

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

Казахский национальный исследовательский
технический университет имени К. И. Сатпаева

Х. Р. Майлина, А. Ш. Иркегулов, М. Ш. Исмагулова

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

КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА

(для студентов специальности 5В072300 «Техническая физика»)

Физический практикум

Часть I

Рекомендовано Научно-методическим советом университета
в качестве учебного пособия

Алматы 2016

УДК 535(075.8)

ББК 22.34я73

М 14

Рецензенты:

Калкозова Ж. К., канд. физ.-мат. наук,
и.о. доц. КазНУ им. Аль Фараби

Карсыбаев М. Ш., канд. физ.-мат. наук, проф. АУЭиС

Утеулина К. А., канд. физ.-мат. наук,
доц. КазНУ им. К. И. Сатпаева

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

Майлина Х. Р.

М14 Под общ. ред. канд. физ.-мат. наук, доц. *А. Ш. Иркегулова* Когерентная оптика: Физический практикум. Часть I (для студентов 2 курса специальности 5В072300 «Техническая физика»). / *Х. Р. Майлина, А. Ш. Иркегулов, М. Ш. Исмагулова*. – Алматы: КазНУ имени К. И. Сатпаева, 2016. – 117 с. – Ил. 52. Табл. 20. Библиогр. – 8 назв.

ISBN 978-601-228-864-3

Ч.1. – 117 с.

ISBN 978-601-228-865-0

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

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

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

ISBN 978-601-228-865-0 –(ч.1)

ISBN 978-601-228-864-3

© Майлина Х. Р., Иркегулов А. Ш.,
Исмагулова М. Ш., 2016

© КазНУ им. К.И. Сатпаева, 2016

ВВЕДЕНИЕ

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

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

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

Приведены выводы расчётных формул и оформление результатов измерений и вычислений.

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

При подготовке к выполнению лабораторной работы студент должен разобраться в:

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

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

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

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

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

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

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

Логическая преемственность изучаемых явлений обеспечивается последовательным выполнением экспериментов на установке.

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

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

Лабораторная работа № 1

ОПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА И ОБЪЕКТЫ В СОСТАВЕ ЛАБОРАТОРНОГО КОМПЛЕКСА «КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА». НАЗНАЧЕНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ

Рассмотрены назначение и применение оптических устройств, входящих в состав лабораторного комплекса «Когерентная оптика», с помощью которых проводят экспериментальное изучение основных законов оптики, наблюдение и исследование оптических явлений, изучение принципов построения оптических приборов.

Инструкция предназначена для студентов специальности 5В072300 «Техническая физика».

Введение

Лабораторный комплекс «Когерентная оптика» выполнен в виде одной универсальной установки.

Установка спроектирована таким образом, что позволяет проводить экспериментальное изучение основных законов оптики, наблюдение и исследование оптических явлений, изучение принципов построения оптических приборов.

На установке «Когерентная оптика» можно быстро и уверенно осуществить эксперименты по геометрической и волновой оптике, а также в каждом эксперименте произвести глубокие и разносторонние исследования.

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

Логическая преемственность изучаемых явлений обеспечивается последовательным выполнением экспериментов на установке.

В комплект установки входят 11 *оптических устройств (модулей)*, а также 37 исследуемых *оптических объектов*

(плоскопараллельные стеклянные пластины, стеклянный клин, призмы, бипризма, линзы и т. д.), которые можно применить для исследований в различных сочетаниях.

На установке можно выполнить около 60 экспериментов для исследования различных оптических явлений (изучить разные методы наблюдений интерференции, изучить физические объекты, используя для этого различные оптические явления).

Например, изучение явлений преломления и отражения света, интерференции и поляризации света на одной и той же стеклянной пластине.

Изучение лабораторной установки «Когерентная оптика» проводится перед выполнением первой лабораторной работы.

При выполнении других лабораторных работ изучение оптических устройств в составе установки не требуется.

Студент сразу приступает к проведению эксперимента. Такой подход к проведению исследований используется в научном эксперименте.

Лабораторная установка «Когерентная оптика» состоит из оптической базы, комплекта различных оптических устройств (модулей), а также из комплекта оптических объектов.

В состав оптической базы установки входит гелий-неоновый лазер, дающий монохроматическое излучение с длиной волны 0,6328 мкм, оптическая скамья, вспомогательные узлы, электропитание.

В оптической базе происходит вывод лазерного излучения на оптическую скамью, размещение и перемещение оптических устройств на оптической скамье вдоль оптической оси установки.

Комплект оптических устройств (модулей) проводит преобразование лазерного пучка, регистрацию излучения, установку и перемещение исследуемых объектов в пучке излучения.

С помощью комплекта оптических объектов, проводится наблюдение и изучение оптических явлений.

Оптическая база

Установка лабораторный комплекс «Когерентная оптика» показана на рис. 1.1.

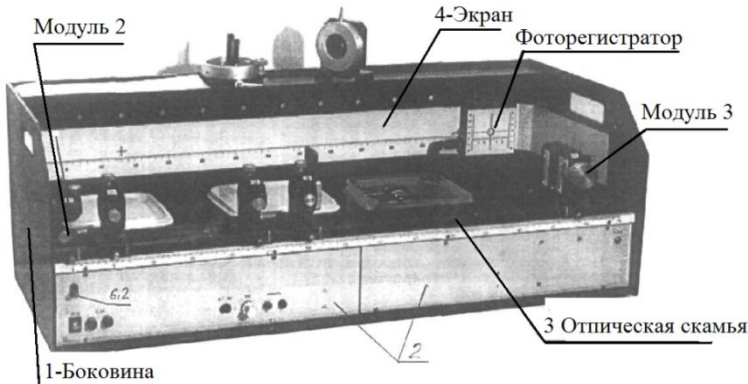


Рис. 1.1. Лабораторный комплекс «Когерентная оптика»

Установка состоит из боковин 1, оптической скамьи 3, плиты-основания и задней стенки.

Внутри установки расположены коробки с объектами.

Оптическая скамья 3, состоит из двух металлических направляющих, имеющих шкалу, цена деления которой равна 2 мм.

Оптическая ось установки расположена симметрично относительно оптической скамьи на высоте 45 мм от верхнего края направляющих.

На направляющих устанавливают *рейтеры*, на которых закреплены держатели или оптические устройства.

Рейтеры – (от англ. *«rider»* – «наездник») легко перемещаются вдоль оптической скамьи. В держателях устанавливают оптические объекты.

С помощью винтов держателя проводят перемещение объекта в держателе таким образом, чтобы середина лазерного пучка совпала с серединой объекта (юстировочные движения).

Рейтеры, соединенные с оптическим устройством, а также рейтеры, на которых закреплены держатели, называются *модулями*.

В установке «Когерентная оптика» имеется 11 разных модулей. Номер модуля нанесен на его корпусе.

Модуль 1 – нижнее зеркало;

Модуль 2 – верхнее зеркало (на рейтере);

Модуль 3 – микропроектор (линза $f = +15$ мм) с узлом сканирования;

Модуль 4 – фоторегистратор;

Модуль 5 – конденсор (линза $f = +12$ мм) с экраном со шкалой;

Модуль 6 – объектив, фокусное расстояние $f = +100$ мм;

Модуль 8 – кассета в двухкоординатном держателе;

Модуль 10 – кассета в поворотном держателе;

Модуль 11 – поляризатор;

Модуль 12 – поляризатор с дополнительной шкалой;

Модуль 13 – стол поворотный.

Оптическое устройство – верхнее зеркало установлено на рейтере и расположено в крайнем левом положении на оптической скамье (**модуль 2**).

Лазер расположен под оптической скамьей.

Излучение лазера поворачивают на 90^0 с помощью призмы **модуля 1** (на рис. 1.1 закрыт панелью) и зеркала **модуля 2** и выводят на оптическую ось.

С помощью отражательного зеркала **модуля 3** излучение лазера направляется на **экран 4**, расположенный на задней стенке установки.

Внутри установки расположена сеть электропитания, подключенная к блоку электропитания установки.

Для подключения к блоку электропитания имеются четыре разъема типа СГ–5, два – вблизи боковины установки и два – у задней стенки.

На правой боковине установлена клемма заземления.

Контакты разъемов имеют следующее назначение:

1 – сигнал фотоприемника; 2 – общий; 3 – "+12 В" (электропитание лазера и фоторегистратора); 4 – "минус" газового лазера (выход регулятора тока); 5 – электропитание "-15 В".

Разъем "ИСТ. ПИТ." (источник питания) с таким же назначением контактов, установлен на передней панели блока питания (рис. 1.2).

Одноименные контакты разъемов соединены параллельно.

К одному из разъемов подключен газовый лазер, к другому – фоторегистратор.

Блок электропитания расположен внизу слева под оптической скамьей (рис. 1.2).

На передней панели блока, кроме разъема "ИСТ. ПИТ.", размещен реостат под названием "*ТОК*", два гнезда для подключения электропитания фонарей "*ФОНАРЬ*", с указанием полярности.

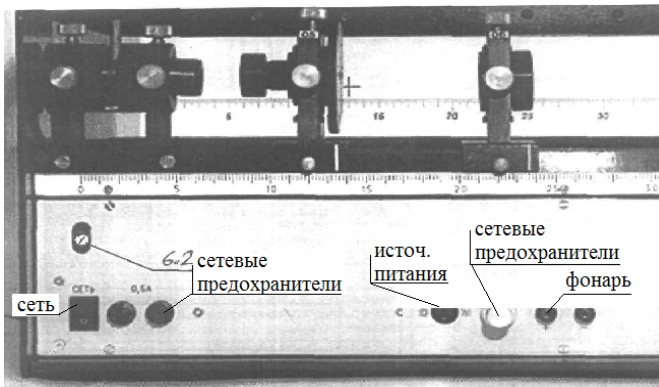


Рис. 1.2. Передняя панель блока электропитания

Реостат изменяет ток лазера в пределах 0–80 мА и ток питания фонарей, при этом максимуму тока лазера отвечает минимум тока, подключенного к гнездам фонаря.

На панели размещены сетевые предохранители на 1 А и тумблер включения питания "*СЕТЬ*".

Кабель сетевого питания вставляется через отверстие в задней стенке установки и подключается к разъему на задней стенке блока электропитания.

В правой части установки под оптической скамьей – блок питания газового лазера.

Орган управления лазера – тумблер включения газового лазера.

На задней стенке установки на уровне оптической скамьи (рис. 1.1) расположен экран 4.

На экран 4 нанесена шкала (рис. 1.3) длиной 73 см с ценой деления 1 мм.

Ноль шкалы экрана расположен напротив ноля линейки оптической скамьи (смещение не более 1 мм).

Над шкалой изображены два визирных креста с координатами 13 см и 70 см, которые используют для юстировки лазерного луча вдоль оптической скамьи.

Центры крестов находятся на уровне оптической оси установки.



Рис. 1.3. Экран установки

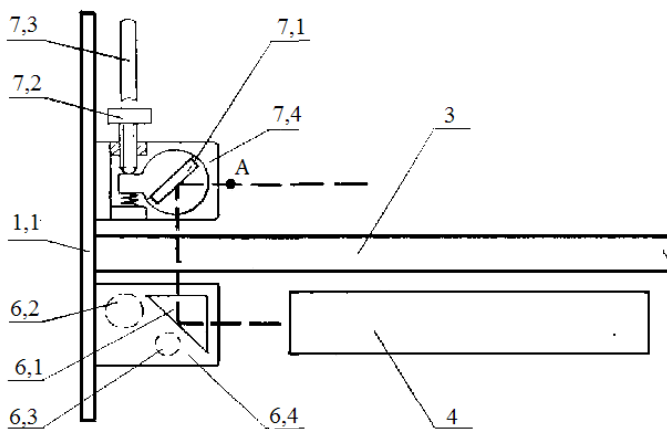


Рис. 1.4. Схема вывода излучения лазера

На рис. 1.4 показана схема вывода излучения лазера 4 на оптическую ось установки.

Пучок излучения отражается от грани призмы 6.1 модуля 1, затем от зеркала 7.1 модуля 2.

Призма 6.1 установлена на поворотном кронштейне 6.3 и поворачивается рукояткой 6.2, выведенной через панель блока питания (позиция 6.2 на рис. 1.4).

При перемещении рукоятки вверх или вниз точка А (рис. 1.4) ввода луча на оптическую ось смещается влево или вправо по горизонтали.

При перемещении рейтера с **модулем 2** вдоль оптической скамьи влево или вправо **точка А ввода луча смещается вверх или вниз по вертикали**.

При повороте зеркала 7.1 с помощью винта 7.2 луч поворачивается в вертикальной плоскости.

При повороте кронштейна 7.4 с помощью рукоятки 7.3 луч поворачивается в горизонтальной плоскости.

Осторожным вращением этих рукояток направляют луч лазера вдоль оптической оси установки.

«Грубая» настройка направления лазерного луча рукояткой 7.3 регулируется вращением винта плавной настройки 7.5 (рис. 1.5).

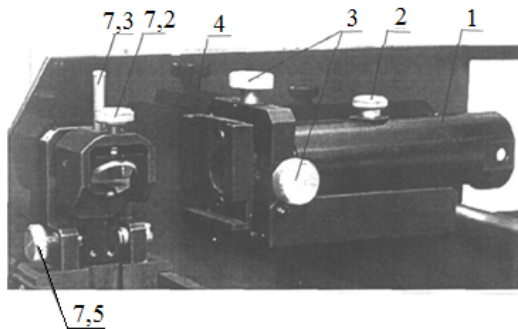


Рис. 1.5. Модуль 2 "Зеркало – верхнее" и модуль 21 "Осветитель":

- 1 – корпус осветителя;
- 2 – винт для смещения лампы при фокусировке;
- 3 – винты смещения пучка света на выходе фонаря;
- 4 – кассета для светофильтров

Осветитель с лампой накаливания (5–20 Вт) устанавливают на внутренней стороне правой боковины установки (рис. 1.5).

Верхнее зеркало на рис. 1.5 расположено для вывода излучения лазера на оптическую ось установки.

Для вывода излучения осветителя на оптическую ось установки рукоятку 7.3 верхнего зеркала (модуль 2) поворачивают в горизонтальное положение.

В кассету 4 устанавливают модуль 28 "Блок светофильтров".

Для проведения эксперимента собирают оптическую схему, т.е. устанавливают на оптической скамье рейтеры с

оптическими устройствами (модули) и рейтеры с держателями, в кассетах которых размещают оптические объекты.

Держатели

В некоторых модулях имеются двухкоординатные или поворотные держатели.

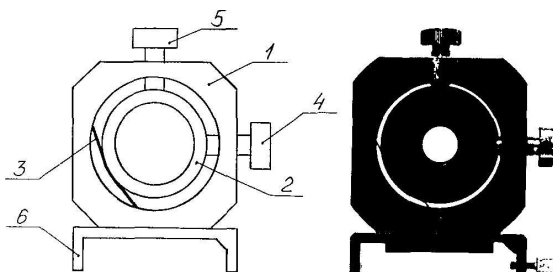


Рис. 1.6. Двухкоординатный держатель

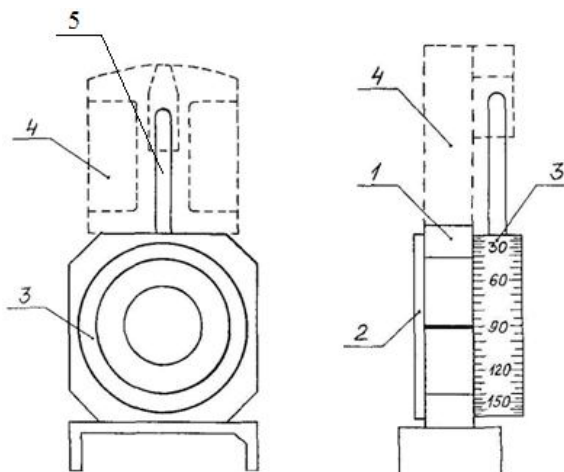


Рис. 1.7. Поворотный держатель

Двухкоординатный держатель (рис. 1.6) состоит из корпуса 1 и обоймы 2, которая удерживается плоской пружиной 3 и перемещается двумя винтами 4 и 5 в пределах ± 2 мм от среднего положения по горизонтали и по вертикали.

Корпус, закреплен на рейтере **6**. Обойма может поворачиваться на произвольный угол вокруг горизонтальной оси (оптической оси установки).

Такие держатели имеют **модули 5, 6, 8**.

Поворотный держатель (рис. 1.7) состоит из корпуса 1 и обоймы 2, соединенной с круговой шкалой 3.

На корпусе напротив шкалы нанесена риска. Обойму со шкалой поворачивают рукояткой 5 вокруг горизонтальной оси.

Угловые координаты и углы поворота определяют по шкале с ценой деления 5 градусов, тогда угол, отсчитанный по шкале, измеряется с ошибкой порядка 1 градуса.

Такой держатель имеют **модули 10, 11 и 12**. В **модуле 12** имеется дополнительная шкала 4 с ценой деления 1 градус и с ошибкой не более 0,5 градуса.

Оптические устройства (модули)

Для создания оптической схемы устанавливают необходимые модули на оптическую скамью. Рейтер модуля закрепляют на оптической скамье винтом.

На рейтерах нанесены **риски**, которые определяют на шкале оптической скамьи **положение и координаты** объектных или фокальных плоскостей, а также плоскостей расположения объектов в кассетах модулей.

В табл. 1.1 указаны плоскости оптических устройств некоторых модулей, отмеченные рисками на рейтерах.

Таблица 1.1

Положение рисков модулей

Модуль	Положение риски
М3 – Микропроектор	Объектная плоскость линзы микропроектора – плоскость размещения объектов в кассете (плоскость F на рис. 1.9)
М5 – Конденсор	Фокальная плоскость линзы, она же – плоскость экрана
М6 – Объектив	Плоскость расположения объектива (тонкая линза)
М8, М10 – Кассеты	Плоскость размещения объектов в кассетах
М13 – Стол поворотный	Положение центра стола (расположение объектов)

Модуль 3 – микропроектор

На рис. 1.8 (ниже) показан модуль 3 (микропроектор), с помощью которого можно наблюдать на экране устройства мелкомасштабные распределения интенсивности лазерного излучения при прохождении пучка через изучаемые объекты, а также измерить размеры объектов и величины распределений интенсивности.

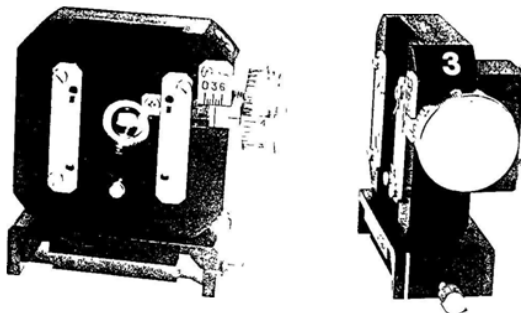


Рис. 1.8. Модуль 3 – микропроектор

На рис.1.9 показан вид сверху на модуль 3, установленный на оптической скамье 2.

Изображение объектов или распределений интенсивности, которые располагают в объектной плоскости **F** кассеты **1** модуля 3, создает линза **3** на экране **6**.

Поворот лазерного пучка происходит при отражении от зеркала **8**, закрепленного на кронштейне **9**.

Риска **4** указывает положение объектной плоскости **F**.

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

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

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

Каким образом произвести считывание координаты точки изображения, показано на рис. 1.9.

Цену деления шкалы (приблизительно 1 мм) определяют с помощью калибровочной сетки.

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

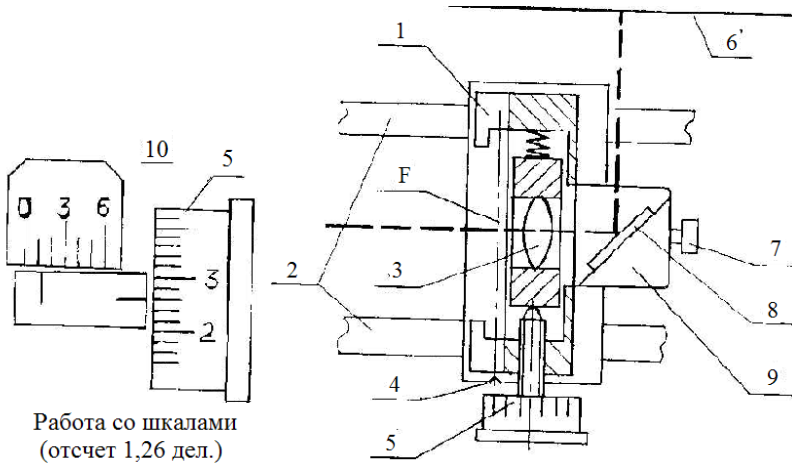


Рис. 1.9. Схема микропроектора

Модуль 5 – конденсор

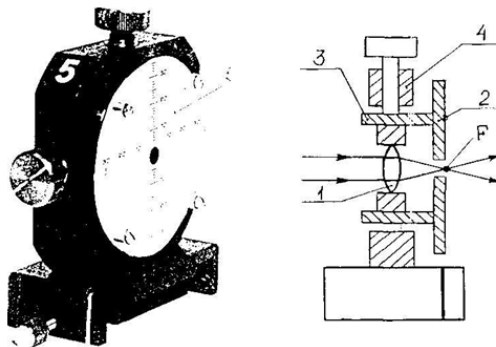


Рис. 1.10. Модуль 5 – конденсор

На рис. 1.10 показан **модуль 5 (конденсор)**, который состоит из короткофокусной линзы 1 и экрана 2, расположенного в фокальной плоскости линзы. Они установлены с помощью обоймы 3 в двухкоординатном держателе 4. На экране 2 нанесена двухкоординатная шкала 5.

Пучок излучения собирается в фокусе линзы F , создавая "точечный источник" в плоскости экрана 2.

Модуль 6 – объектив

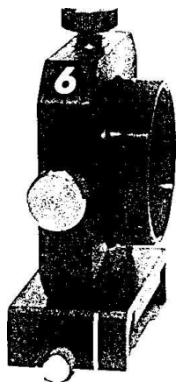


Рис. 1.11. Модуль 6 – объектив

На рис. 1.11 показан **модуль 6 (объектив)**, который состоит из тонкой линзы с фокусным расстоянием $f \sim 120$ мм, расположенной в двухкоординатном держателе.

Модуль 6 вместе с модулем 5 формируют пучок лазерного излучения для опытов по геометрической оптике.

