ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Лабораторный практикум

«ОПТИКА»

(для выполнения на модульных установках)

Под редакцией Д.А. Самарченко

Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений

Москва 2008

УДК 535+537.86/87(076.5)
ББК 22.34я7
Л 12

Лабораторный практикум «ОПТИКА» (для выполнения на модульных установках): *Учебное пособие* / Под ред. Д.А. Самарченко. — М.: МИФИ, 2008. — 320 с.

Авторы: В.Н. Белобородов (работа 13); И.В. Белова (работы 10, 11); Е.Д. Вовченко (работа 5); Ю.Н. Громов (работа 6); В.М. Дубовик (работа 17); Н.А. Иванова (работа 2); С.Ю. Игашов (разд.2 «Интерференция света»); В.Н. Игнатов (работы 14, 15); А.В. Кошелкин, И.А. Чиркина (разд.1 «Электромагнитные волны. Геометрическая оптика. Поляризация»); К.А. Липатов, Ю.Н. Громов, Д.А. Самарченко, Е.В. Хангулян («Описание лабораторных комплексов»); Ф.Н. Маркун (работа 4); К.С. Мозгов (работа 9); С.В. Облизина (работа 7); Э.В. Онищенко (работа 18); Е.П. Потанин (работа 1); В.Д. Попов (работа 8); Д.Е. Прохорович (работа 20); Е.П. Рыжов (работа 21); Д.А. Самарченко («Правила обработки результатов измерения физических величин», разд.2 «Интерференция света», разд.3 «Дифракция света», работа 8); А.Н. Тюлюсов (рисунки разд.2 «Интерференция света»); С.Г. Успенский (работа 19); Е.В. Хангулян (работа 3); Н.И. Швецов-Шиловский (работа 12).

Пособие содержит описание двадцати одной лабораторной работ по трем разделам курса общей физики: «Электромагнитные волны. Геометрическая оптика. Поляризация», «Интерференция света», «Дифракция света». К каждому разделу дано теоретическое введение с кратким изложением основных понятий и закономерностей.

Цель практикума — знакомство с основными явлениями оптики и методами работы на специально подготовленных для лаборатории лабораторных оптических комплексах ЛКО-1, ЛКО-1М и ЛКО-2. Большое значение придается также возможности самостоятельного наблюдения и изучения физических явлений и закономерностей.

Предназначено для студентов 2-го курса всех факультетов.

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент Л.А. Опенов

ISBN 978-5-7262-0938-8

© *Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2008*

ВВЕДЕНИЕ

ОСНОВНЫЕ ПРАВИЛА РАБОТЫ В ЛАБОРАТОРИИ КАФЕДРЫ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

I. На каждое лабораторное занятие студент должен приносить с собой:

1) лабораторный журнал (толстая тетрадь формата А4);

2) физический практикум, в котором приведено описание выполняемой лабораторной работы;

3) вычислительное устройство (калькулятор), с помощью которого можно вычислять значения логарифмов, показательных и тригонометрических функций;

4) несколько листов миллиметровой бумаги, размером А4 (210×297 мм) или А5 (148×210 мм);

5) ручку (с синими, фиолетовыми или черными чернилами);

6) карандаш (ТМ и М), линейку и ластик.

II. Студент обязан являться в лабораторию подготовленным. Подготовка к лабораторной работе производится в часы самостоятельных занятий и включает в себя следующее.

1. Тщательное изучение описания лабораторной работы по физическому практикуму и расширенное знакомство по учебнику с теоретическим материалом, необходимым для осознанного выполнения работы. В результате студент должен понимать физическую сущность явлений, которые будут изучаться в предстоящем эксперименте; ясно представлять, что и каким методом будет измерять, как устроена и работает экспериментальная установка.

Подготовленность к работе можно считать удовлетворительной, если студент может самостоятельно ответить на контрольные вопросы, которыми заканчивается описание каждой работы.

2. Оформление лабораторного журнала:

а) лабораторный журнал должен быть подписан и все правые страницы журнала должны быть пронумерованы;

б) на новой правой странице журнала должны быть написаны номер и название лабораторной работы;

в) на следующей правой странице необходимо выписать основные теоретические формулы, выделив те из них, по которым про-

изводится вычисление определяемых в лабораторной работе величин; подготовить формулы для вычисления погрешностей (см.: Светозаров В.В. Элементарная обработка результатов измерений. — М.: МИФИ, 2005. [1], Светозаров В.В. Основы статистической обработки результатов измерений. — М.: МИФИ, 2005 [2]).

