифракции?
2. Объясните принцип Гюйгенса-Френеля. Приведите его математическую формулировку.
3. При каких условиях происходит дифракция Френеля?
4. При каких условиях происходит дифракция Фраунгофера?
5. Почему дифракционные полосы нельзя наблюдать при протяженном или при некогерентном источнике света?
6. Каким способом можно получить узкий параллельный пучок света?
7. Как получить без вычислений соотношение, определяющее направление на первый минимум при дифракции на щели b ?
8. Какой вид имеет дифракционная картина при наклонном падении плоской волны на щель?
9. Объясните распределение интенсивности в дифракционной картине Фраунгофера от щели.
10. Как изменится интерференционная картина, если: а) изменить ширину щели? б) увеличить число щелей? в) уменьшить расстояние между ними? г) изменить ширину всех щелей?
11. Объясните на основе принципа Гюйгенса-Френеля, почему при дифракции на одной щели существуют углы дифракции, для которых интенсивность света равна нулю? Получить выражение для определения значений таких углов.
12. Найти угловое распределение интенсивности света при фраунгоферовой дифракции на решетке из N щелей с периодом d при условии, что световые лучи падают на решетку нормально, а ширина щели равна b .

13. Параллельный пучок монохроматического света падает нормально на дифракционную решетку с заданной полной шириной ее штрихованной поверхности. При каком значении отношения b/d ширины щели b к периоду решетки d , интенсивность главных дифракционных максимумов второго порядка будет максимальна?
14. Найти угловое распределение дифракционных максимумов при дифракции на решетке, период которой равен d , а ширина щели равна b .
15. Найти условие появления главного дифракционного максимума при наклонном падении лучей на решетку (угол падения θ_0). Какой вид принимает это условие, если $d \gg \lambda$, а порядок спектра $m \ll d/\lambda$?
16. Могут ли перекрываться спектры первого и второго порядков дифракционной решетки при освещении ее видимым светом (400 – 700 нм)?
17. Найти условие равенства нулю интенсивности m -го максимума для дифракционной решетки с периодом d и шириной щели b .
18. Описать характер спектров дифракционной решетки, если ее постоянная равна: 1) удвоенной, 2) утроенной, 3) учетверенной ширине щели.
19. Изменяется ли разрешающая сила решетки при изменении наклона первичного пучка, падающего на нее?
20. Почему дифракция не наблюдается на больших отверстиях и дисках?

Лабораторная работа 4.08

Изучение зависимости коэффициента отражения света от ориентации плоскости поляризации

Цели работы

1. Изучение законов Френеля для случая отраженного от стекла плоскополяризованного излучения
2. Определение показателя преломления стеклянной призмы

Задачи

1. Экспериментально определить показатель преломления призмы из кремниевого стекла
2. Определение коэффициентов отражения света, который поляризован параллельно и перпендикулярно плоскости падения как функции угла падения.
3. Определить коэффициенты преломления по формуле Френеля и сравнить с экспериментальной кривой
4. Экспериментально определить показатель отражения кремниевого стекла
5. Получить зависимость поворота плоскости поляризации после отражения, как функцию угла падения и построить ее графически. Сравнить с теоретическими расчетами по формулам Френеля

Введение

Свет - это **поперечная электромагнитная волна**, в которой колебания вектора напряженности электрического поля E и вектора магнитной индукции B перпендикулярны направлению распространения волны (поперечная световая волна) и связаны соотношением:

$$|B| = \frac{n}{c} \cdot |E| \quad (111)$$

где n - показатель преломления среды через которую проходит световой луч, а c - скорость света в вакууме.

Энергия световой волны переносится в направлении заданым вектором Пойнтинга согласно следующему выражению:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{B} \quad |\vec{S}| \approx |\vec{E}|^2 \quad (112)$$

Поляризация света - это свойство света, проявляющееся в упорядоченности ори-

ентации электрического и магнитного векторов. Атомы излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, которая излучается объектом в целом, может характеризоваться всевозможными равновероятными колебаниями вектора E . Такой свет называется **естественным**.