Модуль 8 и модуль 10

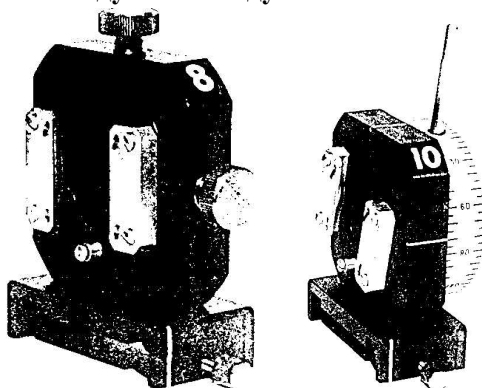


Рис. 1.12. Модуль 8 и модуль 10

На рис. 1.12 показаны **модуль 8** и **модуль 10**, которые состоят из кассет для установки в них экранов с оптическими объектами. Выбор модуля определяется видом перемещений объекта при проведении эксперимента.

Модули 11 и 12 – поляризаторы

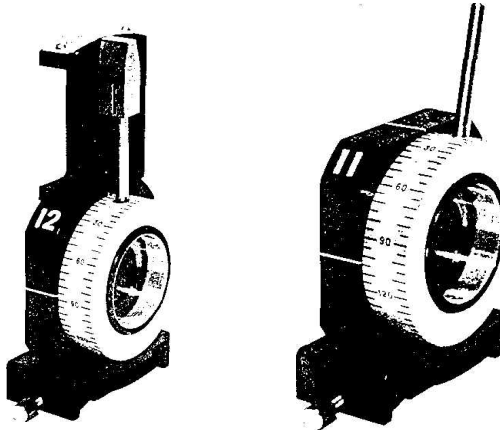


Рис. 1.13. Модули 11 и 12. Поляризаторы

Плоскости поляризаторов (**плоскости колебаний вектора E излучения, прошедшего через поляризатор**) установлены параллельно направлению рукояток барабанов поворотных держателей.

Модули 11 и 12 (рис. 1.13) содержат поляризаторы, которые могут поворачиваться вокруг оптической оси установки.

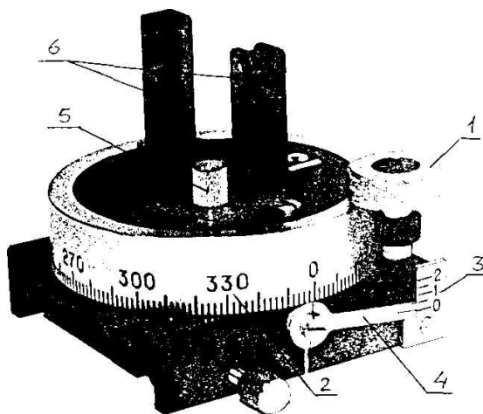


Рис.1.14. Модуль 13 – стол поворотный

Модуль 13 – стол поворотный

На рис. 1.14 показан модуль 13 – стол поворотный.

Модуль 13 служит для установки объектов, которые необходимо поворачивать вокруг вертикальной оси, а также для отсчета угловых координат и углов поворота.

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

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

Винт 5 регулирует наклон платформы стола с держателями объектов 6.

Модуль 4 – фоторегистратор

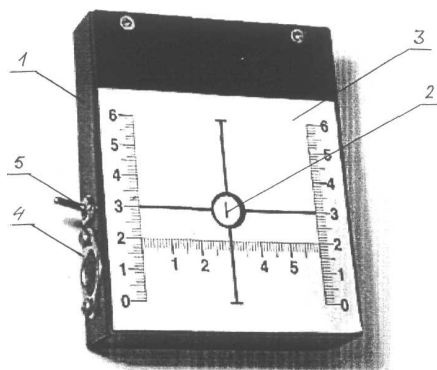


Рис. 1.15. Модуль 4 - фоторегистратор

На рис. 1.15 показан модуль 4 – фоторегистратор, который применяют для измерения распределения интенсивности лазерного излучения.

В корпусе 1 расположен фотодатчик с усилителем фототока и цифровым вольтметром.

Окно 2 фотодатчика (щель размерами $0,3 \times 4$ мм) имеется на передней панели 3 прибора в центре визирного креста.

На боковой стенке установлен разъем питания 4 типа СГ–5 и тумблер 5 переключения режимов работы.

Прибор подключают к разъемам питания внутри установки с помощью кабеля с двумя разъемами СШ–5.

Фоторегистратор с помощью штырей на задней стенке корпуса фоторегистратора вставляют в отверстия на задней стенке установки.

При этом окно фотодатчика расположено на оптической оси установки.

Тумблер переключения режимов имеет два положения.

При верхнем положении рукоятки (режим фоторегистратора) цифровой дисплей фоторегистратора показывает силу тока фотодатчика с разрешением 0,5 нА.

Сила тока пропорциональна световому потоку, падающему на окно датчика.

Усиленный сигнал фотодатчика с коэффициентом 2мВ/нА выводится на контакт "1" разъема.

При нижнем положении рукоятки вольтметр фоторегистратора измеряет напряжение на контакте "1" разъема с разрешением 1 мВ.

На контакт можно подать напряжение от второго фотодатчика или иного источника сигнала.

Оптические объекты

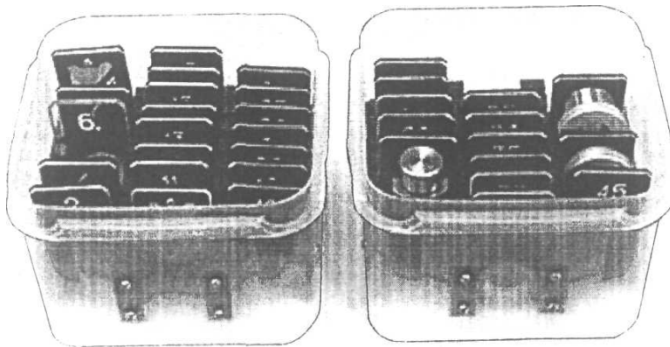


Рис. 1.16. Набор оптических объектов в коробках-кассетах

Набор оптических объектов расположен в коробках-кассетах внутри установки.

Оптические объекты закреплены в экранах размерами 80•40•4 мм, которые вставляют в кассеты модулей.

Оптические объекты (кюветы) используются без экранов. Номера оптических объектов нанесены на экранах.

Всего имеется 37 оптических объектов.

Объект 2 – Шкала прямоугольная 1,00 мм

Объект 4 – Пластина стеклянная плоскопараллельная, толщина 1,0 мм

Объект 5 – Пластина стеклянная плоскопараллельная, толщина 4,0 мм

Объект 6 – Пластина пластмассовая, толщина 3,85 мм

Объект 7 – Клин стеклянный, угол ($\alpha = 2,0$ градуса)

Объект 8 – Призма крон 60°

Объект 9 – Призма флинт 60°

Объект 11 – Бипризма

Объект 12 – Линза $f = +(300-500)$ мм

Объект 13 – Линза $f = +(40-60)$ мм

Объект 14 – Линза $f = -(150-300)$ мм

Объект 15 – Диск 2,0 мм

Объект 16 – Зонная пластинка

Объект 17 – Сложная фигура

Объект 18 – Круглое отверстие 1,0 мм

Объект 19 – Круглое отверстие 2,0 мм

Объект 20 – Квадратное отверстие 2×2 мм

Объект 21 – Прямоугольное отверстие 1×2 мм

Объект 22 – Треугольное отверстие

Объект 23 – Щель 0,5 мм

Объект 24 – Щель 1,0 мм

Объект 25 – Щель раздвижная микрометрическая

Объект 26 – Диафрагма 0,5–5 мм

Объект 27 – Две щели, шаг $d = 1,0$ мм

Объект 28 – Две щели, шаг $d = 2,0$ мм

Объект 29 – Три щели, шаг $d = 1,0$ мм

Объект 30 – Четыре щели, шаг $d = 1,0$ мм

Объект 31 – Дифракционная решетка линейная, шаг $d = 0,3$ мм

Объект 32 – Дифракционная решетка линейная, шаг $d = 0,6$ мм

Объект 33 – Дифракционная решетка квадратная

Объект 34 – Дифракционная решетка прямоугольная

Объект 35 – Дифракционная решетка косоугольная

Объект 36 – Дифракционная решетка хаотическая

Объект 37 – Поляризатор

Объект 39 – Кристаллическая пластина (слюда)

Объект 44 – Кювета 120 мм для жидкостей

Объект 45 – Свободный экран со шкалой

Большая часть объектов – тонкие пластины, пленки или линзы, расположенные в средней плоскости экрана объекта.

При установке экрана в кассету модуля эта плоскость устанавливается против риски рейтера или другой отметки на модуле.

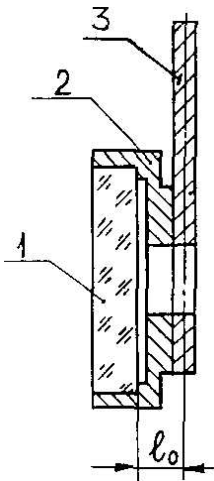


Рис. 1.17. Объект 5 – плоскопараллельная пластина толщиной 4 мм

Риска определяет координату объекта на оптической скамье.

Объект 2 – сетка с шагом 1 мм, используется для калибровки увеличения оптических устройств.

Объект 5 (рис. 1.17) – плоскопараллельная стеклянная пластина толщиной 4 мм.

Точное значение толщины указывают в паспорте установки или студент определяет самостоятельно.

Пластина 1 смонтирована на кронштейне 2.

Ближайшая к экрану поверхность пластины находится на расстоянии $L_0 = 9$ мм от средней плоскости экрана 3 (это расстояние потребуется при расчетах оптических явлений).

Объекты 15 – 24 и 27 – 36 представляют собой пленки с определенным распределением коэффициента пропускания.

Качество пленок соответствует требованиям голографии.

Пленки чувствительны к механическим воздействиям, их нельзя трогать пальцами!

На рис. 1.18 показан объект 25М – раздвижная щель.

Щель объекта 25М имеет шкалу с ценой деления 0,05мм, по которой можно снимать "на глаз" отсчеты с ошибкой 0,01мм.



Рис. 1.18. Объект 25М – раздвижная щель

Объект 39 – пластина слюды толщиной 30–60 мкм (точное значение приведено в паспорте или определяется студентом).

В плоскости пластины находятся две главные оси кристалла, соответствующие показателям преломления $n_1 = 1,590$, $n_2 = 1,594$.

Объект 44 – кювета для жидкостей. Кювета предназначена для изучения оптических явлений при прохождении света через жидкость.

Для заполнения кюветы жидкостью отворачивают крышку кюветы, снимают защитное стекло и наливают жидкость так, чтобы получить слегка выпуклый мениск. Затем кладут стекло на мениск и заворачивают крышку.

Этим методом удастся заполнить кювету без воздушных пузырей.

Длина столба жидкости – 120 мм.

Объект 45 – свободный экран, в который устанавливается объект.

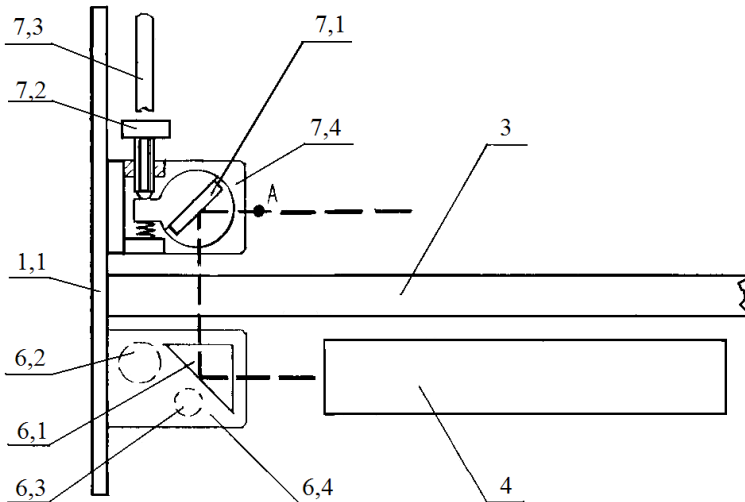
Методика настройки и измерений. Настройка установки

Настройка заключается в фиксации лазерного луча и центров оптических элементов на оптической оси установки, расположенной на высоте 45 мм от верхнего края направляющих или на высоте 40 мм от верхней плоскости рейтеров.

Совместную настройку группы оптических элементов называют **юстировкой**. Индикатор юстировки – модуль 3 – микропроектор.

Перед юстировкой линза микропроектора устанавливается в среднее положение (координата 3 мм).

Положение оптической оси после юстировки определяется положением центра линзы модуля.



Повторение рис. 1.4. Схема вывода излучения лазера

После включения лазера проводят **два этапа юстировки**.

Юстировка

Выполняется под руководством преподавателя.

Грубая юстировка

Поворачивая рукоятку 6.2 (см. рис. 1.4) и, перемещая влево или вправо по горизонтали **рейтер модуля 2**, установите пучок излучения в центре зеркала 7.1, затем поворотом **рукоятки 7.3 и винта 7.2** направьте пучок вдоль оптической скамьи.

Точная юстировка

Установите микропроектор (**модуль 3**) в положение с **координатой** риски **10,0** см, при этом точка выхода пучка после

отражения от зеркала будет иметь **координату 13,0 см** и окажется напротив **левого визирного креста экрана**.

Поворачивая **рукоятку 6.2** и перемещая влево или вправо **рейтер модуля 2**, совместите центр пятна излучения лазера с визирным крестом на экране.

Отодвиньте микропроектор до положения с **координатой риски 67,0 см**, при этом точка выхода пучка после отражения от зеркала будет иметь **координату 70,0 см** и окажется напротив правого визирного креста экрана.

Поворачивая **рукоятку 7.3 и винт 7.2**, совместите центр светового пятна с центром шкалы фоторегистратора.

Уточните положение пучка точной настройкой с помощью **винта 7.5** (рис. 1.5).

Операцию точной юстировки повторите 2–3 раза, **пока смещение светового пятна от номинального положения при перемещении микропроектора не окажется меньше радиуса этого пятна**.

При установке на оптическую скамью каждого нового оптического объекта с помощью винтов держателя объекта, добейтесь возвращения центра пятна на экране в то же место, что и при юстировке лазерного луча.

Это означает, что центр оптического объекта находится на оптической оси установки и можно приступить к эксперименту или размещать на оптической скамье следующие объекты.

В процессе работы смещением объектов винтами двухкоординатных держателей перемещают картину на экране в удобное для наблюдений или измерений положение.

Например, со шкалы фоторегистратора на щель фотодатчика и обратно.

Измерение продольных координат и расстояний

Используется линейка, размещенная вдоль оптической скамьи.

Координаты характерных точек оптических устройств определяются с помощью **рисок на рейтерах**.

Координаты изображений и точек фокусировки волн определяются **методом "наводки на резкость"**: с помощью линзы **модуля 3** получают на экране фоторегистратора четкое повторное изображение исследуемой точки и отсчитывают

координату объектной плоскости линзы (**плоскость F** на рис. 1.9) по риску на **рейтере модуля 3**.

Расстояния определяются как разности координат между рисками рейтеров.

При использовании шкалы экрана **следует учитывать**, что точка выхода пучка излучения из микропроектора смещена на величину $b = 30$ мм (рис. 1.8) относительно риски на рейтере микропроектора, соответственно смещена и точка экрана, находящаяся напротив точки выхода пучка.

Модуль 3 имеет **два часто используемых положения**, при которых точка выхода пучка света из модуля оказывается напротив характерных элементов экрана установки.

Эти положения:

Координата риски

100 мм

670 мм

Элемент экрана

Левый визирный крест

Правый визирный крест

Калибровка микропроектора

Калибровка заключается в определении **поперечного увеличения линзы модуля 3**.

Для калибровки устанавливают модуль 3 в положение с координатой риски **670 мм**, а перед ним – модуль 5 или другой элемент так, чтобы лазерный пучок расширился и осветил в объектной плоскости модуля 3 площадку диаметром **5–10 мм**, при этом на экране фоторегистратора будет освещена практически вся шкала.

Размещая в кассете **модуля 3** различные объекты, на экране фоторегистратора получают их **увеличенное изображение**.

Установите в кассете **объект 2** с калибровочной сеткой.

Цена деления **$h = 1$ мм**.

По шкале фоторегистратора определите координаты изображений нескольких штрихов сетки и найдите расстояние **H** между **соседними изображениями линий сетки**.

Внимание! Координата центра исследуемого изображения по шкале экрана должна быть на 30 ± 10 мм больше координаты риски микропроектора по шкале оптической скамьи!

При нарушении этого условия увеличиваются ошибки измерений.

Увеличение **модуля 3 – микропроектора** (проекционного микроскопа)

$$\beta = H/h. \quad (1.1)$$

Поперечные размеры и расстояния

Если измеряемые размеры составляют несколько миллиметров, то исследуемое распределение интенсивностей проецируют на круглый экран со шкалами **модуля 5**.

Если характерные размеры составляют доли миллиметра, то для измерений используют **модуль 3 – микропроектор** (проекционный микроскоп).

Исследуемое распределение (например, дифракционную картину) или измеряемый объект размещают в **объектной плоскости линзы** модуля 3.

Увеличенное изображение наблюдают на экране фотоприемника и измеряют размер **H** изображения.

Размер объекта

$$h = H/\beta, \quad (1.2)$$

где β – коэффициент поперечного увеличения модуля 3 – микропроектора.

Для измерения **расстояния h_1 между удаленными объектами** нужно получить их изображения в объектной плоскости микроскопа (модуль 3), определить согласно (1.2) расстояние **h_2** между изображениями, затем вычислить **h_1** .

Изображение можно получить с помощью объектива (модуль 6) или **собирающей линзы** из набора объектов.

Методы определения **h_1** приведены в лабораторных работах по геометрической оптике.

Распределение интенсивности

Исследуемое распределение интенсивности или изображение объекта размещают и правильно ориентируют в окне фоторегистратора (рис. 1.15).

Для перемещения изображения используют юстировочные винты двухкоординатных держателей оптических модулей.

Для изменения ориентации изображения используют поворот обоймы двухкоординатного держателя на произвольный угол.

Для измерения распределения интенсивности смещают изображение, поворачивая барабан модуля 3 на угол, соответствующий выбранному интервалу измерений, и снимают **отсчеты напряжения** на фоторегистраторе после каждого смещения.

Одновременно снимают отсчет координаты соответствующей точки объекта по шкалам микропроектора.

Значения интенсивности **в условных единицах (милливольтах)** показываются **цифровым вольтметром**.

Для нахождения интенсивности **в абсолютных единицах** необходима **калибровка фоторегистратора** (опыт в разделе "Фотометрия").

В большинстве экспериментов важны относительные значения интенсивности **I**, поэтому используют значения интенсивности в милливольтах.

Внимание!

1 Мощность излучения лазера плавно нарастает в течение 10–15 мин после включения.

После прогрева остаются колебания мощности с периодом 1–10 с и с амплитудой порядка 10 % средней мощности.

Стабильность результатов возрастает при отсчетах, соответствующих максимумам показаний фоторегистратора.

2 В лазерах с неполяризованным излучением наблюдаются хаотические изменения поляризации.

Это приводит к сильным колебаниям **I** в опытах с поляризованным светом, что затрудняет интерпретацию результатов.

Отсчеты, соответствующие максимумам показаний фотоприемника, дают удовлетворительные результаты.

Некоторая стабилизация интенсивности происходит после 1,9–2 ч работы.

Источник излучения – монохроматический гелий-неоновый лазер;

длина волны – 0,6328 мкм; мощность – 1 – 3 мВт; напряжение питания – 220 В, частота – 50 Гц; потребляемая мощность – 60Вт; габариты – 0,80•0,30•0,36 м; масса установки – 40 кг.

Лабораторная работа № 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОКУСНОГО РАССТОЯНИЯ И УВЕЛИЧЕНИЯ ТОНКИХ ЛИНЗ

Введение

Линзы – универсальные оптические элементы большинства оптических систем. Применение линз – бинокли, телескопы, оптические прицелы, теодолиты, микроскопы и фотовидеотехника.

Другая сфера применения линз – офтальмология, без них невозможно исправление недостатков зрения – близорукости, дальнозоркости, неправильной аккомодации, астигматизма и других заболеваний. Линзы используют в таких приспособлениях, как очки и контактные линзы.

Геометрической оптикой (ГО) называется раздел оптики, использующий понятие о световом луче.

В действительности световой луч является идеализацией, на самом деле подразумевается бесконечно узкий пучок света.

В изотропной и однородной среде лучами являются прямые линии, нормальные к волновым поверхностям волны.

Вдоль этих линий происходит распространение энергии световой волны.

ГО применяется в случае, когда явлениями интерференции и дифракции световых волн можно пренебречь (рассмотрение световых волн с очень малой длиной волны).

Это означает, что при падении света на предмет или отверстие их размеры должны быть большими по сравнению с длиной волны света.

ГО является предельным случаем волновой оптики при $\lambda \rightarrow 0$.

Тонкая линза представляет простейшую оптическую систему.

Простые тонкие линзы применяются в виде стекол для очков. Кроме того, общеизвестно применение линзы в качестве увеличительного стекла.

Действие многих оптических приборов проекционного фонаря, фотоаппарата и других схематически подобно действию тонких линз.

Тонкая линза дает хорошее изображение в случае, когда можно ограничиться узким одноцветным пучком, идущим от источника вдоль главной оптической оси или под большим углом к ней.

В большинстве практических задач, где эти условия не выполняются, изображение, даваемое тонкой линзой, несовершенно.

Поэтому в большинстве случаев прибегают к построению более сложных оптических систем, имеющих большое число преломляющих поверхностей и не ограниченных требованием близости этих поверхностей (требование, которому удовлетворяет тонкая линза).

Цель работы: Изучить методы измерения фокусного расстояния и увеличения тонких линз.

Приборы и принадлежности: ЛКО 1, модуль 2, модуль 5 (короткофокусная линза), модуль 6 (объектив), модуль 3 (проекторный микроскоп, модуль 8 (двухкоординатный держатель), экран ЭЗ, фотоприемник, калибровочная сетка (объект 2), рассеивающая линза (объект 14).

Теоретическое введение

Линза представляет собой прозрачное однородное тело, ограниченное с двух сторон кривыми поверхностями.

Линзы разделяются на два класса: собирающие (двояковыпуклые, плосковыпуклые, вогнутовыпуклые) и рассеивающие (двояковогнутые, плосковогнутые, выпукловогнутые).

После прохождения через собирающую линзу угол расхождения светового пучка уменьшается.

После прохождения рассеивающих линз расхождение пучка световых лучей увеличивается.