Все записи в журнале аккуратно выполняются ручкой на правой странице журнала (левая сторона предназначается для выполнения расчетов). Следует писать достаточно свободно, оставляя место для возможных исправлений;

г) аккуратно изобразить с помощью карандаша и линейки схему экспериментальной установки (только основные блоки и узлы);

д) подготовить таблицы для записи экспериментальных данных.

Таблицы должны быть аккуратно начерчены карандашом. Рекомендуемый размер ячейки таблицы: 1,5х2,5 см.

Если в лабораторном практикуме изображен рекомендуемый вид таблицы, то она чертится для полного числа измерений (в практикуме обычно показана часть таблицы). Если в задании требуется выполнить измерения, но нет указаний на таблицу, то необходимо нарисовать таблицу самостоятельно. При этом следует принять во внимание количество измерений и число измеряемых величин. Каждую таблицу желательно чертить на новой странице, оставляя место над таблицей (около 5 см) и под таблицей (около 10 см). Над таблицей — место для записи названий приборов, на которых производятся измерения, и их характеристик: классов точности, полного числа делений шкалы и предела измерений. Место под таблицей необходимо на случай, если потребуется выполнить дополнительные измерения. Если необходимо составить несколько таблиц или построить несколько графиков (рисунков), то их необходимо пронумеровать.

III. Порядок выполнения лабораторной работы.

1. Выполнение работы начинается с детального изучения установки. Необходимо записать технические характеристики всех приборов (класс точности, пределы измерений и т.д.), определить цену деления прибора. При этом не разрешается крутить ручки приборов, так как можно сбить настройку. Включать установку и приступать к измерениям можно только с разрешения преподавателя.

Студент не допускается к выполнению работы, если:

а) не оформлена предыдущая работа;

б) имеется более одной не сданной работы;

в) в лабораторном журнале отсутствуют необходимые записи, перечисленные в подпункте 2 пункта II;

г) студент не может удовлетворительно ответить на контрольные вопросы преподавателя.

2. Получив разрешение преподавателя, студент приступает к выполнению работы, соблюдая правила техники безопасности.

3. Все записи необходимо делать только в лабораторном журнале и только ручкой. Использование дополнительных листков и карандаша для записи результатов измерений категорически запрещается.

4. Прежде чем приступить к серии измерений, обычно проводят прикидочные измерения. При этом проверяется соответствие хода экспериментальной зависимости теоретической (качественно), определяются пределы измерений, выполняется оценочный расчет искомых величин (на левой странице журнала). Если оценки совпадают с ожидаемыми значениями, то выполняется основной эксперимент. Если нет совпадения, то следует проверить схему экспериментальной установки.

5. Данные основной серии записываются в таблицы. Запрещаются всякие черновые записи исходных данных. Запись отсчетов производится в делениях шкалы измерительного прибора (без каких-либо пересчетов).

6. Если был записан ошибочный результат, то его следует аккуратно зачеркнуть и рядом записать правильный результат.

7. Выполнив измерения, студент проводит расчет искомых величин и их погрешностей, строит указанные в заданиях графики.

8. Работа завершается написанием заключения, в котором приводится:

а) что и каким методом определялось;

б) окончательный результат измерений с указанием абсолютной и относительной погрешностей (как правило, для доверительной вероятности $\alpha = 0{,}7$). Пример записи:

сопротивление проводника $R = (50{,}2 \pm 0{,}4)$ Ом, $E = 0{,}8$ %

(где 50,2 Ом — среднее значение сопротивления; 0,4 Ом — абсолютная погрешность, которая округляется до одной значащей цифры, кроме случая, когда первая значащая цифра абсолютной погрешности 1 — тогда округление производится до двух значащих цифр; 0,8 % — относительная погрешность);

г) краткое обсуждение полученных результатов (в том числе всех графиков) и анализ погрешностей. Полученные значения следует сравнить с известными табличными или теоретическими значениями измеряемых величин. После заключения следует оставить

свободную страницу на тот случай, если написанное заключение придется переписывать или дополнять.