Свет, в котором направление колебаний вектора E каким-то образом упорядочено, называется **поляризованным**. Если в результате каких-то внешних воздействий проявляется преимущественное, но не единственное направление колебаний вектора E , то такой свет называют **частично поляризованным**.

Свет, в котором вектор E колеблется только в одном выделенном направлении, перпендикулярном лучу, называется **линейно поляризованным**. Существует также эллиптическая поляризация, когда конец вектора E описывает эллипс, и как ее частный случай - круговая поляризация, которая в свою очередь разделяется на левую и правую (конец светового вектора описывает окружность).

Плоскость, проходящая через направление колебаний вектора E плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется **плоскостью поляризации**.

Естественный свет можно превратить в плоскополяризованный с помощью устройства, которое называют **поляризатором**.

Для получения линейно поляризованного света используют поляризаторы, основанные на использовании одного из трех физических явлений: двойного лучепреломления, дихроизма или поляризации при отражении от поверхности раздела двух сред. В качестве поляризаторов могут быть использованы среды, анизотропные в отношении колебаний вектора E , например, кристаллы. Из природных кристаллов, используемых в качестве поляризатора, следует отметить **турмалин**.

На рис. 39 показан ход падающего луча на границу двух диэлектрических сред с заданными поляризациями векторов \vec{E} и \vec{B} .

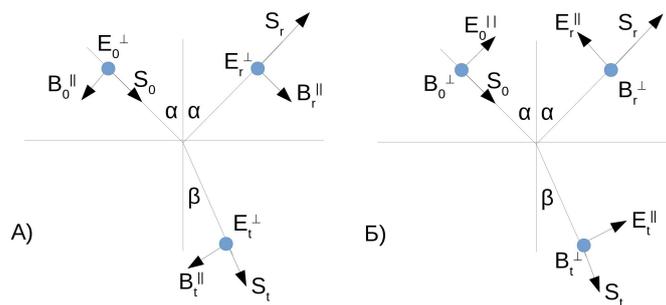


Рис. 39. А) направление колебаний вектора \vec{E} перпендикулярно и Б) параллельно плоскости падения

С учетом непрерывности тангенциальных компонент векторов \vec{E} (т.е. компонент, колеблющиеся параллельно границе раздела сред) и нормальных компонент векторов \vec{B} (т.е. компонент, колеблющиеся перпендикулярно границе раздела сред),

справедливы следующие соотношения (рис. 39А):

$$E_0^\perp = E_r^\perp + E_t^\perp, \quad (113)$$

$$(B_0^\parallel - B_r^\parallel) \cos \alpha = B_t^\parallel \cos \beta. \quad (114)$$

Используя соотношение (111), получаем:

$$(E_0^\perp - E_r^\perp) \cos \alpha = n(E_0^\perp + E_r^\perp) \cos \beta. \quad (115)$$

Если учесть закон преломления света

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n,$$

(где $n = \frac{n_2}{n_1}$ относительный показатель преломления верхней (n_1) и нижней (n_2) сред), получим отношения для падающего и отраженного компонент поля

$$\zeta^\perp = \frac{E_r^\perp}{E_0^\perp} = \frac{\cos \alpha - n \cos \beta}{\cos \alpha + n \cos \beta} = \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}, \quad (116)$$

где ζ является коэффициентом отражения. На рис. 39Б) изображена ситуация, где вектор \vec{E}_0^\parallel колеблется перпендикулярно плоскости падения. Аналогично рассуждениям (113)-(115) получаем:

$$B_0^\perp = B_r^\perp + B_t^\perp, \quad (117)$$

$$(E_0^\parallel - E_r^\parallel) \cos \alpha = E_t^\parallel \cos \beta, \quad (118)$$

$$(E_0^\parallel - E_r^\parallel) \cos \alpha = \frac{1}{n}(E_0^\parallel + E_r^\parallel) \cos \beta, \quad (119)$$

$$\zeta^\parallel = \frac{E_r^\parallel}{E_0^\parallel} = \frac{n \cos \alpha - \cos \beta}{n \cos \alpha + \cos \beta} = \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)}. \quad (120)$$

Формулы (116) и (120) носят название **формул Френеля**. В нашей работе мы ограничимся только этими формулами и не будем получать коэффициенты пропускания.