Эти определения применимы для линз, имеющих больший показатель преломления, чем среда, из которой на линзу падают лучи.

Различают тонкие и толстые линзы. Тонкой называется линза, толщина которой мала по сравнению с радиусом кривизны ограничивающих ее поверхностей. Рассмотрим тонкую собирающую линзу (рис. 2.1, а).

Сферическое стекло – отшлифованная стеклянная пластина, ограниченная сферическими поверхностями.

Середина линзы практически представляет собой плоскопараллельную пластинку.

Лучи, идущие под углом, отличным от нуля, в такой пластинке смещаются относительно направления падения луча.

Для параксиальных лучей смещение пренебрежимо мало, при рассмотрении достаточно *тонких* линз. Параксиальные лучи проходят через геометрический центр тонкой линзы, практически не отклоняясь. Эта точка линзы называется *оптическим центром* линзы.

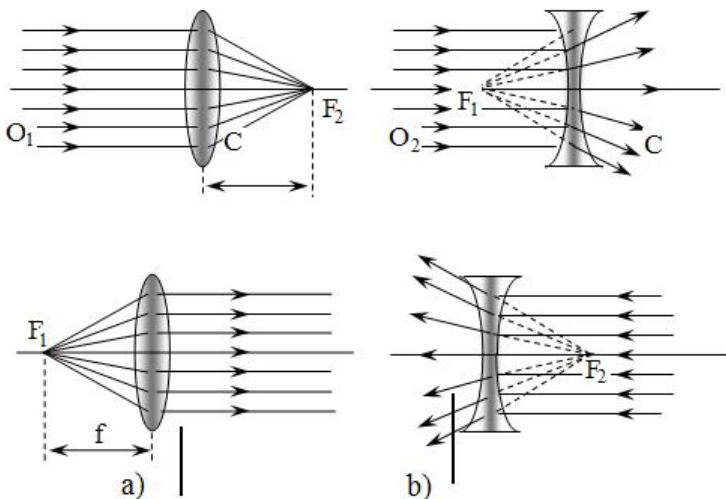


Рис. 2.1. Ход лучей, параллельных главной оптической оси, проходящих через собирающую (а) и рассеивающую (б) линзы

Здесь – С – оптический центр линзы – точка, проходя через которую лучи не изменяют направления.

Всякая прямая, проходящая через оптический центр, называется *оптической осью*, если она проходит через центры кривизны (O_1 и O_2) – *главной оптической осью*.

Главным фокусом линзы называется точка, в которой пересекаются после преломления в линзе лучи, падающие на нее пучком, параллельным главной оптической оси. Главных фокусов – два: точки F_1 и F_2 на рис. 2.1.

Расстояние от главного фокуса до оптического центра линзы (расстояние CF_1 и CF_2) называется *главным фокусным расстоянием линзы*. Главное фокусное расстояние собирающих линз – положительная величина, рассеивающих – отрицательная величина.

Эти определения справедливы для тонких линз, окруженных с обеих сторон одинаковой средой, в случае, если лучи падают на линзу извне.

Величина, обратная фокусному расстоянию линзы, $D = \frac{1}{f}$

называется *оптической силой линзы* и измеряется в диоптриях.

1 диоптрия – это оптическая сила такой линзы, фокусное расстояние которой равно 1 метру.

Для рассеивающих линз главный фокус является мнимым, и для его отыскания берут не сами лучи, а их продолжения (рис. 2.1 б).

Элементарная теория тонких линз приводит к простым соотношениям между фокусным расстоянием тонкой линзы f и расстояниями от линзы до предмета a и до его изображения b .

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} . \quad (2.1)$$

Фокусное расстояние определяется радиусами кривизны поверхностей R_1 и R_2 и относительным показателем преломления вещества линзы n .

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) . \quad (2.2)$$

Для построения изображения предмета с помощью линзы пользуются лучами, ход которых через линзу известен, обычно берут два луча из следующих трех (рис. 2.2):

- луч 1, проходящий через оптический центр (луч проходит через линзу, не преломляясь);
- луч 2, падающий на линзу параллельно главной оптической оси (луч при выходе из линзы пройдет через главный фокус);

– луч 3, проходящий через главный фокус линзы (он выходит из линзы параллельно главной оптической оси).

Изображение $A'B'$ предмета AB в зависимости от того, на каком расстоянии от линзы будет находиться предмет, получается увеличенным или уменьшенным, действительным или мнимым.

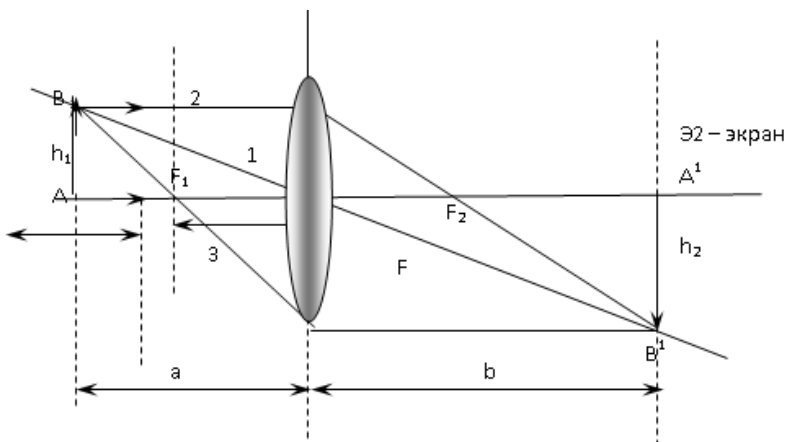


Рис. 2.2. Построение изображения предмета в собирающей линзе

Изображение предмета является мнимым, если оно образовано не самими лучами, а их продолжениями.

Линейным (поперечным) увеличением называется *отношение размера изображения предмета к соответствующему размеру предмета.*

Очевидно,

$$\beta = \frac{A'B'}{AB} = \frac{h_2}{h_1} = \frac{b}{a} . \quad (2.3)$$

Отсюда следуют методы измерения размера предмета h_1 или расстояния между двумя точками.

Первый метод

Измерим a , b и h_2 , найдем

$$h_1 = \frac{a}{b} \cdot h_2 . \quad (2.4)$$

Второй метод

Получив изображение предмета величиной h_2 на расстоянии b от линзы, перемещаем ее до тех пор, пока в той же точке (на расстоянии $1 = a + b$ от предмета) не получится еще одно его изображение величиной h_2' .

При этом новое расстояние a станет равным старому расстоянию b , и наоборот.

Из (2.1) и (2.3) следует

$$h_1 = \sqrt{h_2 \cdot h_2'} . \quad (2.5)$$

Третий метод

В отличие от предыдущего случая будем перемещать как линзу, так и экран Э2 (рис. 2.2), в плоскости которого наблюдаем изображение.

Если размер первоначального изображения был h_2 , а после перемещения линзы на расстояние d стал h_2' (в новой плоскости экрана Э2), то из (2.1) и (2.3) получаем:

$$h_1 = \frac{d}{f} \cdot \frac{h_2 \cdot h_2'}{|h_2 - h_2'|} . \quad (2.6)$$

Второй и третий методы пригодны как для тонкой линзы, так и для толстой.

Кроме того, они не требуют знания положения линзы.

В третьем методе достаточно знать перемещение линзы.

Выполняя построение изображения, ограничимся лучами, образующими малые углы с оптической осью линзы (параксиальные лучи).

Для определения главного фокусного расстояния линз предмет, линза и экран нужно установить так, чтобы их середины находились на одной прямой, параллельной оптической скамье, плоскость экрана была перпендикулярна к оптической скамье, а ось линзы – ей параллельна.

Пучок параллельных лучей после прохождения через линзу становится сходящимся или расходящимся.

Точка пересечения лучей прошедшего пучка лежит в фокальной плоскости линзы (рис. 2.1, а, б). Эту точку можно рассматривать как точечный источник света.

Волна, выходящая из точки в фокальной плоскости линзы, после линзы становится плоской (пучок параллельных лучей – рис. 2.1, а) – по этому признаку можно определить фокусное расстояние.

Порядок выполнения работы

Задание 1. Преобразование пучка света линзами

(Пробный эксперимент, дающий первое знакомство с установкой)

Установленный на оптической скамье модуль 2 направляет лазерный пучок вдоль оптической скамьи.

Порядок выполнения опытов

Опыт 1

Пронесите экран (лист бумаги) вдоль пучка излучения лазера, проследите его ход.

Поставьте на пути пучка лазерного света модуль 5 (короткофокусная линза) вблизи модуля 2.

Наблюдайте расходимость лазерного пучка после линзы.

Поставьте лист бумаги за модулем 5.

Проверьте, что в фокальной плоскости линзы (плоскость экрана модуля 5) сформировался "точечный источник" света.

Опыт 2

Поставьте после линзы модуль 6 (координата риски X_1).

Исследуйте пучок после объектива при различных его положениях.

Добейтесь получения расходящейся, сходящейся и плоской волны.

Опыт 3

Поставьте после модуля 6 (объектив) модуль 3 (проекционный микроскоп, координата риски X_2).

Перемещением модуля 6 сфокусируйте луч лазера в плоскости модуля 3.

Найдите координаты X_2 модуля 3 при которых луч фокусируется в плоскости модуля 3.

Найдите положение модуля 3, когда фокусировка получится при единственном положении модуля 6 (объектив).

Результаты измерений записать в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Координаты модулей М3, М5, М6, дающие единственное резкое изображение луча на экране

Единственное изображение при неизменном положении модуля М3			
	Координата М5, см	Координата М6 (X_1), см	Координата М3 (X_2), см
1	6	29,2	57

Таблица 2.2

Координаты модулей М3, М5, М6, дающие резкое изображение луча на экране при двух положениях модуля М3 и модуля М6

Резкие изображения при двух положениях модуля М3 и модуля М6.				
	Координата М5, см	Первая координата М6 (X_1), см	Вторая координата М6 (X_1), см	Координата М3 (X_2), см
1	6	27,6	36,4	58
2	6	26,6	37,4	59
3	6	26	39,8	60
4	6	25,6	41,2	61
5	6	25,2	42,6	62
6	6	24,8	44,2	63
7	6	24,6	45,4	64
8	6	24,2	46,8	65
9	6	24,0	47,9	66
10	6	23,8	49,2	67

Задание 2. Фокусное расстояние и увеличение линз

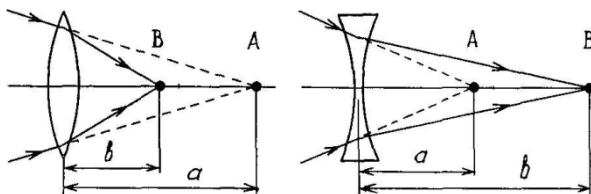


Рис. 2.3. Изменение точки схождения лучей собирающей и рассеивающей линзами

Если собирающая линза дает действительное изображение предмета (рис. 2.2), то ее фокусное расстояние можно определить по формуле линзы (2.2) или по измерениям линейного (поперечного) увеличения (2.5).

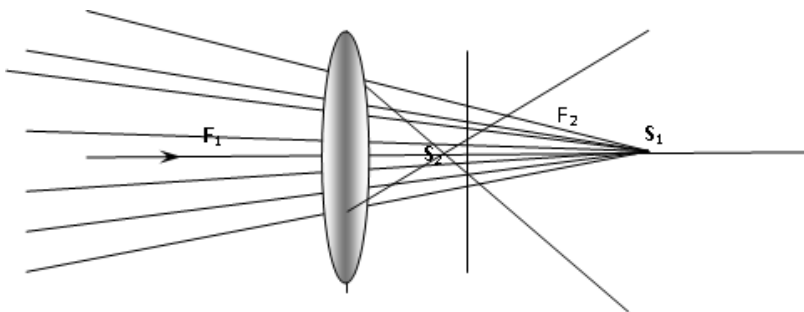


Рис. 2.4. Сходящийся пучок света с вершиной в точке S_1

На рис. 2.4 показан сходящийся пучок света с вершиной в точке S_1 .

На пути пучка света помещается собирающая линза так, что ось конуса совпадает с главной оптической осью линзы.

После преломления в линзе лучи света пересекутся в некоторой точке S_2 .

Если линза не позволяет получить изображение в пределах установки, то можно определить ее фокусное расстояние по смещению точки фокусировки сходящейся волны (рис. 2.3).

Порядок выполнения задания

Измерив координаты линзы прежней точки фокусировки **А** и новой точки фокусировки **В**, найдем фокусное расстояние по формуле линзы, в которой нужно изменить знак перед "а":

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{b} - \frac{1}{a}. \quad (2.7)$$

Для собирающей линзы получим $f > 0$, для рассеивающей – $f < 0$.

Опыт 1. Определение фокусного расстояния линзы (линза вставлена в модуль 8)

1. Установить на оптической скамье модули в следующей последовательности:

Модуль 02 – зеркало, рядом с источником лазерного излучения;

Модуль 05 – конденсор (линза с $f = +12$ мм);

Модуль 06 – объектив ($f = +100$ мм);

Модуль 03 – микропроектор (линза с $f = +15$ мм) с узлом сканирования.

2. Перемещением модулей 06 и 03 получить сфокусированное изображение лазерного луча на экране.

3. Положение координат модулей (x_2, x_5, x_6, x_3) записать в табл. 2.3.

4. Между модулями 06 и 03 поставить модуль 08 (держатель), в него вставить объект 13 (линза с $f = +(25-30)$ мм).

5. Перемещением модулей 08 и 03 получить на экране сфокусированное изображение луча.

6. Занести значения координат модулей 03 и 08 (x_3'' и x_8) в табл. 2.3.

7. Вычислить значения a, b и f .
$$\frac{1}{f} = \frac{1}{b} - \frac{1}{a}.$$

8. Выполните аналогичные измерения для объекта 12 (линза с $f = +(300 - 500)$ мм) и объекта 14 (рассеивающая линза с $f = -(150-300)$ мм).

Таблица 2.3

Координаты модулей 02, 05, 06, 03, 08, расстояния a, b, f для одного резкого изображения луча на экране

Модуль 02 x_2 , мм	05 x_5 , мм	06 x_6 , мм	03		08 x_8 , мм	$a = x'_3 - x_8$ мм	$b = x''_3 - x_8$ мм	f , мм
			x'_3	x''_3				

Опыт 2. Определение фокусного расстояния объектива

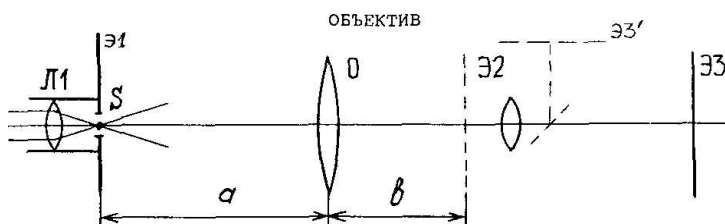


Рис. 2.5. Схема установки

Схема установки приведена на рис. 2.5.

Положение тонкой линзы объектива О на схеме (модуль 6) определяется риской на рейтере.

Правильным изображением является точечное изображение луча на экране установки Э3.

На рис. 2.5 вместо настоящего положения экрана Э3', показанного пунктиром, дано положение Э3, которые не учитывает поворота лучей при отражении от зеркала модуля 3 (микропроектор).

1. На оптической скамье установить модули 02, 05, 06, и 03.

2. Изменяя положение тонкой линзы (модуль 06), сформировать изображение источника света (модуль 05) в объектной плоскости (модуль 03) (рис. 2.5).

3. Измерить расстояния a_1, b_1 для одного положения объектива и a_2, b_2 для другого положения линзы и занести полученные значения в табл. 2.4.

4. Рассчитать фокусное расстояние f по формуле $\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$.

Проверить качество вашей работы. Расположите объектив на расстоянии $a = f$ от источника.

С помощью листа бумаги проверить, выходит ли из объектива параллельный пучок лучей.

Таблица 2.4

Координаты модулей 05, 06, 03, 08, расстояния a, b, f для двух положений объектива и линзы, дающих резкое изображение луча

05 x_5 мм	06		03		$a_1 =$ $x'_6 - x_5$	$b_1 =$ $x'_3 - x'_6$	f мм	$a_2 =$ $x''_6 - x_5$	$b_2 =$ $x''_3 - x''_6$	f мм
	x'_6 мм	x''_6	x'_3 мм	x''_3						

Опыт 3. Определение фокусного расстояния с помощью протяженного источника

1. На оптической скамье установить необходимые модули, как в предыдущем задании.

Вместо точечного источника (модуль 05) установить протяженный источник (модуль 08 с калибровочной сеткой объект 2).

2. Получить на экране четкое изображение объекта 2 и определить a_1 и b_1 .

3. Получить изображение объекта 2 при другом положении объектива и определить a_2, b_2 .

4. Все измеренные значения величин a_1, b_1, a_2, b_2 записать в табл. 2.5.

5. Рассчитать фокусное расстояние f .

Таблица 2.5

Координаты модулей 02, 08, 06, 03, расстояния a, b, f для двух положений объектива и линзы, дающих резкое изображение луча

02	08 с объективом 02	06 мм		03 мм		$a_1 = x'_6 - x_8$	$b_1 = x'_3 - x'_6$	$f_1, \text{мм}$	$a_2 = x''_6 - x_8$	$b_2 = x''_3 - x''_6$	$f_2, \text{мм}$
		x'_6	x''_6	x'_3	x''_3						

Опыт 4. Определение увеличения объектива

1. Расположение модулей такое же, как и в предыдущем задании.

2. Вставить калибровочную сетку (объект 2) в кассету модуля 03.

3. На экране получить изображение сетки.

4. Измерить по шкале фотоприемника на экране Э3 шаг H (высота сетки).

5. Вставить калибровочную сетку (объект 2) в кассету модуля 08, при первом положении объектива (a_1) и измерить шаг H_1 изображения сетки на экране Э3.

6. Переместить объектив во второе положение (a_2) и измерить шаг H_2 изображения сетки на экране Э3.

7. Вычислить увеличение объектива β_1 для первого положения объектива и β_2 – для второго положения.

$$\beta_1 = \frac{H_1}{H}, \quad \beta_2 = \frac{H_2}{H}.$$

8. Результаты измерений записать в табл. 2.6.

Таблица 2.6
Координаты модулей 03, 06, 08, расстояния a , b , H , β_1 , β_2 для
двух положений объектива и линзы, дающих резкое
изображение луча

03 мм	06 мм		08 мм	$a_1 = x'_6 - x_8$ мм	$a_2 = x''_6 - x_8$ мм	$b_1 = x'_3 - x'_6$ мм	$b_2 = x''_3 - x''_6$ мм	H мм	H_1 мм	H_2 мм	β_1 мм	β_2 мм
	x'_6	x''_6										

Контрольные вопросы:

1. Какие линзы называются тонкими?
2. Начертите ход лучей, проходящих через собирающую линзу.
3. Начертите ход лучей, проходящих через рассеивающую линзу.
4. Запишите формулу линзы.
5. Какая величина называется оптической силой линзы?

Лабораторная работа № 3

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА В ТОНКОМ СТЕКЛЯННОМ КЛИНЕ

Введение

Преломление лучей в призме рассматривается в рамках геометрической оптики.

Геометрическая оптика (ГО) – раздел оптики, использующий понятие о световом луче (световой луч является идеализацией, рассматривают узкий пучок света).

В изотропной и однородной среде лучами являются прямые линии, нормальные к волновым поверхностям волны. Вдоль линий происходит распространение энергии световой волны.

ГО применяется в случае, когда явлениями интерференции и дифракции волн можно пренебречь (световые волны с малой длиной волны), т. е. при падении света на отверстие его размеры должны быть велики по сравнению с λ .

Клином называется оптическая деталь с двумя плоскими преломляющими поверхностями, образующими малый двугранный угол θ , называемый *преломляющим углом*.

Так как угол θ зависит от показателя преломления n , то при прохождении светового пучка через клин наблюдается дисперсия света.

С целью уменьшения дисперсии применяют сложные клинья, склеенные из двух простых (крона и флинта), ориентированных в разные стороны. При этом достигается равенство углов отклонения для двух заданных длин волн.

Преломление лучей в призме используют в *рефрактометрах* – оптических приборах для измерения показателя преломления света.

Исследуемое вещество должно иметь форму призмы с точными полированными преломляющими поверхностями.

Жидкость наливают в призматическую кювету с плоскопараллельными стенками и помещают на столике гониометра. Измеряя угол отклонения δ , вычисляют показатель преломления n вещества призмы.

Появление в оконном стекле двойных изображений отдаленных предметов объясняется преломлением световых лучей в призме с малым преломляющим углом.

Если смотреть на отражение в оконном стекле, например, отдаленного уличного фонаря или Луны, то часто это отражение оказывается *двойным*. При движении наблюдателя два изображения в стекле перемещаются неодинаково по отношению друг к другу.

Двоение изображений объясняется незначительной *клиновидностью* стеклянной пластины: одно изображение возникает при отражении света от передней плоскости стекла, а другое – от задней плоскости.

Отражение и преломление света в тонком стеклянном клине.

Определение показателя преломления и преломляющего угла тонкого клина

Теоретическое введение. Преломление света

На рис. 3.1 видно, что луч, выходящий из лазера, вначале был прямолинейным. При прохождении стеклянной стенки аквариума, луч изменил направление, т.е. испытал преломление.

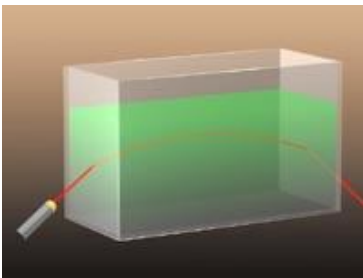


Рис. 3.1. Прохождение лазерного луча через стекло и воду

Преломлением света называют явление изменения направления светового луча на границе раздела двух сред.

Рассмотрим три случая соприкосновения двух сред: воздух и вода, воздух и стекло, вода и стекло.

На рис. 3.2 видно, что *разные вещества, прозрачные для оптических излучений, обладают неодинаковой преломляющей способностью*.

Стекло преломляет лучи сильнее, чем вода.

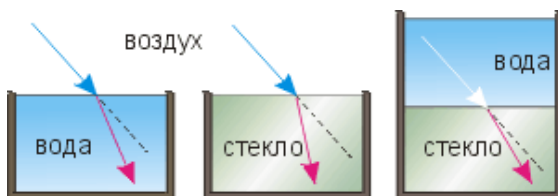


Рис. 3.2. Прохождение лазерного луча через стекло и воду.