9. Если студент не успевает получить зачет по работе в день ее выполнения, то необходимо получить подпись преподавателя в журнале, подтверждающую выполнение работы. В этом случае оформление работы необходимо закончить во внеаудиторное время. **Какие бы результаты ни были получены, студент обязан написать заключение по работе к следующему занятию.**

ПРАВИЛА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Следует помнить, что всякое измерение дает результат лишь приближенный к истинному значению определяемой величины. Причина этого обусловлена неточностью измерительных приборов, несовершенством измерительной процедуры и флуктуациями самой измеряемой величины. За истинное значение принимается среднестатистическое значение измеряемой величины, которое в идеале может быть получено в результате усреднения бесконечного числа измерений этой величины, при использовании абсолютно точных приборов. Принято указывать интервал значений $\langle x \rangle \pm \Delta x$, в пределах которого может оказаться истинное значение измеряемой величины с определенной вероятностью, называемой *доверительной вероятностью*. Величина Δx называется *погрешностью* или *ошибкой* результата, интервал $\left(\langle x \rangle - \Delta x, \langle x \rangle + \Delta x\right)$ — *доверительным интервалом*.

Измерения бывают *прямыми* и *косвенными*. Прямые измерения основаны на методе сравнения измеряемой величины с мерой этой величины или на методе непосредственной оценки значения измеряемой величины по отсчетному устройству средства измерений, шкала которого проградуирована в единицах измеряемой величины. Примерами прямых измерений являются измерения длины линейкой (линейка – средство измерения длины), измерение напряжения вольтметром.

При косвенных измерениях искомая величина вычисляется по результатам прямых измерений других величин, связанных с искомой известной зависимостью. Косвенные измерения в ряде случаев позволяют получить более точные результаты, чем прямые, а ино-

гда являются единственно возможным способом определения данной физической величины.

1. Прямые измерения. Расчет погрешностей

Для определения физической величины обычно проводят серию измерений, т.е. выполняется n измерений этой величины ($n \geq 3$). В результате этого получается n значений: x_1, x_2, …, x_n. По этим данным находят среднее значение по формуле [1]:

$$\langle x \rangle = \frac{x_1 + x_2 + ... + x_n}{n} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i \ .$$

1.1. Вычисление погрешности разброса

Основной мерой случайных погрешностей служит среднеквадратичная погрешность среднего $\sigma_{<x>}$ [2]. Для ее оценки на практике вычисляют выборочное среднеквадратичное отклонение среднего:

$$S_{<x>} = \frac{1}{n(n-1)}\sqrt{\sum_{i=1}^{n}(x_i - < x >)^2} \ .$$

Для увеличения достоверности результата при записи доверительного интервала используют коэффициенты Стьюдента $t_{\alpha n}$. В табл. В.1 для иллюстрации приведены значения коэффициентов Стьюдента $t_{\alpha n}$ для $\alpha = 0{,}7$ при различных значениях числа измерений n.

Таблица В.1

Число измерений, n	2	3	4	5	7	>60
Коэффициент Стьюдента, $t_{\alpha n}$	2	1,3	1,3	1,2	1,1	1,0

Погрешность разброса рассчитывается по формуле:

$$\Delta x_{\text{разбр}} = t_{\alpha n} S_{\langle x \rangle} \ .$$

Для других значений доверительной вероятности α коэффициенты Стьюдента выбирают из таблицы коэффициентов, приведенной в пособии [2].

При большом числе измерений (практически при $n > 5$)

$$\sigma_{<x>} \approx S_{<x>}.$$

Тогда в качестве погрешности разброса можно взять

$$\Delta x_{\text{разбр}} = \sigma_{\langle x \rangle}.$$

1.2. Вычисление приборной погрешности

Предельная приборная погрешность Δx_m определяется по паспортным данным или по классу точности прибора γ:

$$\Delta x_m = \gamma\, x_N / 100,$$

где x_N — нормирующее значение. Для приборов, используемых в лаборатории «Оптики», $x_N = x_m$, где x_m — предел измерений прибора.

Среднеквадратичная погрешность показаний $\sigma_{\text{показ}}$ определяется предельной приборной погрешностью Δx_m по формуле:

$$\sigma_{\text{показ}} = \Delta x_m / 3.$$

Погрешность отсчета $\sigma_{\text{отсч}}$ определяется ценой деления шкалы $l_{\text{цд}}$:

$$\sigma_{\text{отсч}} = \frac{1}{3}\frac{l_{\text{цд}}}{2}.$$

У цифровых приборов погрешность отсчета отсутствует.

Рекомендуется рассчитывать приборную погрешность [2] по формуле:

$$\sigma_{x\text{п}} = \sqrt{\sigma^2_{\text{показ}} + \sigma^2_{\text{отсч}}}.$$

Если одна из величин $\sigma_{\text{показ}}$ или $\sigma_{\text{отсч}}$ превышает другую в три и более раз, для дальнейших расчетов используют лишь большую из них: $\sigma_{x\text{п}} = \max(\sigma_{\text{показ}}, \sigma_{\text{отсч}})$.