Данные формулы могут быть переписаны в различных формах, например, если избавиться от угла преломления β (закон преломления Снелиуса) формулы примут следующий вид:

$$\zeta^\parallel = \frac{E_r^\parallel}{E_0^\parallel} = \frac{n^2 \cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n^2 \cos \alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}, \quad (121)$$

$$\zeta^{\perp} = \frac{E_r^{\perp}}{E_0^{\perp}} = - \left(\frac{(\cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha})^2}{n^2 - 1} \right). \quad (122)$$

Следует отметить, что неравенство $\zeta^{\perp} \geq \zeta^{\parallel}$ справедливо для углов падения α от 0 до $\pi/2$. Для эксперимента удобно рассматривать квадраты величин ζ^{\perp} и ζ^{\parallel} (т.к. $I = E^2$)

$$R^{\parallel} = (\zeta^{\parallel})^2 = \left(\frac{E_r^{\parallel}}{E_0^{\parallel}} \right)^2 = \left(\frac{n^2 \cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n^2 \cos \alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right)^2, \quad (123)$$

$$R^{\perp} = (\zeta^{\perp})^2 = \left(\frac{E_r^{\perp}}{E_0^{\perp}} \right)^2 = \left(\frac{(\cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha})^2}{n^2 - 1} \right)^2. \quad (124)$$

Рассмотрим случай, когда свет падает на границу под прямым углом ($\alpha = \beta = 0$):

$$\zeta^{\perp} = \zeta^{\parallel} \left| \frac{n-1}{n+1} \right|. \quad (125)$$

Если же угол падения становится скольльзящим ($\alpha = \pi/2$), то

$$\zeta^{\perp} = \zeta^{\parallel} = 1. \quad (126)$$

Нас же интересует случай когда $\alpha + \beta = \pi/2$, как показано на рис. 40:

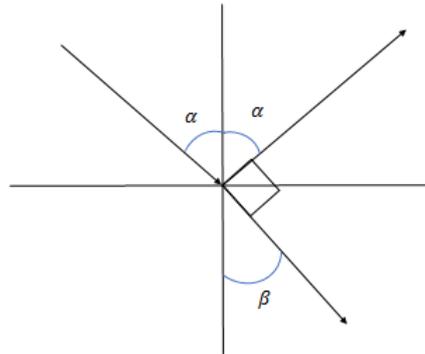


Рис. 40. Ход лучей при падении излучения на границу раздела под углом Брюстера

Учитывая формулы (116) и (120), получаем, что

$$\zeta^{\parallel} = 0. \quad (127)$$

из чего следует, что отраженный от границы раздела двух диэлектриков луч полностью поляризован (вектор напряженности колеблется только в перпендикулярной плоскости к плоскости падения) Тогда по закону Снелиуса справедливо следующее выражение:

$$\sin \alpha = n \sin \beta = n \sin (\pi/2 - \alpha) = n \cos \alpha,$$

и для этого частного случая получаем

$$\operatorname{tg} \alpha_p = n. \tag{128}$$

где α_p угол падения при котором отраженный луч полностью поляризован. Полученная формула носит название **закона Брюстера**.

Если свет падает на границу раздела двух сред под углом Брюстера, то отраженный луч полностью поляризован в перпендикулярном направлении, преломленный луч частично поляризован с преобладанием колебаний, параллельных плоскости падения, а угол между преломленным и отраженным лучом составляет 90°

Стоит отметить, что преломлённый луч, при угле падения α_p поляризуется максимально, но не полностью.

Теоретические зависимости коэффициентов отражения R^\perp и R^\parallel от угла падения выглядят как показано на графике ниже.