Преломляющая способность разных сред показана в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Показатели преломления некоторых сред

Вакуум	1	Вода	1,33
Воздух	1.0003	Стекло	1.5 – 2.0
Лед	1.31	Алмаз	2.42

Из табл. 3.1 видно, что показатель преломления стекла сильнее отличается от показателя преломления воздуха, чем показатель преломления воды.

Поэтому луч, идущий из воздуха в стекло, преломляется сильнее, чем луч, идущий из воздуха в воду.

Угол преломления луча, переходящего из воды в стекло очень мал по величине.

В табл. 3.1 показатель преломления вакуума принят за единицу.

Преломляющая способность воздуха пренебрежимо мало отличается от вакуума (всего на 0.03 %), и в оптическом отношении между ними можно не делать различий.

Приведенные в таблице значения измерены при 20 °С для желтого света.

Закон преломления света

Углом падения луча называется угол α между падающим лучом и перпендикуляром к границе раздела двух сред в точке падения луча.

Углом преломления луча называется угол γ между преломленным лучом и перпендикуляром к границе раздела двух сред в точке падения луча.

При преломлении света всегда выполняются две закономерности:

1. Падающий луч, преломленный луч и перпендикуляр к границе раздела двух сред в точке падения луча всегда лежат в одной плоскости.

2. Отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для двух данных сред, не зависящая от угла падения луча.

Эти утверждения выражают **закон преломления света**:

Величина n называется **показателем преломления** второй среды относительно первой среды.

Если в качестве нее выступает вакуум или воздух, значения величины n берут из табл. 3.1.

На практике вместо формулы закона преломления света используют ее частный случай: *при переходе света из среды с меньшим значением n в среду с большим значением n , луч приближается к перпендикуляру, проведенному к границе раздела двух сред в точке падения луча. В противном случае луч удаляется от перпендикуляра.*

Если свет проходит через плоскопараллельную стеклянную пластинку, то, так как двукратное преломление симметрично, выходящий луч параллелен падающему лучу.

Если свет падает не по нормали к пластинке, то выходящий луч будет смещен относительно падающего на расстояние, зависящее от угла падения, толщины пластинки и показателя преломления.

Если пучок света проходит через призму (рис. 3.3), то направление выходящего пучка изменяется.

Кроме того, показатель преломления стекла неодинаков для разных длин волн: для фиолетового света он больше, чем для красного.

Поэтому, когда через призму проходит белый свет, его цветовые составляющие отклоняются в разной степени, разлагаясь в спектр.

Меньше отклоняется красный луч, за ним следуют оранжевый, желтый, зеленый, голубой, синий и последний, видимый глазом цвет, фиолетовый.

Зависимость показателя преломления от длины волны излучения называется *дисперсией*.

Дисперсия, как и показатель преломления, сильно зависит от свойств материала.

Угловое отклонение D (рис. 3.3) минимально при симметричном ходе луча через призму, когда угол падения луча при входе в призму равен углу, под которым этот луч выходит из призмы. Такой угол называется *углом минимального отклонения*.

Для призмы с преломляющим углом A (углом при вершине) и относительным показателем преломления n , справедливо соотношение

$$n = \sin [(A + D)/2] \sin(A/2).$$

Им определяется угол минимального отклонения.

На рис. 3.3 изображено поперечное сечение стеклянной треугольной призмы ABC и показано прохождение светового пучка сквозь нее.

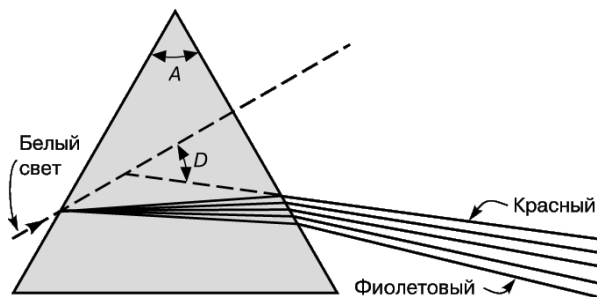


Рис. 3.3. Преломляющее действие стеклянной треугольной призмы

Пусть на грань AB призмы падает расходящийся белый световой пучок.

Он проходит сквозь призму, дважды испытывая преломление: первый раз при переходе из воздуха в стекло и второй раз – из стекла в воздух.

Преломленный световой пучок, отклоняясь от первоначального направления, остается расходящимся и расходимость его увеличивается по сравнению с расходимостью падающего светового пучка на грань AB .

Расходимость светового пучка при выходе из призмы зависит от:

- положения источника света перед призмой;
- угла, называемого *преломляющим углом призмы*;
- рода вещества призмы;
- цветности светового пучка, входящего в призму.

Например, стеклянная и кварцевая призмы преломляют и отклоняют в большей мере пучок синего цвета, чем красного.

Оптические клинья

Клином называется оптическая деталь с двумя плоскими преломляющими поверхностями, образующими малый двугранный угол θ , называемый *преломляющим углом*.

При малом преломляющем угле и малых углах падения угол отклонения ω луча клином определяется формулой

$$\omega = (n - 1) \theta. \quad (3.1)$$

Этот угол зависит от показателя преломления n , и при прохождении светового пучка через клин наблюдается дисперсия света.

С целью уменьшения дисперсии применяют сложные клинья, склеенные из двух простых (крона и флинта), ориентированных в разные стороны.

При этом достигается равенство углов отклонения для двух заданных длин волн.

Например, ω_F и ω_C . Такой клин называется *ахроматическим* (рис. 3.4).

Угол отклонения луча ахроматическим клином определяется как сумма углов $\omega_1 + \omega_2$, где ω_1 – угол отклонения луча первым клином, ω_2 – вторым клином.

Выразив значения ω_1 и ω_2 по формуле (3.1) получим

$$\omega = (n_1 - 1) \theta_1 + n_2 - 1) \theta_2,$$

где θ_1 и θ_2 – преломляющие углы простых клиньев, а n_1 и n_2 – показатели преломления для определенной длины волны и материала клиньев.

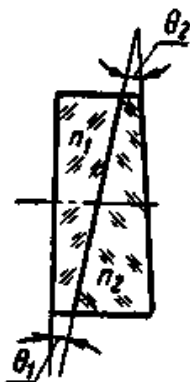


Рис. 3.4. Ахроматический клин

Для целей измерения и юстировки применяют два одинаковых клина, вращающиеся в разные стороны на одинаковые углы φ (рис. 3.5 а).

В результате образуется клин с переменным углом.

Также два клина обеспечивают прямолинейное движение изображения с достаточной степенью точности.

Угол отклонения луча зависит от угла поворота каждого клина.

Наибольший суммарный угол отклонения $\omega_{\Sigma \text{ макс}}$ будет, когда главные сечения клиньев лежат в одной плоскости, а преломляющие углы направлены в одну сторону (рис. 3.5 б).

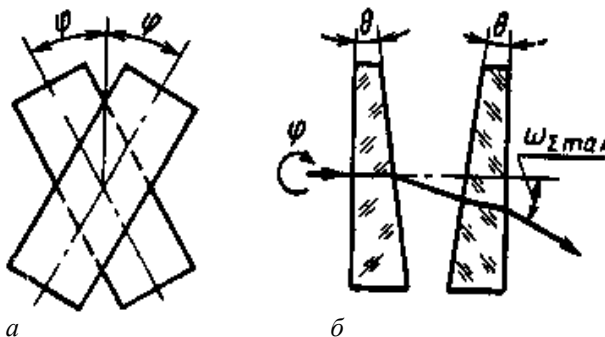


Рис. 3.5. Вращающиеся клинья

Если углы ω_1 и ω_2 равны между собой, то

$$\omega_{\Sigma \text{ макс}} = 2\omega = 2(n-1)\theta.$$

При вращении клиньев суммарный угол отклонения уменьшается и определяется по закону косинуса

$$\omega_{\Sigma} = \omega_{\Sigma \text{ макс}} \cos \varphi = 2(n-1)\theta \cos \varphi \cdot$$

Вращающиеся клинья устанавливают только в параллельных пучках лучей.

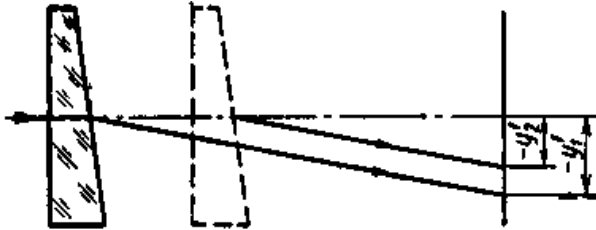


Рис. 3.6. Поступательное перемещение клина вдоль оптической оси

Параллельное движение изображения может быть получено также при поступательном перемещении клина вдоль оптической оси (рис. 3.6).

Перемещение клина на величину x вызывает смещение

$$\Delta y' = y_1' - y_2' = x(n-1)\theta \cdot$$

Клин – это призма с малым преломляющим углом $\theta < 1^\circ$ (рис. 3.7).

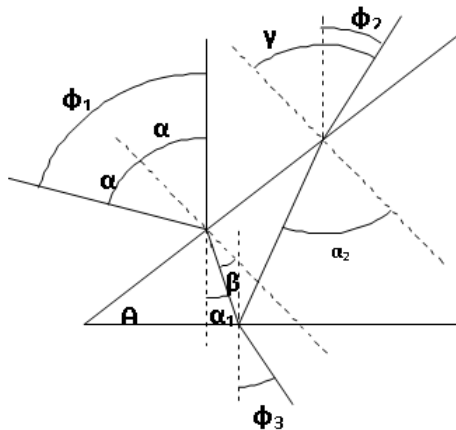


Рис. 3.7. Схема отражения и преломления лучей на стеклянном клине

При угле, близком к нормальному падению луча, преломленный луч отклоняется на угол

$$\varphi_3 = (n-1) \cdot \theta, \quad (3.2)$$

а отраженных луча будет два, отклоненных на углы φ_1 и φ_2 .

Если свет падает нормально на заднюю грань клина, то

$$\varphi_1 = 2\theta \text{ и } \varphi_2 = 2(n-1)\theta.$$

Их сумма $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$ равна

$$\varphi = 2n\theta. \quad (3.3)$$

Причем значение φ не меняется при малых изменениях угла падения, возникающих при повороте клина.

Доказательство 1:

На рис. 3.7 видно, что при малых углах падения из закона преломления света при замене синусов углов падения и преломления на величины самих углов, получим

$$\angle \beta = \angle \alpha / n; \quad \angle \alpha_1 = \angle \alpha - \angle \beta = \angle \alpha - \angle (\alpha/n);$$

$$\angle 90 - \alpha_2 = 180 - ((90 + \beta) + 2 \alpha_1) = 90 - \angle \alpha / n - 2\alpha + (2\alpha/n);$$

$$\alpha_2 = 2\alpha - \alpha/n; \quad (\alpha_2/\gamma) = (1/n), \quad \gamma = \alpha_2 n = n(2\alpha - \alpha/n);$$

$$\varphi_2 = \gamma - \alpha = 2\alpha \cdot n - 2\alpha = 2\alpha(n-1) = (\alpha = \theta) = 2\theta(n-1);$$

$$\text{Таким образом,} \quad \varphi_2 = 2\theta(n-1).$$

Доказательство 2:

$$(\angle \alpha_1 / \angle \varphi_3) = (1/n);$$

$$\varphi_3 = n \alpha_1 = n(\angle \alpha - \angle (\alpha/n)) = n \alpha - (\alpha/n) = (n-1) \alpha = (n-1)\theta.$$

$$\text{Таким образом, } \varphi_3 = (n-1) \theta.$$

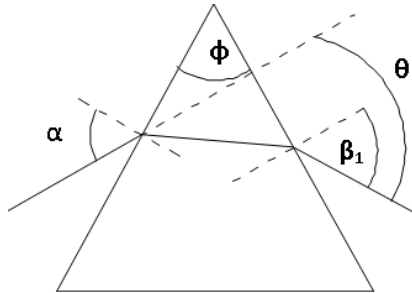


Рис. 3.8. Схема прохождения лазерного луча через треугольную призму

Выполнение эксперимента

Схема опыта приведена на рис. 3.9.

Линза Л1 (**модуль 5**), расположенного на входе лазерного пучка, формирует точечный источник света S.

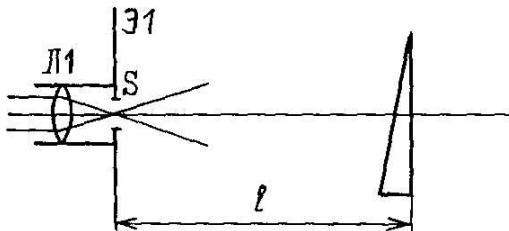


Рис. 3.9. Схема опыта для определения показателя преломления стеклянного клина

Опыт 1

1. На расстоянии $l \sim 40$ см от **модуля 5** установите клин (**объект 7**) в двухкоординатный держатель (**модуль 10**).

2. Винтами **модулей 5 и 10** получите два равномерно освещенных изображения круглой оправы клина на экране **модуля 5**.

Согласно формуле (3.3), эти изображения отделены друг от друга на расстояние h (между центрами пятен)

$$h = 2n\theta \cdot \ell . \quad (3.4)$$

3. Измерьте **h** по шкале экрана и **l** по шкале оптической скамьи.

4. Результаты измерений запишите в табл. 3.2.

Диаметр пятна – 27 мм. Радиус пятна – 13,5 мм.

Расстояние между центрами пятен – $13,5+10+7+13,5 = 44$ мм.

$h_1 = 2n\theta l$. $2n\theta = h_1 / l = 44/400 = 0,11$.

Таблица 3.2

Определение вспомогательной величины $2n\theta$

О	h_1 (мм)	l (мм)	$2n\theta$
1	44	400	0,11
2			

Опыт 2

1. Снимите клин с оптической скамьи.

2. Установите объектив (**модуль 6**) и сфокусируйте излучение в объектной **плоскости F** модуля 3.

3. Установите клин после **объектива**.

Согласно (3.2), пучок в этой плоскости сместится на расстояние

$$h = (n - 1) \theta \cdot \ell, \quad (3.5)$$

где **l** – расстояние от клина до плоскости **F**.

4. Подберите **l** таким, чтобы смещение **H** изображения, возникающее при установке клина, надежно измерялось по шкале фотоприемника.

5. Измерьте **l** и вычислите **h = H/β**. (**β = 20**).

6. Из (3.4) и (3.5) определите **n** и **θ**.

7. Результаты измерений запишите в табл. 3.3.

$$h_2 = (n-1)\theta l; \quad h_2 = H_2/\beta; \quad H_2/\beta = n\theta l_2 - \theta l = (0,11 l)/2 - \theta l;$$

$$l_2 = x_{м3} - x_{клина} = 670 - 634 = 36 \text{ мм};$$

$$\theta = ((0,11 l)/2 - H_2/\beta) / l; \quad H_2 = 15 \text{ мм};$$

$$\theta = 0,0342 \text{ рад}; \quad \theta = 1,96^0 = (1,96 \text{ градуса});$$

$$n = (h_1 / 2\theta l) = (44 \text{ мм} / 2 \cdot 0,0342 \cdot 400 \text{ мм}) = 1,603.$$

Таблица 3.3
Определение показателя преломления стеклянной линзы

	l	H_2	$h_2(\text{мм})$	β	n	θ
1	36	15	0,75	20	1,603	0,0342 рад
2						
3						

Контрольные вопросы:

1. Повторите ход рассуждений доказательств 1 и 2.
2. Объясните ход лучей на рис. 3.8.
3. Каковы особенности закона преломления света для тонкого клина?

Лабораторная работа № 4

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА В СТЕКЛЯННОЙ ПРИЗМЕ И ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНЕ

Введение

Геометрическая оптика (ГО) – раздел оптики, основанный на понятии о световом луче. Световой луч – идеализация, т. е. выбирают очень узкий пучок света.

В изотропной и однородной среде лучами являются прямые линии, нормальные к волновым поверхностям волны. Вдоль линий происходит распространение энергии световой волны.

ГО применяют тогда, когда явлениями интерференции и дифракции световых волн можно пренебречь (волны с очень малой длиной волны).

При падении света на отверстие его размеры должны быть велики по сравнению с длиной волны света. Волновая оптика переходит в ГО при $\lambda \rightarrow 0$.

Преломление света, как и отражение, рассматривают как "кажущееся" изменение положения источника света. Например, кажущийся излом прямой палки, опущенной в воду под углом к поверхности воды.

Мнимое положение источника света будет отличаться для лучей, падающих на границу раздела двух сред под различными углами. Поэтому при преломлении не используют понятие мнимого положения источника света.

Плоскопараллельной пластиной (ПП) называют оптическую деталь, ограниченную двумя преломляющими параллельными плоскостями. ПП применяют в оптических системах (ОС) вместе с другими деталями, и за оптическую ось принимают ось системы.

ПП применяются в качестве защитных стекол для предохранения внутренних полостей оптических приборов от пыли и влаги, в качестве светофильтров, для нанесения шкал и перекрестий.

Призма. Поворот света призмой рассматривают как два последовательных преломления света на плоских гранях призмы при входе света в призму и при его выходе. Особый интерес имеет **тонкая призма** с малым углом при вершине.

Пусть свет падает на тонкую призму перпендикулярно ее поверхности.

За два преломления лучи света поворачиваются на малый угол α в плоскости, перпендикулярной ребру призмы в сторону утолщения призмы.

Угол α не зависит от угла падения света для малых углов падения. Т.е. призма поворачивает "кажущееся" положение источника света на угол α в плоскости, перпендикулярной ребру призмы.

Бипризма Френеля – это две тонкие призмы. Свет от точечного источника после прохождения бипризмы Френеля рассматривают как излучение от двух точечных когерентных источников.

Отражение и преломление света в стеклянной призме и плоскопараллельной пластине

Цель работы: Определение показателя преломления и преломляющих углов трехгранной стеклянной призмы и показателя преломления плоскопараллельной пластины.

Теоретическое введение

Плоскопараллельные пластины (ПП)

ПП называют оптическую деталь, ограниченную двумя преломляющими параллельными плоскостями.

ПП применяются в качестве защитных стекол для предохранения внутренних полостей оптических приборов от пыли и влаги, в качестве светофильтров, для нанесения шкал и перекрестий.

ПП, установленная в расходящемся пучке лучей, вносит смещение изображения на величину $\Delta S'$, называемую *удлинением*.

При расчете оптических систем (ОС) с ПП пользуются приемом «приведения толщины пластинок к воздуху», который называется *редуцированием*.

Редуцирование состоит в замене стеклянной ПП толщиной d эквивалентной в оптическом отношении воздушной пластинкой толщиной d/n .

В этом случае преломление на гранях не учитывают.

На рис. 4.1 представлен ход произвольного луча через ПП толщиной d с показателем преломления n .

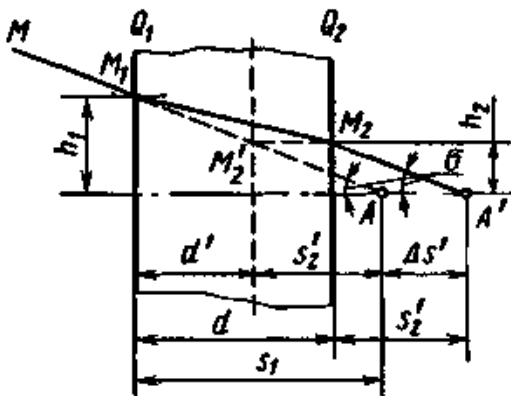


Рис. 4.1. Преломление луча плоскопараллельной пластиной

На рисунке путь этого луча обозначен через точки M , M_1 , M_2 и A' , причем $MM_2'A$ параллельна M_2A' .

Будем сдвигать выходную грань Q_2 пластинки влево, уменьшая её толщину до тех пор, пока точка M_2 не попадет на продолжение луча MA .

Получим новую точку M_2' . При этом выходная грань пластинки займет новое положение (штриховая линия), а вышедший из пластинки луч $M_2'A'$ совпадет с $M_2'A$ – продолжение луча MA .

Таким образом, луч $M_2'A$ проходит через новую пластинку без преломления, что возможно только в случае $n = 1$, т. е. воздух.

Толщину d' редуцированной пластинки можно найти на рис. 4.1.

Из построения следует, что смещение M_2M_2' равно удлинению $\Delta S'$.

Легко показать, что $\Delta S'$ есть

$$\Delta S' = d \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \varepsilon'_1}{\operatorname{tg} \varepsilon_1} \right), \quad (4.1)$$

где ε_1 – угол падения луча; ε'_1 – угол преломления луча в пластинке.

При малых углах падения луча формула (4.1) упрощается.

Выразив отношение тангенсов через синусы и косинусы, с учетом

$\sin \varepsilon_1 = n \cdot \sin \varepsilon_2$ получим

$$\frac{\operatorname{tg} \varepsilon'_1}{\operatorname{tg} \varepsilon_1} = \frac{\sin \varepsilon'_1 \cdot \operatorname{cose} \varepsilon_1}{\operatorname{cose} \varepsilon'_1 \sin \varepsilon_1 \cdot n} \quad (4.2)$$

При $\varepsilon_1 \rightarrow 0$, $\frac{\operatorname{cose} \varepsilon_1}{\operatorname{cose} \varepsilon'_1} \rightarrow 1$, $\frac{\operatorname{tg} \varepsilon'_1}{\operatorname{tg} \varepsilon_1} \rightarrow \frac{1}{n}$, следовательно,

продольное смещение для бесконечно малых углов

$$\Delta S_0 = d \cdot \frac{n-1}{n}. \quad (4.3)$$

Тогда

$$d' = d - \Delta S'_0 = \frac{d}{n}, \text{ т.е. } ed' = \frac{d}{n}. \quad (4.4)$$

При редуцировании ПП все внешние элементы хода луча не изменяются по величине, например, отрезки S_1 , S_2 , высоты h_1 , h_2 и т.д.

При переходе от редуцированных пластинок к реальным пластинкам необходимо учитывать удлинение хода луча, т. е. заменить толщину d/n на толщину d .

Толщина пластинки устанавливается в зависимости от требования к точности её изготовления. Для точных пластинок толщина составляет 1/8–1/10 диаметра.

Отражательные призмы и системы призм

Основные назначения отражательных призм:

- изменение направления оптической оси, в том числе параллельное смещение оси системы;
- оборачивание изображения, разделение или соединение пучков лучей;
- изменение направления линий визирования;
- вращение изображения или компенсация его поворота, изменение расстояния между осями окуляров в бинокулярных системах.