1.3. Анализ погрешностей и запись результата прямых измерений

Способ вычисления погрешности результата зависит от соотношения между приборной ошибкой и погрешностью разброса, а также от числа измерений n. Примем доверительную вероятность равной $\alpha = 0{,}7$.

а. Если $S_{\langle x\rangle} << \sigma_{x\text{п}}$ (достаточно, чтобы $S_{\langle x\rangle}$ было меньше $\sigma_{x\text{п}}$ более чем в три раза), погрешность измерения определяется приборной погрешностью:

$$\Delta x = \sigma_{x\text{п}}.$$

б. Если $S_{\langle x\rangle} >> \sigma_{x\text{п}}$ (достаточно, чтобы $S_{\langle x\rangle}$ было больше $\sigma_{x\text{п}}$ более чем в три раза), погрешность измерения определяется погрешностью разброса:

$$\Delta x = \Delta x_{\text{разбр}}.$$

в. Если $S_{\langle x\rangle} \approx \sigma_{x\text{п}}$ и число измерений достаточно велико ($n > 5$), погрешность измерения определяется формулой:

$$\Delta x = \sqrt{S^2_{\langle x\rangle} + \sigma^2_{x\text{п}}}.$$

г. Если $S_{\langle x\rangle} \approx \sigma_{x\text{п}}$ и число измерений невелико ($n < 5$), погрешность измерения определяется погрешностью разброса:

$$\Delta x = \Delta x_{\text{разбр}} = t_{\alpha n} S_{\langle x\rangle}.$$

Поскольку погрешность сама определена неточно (с некоторой ошибкой), то ее значение необходимо округлить. При этом следует руководствоваться следующими правилами:

погрешность округляют до одной значащей цифры, если первая значащая цифра не 1 (**пример правильной записи — $\Delta x = 0{,}08$; $\Delta x = 0{,}3$**; пример неправильной записи — $\Delta x = 0{,}084$, $\Delta x = 0{,}30$, так как в обоих случаях записано по две значащие цифры: 84 и 30);

в случае если первая значащая цифра 1, то погрешность округляют до двух значащих цифр (**пример — $\Delta x = 0{,}14$,** а не $\Delta x = 0{,}1$).

Результат измерений округляют так, чтобы последняя цифра результата соответствовала последней цифре погрешности.

Окончательный результат записывают так:

название величины $A = \left(\langle x \rangle \pm \Delta x\right)$, размерность; $E_A = \delta x$,

где E_A — относительная погрешность среднего значения величины A, которую определяют по формуле:

$$\delta x = \frac{\Delta x}{< x >} 100\ \% .$$

Пример правильной записи:

длина стержня l = (10,8±0,4) мм; δl = 4 %.

(Пример неправильной записи: длина стержня l = (10,83 ±0,4) мм.)

Заметим, что в промежуточных расчетах полезно сохранять лишнюю значащую цифру.

2. Косвенные измерения

В большинстве экспериментов физическая величина непосредственно не измеряется. Проводят прямые измерения физических величин a, b, c и т.д., а затем вычисляют искомую величину z, которая является известной функцией переменных a, b, c и т.д.:

$$z = z\ (a, b, c, \ldots).$$

По результатам прямых измерений физических величин a, b, $c,...$ рассчитывают среднее значение $\langle a \rangle, \langle b \rangle, \langle c \rangle, \ldots$ и их погрешности $\Delta a, \Delta b, \Delta c, \ \ldots$(см. п.1).

В качестве наилучшего приближения для оценки истинного значения величины z принимают значение, получающееся при подстановке вместо истинных значений a, b, $c,...$ средних значений $\langle a \rangle, \langle b \rangle, \langle c \rangle, \ldots$:

$$\langle z \rangle = z(\langle a \rangle, \langle b \rangle, \langle c \rangle, ...) .$$

2.1. Порядок вычисления погрешности косвенных измерений

Если погрешности величин a, b, $c,...$ малы $\Delta a << \langle a \rangle, \Delta b << \langle b \rangle, \Delta c << \langle c \rangle, \ldots$, то погрешности $\Delta z_a, \Delta z_b, \Delta z_c, \ldots$, обусловленные

ошибкой измерения каждой из этих величин в отдельности, определяют по формулам:

$$\Delta z_a = \left|\frac{\partial z}{\partial a}\right|\Delta a, \quad \Delta z_b = \left|\frac{\partial z}{\partial b}\right|\Delta b, \quad \Delta z_c = \left|\frac{\partial z}{\partial c}\right|\Delta c, \quad \ldots \quad .$$

Погрешности $\Delta z_a, \Delta z_b, \Delta z_c, \ldots$ называются *частными погрешностями*. Значения производных находим, как и значения $\langle z \rangle$, подставляя вместо истинных значений *a*, *b*, *c*,... их средние значения.