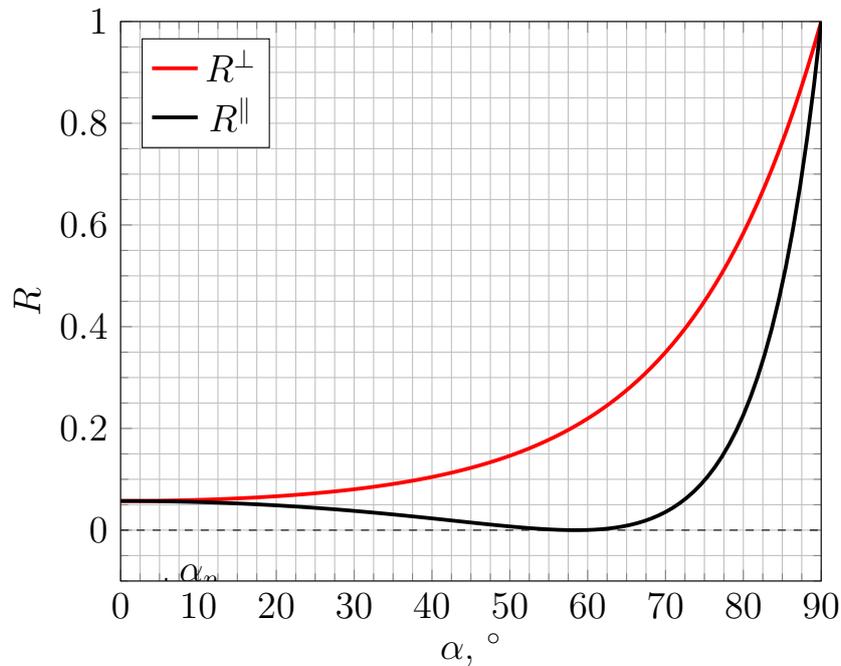


Рис. 41. Теоретические зависимости коэффициентов отражения R^\perp и R^\parallel от угла падения α

Если коэффициенты отражения (121, 122) возвести в квадрат и сложить, получится коэффициент отражения для перпендикулярного падения луча:

$$R = \frac{(E_r^\perp)^2 + (E_r^\parallel)^2}{(E_0^\perp)^2 + (E_0^\parallel)^2} = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2, \quad (129)$$

для кремниевой стеклянной призмы ($n = 1.63$) это значение составляет приблизительно 0.06.

Другой возможный способ проверки формул Френеля основан на следующем методе: линейно поляризованный свет с электрическим вектором поворачивается на азимутальный угол δ относительно плоскости падения, падает на стекло отражательной поверхности. Поворот плоскости поляризации отраженного луча является функцией от угла падения.

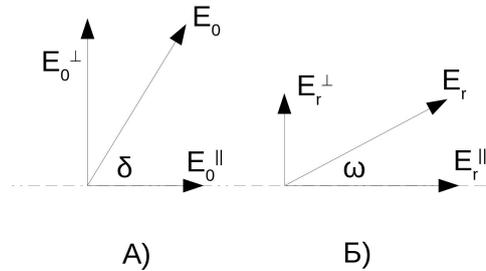


Рис. 42. Поворот направления колебаний после отражения

Из рис. 42 видно, что

$$\tan \omega = \frac{E_r^\perp}{E_r^\parallel} = \frac{E_r^\perp \cdot E_0^\parallel \cdot E_0^\perp}{E_0^\perp \cdot E_r^\parallel \cdot E_0^\parallel}. \quad (130)$$

Используя формулы (116) и (120), выражение (130) примет следующий вид

$$\tan \omega = - \left(\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right) \cdot \left(\frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)} \right) \cdot \tan \delta. \quad (131)$$

В частном случае, когда $\delta = \pi/4$,

$$\tan \Psi = \tan \left(\frac{\pi}{4} - \omega \right) = \frac{1 - \tan \omega}{1 + \tan \omega}, \quad (132)$$

где $\Psi = \delta - \omega$. Подставив выражение (131) в (132) и, после преобразований, получим:

$$\tan \Psi = \frac{\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)}{\cos(\alpha + \beta) - \cos(\alpha - \beta)} = - \left(\frac{\cos \alpha \sqrt{1 - \sin^2 \beta}}{\sin \alpha \sin \beta} \right). \quad (133)$$

Можно избавиться от угла преломления, как делали это ранее по закону преломления света, и выразить угол Ψ через угол α :

$$\Psi = \arctan \left(- \left(\frac{\cos \alpha \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{\sin^2 \alpha} \right) \right). \quad (134)$$

Если угол поляризации повернется на угол $\Psi = \pi/4$, можно получить уже известный нам закон Брюстера:

$$\operatorname{tg} \alpha_p = n. \quad (135)$$

Ниже представлен график зависимости угла Ψ от угла падения. Можно видеть, что при $\Psi = 45^\circ$ угол $\alpha = \alpha_p$. Это результат можно использовать для вычисления показателя преломления среды n .