По сравнению с зеркалами отражательные призмы имеют ряд преимуществ:

- углы между отражающими поверхностями призм неизменны, тогда как углы между зеркалами могут изменяться под действием механических и термических воздействий;
- простота крепления;
- отсутствие потерь в случае полного внутреннего отражения на гранях.

Призма характеризуется углом отклонения, длиной хода луча и видом оборачивания изображения. При расчете призм обязательно рассматривается ход лучей в её главном сечении, т. е. плоскости перпендикулярной к ребрам призмы.

Для нахождения размеров призмы и длины хода лучей в ней пользуются приемом оптической развертки, т. е. заменой призмы плоскопараллельной пластиной, преломляющей лучи так же как призма, а отражения исключены.

Для развертки призмы в ПП строят зеркальные изображения граней призмы и отраженного луча, от каждой отражающей поверхности, в последовательности, в которой происходит отражение луча от отражающих граней (по ходу луча).

После построения отражающие грани не учитывают, т.к. они не оказывают влияния на ход выпрямленных лучей.

Отношение длины хода луча d в призме к максимальному диаметру пучка лучей D определяет коэффициент призмы C :

$$C = d/D.$$

Призмы обозначаются двумя буквами и цифрой:

– первая буква – число отражающих граней (А – 1 грань; Б – 2 грани; В – 3 грани).

Призмы с крышей (усеченные призмы) отмечают буквой К (A_K , B_K , V_K);

– вторая буква – характер конструкции призмы

(Р – равнобедренная; П – пентапризма;

У – полупентапризма; С – ромбическая призма;

М – дальномерного типа; Т – призма Лемана).

Цифра указывает угол отклонения осевого луча в градусах.

Рассмотрим наиболее распространенные отражательные призмы.

Призмы с одной отражающей гранью

Прямоугольная призма $AP\ 90^\circ$ (рис. 4.2, а), отклоняет луч на 90° от первоначального направления и дает зеркальное изображение. Главное сечение призмы – равнобедренный треугольник.

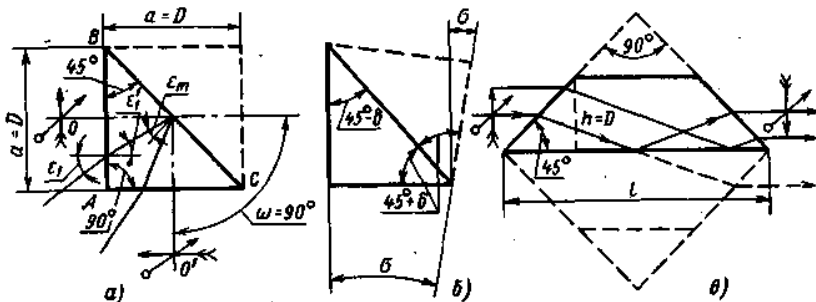


Рис. 4.2. Призмы с одной отражающей гранью:
а – прямоугольная $AP90^\circ$; б – развертка призмы $AP90^\circ$
с неравными острыми углами; в – призма Дове $AP0^\circ$

Призма разворачивается в ПП, перпендикулярную оптической оси.

Развертка представляет собой квадрат со стороной а, равной величине катета прямоугольного треугольника.

Толщина d эквивалентной ПП и длина хода луча в призме также равны величине катета.

Размер катета определяет ширину пучка D лучей, падающего на призму.

Так как в этом случае $d = D$, то коэффициент призмы $C = 1$.

Если, из-за погрешности изготовления, острые углы призмы не равны 45° , то призма в развертке дает клин с углом α , равным разности острых углов (рис. 4.2, б), т.е. $\alpha = (45^\circ + 8^\circ) - (45^\circ - 5^\circ) = 25^\circ$, где 5° – угол несоответствия.

Определим предельный угол ε_i падения луча на входную грань АВ призмы, когда луч претерпевает полное внутреннее отражение на грани ВС.

На рис. 4.2 видно, что $\varepsilon_m = 45^\circ - \varepsilon_i$, $\varepsilon_i' = 45^\circ - \varepsilon_m$ по закону преломления

$$\sin \varepsilon_i' = n \cdot \sin(45^\circ - \varepsilon_m),$$

где ε_m – предельный угол полного внутреннего отражения

$$\sin \varepsilon_m = \frac{n'}{n}. \quad (4.5)$$

Чаше имеют дело с явлением полного внутреннего отражения на границе стекла и воздуха $n' = 1$, тогда (4.5) принимает вид

$$\sin \varepsilon_m = \frac{1}{n}. \quad (4.6)$$

Если нельзя выполнить призму с большим показателем преломления, отражающую грань необходимо серебрить.

Призма Дове $AP0^0$ – призма прямого видения, с углом отклонения 0^0 . Призма Дове дает зеркальное изображение.

Ее входная и выходная грани наклонены к оптической оси, поэтому она развертывается в ПП с углом наклона 45^0 (рис. 4.2 в).

Призму располагают в параллельных пучках лучей.

При вращении призмы Дове вокруг оптической оси, ее изображение вращается с удвоенной угловой скоростью, поэтому ее применяют как компенсатор поворота изображения.

Законы отражения и преломления (рис. 4.3):

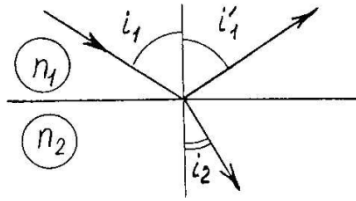


Рис. 4.3. Отражение и преломление на границе двух сред

Закон отражения света. Падающий луч, перпендикуляр, восстановленный в точке падения, и отраженный луч лежат в одной плоскости.

Угол падения равен углу отражения.

Закон преломления света. Падающий луч, перпендикуляр, восстановленный в точке падения, и преломленный луч лежат в одной плоскости.

Отношение синусов угла падения и угла преломления равно n_2 / n_1 .

$$i_1 = i_1' \quad (4.7)$$

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

При малых углах падения ($i_1 < 1$)

$$n_1 i_1 \approx n_2 i_2 \quad (4.8)$$

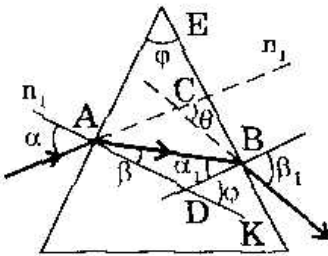


Рис. 4.4. Ход луча в треугольной призме

На рис. 4.4 показано отклонение светового луча трехгранной призмой с преломляющим углом φ , при угле падения луча α на переднюю грань, и показателях преломления среды n_1 вне призмы и материала призмы n_2 .

Угол отклонения луча призмой определяется как внешний угол треугольника **ABC**:

$$\theta = (\alpha - \beta) + (\beta_1 - \alpha_1). \quad (4.9)$$

$\angle AEB = \angle BDK$ = φ как углы с взаимно перпендикулярными сторонами.

Угол **BDK** является внешним углом треугольника **ABD**, поэтому

$$\varphi = \beta + \alpha_1. \quad (4.10)$$

На основании выражений (4.7) и (4.8) получим

$$\theta = \alpha - \varphi + \beta_1. \quad (4.11)$$

Используя закон преломления света, можем записать

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}, \quad \frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = \frac{n_1}{n_2}. \quad (4.12)$$

Отсюда

$$\sin \beta = \frac{n_1 \sin \alpha}{n_2}, \quad \sin \beta_1 = \frac{n_2 \sin \alpha_1}{n_1}.$$

Из выражения (4.10) следует, что $\alpha_1 = \varphi - \beta$, поэтому

$$\sin \beta = \frac{n_2}{n_1} \sin(\varphi - \beta) = \frac{n_2}{n_1} \sin \varphi \cdot \cos \beta - \cos \varphi \cdot \sin \beta).$$

Подставим в эту формулу значение $\sin \beta$ и произведем преобразования

$$\begin{aligned} \sin \beta_1 &= \frac{n_2}{n_1} \left[(\sin \varphi) \sqrt{1 - \frac{n_1^2 \cdot \sin^2 \alpha}{n_2^2}} - \cos \varphi \frac{n_1}{n_2} \sin \alpha \right] = \\ &= \frac{n_2}{n_1} \cdot (\sin \varphi) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \alpha} - \cos \varphi \cdot \sin \alpha \end{aligned} \quad (4.13)$$

Учитывая равенства (4.11) и (4.13), получаем значение угла θ отклонения луча призмой

$$\theta = \alpha - \varphi + \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \cdot (\sin \varphi) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 - \sin^2 \alpha - \cos \varphi \cdot \sin \alpha} \right). \quad (4.14)$$

Когда малы преломляющий угол φ (призма тонкая) и угол падения α , выражение для угла отклонения θ имеет простую форму.

В этом случае, заменяя в формулах (4.12) синусы углов их значениями (в радианах), получаем

$$\alpha = \frac{n_2}{n_1} \beta, \quad \beta_1 = \frac{n_2}{n_1} \alpha_1 \quad (4.15)$$

Подставив эти значения в формулу (4.11) с учетом (4.12), найдем

$$\theta = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \varphi. \quad (4.16)$$

Эта формула – частный случай формулы (4.14) при малых φ и α .

Ее можно получить из (4.14), если заменить синусы углов φ и α их значениями (в радианах) и пренебречь членами, пропорциональными φ^2 и α^2 .

Как видно из (4.16), угол отклонения тем больше, чем больше преломляющий угол призмы.

Для получения больших отклонений лучей света пользуются призмами с большими преломляющими углами.

Угол отклонения θ зависит от угла падения луча на грань призмы α от преломляющего угла призмы φ и от коэффициента преломления n .

Наименьшее значение θ получается тогда, когда луч света внутри призмы проходит перпендикулярно биссектрисе преломляющего угла призмы φ .

В этом случае $\alpha = \beta_1$.

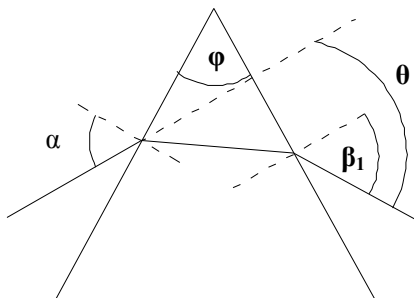


Рис. 4.5. Прохождение светового пучка через треугольную призму

Тогда $\triangle AEB$ становится равнобедренным и углы при основании треугольника равны по величине $(90^\circ - (\varphi/2))$.

Так как $\varphi = \beta + \alpha_1$, в точке А выполняется равенство $(90^\circ - (\varphi/2)) + \beta = 90^\circ$, то получим $\beta = \varphi/2$.

Аналогично, $\alpha_1 = \varphi/2$.

Из формулы (4.3) получим

$$\begin{aligned}\theta &= \alpha - \beta + (\beta_1 - \alpha_1) = \alpha - \varphi/2 + (\beta_1 - \varphi/2) = \\ &= \alpha + \beta_1 - \varphi = \alpha + \alpha - \varphi = 2\alpha - \varphi.\end{aligned}$$

Тогда $(\theta + \varphi)/2 = \alpha$.

Подставляя $(\theta + \varphi)/2 = \alpha$ и $\beta = \varphi/2$ в первую из формул (4.12) получим формулу (4.17).

При прохождении светового пучка через призму (рис. 4.5) существует угол падения, при котором отклонение пучка от начального направления минимально.

При этом лучи падающего и прошедшего пучков симметричны относительно преломляющих граней призмы.

Угол минимального отклонения θ связан с преломляющим углом φ призмы соотношением

$$\sin [(\theta + \varphi)/2] = n \sin(\varphi/2), \quad (4.17)$$

при этом угол падения α определяется законом преломления

$$\sin \alpha = n \sin \varphi/2. \quad (4.18)$$

Выполнение эксперимента

Отражение и преломление света в стеклянной призме и плоскопараллельной пластине

Упражнение 1. Измерение преломляющих углов

1. Установите на оптической скамье модули 02, 13, 03.
2. Вставьте в поворотный столик (модуль 13) объект 8 (призма крон).

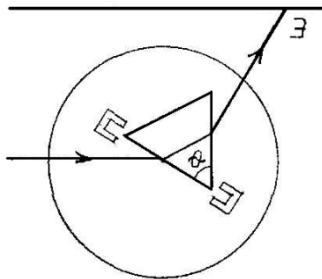


Рис. 4.6. Ход лазерного луча в призме (объект 8)

3. Поворачивая стол (модуль 13), на экране установки наблюдайте движение пучков, отраженных от граней призмы и преломленных призмой.

4. Поворачивая стол, направьте отраженный от грани луч навстречу падающему лучу, совместив следы обоих пучков на зеркале модуля 02.

При этом фиксируется положение нормали к грани призмы φ_0 .

5. Определяя, таким образом, нормали всех трех граней призмы, запишите отсчеты углов по шкале поворотного стола φ_{01} , φ_{02} , φ_{03} в табл. 4.1.

6. Определите по этим данным преломляющие углы призмы.

$$\varphi_1 = \frac{\varphi_{02} - \varphi_{01}}{2}, \quad \varphi_2 = \frac{\varphi_{03} - \varphi_{02}}{2}, \quad \varphi_3 = \frac{\varphi_{03} - \varphi_{01}}{2}.$$

Данные запишите в табл. 4.1.

7. Выполните вышеуказанные измерения для второй призмы – объект 9 (призма флинт).

Таблица 4.1

Значения преломляющих углов призмы

φ_{01}	φ_{02}	φ_{03}	φ_1	φ_2	φ_3

Упражнение 2. Определение показателя преломления призмы

1. На оптической скамье установите модули 02, 13, 03.

На поворотном столе модуля 13 установите призму – объект 8.

2. Определите положение нормали к грани АВ (рис. 4.6) и запишите значение угла φ_0 в табл. 4.2.

3. Найти минимальное отклонение преломленного луча.

Вращением поворотного стола увеличиваем угол падения луча на грань АВ до тех пор, пока преломленный луч (вышедший из грани ВС) не будет менять своего направления.

При дальнейшем увеличении угла α вышедший луч будет неподвижен (приложив лист бумаги на грань ВС, увидим, что луч не перемещается).

4. Запишите отсчет угла φ_1 , соответствующий неподвижному преломленному лучу, по шкале поворотного столика в табл. 4.2.

Выполните эти измерения три раза.

5. Определите угол падения $\alpha = \varphi_1 - \varphi_0$.

6. Из соотношения $\sin \alpha = n \sin \frac{\varphi}{2}$ вычислите показатель преломления n (здесь φ преломляющий угол призмы, определенный в упражнении 1). Данные запишите в табл. 4.2.

7. Выполните пункты 1–6 для призмы (объект 9).

Таблица 4.2

Значения величин φ_0 , φ_1 , α , n для двух исследуемых призм

Призма – объект 8					Призма – объект 9				
	φ_0	φ_1	α	n		φ_0	φ_1	α	n

Упражнение 3. Определение угла преломления

Используя данные упражнения 2, самостоятельно определите угол преломления для двух призм.

Упражнение 4. Определение показателя преломления пластины

1. Установите на оптической скамье модули 02, 05, 06, 03.

Перемещением модуля 06, добейтесь на экране изображения сфокусированного луча (пятно) и выставьте его в центре окна фоторегистратора.

2. Вплотную к модулю 03 установите поворотный стол (модуль 13) и вставьте в него объект 4 – стеклянная плоскопараллельная пластина.

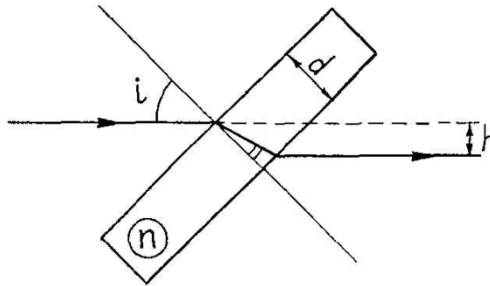


Рис. 4.7. Ход лазерного луча в плоскопараллельной пластине

3. Поворачивая стол сместите пятно в левую сторону почти до полного исчезновения и запишите в табл. 4.3 отклонение x_1 по шкале фоторегистратора и угол отклонения φ_1 по шкале поворотного стола.

4. Выполните пункт 3 смещением пятна в правую сторону.

Запишите x_2 и φ_2 в табл. 4.3.

5. Измерения проведите по 3 раза.

6. Рассчитайте угол падения и смещение луча

$$i = \frac{|\varphi_2 - \varphi_1|}{2}, \quad h = \frac{|x_2 - x_1|}{2\beta}, \quad (4.19)$$

где $\beta = 20$ – увеличение микропроектора.

7. Определите показатель преломления среды из формулы (4.20).

При малых i (практически при $i < \pi/6$) имеем ($d = 4$ мм).

$$n = \frac{d \sin i \cdot \cos i}{d \sin i - h}, \quad (4.20)$$

8. Результаты измерений запишите в табл. 4.3.

Таблица 4.3

Значения величин $x_1, x_2, \varphi, \varphi_2, h, n, n_{\text{ср}}$ для пластины

№	x_1 , мм	x_2 , мм	φ влево	φ_2 вправо	i	h , мм	n	$n_{\text{ср}}$

Контрольные вопросы:

1. Вывести формулу для угла отклонения луча призмой.
2. Как определить преломляющие углы призмы из измерений?
3. Вывести формулу для определения величины смещения луча при прохождении света через прозрачную пластину толщиной d .
4. Особенности закона преломления света для тонкого клина.
5. Сравните табличные и измеренные значения показателя преломления пластины и точность измерений в опыте.

Лабораторная работа № 5

ФОТОМЕТРИЯ

Цель работы: Исследование расходимости лазерного пучка, определение силы света лазера и преобразование силы света линзами.

Приборы и принадлежности: Лабораторный комплекс по оптике ЛКО–1.

Теоретическое введение

Фотометрия – раздел физической оптики, в котором рассматриваются энергетические характеристики оптического излучения в процессах его испускания, распространения и взаимодействия с веществом.

При этом энергия излучения усредняется по малым интервалам времени.

Основным энергетическим понятием фотометрии является энергетический поток излучения $\Phi_э$, имеющий физический смысл мощности, переносимой электромагнитным излучением.

Пространственное распределение энергетического потока $\Phi_э$ описывают энергетические фотометрические величины, производные от потока излучения по площади и телесному углу.

Часть потока излучения, вызывающая световые ощущения глаза называется световым потоком (Φ).

Поток энергии излучения через некоторую поверхность за единицу времени – это мощность излучения, проходящего через эту поверхность:

$$\Phi_э = \frac{dW}{dt}, \quad (5.1)$$

где dW – энергия, перенесенная через поверхность за интервал времени dt .

Интенсивность излучения

$$I_3 = \frac{d\Phi_3}{ds}, \quad (5.2)$$

где ds – поверхность, перпендикулярная направлению распространения излучения, через которую переносится поток $d\Phi_3$.

Световой поток связан с энергетическим потоком и функцией видности следующим образом:

$$d\Phi = \frac{1}{A} V_\lambda d\Phi_3, \quad (5.3)$$

Полный световой поток видимого спектра определяется по формуле

$$\Phi = \frac{1}{A} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V_\lambda d\Phi_3, \quad (5.4)$$

где $A = 1,6$ мВт/Лм – константа, V_λ – функция видности, определяемая чувствительностью человеческого глаза к излучению различных длин волн.

Максимальное значение $V = 1$ достигается при $\lambda = 0,55$ мкм.

Для используемого в комплексе лазерного излучения

$$\lambda = 0,632 \text{ мкм}; \quad v(\lambda) = 0,2.$$

Световой поток распространяется от источника света по всем направлениям.

1. Сила света.

Если мы выделим в пространстве телесный угол $d\Omega$, то внутри этого телесного угла будет распространяться энергия равная световому потоку, излучаемому источником света в единичный телесный угол, которая называется силой света источника в данном направлении, т. е. в направлении, совпадающем с осью телесного угла

$$I_{cb} = \frac{d\Phi_{cb}}{d\Omega}, \quad (5.5)$$

где $d\Phi_{\text{св}}$ – световой поток излучения, распространяющегося в телесном угле $d\Omega$.

Единица силы света J – кандела (кд).

В международной системе единиц "СИ" в разделе светотехнических величин она принята в качестве основной световой единицы и по ГОСТу определяется так:

Кандела – сила света, испускаемая с площади $1/600\,000\text{ м}^2$ сечения полного излучателя в перпендикулярном этому сечению направлении при температуре затвердевания платины при давлении $101\,325\text{ Па}$. Сила света вводится для характеристики точечных источников света.

В соответствии с этим можно определить из формулы (5.5) и единицу измерения светового потока.

За единицу светового потока принимается световой поток, излучаемый источником силой света в одну канделу внутрь угла в один стерадиан.

Единица светового потока называется *люмен* (лм);

$$1\text{ лм} = 1\text{ кд} \cdot 1\text{ стер.}$$

В общем случае сила света зависит от направления. Если сила света не зависит от направления, источник света называется *изотропным*.

Для изотропного источника

$$J = \frac{\Phi}{4\pi},$$

где Φ – полный световой поток, излучаемый источником по всем направлениям.

2. Освещенность.

Световой поток, падая на какую-либо поверхность, вызывает ее освещение.

Освещенность численно равна поверхностной плотности светового потока, падающего на данную поверхность, т. е. потока, приходящегося на единицу площади, расположенному нормально к направлению светового потока

$$E_{\text{св}} = d\Phi_{\text{св}}/dS_{\perp}, \quad \text{лк}, \quad (5.6)$$

где $d\Phi_{\text{св}}$ – световой поток, падающий на малую поверхность площадью ds .

Освещенность измеряется в люксах (лк). Один люкс – освещенность площади в 1 м^2 равномерно распределенным потоком в 1 лм.

Определите самостоятельно соотношение между освещенностью и интенсивностью излучения.

Вычислим освещенность, создаваемую точечным источником света на поверхности dS , отстоящей от него на расстоянии r (рис. 5.1).

Точечным источником света является такой источник, размеры которого незначительны по сравнению с расстояниями, на которых исследуется его световое излучение.

В однородной и изотропной среде световой поток от такого источника будет распространяться равномерно по всем направлениям, т. е. волна, излучаемая точечным источником, будет сферической.

Пусть сила света источника J .

Освещаемая площадка dS ориентирована так, что ее нормаль n составляет угол φ с падающим лучом.

На площадку dS , расположенную под углом φ к направлению светового потока падает поток $d\Phi = JdS$, заключенный в пределах телесного угла $d\Omega$ опирающегося на dS .

Угол $d\Omega = dS \cos \varphi / r^2$ ($dS_{\perp} = dS \cos \varphi$), следовательно, $d\Phi_{\text{пад}} = JdS \cos \varphi / r^2$.