Погрешности $\Delta a, \Delta b, \Delta c, \ldots$ могут вычисляться различными методами, например, с помощью коэффициентов Стьюдента, как в п. 1.3, г или определяться приборной погрешностью, как в п. 1.3, а. Определенных правил сложения произвольных погрешностей нет. Рассмотрим наиболее типичные примеры.

2.2. Сравнение ошибок прямых измерений

Для выделения максимального вклада в результирующую погрешность Δz следует вначале найти численные значения $\Delta z_a, \Delta z_b, \Delta z_c, \ldots$ и сравнить их.

Если наибольшая из них превосходит остальные более, чем в три раза (например, $\Delta z_a >> \max(\Delta z_b, \Delta z_c, \ldots)$), то погрешность Δz определяется наибольшей частной погрешностью Δz_a. При этом погрешности Δz и Δa, соответствующие заданной доверительной вероятности, связаны соотношением:

$$\Delta z = \left|\frac{\partial z}{\partial a}\right|\Delta a \, .$$

Если каждая из величин *a*, *b*, *c*, … определена с соответствующей среднеквадратичной погрешностью (как в пп. 1.3, а, б и в): $\Delta a = \sigma_a$, $\Delta b = \sigma_b$, $\Delta c = \sigma_c$, …, то в качестве погрешности Δz принимают среднеквадратичную погрешность σ_z, которую определяют по формуле:

$$\sigma_z = \sqrt{\left(\frac{\partial z}{\partial a}\sigma_a\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial b}\sigma_b\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial c}\sigma_c\right)^2 + \ldots} \, .$$

Если частные погрешности всех величин *a*, *b*, *c*, ... сравнимы по величине:

$$\left|(\partial z / \partial a)\sigma_a\right| \approx \left|(\partial z / \partial b)\sigma_b\right| \approx \ldots ,$$

в этом случае оценку среднеквадратичной погрешности σ_z можно производить по упрощенной формуле:

$$\sigma_z \approx \sqrt{k}\left|(\partial z / \partial a)\sigma_a\right| ,$$

где *k* — число слагаемых в сумме под знаком радикала.

3. Графики

Графики являются одним из наиболее важных инструментов анализа полученных экспериментальных данных. Графики строят при изучении функциональной зависимости одной величины от другой: $y = f(x)$. Они позволяют быстро проверить соответствие теории и экспериментальных данных. Обработка графиков позволяет вывести эмпирические соотношения между изучаемыми величинами, т. е. найти вид функции $y = f(x)$ на заданном экспериментатором классе функций и определить ее параметры, что часто и является конечной целью эксперимента.

3.1. Основные правила построения и оформления графиков

График выполняется на миллиметровой (или специальной) бумаге размером А4 (210×297 мм) или А5 (148×210 мм), на которую наносятся координатные оси. По оси абсцисс откладывается переменная, принятая за независимую (аргумент), по оси ординат — функция. При нанесении осей оставьте место для заголовка и поясняющих подписей, а также для вклейки графика в лабораторный журнал.

Интервалы изменения переменных по обеим осям выбираются независимо друг от друга так, чтобы была представлена лишь экспериментально исследованная область изменения измеренных величин, а сам график занимал бы практически все поле чертежа. При этом начало координат (0,0) необязательно помещать на графике. Это необходимо в том случае, если точка (0,0) есть наиболее надежный результат измерения или важное теоретическое значение.

За единицу масштаба выбирают отрезки: 5, 10, 20, 25, 50, 100 мм, позволяющие легко отсчитывать на миллиметровой бумаге доли делений координатной сетки. Шкала должна легко читаться, поэтому расстояние между соседними делениями шкалы (единица масштаба) должно соответствовать «круглому» числу единиц измеряемой величины: 1, 2, 5. Число делений с цифрами на каждой оси должно быть минимально необходимым для ясного понимания шкалы и составляет обычно от 4 до 10. Рядом с осью или в конце оси указывается откладываемая величина и ее размерность. Множитель 10^k, определяющий порядок величины, включается в единицы измерения, например: «λ, мкм» или «λ, 10^{-6} м».