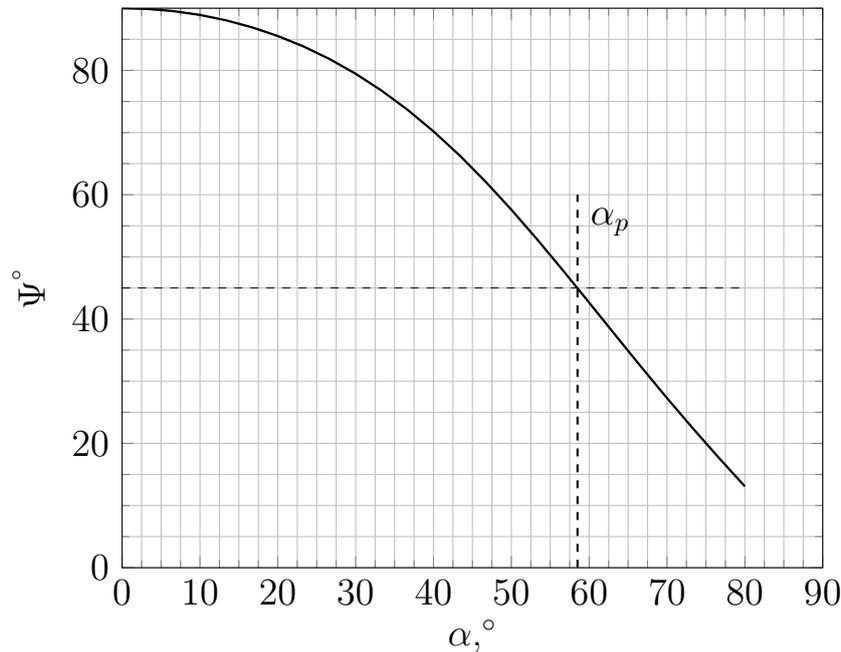


Рис. 43. График зависимости угла поворота плоскости поляризации Ψ от угла падения излучения на поляризатор α

Экспериментальная установка

Установку собирают на оптическом магнитном столе как показано на рисунке (рис. 44). В качестве источника света используют He-Ne лазер (1) на расстоянии

45 см устанавливают два стеклянных зеркала (2) под углом 90° друг к другу на расстоянии 30 см между ними, чтобы изменить ход луча в обратном направлении. После второго зеркала устанавливают поляризатор (P_1) с лимбом для отсчета угла поворота поляризации с помощью ручки и столик (3) с вращающейся направляющей (4) так, чтобы луч проходил над серединой вращающегося столика и попадал на фотодетектор (7). Причем направляющая должна находиться на одной прямой с поляризатором (P_1), столиком (3) и зеркалом (2). Для отсчета угла поворота направляющей используется вспомогательная угловая шкала (10) с ценой деления 5° (угол падения можно менять с точностью до 2.5°) под столиком (3), где 0° соответствует направлению крепежного винта.

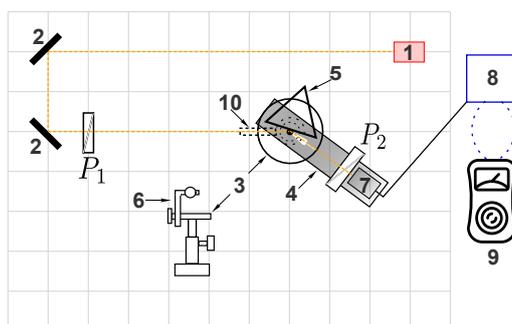


Рис. 44. Схема экспериментальной установки

Рекомендуемая высота пути луча должна составлять ~ 135 мм. Убедитесь, что при повороте направляющая не выходила за пределы оптического стола. На столик (3) устанавливают 60° призму (5) так, чтобы отражающая грань призмы проходила через центр столика (3) и закрепляют держателем (6), который прижимает призму сверху к столику и не дает ей выпасть. На направляющей установлен поляризатор (P_2) и фотодетектор (7), присоединенный к универсальному усилителю (8), способному увеличивать чувствительность сигнала, падающего на фотодетектор (от 10^0 до 10^5). Вольтметр (9) подключен к выходу усилителя.