Разделив этот поток на dS , получим

$$E = \frac{J \cdot \cos \varphi}{r^2}. \quad (5.7)$$

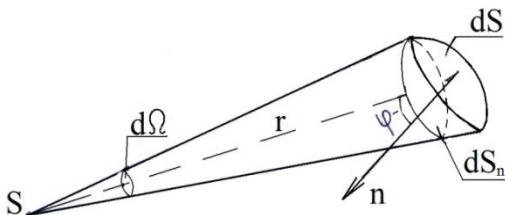


Рис. 5.1

По формуле (5.7) вычисляется освещенность поверхности, находящейся на расстоянии r от источника, сила света J которого известна, φ – угол между нормалью к поверхности и лучом.

3. Светимость.

Полный световой поток, испускаемый с единицы поверхности светящегося тела, называют *светимостью источника* и обозначают R :

$$R = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (5.8)$$

За единицу светимости принимается светимость источника, каждый квадратный метр которого дает световой поток один люмен (л/м^2).

Между светимостью и яркостью имеет место следующее соотношение:

$$R = \pi B. \quad (5.9)$$

4. Яркость.

Важными характеристиками источников света, имеющих конечные размеры, являются яркость и светимость.

Элемент поверхности источника света dS обладает в направлении нормали n к нему силой света dJ .

Величина:

$$B = \frac{dJ}{dS} \quad (5.10)$$

называется *яркостью источника света* в направлении нормали к светящейся поверхности.

Если наблюдение ведется не по направлению нормали, а под некоторым углом φ к ней, то проекция светящейся площадки на плоскость, перпендикулярную лучу, будет равна (см. рис. 5.1)

$$dS_n = dS \cdot \cos \varphi.$$

Следовательно, яркость в направлении наблюдения будет определяться

$$B = \frac{dJ}{dS \cos \varphi} = \frac{d\Phi}{d\Omega \Omega dS \cos \varphi} . \quad (5.11)$$

т. е. яркость источника определяется силой света, излучаемой единицей видимой поверхности в данном направлении.

Единицей измерений яркости в системе СИ служит нит (нт) – яркость источника, каждый квадратный метр излучающей поверхности которого имеет в данном направлении силу света, равную одной канделе.

$$1 \text{ нт} = 1 \frac{\text{кд}}{\text{м}^2} .$$

Источники, яркость которых одинакова по всем направлениям, называются ламбертовскими, т. е. подчиняются закону Ламберта или косинусными (поток, посылаемый элементом поверхности такого источника, пропорционален $\cos \varphi$).

Закону Ламберта подчиняется только абсолютно черное тело.

ВЫПОЛНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Внимание! Желательно установку включить за 30-40 мин до проведения эксперимента для улучшения стабилизации интенсивности пучка.

Упражнение 1. Исследование интенсивности лазерного пучка

1. Установить на оптической скамье **модуль 02** и **модуль 03** и отъюстировать установку.

2. На барабане микропроекторе (**модуль 03**) вертикальную риску выставить на 3мм, горизонтальную – на 0 мм.

3. Перемещая **модуль 03**, убедиться в том, что диаметр лазерного пучка увеличивается с ростом расстояния от **модуля 02**.

4. Включить **фотоприемник**.

5. Установите **модуль 03** на координату $x = 650$ мм, направить луч прямо на окно фоторегистратора и установите на нем центр светового пятна

6. Измерить интенсивность фона $I_{\text{фон}}$ (луч не падает на окно фотоприемника)

7. Измерить максимальную интенсивность лазерного луча I_{max} (Световое пятно в центре окошка).

8. Вращая барабан микропроектора по часовой стрелке, смещать световое пятно на фотоприемнике горизонтально. Записать значения интенсивности I через каждые 0,1 мм по барабанной шкале фоторегистратора.

Измерения произвести до достижения интенсивности фона.

9. Снова выставить световое пятно в центре окошка фоторегистратора. Шкалу фоторегистратора выставить как в пункте 2.

10. Вращая барабан микропроектора против часовой стрелки, смещать световое пятно на фотоприемнике горизонтально влево. Записать значения интенсивности I через каждые 0,1мм по барабанной шкале фоторегистратора в табл. 5.1.

11. Построить график зависимости интенсивности $I(x)$ от значения x смещения барабана микропроектора. (Фоном является значение интенсивности фоторегистратора от постороннего излучения при выключении лазерного луча).

12. Вычислить значение интенсивности в расходящемся сферическом световом пучке в плоскости перпендикулярной направлению светового луча, по распределению Гаусса:

$$I(x) = I_0 \exp(-x^2/\rho^2), \quad (5.12)$$

где I_0 – интенсивность в центре пучка при $x = 0$, т. е. $I_{\text{макс}}(x)$.

Параметр ρ равен значению координаты, при которой I уменьшается в e раз по сравнению с I_0 , т. е.

$$\frac{I(x)}{I_0} = \exp\left(-\frac{x^2}{\rho^2}\right).$$

13. Подставляя сюда $I_{\text{макс}}$ из эксперимента, вычислим I , а по его значению из графика $I(x)$ найдем соответствующее значение x , которое равно ρ . Теперь, зная ρ , можно вычислить значения I по формуле (5.12) и сравнить с экспериментом.

14. Оцените диаметр лазерного пучка $d \sim 2\rho$.

15. Для грубой оценки средней интенсивности в пучке излучения лазера используется известное значение мощности излучения $P \sim 2 \text{ мВт}$ и измеренное значение ρ .

Тогда $I_{\text{ср}} = P/(\pi \rho^2)$.

Сравните полученный результат с интенсивностью излучения Солнца у поверхности Земли: $I_{\text{Солн}} \sim 1,4 \text{ кВт/м}^2$.

Таблица 5.1

X, мм	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3
I, мВ по часовой														
I, мВ против часовой														

Упражнение 2. Калибровка фоторегистратора

1. По шкале фоторегистратора оценить диаметр светового пятна, т. е. измерить увеличенный диаметр по оси x и по оси y – d_1 и d_2 .

Интенсивность падающего на фотодатчик излучения измеряется в Вт/м^2 .

Учитывая, что увеличение микроскопа $\beta = 20$ вычислить диаметр светового пятна $d = \frac{d_1 + d_2}{2\beta}$.

2. Вычислите интенсивность излучения (это грубая оценка) по формуле (полная P равна 2 мВт)

$$I = \frac{P}{S} = \frac{P}{\frac{\pi d^2}{4}}, \text{ где } P \text{ равна } 2 \text{ мВт} - \text{мощность излучателя.}$$

Сравнить с данными, полученными в упражнении 1.

3. Вычислить освещенность $E_{\text{св}} = \Phi_{\text{св}} / S$, где

$$\Phi_{\text{св}} = \frac{V(\lambda)}{A} P, P = 2 \text{ мВт}, A = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/м.}$$

4. Определить чувствительность фоторегистратора S по формулам:

$$S_{\text{эп}} = U / I_{\text{эп}}, \text{ В} / \text{Вт} / \text{м}^2,$$

$$S_{\text{св}} = U / E_{\text{св}}, \text{ В} / \text{Лк}$$

где U – показания вольтметра, соответствующие центру светового пятна.

Для вычисления $S_{\text{эп}}$ и $S_{\text{св}}$ используйте следующие значения величин:

$\Delta\Phi_{\text{эп}} = 2$ мВт, $A = 1,6$ мВт/Лм, а также формулы (5.2), (5.3), (5.4) и (5.6).

$$U = I_{\text{max}}, \quad S = \frac{\pi d^2}{4}.$$

Упражнение 3. Определение силы света лазера

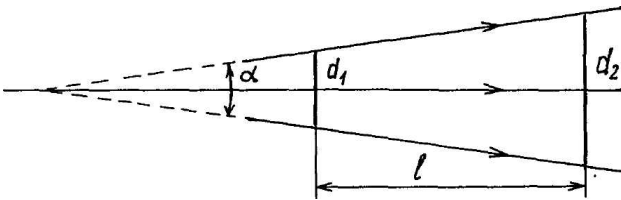


Рис. 5.2

1. Установите **модуль 03** на координату $X_1 = 650$ мм и измерьте на фоторегистраторе диаметр d_1 .

2. Установите **модуль 03** на координату $X_1 = 620$ мм и измерьте на фоторегистраторе увеличенный диаметр d_2 .

3. Вычислите малый угол расходимости пучка α и телесный угол Ω , по формулам:

$$\alpha = \frac{d_1 - d_2}{x_1 - x_2},$$

$$\Omega = \frac{\pi \alpha^2}{4}.$$

4. Определить силу света в канделах по формуле

$$I_{\text{св}} = \Phi_{\text{св}} / \Omega = \frac{V}{A} P / \Omega, \text{ где } V(\lambda) = 0.2; A = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/лм};$$
$$P = 2 \text{ мВ.}$$

5. Все данные, полученные в эксперименте, занесите в табл. 5.2.

Таблица 5.2

$I_{\text{экспер}}$	$I_{\text{теор}}$	$I_{\text{оцен}}$	$d_{\text{теор}}$ мм	$d_{\text{оцен}}$ мм	Φ , лм	E , лк	J , кд

Контрольные вопросы:

1. Фотометрические величины и единицы их измерения.
2. Закон освещенности.
3. Какую роль играет микропроектор при проведении фотометрических измерений?

Приложение А

Пример выполнения экспериментов в работе «Фотометрия»

1. Установить на оптической скамье **модуль 02** и **модуль 03** и отъюстировать установку.

2. Перемещением **модуля 03**, убедиться в том, что диаметр лазерного пучка увеличивается с ростом расстояния от **модуля 02**.

3. Включить **фотоприемник**.

На барабане микропроекторе (**модуль 03**) вертикальная риска должна соответствовать – 3, горизонтальная – 0.

Установить **модуль 03** на оптическую скамью в положение с координатой $x = 676 \text{ мм}$ и установить центр светового пятна на окне фотоприемника.

4. Измерить интенсивность фона ($I_{\text{фон}} = 0,02$) и максимальную интенсивность лазерного луча ($I_{\text{max}} = I_0 = 797$).

Смещая световое пятно на фотоприемнике горизонтально на интервал 0,1мм (вращением барабана микропроектора по часовой стрелке) записать соответствующие значения интенсивности I по шкале фоторегистратора.

Измерения произвести до достижения интенсивности фона.

Таблица 1

I, мВ	X, мм	I, мВ	X, мм	I, мВ	X, мм
780	0,1	229	0,6	10	11
595	0,2	160	0,7	5	12
547	0,3	106	0,8	4	13
444	0,4	64	0,9		
323	0,5	37	10		

Затем сместить пятно в левую сторону от центра

Таблица 2

I, мВ	X, мм	I, мВ	X, мм	I, мВ	X, мм
779	0,1	272	0,6	18	11
693	0,2	199	0,7	8	12
603	0,3	126	0,8	6	13
530	0,4	61	0,9	5	14
409	0,5	36	10	4	15

Проверить, хорошо ли описывает Гауссова кривая

$$I(x) = I_0 \exp(-x^2/\rho^2), \quad (A1)$$

полученное нами экспериментальное распределение.

Обратить внимание, что I_0 – интенсивность в точке с координатой $x=0$, соответствующей максимуму $I_{\max}$ функции $I(x)$,

Параметр ρ равен значению координаты, при которой I уменьшается в e раз по сравнению с I_0 .

Так как $e = 2,73$, то $I_{\max}/e = I$, отсюда следует, что $I = 291,4$ соответствует $x = 0,42$ мм.

Из (11) следует

$$I/I_0 = \exp(-x^2/\rho^2),$$

$$\ln I/I_0 = -x^2/\rho^2,$$

$$\rho^2 = \frac{x^2}{\ln \frac{I}{I_0}}, \quad \text{или} \quad \rho = \sqrt{\frac{x^2}{\ln \frac{I}{I_0}}}, \quad \text{или} \quad \rho = \sqrt{\frac{x^2}{\ln \frac{1}{e}}},$$

$$\rho = x = 0,42 \text{ мм.}$$

Оценить диаметр пучка лазерного излучения $d \sim 2\rho$.

Интенсивность по пятну меняется по закону Гаусса: в центре пятна – максимум интенсивности, по направлению к краям пятна интенсивность уменьшается.

Для грубой оценки средней интенсивности в пучке излучения лазера используем известное значение мощности излучения $P \sim 2$ мВт и измеренное значение ρ .

Тогда

$$I_{\text{ср}} = P/(\pi\rho^2) = \frac{0.002}{3.14 \cdot 0.42^2} = 3.6 \text{ мВт/м}^2.$$

Сравните полученный результат с интенсивностью излучения Солнца у поверхности Земли: $I_{\text{Солн}} \sim 1,4$ кВт/м².

1. Калибровка фоторегистратора

1. Интенсивность падающего на фотодатчик излучения измеряется в **Вт/м²**.

2. Оцениваем "на глаз" диаметр **d** пучка излучения по шкале фотоприемника (увеличение **β** проекционного микроскопа равно 20).

3. Вычислить интенсивность излучения по формуле (полная мощность излучения **P** равна **2 мВт**)

$$I = P / (\pi d^2 / 4)$$

$$I = P / (\pi d^2 / 4) = \frac{0.002}{(3.14 \cdot \left(\frac{0.04}{20}\right)^2 / 4)} = 1.5 \text{ Вт/м}^2$$

и определить чувствительность фоторегистратора **S**:

$$S_{\text{эН}} = U / I_{\text{эН}}, \text{ В / Вт / м}^2,$$

$$S_{\text{св}} = U / E_{\text{св}}, \text{ В / Лк}$$

где **U** – показания вольтметра, соответствующие центру пятна

$$U = I_{\text{max}} = 797, P = \Delta\Phi_{\text{эН}} = 2 \text{ мВт}, \quad S = \frac{\pi d^2}{4} = 1,2 \text{ мм}^2.$$

$$I_{\text{эН}} = \frac{\Delta\Phi_{\text{эН}}}{\Delta S} = 1.6 \text{ Вт/м}, \quad S_{\text{эН}} = 797 / 1.6 = 498 \text{ Вт/м}.$$

$$E_{\text{св}} = \Delta\Phi_{\text{св}} / \Delta S, \text{ Лк}$$

$$\varphi_{\text{св}} = \frac{V(\lambda)}{A} \Phi_{\text{эН}}, \text{ Лм},$$

где **A** = 1,6 мВт/Лм – константа, **V(λ)** – функция видности, определяемая чувствительностью человеческого глаза к излучению различных длин волн.

Максимальное значение **V** = 1 достигается при **λ** = **0,55 мкм**.

Для используемого в ЛКО1 лазерного излучения

$$\lambda = 0,632 \text{ мкм}; \quad v(\lambda) = 0,2.$$

$$\Phi_{\text{св}} = (0,2/1,6 \cdot 10^{-3}) \cdot 2 \cdot 10^{-3} = 0,25 \text{ лм},$$

$$E_{\text{св}} = 0,25/1,2 \cdot 10^{-3} = 208 \text{ лк}.$$

Эти оценки весьма грубые, поскольку интенсивность в пределах видимого пятна значительно изменяется.

2. Сила света лазера

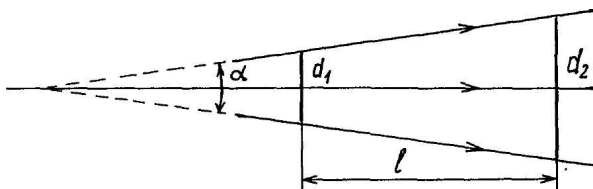


Рис. 2. (повтор)

1. Определить диаметры **d_2** и **d_1** лазерного пучка при двух положениях микропроектора (модуль 3):

а) $d_1 = 4 \text{ см}$ $d_2 = 4,5 \text{ см}$ с координатой риски **$x_2 = 675 \text{ мм}$** (пятно излучения – в центре шкалы фотоприемника);

б) при положении с координатой риски **$x_1 = 660 \text{ мм}$** , когда пятно размещается на одной из дополнительных шкал.

в) определить **$l = x_2 - x_1 = 15 \text{ мм}$** .

2. Найти малый угол расходимости пучка **α** и телесный угол **Ω** , в котором распространяется излучение, а также силу света в канделах:

$$\alpha = \frac{d_2 - d_1}{l}; \quad \alpha = 3,3;$$

$$\Omega = \frac{\pi \alpha^2}{4}; \quad \Omega = 8,5;$$

$$I_{\text{св}} = \Phi_{\text{св}} / \Omega = \frac{V}{A} P / \Omega, \text{ кд};$$

$$I_{\text{св}} = \frac{0,2}{1,6 \cdot 10^{-3}} \cdot \frac{2 \cdot 10^{-3}}{3,3} = 0,075 \text{ кд}.$$

Лабораторная работа № 6

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПЫТЕ ЮНГА

Цель работы: Изучить явление интерференции лазерного излучения на двух щелях в сходящейся волне.

6.1. Теоретическое введение

6.1.1. Когерентность и монохроматичность световых волн

Согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов называют *когерентностью*.

Волны называют *когерентными*, если они имеют одинаковую частоту и постоянную во времени разность фаз.

Явление *интерференции* света состоит в том, что при наложении когерентных световых волн их интенсивность не суммируется, происходит взаимное усиление этих волн в одних точках пространства и ослабление – в других.

Необходимым условием интерференции волн является их когерентность.

Этому условию удовлетворяют *монохроматические* волны – неограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты.

Так как ни один реальный источник не дает строго монохроматического света, то волны, излучаемые любыми независимыми источниками света, всегда некогерентны.

Поэтому на опыте не удастся наблюдать интерференцию света от независимых источников, например, от двух электрических лампочек.

Увеличение числа горящих ламп всегда приводит к возрастанию освещенности во всех точках комнаты.

Причина немонохроматичности, а, следовательно, и некогерентности волн, испускаемых двумя независимыми источниками света, заключается в самом механизме испускания света атомами.

В двух самостоятельных источниках света атомы излучают независимо друг от друга.

В каждом атоме процесс излучения длится в течение времени ($\tau \ll 10^{-8}$ с).

За этот промежуток времени возбужденный атом, растратив свою избыточную энергию, возвращается в нормальное состояние и излучение им света прекращается.

Спустя некоторый промежуток времени, атом может снова возбудиться и начать излучать световые волны, но уже с новой начальной фазой.

Разность фаз между волнами от двух независимых атомов изменяется при каждом новом акте испускания, поэтому эти волны некогерентны.

Прерывистое излучение света атомами в виде отдельных коротких импульсов называется *волновым цугом*.

Атомы источников света излучают свет независимо друг от друга.

Это означает, что начальные фазы соответствующих им волновых цугов не связаны между собой.

Более того, даже для одного и того же атома начальные фазы разных цугов хаотически изменяются для двух последующих актов излучения.

Следовательно, свет, испускаемый макроскопическим источником, некогерентен.

Любой немонахроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга независимых гармонических цугов.

Средняя продолжительность одного цуга $\tau_{\text{ког}}$ называется *временем когерентности*.

Когерентность существует только в пределах одного цуга, и время когерентности не может превышать время излучения, т. е. $\tau_{\text{ког}} < \tau$.

Прибор обнаружит четкую интерференционную картину лишь тогда, когда время разрешения прибора значительно меньше времени когерентности накладываемых световых волн.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности $\tau_{\text{ког}}$. За это время волна распространяется в вакууме на расстояние $l_{\text{ког}} = c \tau_{\text{ког}}$, называемое *длиной когерентности* (или *длиной цуга*).

Таким образом, длина когерентности есть расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность. Поэтому наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

Чем ближе волна к монохроматической, тем меньше ширина $\Delta\omega$ спектра ее частот и больше ее время когерентности $\tau_{\text{ког}}$, а, следовательно, и длина когерентности $l_{\text{ког}}$.

Когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства, определяемая степенью монохроматичности волн, называется *временной когерентностью*.

Наряду с временной когерентностью для описания когерентных свойств волн в плоскости, перпендикулярной направлению их распространения, вводится понятие *пространственной когерентности*.

Два источника, размеры и взаимное расположение которых позволяют (при необходимой степени монохроматичности света) наблюдать интерференцию, называются *пространственно-когерентными*.

Радиусом когерентности (или длиной пространственной когерентности) называется максимальное поперечное расстояние направлению распространения волны, на котором возможно проявление интерференции.

Таким образом, пространственная когерентность определяется радиусом когерентности.

Радиус когерентности $r_{\text{ког}} \sim \lambda/\alpha$, где λ – длина волны света, α – угловой размер источника. Так, минимально возможный радиус когерентности для солнечных лучей (при угловом размере Солнца на Земле $\alpha \sim 10^{-2}$ рад и $\lambda \approx 0,5\text{мкм}$) составляет $\sim 0,05\text{мм}$.

При таком малом радиусе когерентности невозможно непосредственно наблюдать интерференцию солнечных лучей, поскольку разрешающая способность человеческого глаза на расстоянии наилучшего зрения составляет лишь 0,1 мм.

Первое наблюдение интерференции провел в 1802 г. Т. Юнг именно с солнечным светом, для чего он предварительно пропускал солнечные лучи через очень малое отверстие в

непрозрачном экране (при этом на несколько порядков уменьшался угловой размер источника света и тем самым резко увеличивался радиус когерентности (или длина пространственной когерентности)).

6.1.2. Интерференция света

Пусть две монохроматические световые волны, накладываясь друг на друга, возбуждают в определенной точке пространства колебания одинакового направления: $x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ и $x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$.

Под x понимают напряженность электрического $\vec{E}$ или магнитного $\vec{H}$ полей волны; векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях. Напряженности электрического и магнитного полей подчиняются принципу суперпозиции.

Амплитуда результирующего колебания в данной точке

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Так как волны когерентны, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому интенсивность результирующей волны ($I \sim A^2$)

$$I = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (6.1)$$

В точках пространства, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, интенсивность $I < I_1 + I_2$, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, интенсивность $I > I_1 + I_2$.

Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других — минимумы интенсивности.

Это явление называется *интерференцией света*.

Для некогерентных волн разность $(\varphi_2 - \varphi_1)$ непрерывно изменяется, поэтому среднее во времени значение $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ равно нулю, и интенсивность результирующей волны всюду одинакова и равна $I = I_1 + I_2$.

Для получения когерентных световых волн применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных *оптических путей* накладываются друг на друга, и наблюдается интерференционная картина.

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в определенной точке **О**.

До точки M_1 , в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна в среде с показателем преломления n_1 прошла путь S_1 , вторая – в среде с показателем преломления n_2 – путь S_2 .

Если в точке **О** фаза колебаний равна ωt , то в точке **М** первая волна возбудит колебание $x_1 = A \cos \omega(t + S_1 / v_1)$, вторая волна – колебание $x_2 = A_2 \cos \omega(t + S_2 / v_2)$, где $v_1 = c_1 / n_1$, $v_2 = c_2 / n_2$ – соответственно фазовые скорости первой и второй волн.

Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке **М**, равна

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (6.2)$$

где $\omega/c = 2\pi\nu/c = 2\pi / \lambda_0$, λ_0 – длина волны в вакууме.

Произведение геометрической длины s пути световой волны в данной среде на показатель n преломления этой среды называется *оптической длиной пути* $L = sn$, а $\Delta = L_2 - L_1 = s_2 n_2 - s_1 n_1$ – разность оптических длин проходимых волнами путей – называется *оптической разностью хода*.

Условие интерференционного максимума будет следующим:

$$\Delta = \pm m \lambda_0, \quad \delta = \pm 2 m \pi. \quad (6.3)$$

Колебания, возбуждаемые в точке **М** обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе, усиливая друг друга.

Условие интерференционного минимума:

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad \delta = \pm (2m + 1) \pi. \quad (6.4)$$

При этом колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в противофазе, ослабляя друг друга.

6.1.3. Метод наблюдения интерференции Юнга

Т. Юнгу принадлежит первое наблюдение явления интерференции. До появления лазеров во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника.

Источником света служит ярко освещенная щель S (рис. 6.1), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S_1 и S_2 , параллельные щели.

Таким образом, щели S_1 и S_2 играют роль когерентных источников.

Интерференционная картина (область BC) наблюдается на экране ($\mathcal{E}$), расположенном на некотором расстоянии параллельно S_1 и S_2 .

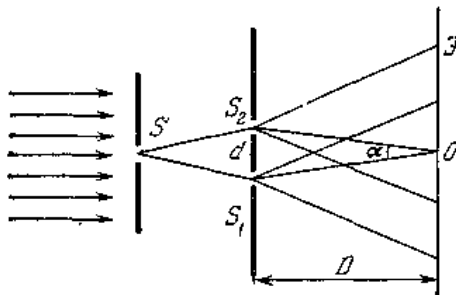


Рис. 6.1. Опыт Юнга

6.1.4. Ширина интерференционной полосы

Щели S_1 и S_2 находятся на расстоянии h друг от друга и являются когерентными источниками света (рис. 6.2).

Волны, пришедшие на экран $\mathcal{E}$ от достаточно удаленных точечных источников S_1 и S_2 , можно в области экрана считать плоскими.

Две плоские волны, с малым углом расхождения α дают интерференционную картину, представляющую собой чередование светлых и темных полос, параллельных друг другу.

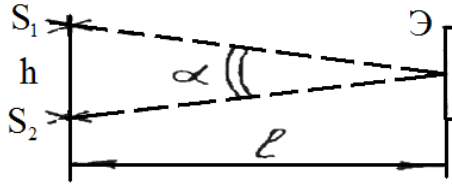


Рис. 6.2. Интерференция от двух источников света

Интерференция наблюдается в произвольной точке экрана Э, расположен параллельно обоим щелям на расстоянии l , причем $l \gg h$.

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами), называемое *шириной интерференционной полосы*, равно

$$\Delta x = \lambda_0 / a. \quad (6.5)$$

Учитывая, что $a = h / l$,

получим
$$\Delta x = \lambda_0 l / h. \quad \dots \quad (6.6)$$

Δx не зависит от порядка интерференции (величины m) и является постоянной для данных l , h и λ_0 .

Согласно формуле (6.6), Δx обратно пропорционально h ; следовательно, при большом расстоянии между источниками, например при $h \approx l$, отдельные полосы становятся неразличимыми.

Для видимого света $\lambda_0 \approx 10^{-7} \text{ м}$. Четкая интерференционная картина имеет место при $l \gg h$.

6.1.5. Применение интерференции света

Явление интерференции применяется для подтверждения волновой природы света, для измерения длин волн (интерференционная спектроскопия), а также для улучшения качества оптических приборов («просветление» оптики), получением высокоотражающих покрытий.

При прохождении света через преломляющую поверхность стеклянной линзы на границе стекло – воздух отражается $\approx 4 \%$ падающего потока (при показателе преломления стекла $\approx 1,5$).

Так как современные объективы содержат большое количество линз, то число отражений в них велико, велики и потери светового потока. Поэтому интенсивность прошедшего света ослабляется, и светосила оптического прибора уменьшается.

Кроме того, отражения от поверхностей линз приводят к возникновению бликов, что часто (например, в военной технике) демаскирует положение прибора.

Для устранения указанных недостатков осуществляют так называемое *просветление оптики*.

Для этого на свободные поверхности линз наносят тонкие пленки с показателем преломления, меньшим, чем у материала линзы. При отражении света от границ раздела воздух – пленка и пленка – стекло возникает интерференция когерентных лучей 1' и 2' (рис. 6.3).

Толщину пленки d и показатели преломления стекла n_c и пленки n можно подобрать так, чтобы волны, отраженные от обеих поверхностей пленки, гасили друг друга. Для этого их амплитуды должны быть равны, а оптическая разность хода удовлетворяла условию минимума (предполагаем, что свет падает нормально)

$$\Delta = 2nd = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2},$$

где nd – оптическая толщина пленки. Обычно принимают $m = 0$, тогда

$$nd = \lambda_0 / 4,$$

Так как n_c , n и показатель преломления воздуха n_0 удовлетворяют условиям $n_c > n > n_0$, то потеря полуволны происходит на обеих поверхностях.

Расчет показывает, что амплитуды отраженных лучей равны, если

$$n = \sqrt{n_c} \quad (6.7)$$

Таким образом, если выполняется условие (6.7) и оптическая толщина пленки равна $\lambda_0 / 4$, то в результате интерференции наблюдается гашение отраженных лучей.

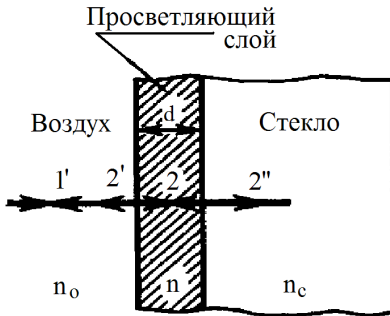


Рис.6.3. «Просветление» оптики

Так как добиться одновременного гашения для всех длин волн невозможно, то это делают для наиболее восприимчивой глазом длины волны $\lambda_0 = 0,55$ мкм.

Поэтому объективы с просветленной оптикой имеют синевато-красный оттенок.

6.1.6. Типовая схема эксперимента

На оптической скамье последовательно располагаются (рис. 6.4):

- устройства формирования пучка излучения;
- изучаемый объект в плоскости Э1;
- плоскость Э2, в которой формируется изучаемая интерференционная или дифракционная картина.

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

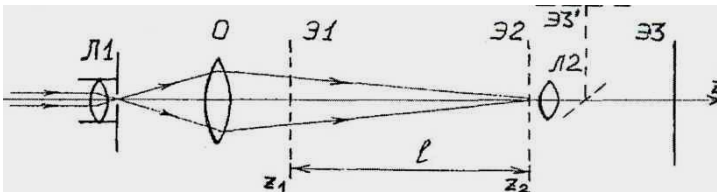


Рис. 6.4. Схема эксперимента

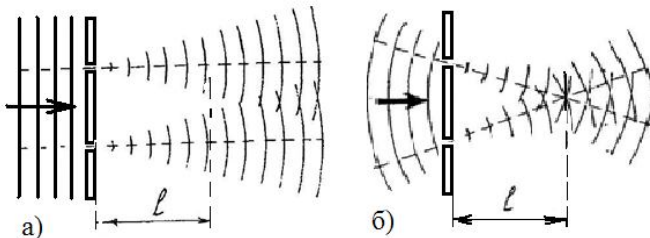


Рис. 6.5. Дифракция в параллельных и сходящихся пучках

В качестве источников используются две щели, освещаемые излучением лазера.

Вследствие дифракции пучки излучения после щелей становятся расходящимися, перекрываются между собой и дают интерференционную картину (рис. 6.5 а).

Но при освещении щелей плоской волной пучки не успевают пересечься в пределах размера /нашей установки.

Поэтому щели освещают сходящейся волной (рис. 6.5 б), полученной с помощью короткофокусной линзы и объектива.

Схема опыта приведена на рис. 6.4. Пучок лазера превращается линзой Л1 и объективом О в волну, сфокусированную в объектной плоскости Э2 линзы Л2 микропроектора (модуль 03) с координатой риски $z_2 = 670$ мм.

На экране фотоприемника Э3 будет видна яркая точка малых размеров.

Исследуемые объекты (щели, пары щелей) помещаются в кассете для экранов (модуль 08) в плоскости Э1 с координатой z_1 .

Тогда в плоскости Э2 образуется интерференционная или дифракционная картина, которая в увеличенном виде наблюдается на экране Э3.

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

На экране фотоприемника Э3 возникнет увеличенное изображение объектов.

В схеме на рис. 6.4 и последующих вместо реального положения экрана Э3, показанного пунктиром, показано положение Э3, в котором игнорируется излом лучей зеркалом микропроектора.

В данной работе применяются модули:

- 02 – зеркало, поворачивающее луч лазера в нужное направление.

- 03 – микропроектор (линза с $f = +15$ мм) с узлом сканирования предназначен для наблюдения и измерения на экране мелкомасштабных объектов.

- 05 – конденсор (линза $f = +12$ мм) с экраном со шкалой

формирует «точечный источник» лазерного излучения в плоскости экрана.

- 06 – объектив (линза $f = +120\text{мм}$) предназначен для формирования пучков излучения (совместно с модулем 05).

- 08 – кассета в двухкоординатном держателе предназначена для установки экранов с изучаемыми объектами.

Для изучения интерференции применяют объекты № 25М, 27, 28.

Объект 25М – щель раздвижная, объект 27 – две щели (шаг равен 1,0 мм), объект 28 – две щели (шаг равен 2,0 мм).

6.2. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Упражнение 1. Проверка соотношения $\Theta_d \sim \lambda/d$.

1. Установите на оптической скамье модули 02, 05, 06, 03.

Получите на экране ЭЗ яркую сфокусированную точку (модуль 06 – на координате ≈ 26 см, модуль 05 – ≈ 8 см, модуль 03 – ≈ 67 см)

2. Поместите в плоскости Э1 модуль 08 между модулями 03 и 06 на координате ≈ 37 см. Вставьте в модуль 08 объект 25М – экран с раздвижной щелью.

3. На объекте 25М, вращая барабан по часовой стрелке, откройте щель.

Один полный оборот барабана соответствует 10 оцифрованным делениям, при этом размер щели увеличивается на 1 мм.

Цена оцифрованного деления = 0,1 мм.

Определите размер щели. (Например, если нониус барабана показывает 6,5 делений, значит размер щели $6,5 \cdot 0,1\text{мм} = 0,65\text{ мм}$).

4. Вместо яркой точки на экране ЭЗ появится интерференционная картина, состоящая из центрального максимума и ряда побочных максимумов, находящихся по обе стороны от центрального.

5. Размер центрального пятна определяется фундаментальным соотношением дифракции: если излучение с

длиной волны λ проходит через отверстие размером d , то возникает дифракционная расходимость, определяемая углом дифракции Θ_d , порядок величины которого

$$\Theta_d \sim \lambda / d. \quad (6.8)$$

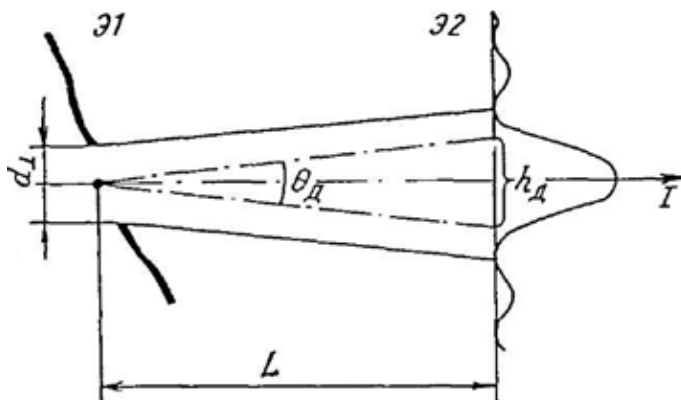


Рис. 6.6. Дифракционная картина от одной щели

Соотношение (6.8) позволяет оценить порядки дифракционных эффектов.

Смысл его в том, что любое пространственное ограничение волны вызывает ее расхождение в соответствии с (6.8).

6. Измерьте размер центрального максимума h_d . Учитывая, что увеличение микропроектора $\beta = 20$, подсчитайте размер щели $d = h_d / 2\beta$.

7. Измерьте расстояние l от модуля 08 до модуля 03.

8. Подсчитайте угол дифракции по формуле $\Theta_d = d / l$, d – определен экспериментально в пункте 6.

9. Определите по формуле (6.8) порядок дифракции. Здесь $\lambda = 0,632 \cdot 10^{-6}$ м, d – размер щели, установленный в пункте 3 по барабану микропроектора.

10. Числа, полученные в пункте 8 и пункте 9 должны быть одного порядка.

Упражнение 2. Качественное изучение распределения интенсивности

1. Установите на оптической скамье модули 02, 05, 06, 03. Получите на экране ЭЗ яркую сфокусированную точку.
 2. Между модулями 03 и 06 поместите в плоскости Э1 модуль 08 (рис. 6.4) на координате ≈ 40 см. Поместите в модуль 08 экран с двумя щелями (объект 27 или 28).
 3. На экране наблюдайте интерференционную картину от двух щелей.
 4. Закройте краем листа бумаги одну из щелей. На экране ЭЗ наблюдается картина распределения интенсивности от одной щели.
 5. Закройте краем листа бумаги другую щель. На экране ЭЗ наблюдается такая же картина, как и в пункте 4. Первая и вторая щели, открытые раздельно, дают одинаковое распределение интенсивности с шириной максимума согласно (6.8).
 6. Откройте обе щели. Сравните интерференционные картины на экране, получаемые в пунктах 3, 4, 5. Объясните различие.
- Картина от двух щелей оказывается "изрезанной" интерференционными полосами.
- Интенсивности излучений от двух щелей не складываются – это и есть явление интерференции.

Упражнение 3. Проверка соотношения $\Delta x = \lambda l / h$

1. Повторите пункты 1 и 2 предыдущего упражнения.
 2. Установите в модуль 08 экран с 2 щелями – объект 27, h (расстояние между щелями) равно 1мм.
 3. Перемещая модуль 08 вдоль оптической скамьи и изменяя тем самым l (рис. 6.4), убедитесь в том, что ширина интерференционной полосы Δx изменяется согласно формуле (6.6).
- Для этого измерьте ширину интерференционной полосы Δx , на экране ЭЗ при разных l (l – расстояние между модулями 08 и 03).
4. Результаты занесите в табл. 6.1.

5. Вычислите теоретическое значение Δx_m при тех же l , учитывая, что $h=1\text{ мм}$, $\lambda = 0,632 \cdot 10^{-6}\text{ м}$.

6. Сравните Δx_3 , определенные в пункте 3 с Δx_m , вычисленные теоретически в пункте 5.

Таблица 6.1

$l, \text{ мм}$				
$\Delta x_3, \text{ мм}$				
$\Delta x_m, \text{ мм}$				

7. Установите в модуль 8 экран с 2 щелями – объект 28. h (расстояние между щелями) равно 2 мм.

Повторите пункты 3–6, но с новым объектом, имеющим другое расстояние между щелями.

Результаты занесите в табл. 6.2.

Таблица 6.2

$l, \text{ мм}$				
$\Delta x_3, \text{ мм}$				
$\Delta x_m, \text{ мм}$				

Упражнение 4. Измерение длины волны

1. Повторите пункт 1 упражнения 1.

2. Установите модуль 08 на координате ≈ 31 см вплотную к модулю 06.

Тогда расстояние l будет иметь максимальное значение, допустимое установкой $l \approx 35$ см. Вставьте в модуль 08 объект 28 ($h = 2$ мм). На экране увидите интерференционную картину от двух щелей.

3. Измерьте ширину интерференционной полосы.

Для этого измерьте расстояние между 3-м правым и 3-м левым минимумами и разделите его на число полос между ними (в данном случае 5).

Если возьмете расстояние между 4-ми правым и левым минимумами, то число полос между ними будет 7.

На рис. 6.7, а показано измерение на экране ЭЗ ширины интерференционной полосы.

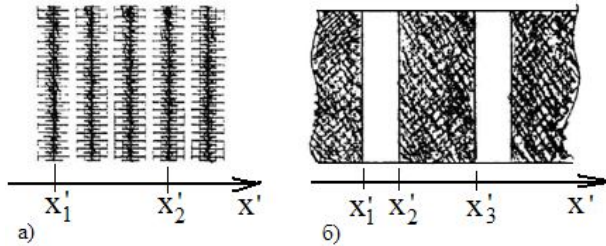


Рис. 6.7. Определение ширины интерференционной полосы

В плоскости Э2, учитывая увеличение микропроектора,

$$\Delta x = \frac{x'_2 - x'_1}{\beta N},$$

где x'_2, x'_1 – координаты соответствующих минимумов; N – число полос;

$\beta = 20$ – увеличение микропроектора.

Расфокусируйте установку перемещением модуля 06, осветив тем самым объектную плоскость микропроектора. (Модуль 08 не двигайте).

Когда модуль 06 находится на ≈ 17 –18 см на экране Э3 будет наблюдаться увеличенная картина щелей.

1. На рис. 6.7, б показано измерение расстояния между щелями и измерение ширины щели.

На экране ЭЗ: $x'_1 =$ _____ мм, $x'_2 =$ _____ мм, $x'_3 =$ _____ мм.

Расстояние между щелями $h = (x'_3 - x'_2) / \beta =$ _____ мм.

Ширина щели $d = (x'_2 - x'_1) / \beta =$ _____ мм.

2. Из (10) определите длину волны излучения.

$\lambda = \Delta x h / l =$ _____ нм.

Вы должны получить $\lambda \approx 632,8$ нм.

Упражнение 6.5. Распределение интенсивности

1. Получив интерференционную картину от двух щелей (как в упражнении 6.2), сдвиньте ее на окно фотодатчика так,

чтобы в центре находился центральный максимум. Измерьте интенсивность центрального максимума.

2. Установите в центр фотодатчика последовательно правый 1-й минимум, затем правый 1-й максимум, каждый раз снимая величину интенсивности и расстояние L от центрального max .

3. Аналогично установите в центр фотодатчика последовательно следующие правые минимумы и максимумы, каждый раз снимая величину интенсивности и расстояние L от центрального max .

4. Повторите пункты 2 и 3 для левых максимумов и минимумов.

5. Все результаты заносите в табл. 3 и 4 и постройте график изменения интенсивности.

6. Прodelайте те же измерения для экрана с одной щелью.

Постройте графики и сопоставьте результаты.

Таблица 6.3

	0 max	1 min	1 max	2 min	2 max	3 min	3 max	и т.д.
L , мм	0							
Интенсивность								

Таблица 6.4

	0 max	1 min	1 max	2 min	2 max	3 min	3 max	и т.д.
L , мм	0							
Интенсивность								

Контрольные вопросы:

1. Когерентность. Разность хода. Разность фаз. Интерференция.

2. Условия интерференционного максимума и минимума. Ширина полосы.

3. Опыт Юнга.

4. Применение интерференции.

Лабораторная работа № 7

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ПЛОСКОЙ И СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛН ОТ СТЕКЛЯННОЙ ПЛАСТИНЫ

Введение

Цель работы: Определение показателя преломления стеклянной пластины интерференционным методом.

7.1. Теоретическое введение

Волна называется плоской, если ее волновые поверхности представляют совокупность плоскостей, параллельных друг другу.

В общем случае уравнение гармонической плоской световой волны, распространяющейся вдоль положительного направления оси ОХ в среде, не поглощающей энергии, имеет вид

$$E(x, t) = E_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi_0 \right], \quad (7.1)$$

где $E_0 = \text{const}$ – амплитуда волны; ω_0 – циклическая частота; φ_0 – начальная фаза, определяемая в общем случае выбором начал отсчета x и t ; $\left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi_0 \right]$ – фаза плоской волны;

v – скорость распространения волны (фазовая скорость).

Гармонические волны характеризуются волновым числом

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v}. \quad (7.2)$$

Тогда уравнение гармонической плоской световой волны будет иметь вид

$$E(x, t) = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0). \quad (7.3)$$

Согласно формуле Эйлера, для комплексных чисел имеем

$$e^{i\alpha} = \cos \alpha + i \sin \alpha,$$

где $i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица.

Поэтому уравнение гармонической плоской световой волны можно записать в экспоненциальной форме

$$E(x, t) = E_0 e^{i[\omega t - kx + \varphi_0]}.$$

В теории колебаний принимается, что колеблющаяся величина $E(x, t)$ равна вещественной части комплексного выражения, стоящего в этом равенстве справа.

Интерференция света – явление, заключающееся в пространственном перераспределении энергии светового излучения при суперпозиции электромагнитных волн.

Необходимое условие интерференции любых волн – их когерентность – согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов.

Строго когерентны лишь монохроматические волны – неограниченные в пространстве волны с постоянными во времени частотой, амплитудой и начальной фазой. Естественно, что свет, излучаемый реальным источником, данными свойствами не обладает. Однако монохроматическая идеализация полезна, в частности, для нахождения минимумов и максимумов интерференционной картины.

Физическая природа немонохроматических, а, следовательно, и некогерентных волн, определяется механизмом испускания света атомами.

Атом излучает цуг волн (волновой пакет), переходя из более высокого энергетического состояния в более низкое состояние.

Фаза излучаемой при каждом таком переходе электромагнитной волны принимает случайные значения.

Пусть за промежуток времени τ_c изменение фазы незначительно (не более π), тогда в течение этого времени волну можно рассматривать как квазимонохроматическую.

Для волновых цугов оптического диапазона это время определяется временем жизни атома в возбужденном состоянии

(10^{-8} с). Между отдельными пучками отсутствует какая-либо согласованность, т. е. они являются некогерентными.

Немонохроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга независимых гармонических пучков.

Средней продолжительностью пучка является так называемое время когерентности τ_c : если после деления волны на два пучка один из них получит временную задержку, больше чем продолжительность одного пучка, то такие два пучка не будут интерферировать, т.е. не будут взаимно когерентными.