Рис. 45. Универсальный усилитель (8)

Проведение измерений

Упражнение 1:

1. Включите усилитель и лазер в сеть. Поворотом ключа включите лазер и дайте ему прогреться (5-10 мин).
2. Подключите фотодетектор к усилителю на вход (красный провод должен быть в желтом гнезде) и вольтметр на выход усилителя (+ на вольтметре к желтому гнезду). Убедитесь, что усилитель находится в режиме Low Drift, и установите значение Amplification в положение 10^2 (для измерения U_r^{\parallel} предлагается использовать 10^4).
3. Включите вольтметр в режим измерения постоянного напряжения ($0.3 - 300V$) в положение 0.3. Вольтметр будет фиксировать некоторое значения напряжения (фон). Регулировкой ручки $\llleftarrow 0 \rightarrow\gg$ добейтесь, чтобы вольтметр показывал значение 0. Второй способ: учитывать значение шума при записи результатов.
4. Снимите столик с призмой. Следите, чтобы призма не соскользнула со столика, и закрепите ее на свободной стойке. Поверните направляющую так, чтобы излучение лазера попадало на фотодетектор (добейтесь максимального значения). Установите положение винта угловой шкалы напротив падающего луча и закрепите (так фиксируется 0° по шкале отсчета угла поворота). При этом убедитесь, что штатив повернут на $\phi = 180^\circ$ по угловой шкале, а сам луч идет параллельно лучу, вышедшему из лазера.
5. Установите поляризатор P_1 в положение 45° , а поляризатор $P_2 = 90^\circ$. Определите значение U_0^{\parallel} и занесите в лабораторный журнал.
6. Теперь поставьте столик с призмой и закрепите его на стойке так, чтобы луч попадал на середину отражающей поверхности призмы. Поверните направляющую в положение $\phi = 160^\circ$ и $\phi = 20^\circ$ и поворотом столика убедитесь, что луч падает на ту же отражающую грань призмы и на фотодетектор на одной и той же высоте.
7. Установите направляющую в положение $\phi = 20^\circ$. Плавным поворотом столика добейтесь попадания луча на фотодетектор, добейтесь максимального значения U_r^{\parallel} и запишите его в таблицу 7 (Учтите, что угол падения $\alpha = \phi/2$).
8. Повторите п. 7 для углов падения α от 10° до 80° с шагом в 5° . В области углов $55^\circ - 65^\circ$ рекомендуется выполнять измерения с шагом в 2.5° . Занесите значения в таблицу 7. (Следить, чтобы при отсутствии источника вольтметр показывал 0 и при необходимости проделать п. 3 или учитывать наличие шума). **Внимание!** Для экономии времени можно проделать этот и следующий пункт упражнения одновременно.
9. Поверните поляризатор P_2 в положение 0° и повторите действия п.п. 4-8 для измерения значений U_r^{\perp} и занесите их в таблицу 7. (Обязательно запишите значение U_0^{\perp}).

Упражнение 2:

1. Установите поляризатор P_2 на направляющей между столиком и фотодетектором. Установите на поляризаторе P_1 значение $+45^\circ$. Уберите призму и установите фотоэлемент напротив луча. Зафиксируйте минимум интенсивности вращением поляризатора P_2 (достигается когда P_1 и P_2 скрещены. На поляризаторе P_2 установите значение -45°).
2. Для углов падения α из упражнения 1 определите положения поляризатора P_2 для которых достигается минимум интенсивности (минимум интенсивности можно определить глазом точнее, чем максимум).
3. Дополнительный поворот к значению поляризатора P_2 будет являться поворотом плоскости поляризации Ψ после отражения на призме.
4. Занесите полученные значения в таблицу 8.