Таким образом, когерентность существует только в пределах пучка и время когерентности не может превышать времени высвечивания атома, т. е. $\tau_c < \tau$.

За время когерентности волна пройдет в вакууме расстояние $L_c = c\tau_c$, называемое *длиной когерентности*.

Следовательно, наблюдение интерференции возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

Время когерентности τ_c и ширина спектрального интервала $\Delta\nu$ связаны

$$\tau_k = \frac{1}{\Delta\nu}$$

соотношением (7.6)

$$\lambda = \frac{c}{\nu},$$

откуда с учетом

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\nu^2} \Delta\nu = \Delta\nu \frac{\lambda^2}{c},$$

и ширина спектрального интервала, излучаемого источником света, в длинах волн

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda.$$

Обозначив среднюю длину волны рассматриваемого диапазона (λ), получим

$$\tau_k = \frac{\langle \lambda^2 \rangle}{c \Delta \lambda} \quad \text{и} \quad L_k = \frac{c}{\Delta \nu} = \frac{\langle \lambda^2 \rangle}{\Delta \lambda} . \quad (7.7)$$

Следовательно, чем меньше спектральный интервал $\Delta \lambda$, излучаемый источником, (чем ближе волна к монохроматической), тем больше время когерентности τ_c (и тем больше длина когерентности L_c).

В частности, для видимого солнечного света (сплошной спектр частот от $4 \cdot 10^4$ до $8 \cdot 10^{14}$ Гц) $\tau_c \approx 10^{-14}$ с, для лазеров (ширина спектральной линии около 10^2 Гц) $\tau_c \approx 10^{-2}$ с.

Различают временную и пространственную когерентность.

Временную когерентность связывают с контрастом интерференционной картины, наблюдаемой в результате интерференции двух волн, исходящих из одной и той же точки поперечного сечения пучка (полученных методом деления амплитуды).

Временной когерентностью характеризуют сохранение взаимной контрастности при временном отставании одного из таких лучей по отношению к другому.

Мерой временной когерентности служит время когерентности m_c - максимально возможное время отставания одного луча по отношению к другому, при котором их взаимная когерентность еще сохраняется.

Временная когерентность определяется степенью монохроматичности.

Пространственной когерентностью волны характеризуют наличие взаимной когерентности двух световых пучков, взятых из различных точек сечения волны.

Мерой пространственной когерентности служит диаметр когерентности - наибольший диаметр круга, мысленно вырезаемый в поперечном сечении волны, при котором любые два пучка, исходящие из различных точек внутри этого круга, еще остаются взаимно когерентными (при нулевой разности хода).

Если из волновой поверхности методом деления волнового фронта выделить два пучка, которые отстоят друг от друга на расстоянии, большем диаметра когерентности, то они не будут интерферировать даже при нулевой разности хода.

Для тепловых источников света диаметр пространственной когерентности испускаемых ими волн

$$D_k = 0,32 \frac{\lambda}{\alpha},$$

где λ – длина волны, выделяемая светофильтром, вырезающим квазимонохроматический интервал длин волн; α – угол, под которым виден источник из данного сечения волнового пучка (угловой радиус источника, видимый из данного сечения).

Чтобы выяснить, как влияет на интерференционную картину протяженность реальных источников, их излучение считают монохроматическим.

Протяженный источник можно мысленно разбить на большое число точечных излучателей. Конечно, такие элементарные источники света будут некогерентными.

Тогда интенсивность в любом месте будет равна сумме интенсивностей в интерференционных картинах, создаваемых отдельными элементарными источниками.

Эти интерференционные картины от разных элементов протяженного источника смещены относительно друг друга и в результате их наложения интерференционные полосы оказываются размытыми.

Их можно наблюдать лишь при выполнении определенных условий, накладываемых на геометрию эксперимента.

В случае монохроматического света интерференционная картина достаточно четкая при выполнении приближенного условия

$$a \sin \omega \leq \frac{\lambda}{4},$$

где a – размеры источника (например, ширина щели); 2ω – угол между крайними выходящими из источника интерферирующими лучами, называемый апертурой интерференции.

Следовательно, чем меньше апертура интерференции, тем больше допустимые размеры источника.

Волна называется *сферической*, если ее волновые поверхности имеют вид концентрических сфер. Центр этих сфер называется *центром волны*.

Уравнение гармонической сферической световой волны имеет вид

$$E(r, t) = \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0), \quad (7.8)$$

где r – расстояние от центра волны; E_0 – амплитуда волны; φ_0 – начальная фаза колебаний в центре волны; ω – циклическая частота; k – волновое число, $\omega t - kr + \varphi_0$ – фаза сферической волны.

В данном случае даже в среде, не поглощающей энергию, амплитуда колебаний не остается постоянной, а убывает с расстоянием по закону $\frac{1}{r}$.

Уравнение (7.8) справедливо лишь для расстояний от источника, значительно превышающих его размеры (источник колебаний тогда можно считать точечным).

В случае гармонической сферической световой волны из условия $\omega t - kr + \varphi_0 = \text{const}$ следует, что фазовая скорость

$$v = \frac{dr}{dt} = \frac{\omega}{k}.$$

Уравнение гармонической сферической световой волны в экспоненциальной форме имеет вид

$$E(r, t) = E_0(r) e^{i[\omega t - kr + \varphi_0]}. \quad (7.9)$$

где $i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица.

Когда r очень велико, то любые малые участки волновых поверхностей практически можно считать плоскими.

При наложении двух волн одинаковой частоты в точках наложения складываются два колебания. Результат сложения этих колебаний зависит от соотношения фаз колебаний.

Если фазы совпадают, то колебания усиливают друг друга, если фазы противоположны, то слагаемые колебания ослабляются.

Причем, при совпадении фаз, энергия результирующих колебаний равна не сумме энергий составляющих колебаний, а в два раза больше этой суммы, если амплитуды волн одинаковы.

Такого эффекта не наблюдается, если фазы слагаемых колебаний беспорядочно меняются во времени.

Таким образом, при сложении двух колебаний одинаковой частоты различаются два случая:

1. Разность фаз колебаний остается неизменной за время наблюдений t в произвольной точке пространства. Средняя энергия результирующего колебания отличается от суммы средних энергий исходных колебаний.

Она может быть больше или меньше ее в зависимости от разности фаз. В этом случае колебания называются когерентными.

Сложение когерентных колебаний (волн), которое ведет к перераспределению энергии колебаний (волн) в пространстве – интерференции света.

2. Разность фаз колебаний беспорядочно меняется за время наблюдения.

Средняя энергия результирующего колебания равна сумме средних энергий исходных колебаний. Колебания в этом случае называются некогерентными. При их сложении интерференция не имеет места.

Интерференция имеет место для всяких волн независимо от их природы, в том числе и для световых.

Получение когерентных световых волн связано с дополнительными трудностями, т.к. излучателями их являются атомы и молекулы вещества.

Однако существует много способов получения когерентных световых волн. В этой работе изучаются интерференционные полосы равного наклона.

Пространственная и временная когерентность лазерного луча позволяет применить световой пучок мощностью в несколько милливатт для наблюдения интерференционных полос в достаточно толстой плоскопараллельной пластине.

Интерференционные полосы равного наклона можно получить следующим образом.

Пусть на прозрачную плоскопараллельную пластину с показателем преломления n и толщиной d под углом i падает параллельный пучок света, представленный одним падающим лучом (рис. 7.1).

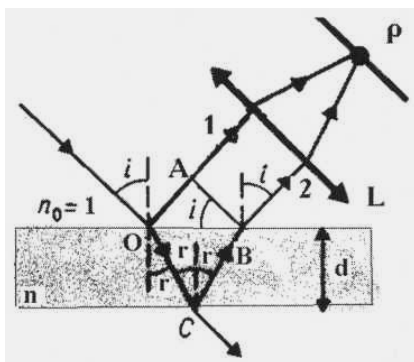


Рис. 7.1. Ход лучей в плоскопараллельной пластине

Вышедшие из пластины лучи 1 и 2 после отражения от верхней и нижней поверхностей пластинки параллельны друг другу.

Если оптическая разность хода лучей 1 и 2 мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны, то они когерентны, а интерференционная картина определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

Оптическая разность хода лучей 1 и 2:

$$\Delta = n(OC + CB) - (OA + \lambda/2),$$

где λ – длина волны рассматриваемого излучения. Величина $\lambda/2$ представляет собой добавочную разность хода, возникающую при отражении луча 1 на границе воздуха и стекла.

Из рис. 7.1 следует, что

$$OC = CB = d/\cos r, \quad OA = OB \sin i = 2d \tan r \sin i,$$

где i – угол падения, r – угол преломления.

Согласно закону преломления, и учитывая, что показатель преломления воздуха $n_0 = 1$, получим $\sin i = n \cdot \sin r$, где n – показатель преломления стекла.

С учетом потери полуволны для оптической разности хода получим

$$\Delta = 2d n \cos r - \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \lambda/2. \quad (7.10)$$

При сложении отраженных волн наблюдается интерференция, при этом интенсивность результирующей отраженной волны зависит от угла падения.

Если на пути лучей 1 и 2 поставить собирающую линзу, то они, накладываясь друг на друга в одной из точек фокальной плоскости, будут интерферировать.

При оптической разности хода $\Delta = m\lambda$, получим максимумы интерференции, а при оптической разности хода

$$\Delta = (2m + 1)\frac{\lambda}{2} \text{ – минимумы интенсивности, где } m = 0, 1, 2, \dots$$

Таким образом, в фокальной плоскости линзы L возникает система интерференционных полос.

Из условия (7.10) следует, что для плоскопараллельной пластины, толщина которой d всюду одинакова, оптическая разность хода Δ зависит от угла падения лучей i .

Если плоскопараллельную пластину осветить монохроматическим пучком лучей, падающих на пластину под разными углами, то каждому значению угла будет соответствовать своя разность хода Δ , а, значит, и своя разность фаз, так как оптическая разность хода и разность фаз $\varphi_2 - \varphi_1$, определяются соотношением

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta.$$

Все лучи, соответствующие одному и тому же значению угла падения i , будут иметь одинаковый наклон, одну и ту же разность фаз.

Таким образом, интерференционные максимумы и минимумы будут располагаться по направлениям, соответствующим одинаковому наклону лучей.

Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называют полосами равного наклона или линиями равного наклона.

При малых углах i (практически при углах $i < \pi/6$) оптическая разность хода

$$\Delta \approx 2dn \left(1 - \frac{\sin^2 i}{2n^2} \right) - \frac{\lambda}{2} = 2dn - \frac{d}{n} \cdot \sin^2 i - \frac{\lambda}{2},$$

и порядок интерференции m линейно зависит от значения $\sin^2 i$

$$m = \frac{\Delta}{\lambda} = \text{const} - \frac{d}{n\lambda} \cdot \sin^2 i. \quad (7.11)$$

Построив график зависимости номера N интерференционной полосы от значения $\sin^2 i$ (причем нумерацию можно начать с любой полосы), можно найти $[d / n\lambda]$ как угловой коэффициент графика

$$K = \frac{\Delta N}{\Delta(\sin^2 i)},$$

откуда показатель преломления стеклянной пластины

$$n = \frac{d}{\lambda K}. \quad (7.12)$$

7.2. Экспериментальная установка

Установите в поворотном столике в правой части оптической скамьи тонкую стеклянную пластину (объект 4) и осветите ее пучком излучения лазера (рис.7.2).

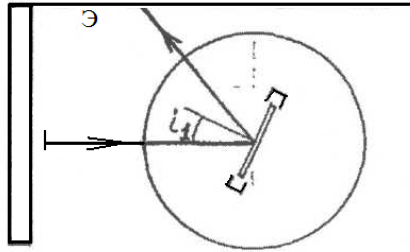


Рис. 7.2. Оптическая схема интерференции лазерного излучения при отражении плоской волны от стеклянной пластины

Поворачивая стол, наблюдайте на левом борте и на фронтальном экране отраженный от пластины пучок.

Пронаблюдайте колебания интенсивности пучка при повороте пластины (в интерференционных минимумах пучок как бы пересекается темными полосами).

Начиная отсчет с темной полосы, ближайшей к падающему пучку (пусть ее номер $N = 0$), определите угловые координаты стола нескольких полос (например, для $N = 0, 5, 10$ и 20 полос).

Определите положение нормали к пластине (т.е. координату стола, при которой отраженный от пластины пучок направлен навстречу падающему пучку).

7.2.1. Экспериментальная установка 2

Пусть излучение точечного источника S , сформированного линзой $Л1$ (рис. 7.3), отражается от плоскопараллельной пластины $П$.

Волны, отраженные от передней и задней поверхностей пластины, дают на экране $Э$ интерференционную картину в виде концентрических темных и светлых колец с центрами на оси пучка.

Эту картину можно рассматривать как результат сложения волн, испущенных источниками S_1 и S_2 , являющимися изображениями источника S в передней и задней поверхности пластины.

Интерференционное условие k -го минимума в отраженных лучах плоскопараллельной пластины можно записать в виде

$$2 \cdot d \cdot n \cdot \cos r_k = k\lambda, \quad (7.13)$$

где r_k – угол преломления k -го луча света в пластине;
 k – порядок интерференции; n – показатель преломления стеклянной пластины; λ – длина волны света.

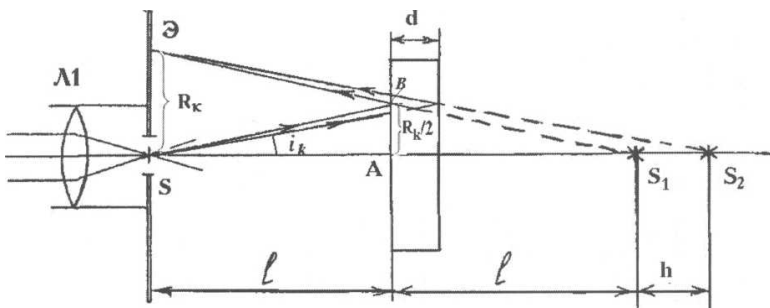


Рис. 7.3. Оптическая схема интерференции лазерного излучения при отражении сферической волны от стеклянной пластины

Для малых углов преломления r_k , разлагая функцию $\cos r_k$ в ряд Тейлора и ограничиваясь первым приближением, получим

$$|\cos r_k| = 1 - \frac{r_k^2}{2}. \quad (7.14)$$

Из закона преломления света следует, что показатель преломления пластины для малых углов

$$n = \frac{\sin i_k}{\sin r_k} \approx \frac{i_k}{r_k}. \quad (7.15)$$

Из ΔSAB рис. 7.3 следует, что угол падения

$$i_k = \frac{R_k}{2l}, \quad (7.16)$$

где R_k – радиус темного кольца k -го порядка, l – расстояние от пластины до экрана.

Из соотношений (7.15) и (7.16) запишем для угла преломления

$$r_k = \frac{i_k}{n} = \frac{R_k}{2ln} . \quad (7.17)$$

Учитывая соотношения (7.14) и (7.17), преобразуем формулу (7.13) к виду

$$2dn \left(1 - \frac{r_k^2 4n\lambda}{2} \right) = k\lambda \quad \text{или} \quad 2dn \left(1 - \frac{R_k^2}{8l^2 n^2} \right) = k\lambda .$$

Откуда радиус R_k кольца, соответствующего k -му порядку, равен

$$R_k^2 = l^2 \left(8n^2 - k \frac{4n\lambda}{d} \right) . \quad (7.18)$$

Из формулы (7.18) следует, что радиус R_k^2 кольца линейно зависит от порядка k .

Пронумеровав последовательно кольца, получим линейную зависимость R_k^2 от номера кольца N .

Угловой коэффициент графика зависимости R_k^2 от N

$$K = \frac{\Delta R_k^2}{\Delta N} = \frac{4n\lambda l^2}{d} , \quad (7.19)$$

откуда показатель преломления пластины

$$n = \frac{Kd}{4\lambda l^2} . \quad (7.20)$$

7.3. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Упражнение 1. Определение показателя преломления стеклянной пластины при отражении плоской волны

1. Установить на оптической скамье модули в следующем порядке: 02, 05, 13, 03.

2. Вставить в поворотный столик (модуль 13) стеклянную пластинку (объект 4).

3. Отъюстировать установку.

4. Поворачивая поворотный столик (модуль 13), добиться получения на левом борте экрана четких интерференционных полос.

5. Установить темные полосы с числом $N = 5$ и зарегистрировать угол падения i по шкале поворотного столика. Занести данные в таблицу 1.

6. Провести аналогичные измерения для числа темных интерференционных полос: $N = 10, 15, 20$.

7. Построить график зависимости номера интерференционной полосы N от значения $\sin^2 i$.

8. Из графика определить угловой коэффициент $K = \frac{\Delta N}{\Delta \sin^2 i}$.

9. Вычислить показатель преломления $n = \frac{d}{\lambda k}$, где $d=2\text{мм}$, $\lambda = 632,8 \text{ нм}$.

10. Вычислить погрешности измерений $\Delta n, \langle \Delta n \rangle$, ε и занести в табл. 7.1.

Таблица 7.1

N Число темных полос	i угол падения	$\sin i$	$\sin^2 i$	n	$\langle n \rangle$	Δn	$\langle \Delta n \rangle$	$n = \langle n \rangle \pm \langle \Delta n \rangle$
5								
10								
15								
20								

Упражнение 2. Определение показателя преломления стеклянной пластины при отражении сферической волны

1. Установить на оптической скамье модули в следующем порядке: 13, 05

2. Установить на поворотном столике (модуль 13) стеклянную пластину (объект 5).

3. С помощью ручки поворота и винта наклона столика получить светлое пятно отраженного лазерного излучения в центре экрана Э модуля 05.

4. Перемещая пластину (объект 5) вдоль оптической скамьи, добиться четкой картины радиусов интерференционных колец на экране.

5. Выбрать расстояние от пластины до экрана l , удобное для измерений. При определении расстояния l нужно учесть конструкцию объекта 5 и по положению риски столика найти положение отражающих поверхностей пластины.

6. Измерить радиусы всех видимых на экране темных колец. Для измерения каждого радиуса темного кольца произвести 4 отсчета по шкалам экрана (сверху, снизу, справа и слева от центра экрана) и усреднить результат. Все значения занести в табл. 7.2.

7. Вычислить квадраты средних радиусов колец $R^2_{N_s}$ и построить график зависимости $R^2_{N_s}$ от номера кольца N . График должен иметь вид прямой линии.

Масштаб следует выбирать так, чтобы прямая линия составляла с осями угол, близкий к 45° .

8. Из графика определить угловой коэффициент

$$K = \frac{\Delta R^2_{N_s}}{\Delta N}.$$

9. Вычислить показатель преломления пластины $n = \frac{Kd}{4\lambda l^2}$,

где $d = 4$ мм, $\lambda = 632,8$ нм.

10. Вычислить погрешности измерений показателя преломления Δn , $\langle \Delta n \rangle$, ε и занести в табл. 7.2.

Таблица 7.2

N номер кольца	R_N слева	R_N справа	R_N сверху	R_N снизу	$\langle R_N \rangle$	$\langle R_N \rangle^2$	n	Δn	ε
1	3"								
2									
3									
4									
							$\langle n \rangle$	$\langle \Delta n \rangle$	

Контрольные вопросы:

1. Плоская волна. Уравнение плоской волны.
2. Пространственная и временная когерентность.
3. Интерференция света в плоскопараллельной пластине.
4. Интерференционные полосы равного наклона.
5. Сферическая волна. Уравнение сферической волны.
6. Объяснить причину появления интерференционной картины на экране в данной работе.
7. Почему наблюдается четкая интерференционная картина при довольно большой толщине пластины?
8. Ход выполнения работы. Методы определения показателя преломления стеклянной пластины в данной работе.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. – Т. IV. Оптика. – М.: Наука, 1989. – 752 с.
2. *Светозаров В. В.* Модульный оптический практикум: Учеб. пособие. – М.: ВЛАДИС, 1998. – 85с.
3. *Савельев И. В.* Курс общей физики. Книга 4. Волны. Оптика. – Изд. 4-е, перераб. – М.: Наука, 1998. – 256 с.
4. *Савельев И. В.* Курс общей физики. Книга 5. Квантовая оптика. – Изд. 4 – е, перераб. – М.: Наука, 1998. – 368 с.
5. *Матвеев А. Н.* Оптика. – М.: Высшая школа, 1985. – 385 с.
6. *Бутиков Е. И.* Оптика. – М.: Высшая школа, 1986. – 512 с.
7. *Детлаф А. А., Яворский Б. М.* Курс физики: Учеб. пособие для втузов. – Изд. 4-е, испр. – М.: Высшая школа, 2002. – 718 с.
8. *Трофимова Т. И.* Оптика и атомная физика: Законы, проблемы, задачи: Учеб. пособие для втузов. – М.: Высшая школа, 1999. – 288 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
Лабораторная работа № 1. Оптические устройства и объекты в составе лабораторного комплекса «Когерентная оптика».	
Назначение и применение.....	5
Лабораторная работа № 2. Определение фокусного расстояния и увеличение тонких линз.....	28
Лабораторная работа № 3. Отражение и преломление света в тонком стеклянном клине.....	41
Лабораторная работа № 4. Отражение и преломление света в стеклянной призме и плоскопараллельной пластине	54
Лабораторная работа № 5. Фотометрия.....	69
Приложение А	79
Приложение Б	81
Лабораторная работа № 6. Изучение интерференции лазерного излучения в опыте Юнга.....	83
Лабораторная работа № 7. Изучение интерференции лазерного излучения при отражении плоской и сферической волн от стеклянной пластины.....	99
Библиографический список	115

Учебное издание

Майлина Хамарья Рахымжанқызы
Иркегулов Амантай Шайхиевич
Исмагулова Меруерт Шамкенович

КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА

(для студентов специальности 5В072300 «Техническая физика»)

Физический практикум

Часть I

Нач. РО УИЦ

З. А. Губайдулина

Редактор

З. А. Губайдулина

Компьютерная верстка

А. С. Сайбулатова

Подписано в печать 12.02..2016 г.

Тираж 300 экз. Формат 60х84х 1/16. Бумага типогр. № 1.
Уч.-изд.л. 7,3. Усл. п.л. 6,7. Заказ № 667. Цена договорная.

Издание Казахского национального исследовательского
технического университета имени К. И. Сатпаева

Учебно-издательский центр КазННТУ имени К. И. Сатпаева,
г. Алматы, ул. Сатпаева, 22

ISBN 978-601-228-865-0