Обработка результатов

Упражнение 1:

1. По результатам измерений рассчитайте значения ζ^\perp , ζ^\parallel , R^\perp и R^\parallel , занесите их в таблицу 7.
2. Постройте зависимости коэффициентов отражения от значений угла падения α на одном графике. Определите угол Брюстера α_p и определите показатель преломления призмы n с помощью формулы (135).
3. Используя полученное значение показателя преломления n , сравните результат с теоретическими графиками по формулам (123,124) и определите значение R по формуле (128). Определите погрешности измерений. Сделайте выводы.

Упражнение 2:

1. По полученным значениям постройте график зависимости угла поворота плоскости поляризации Ψ от угла падения α и определите значение α_p для угла поворота $\Psi = 45^\circ$.
2. Определите показатель преломления призмы n по формуле (135) и R по формуле (128) Сравните их с результатом упражнения 1.
3. Постройте теоретический график по формуле (134) и сравните с результатами эксперимента.
4. Сравните полученные значения показателя преломления призмы в упр. 1, 2 с табличным. Сделайте выводы.

Контрольные вопросы

1. Дайте определение света.
2. Назовите типы поляризации света (дайте им определения).

3. Что такое плоскость поляризации?
4. Чем отличается естественный свет от плоскополяризованного и частично поляризованного?
5. Как можно изменить поляризацию света?
6. Почему при любом положении поляризатора частично поляризованный свет проходит через него?
7. Сформулируйте закон Брюстера.
8. Каков физический смысл закона Брюстера?
9. Покажите, что отраженный и преломленный лучи при соблюдении условия Брюстера будут взаимно перпендикулярны.

Приложение

Таблица 7: Напряжения U_r и коэффициенты отражения как функция угла падения α

Угол падения $\alpha, ^\circ$	U_r^\perp, V	U_r^\parallel, V	ζ^\perp	ζ^\parallel	R^\perp	R^\parallel
10						
15						
20						
25						
30						
35						
40						
45						
50						
55						
57.5						
60						
62.5						
65						
70						
75						
80						

Таблица 8: Напряжения U_r и коэффициенты отражения как функция угла падения α

Угол падения $\alpha, ^\circ$	Поворот плоскости поляризации $\Psi, ^\circ$
10	
15	
20	
25	
30	
35	
40	
45	
50	
55	
57.5	
60	
62.5	
65	
70	
75	
80	

Список литературы

1. Детлаф А. А. Курс физики : учебное пособие для втузов / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. — 8-е изд., стер. — Москва : Издательский центр «Академия», 2009. — 720 с.
2. С. К. Стафеев Основы оптики : учебное пособие / С. К. Стафеев, К. К. Боярский, Г. Л. Башнина. — Санкт-Петербург : Питер, 2006. — 336 с.
3. Трофимова, Т. И. Курс физики. Оптика и атомная физика: теория, задачи, решения : учебное пособие для вузов / Т. И. Трофимова. — Москва : Высшая школа, 2003. — 288 с.
4. Курепин, В. В. Обработка экспериментальных данных : методические указания к лабораторным работам / В. В. Курепин, И. В. Баранов. — Санкт-Петербург : СПбГУНиПТ, 2003. — 25 с.
5. Савельев, И. В. Курс общей физики : учебное пособие : в 3 томах / И. В. Савельев. — 14-е изд., стер. — Санкт-Петербург : Лань, 2018. — Том 2 : Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. — 500 с.
6. Боярский, К. К. Волновая оптика : руководство к лабораторному практикуму / К. К. Боярский, Т. Д. Колесникова, И. Г. Смирнова. — Санкт-Петербург : Университет ИТМО, 2016. — 60 с.
7. Ефремова, Е. А. Руководство к лабораторному практикуму по оптике. Часть 1 : учебно-методическое пособие / Е. А. Ефремова, А. А. Зинчик, О. Б. Прищепенко. — Санкт-Петербург : Университет ИТМО, 2019. — 34 с.

Зинчик Александр Адольфович
Ефремова Екатерина Александровна
Шоев Владислав Иванович
Боярский Кирилл Кириллович

Волновая оптика. Часть I

Лабораторный практикум

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, литер А