Точки на график нужно наносить точно и тщательно, обводя их кружком, треугольником, квадратом или другим знаком. Если на одном листе представляются результаты нескольких экспериментов, точки, относящиеся к различным группам опытов, обозначают разными знаками. Погрешности указывают для одной или для обеих измеряемых величин в виде отрезков длиной в доверительный интервал, в центре которых расположены экспериментальные точки.

Графики снабжают заголовками и пояснениями, содержащими точное и краткое описание того, что изображено на чертеже. Если на одном графике представлены результаты нескольких экспериментов, то необходимо расшифровать обозначения экспериментальных точек. При наличии нескольких кривых эти кривые обозначаются цифрами, поясняемыми в подписи к графику. Заголовок и пояснения располагают под графиком или на свободном от кривых и экспериментальных точек месте (рис. В.1).

3.2. Графический анализ данных

Для проверки теоретической зависимости на график наносят экспериментальные точки с указанием погрешностей, а также строят теоретическую кривую. В зависимости от того, пройдет ли теоретическая кривая через доверительные интервалы экспериментальных точек, результаты эксперимента признают согласующимися или не согласующимися с теорией (см. рис. В.1).

Теоретическая зависимость $y = f(x, a_1, a_2, ...)$ может определяться одним или несколькими параметрами a_1, a_2 и т. д., значения которых необходимо найти из опыта так, чтобы отличие расчетной

кривой с результатами эксперимента было минимальным. На практике наиболее распространенным критерием получения «наилучшей» комбинации параметров служит минимальность суммы квадратов отклонений. Такой метод подбора параметров называется методом наименьших квадратов (МНК).

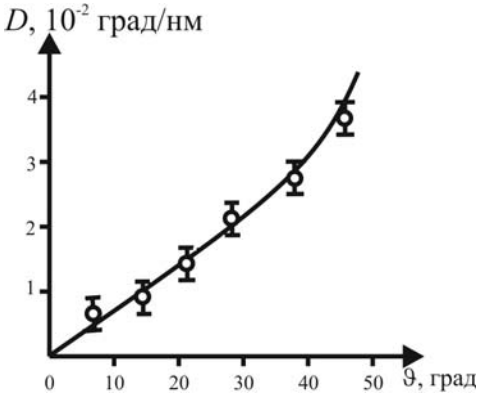


Рис. В.1

Практически наиболее важным является расчет параметров линейной функции, когда между измеряемыми величинами x_i и y_i ($i = 1, \ldots, n$) предполагается существование линейной зависимости:

$$y = kx + b .$$

Согласно МНК параметры k и b определяются следующим образом:

$$k = \frac{< xy > - < x >< y >}{< x^2 > - < x >^2}; \quad b = < y > - k < x >,$$

где средние значения вычисляются по формулам:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i , \quad \langle y \rangle = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} y_i , \quad \langle xy \rangle = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i y_i , \quad \langle x^2 \rangle = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i^2 .$$

Среднеквадратичные погрешности параметров k и b:

$$\sigma_k = \frac{1}{\sqrt{n(n-2)}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} (y_i - kx_i - b)^2}{< x^2 > - < x >^2}} ,$$

$$\sigma_b = \frac{1}{\sqrt{n(n-2)}} \sqrt{\frac{< x^2 > \sum_{i=1}^{n} (y_i - kx_i - b)^2}{< x^2 > - < x >^2}} .$$

При построении полученной линейной зависимости удобно воспользоваться тем, что наилучшая прямая проходит через центр тяжести экспериментальных точек, т. е. через точку с координатами ($< x >, < y >$).

Более подробно студенты могут ознакомиться с методами обработки результатов измерений в учебных пособиях [1, 2].

Подчеркнем еще раз: на график наносят экспериментальные точки, а также либо теоретическую кривую для сравнения с результатами измерений, либо функциональную зависимость для определения теоретических параметров, либо интерполяционную зависимость для градуировки прибора (в данном лабораторном практикуме не используется).

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНЫХ КОМПЛЕКСОВ

Модульный практикум включает в себя лабораторные оптические комплексы — ЛКО-1, ЛКО-1М и ЛКО-2, которые позволяют изучать закономерности геометрической оптики, фотометрии, интерференции, дифракции, поляризации. Лабораторные комплексы совместно с модулями расширения МРО-1, МРО-2, МРО-3, МРО-4 и МРО-5 реализуют работы по геометрической оптике, интерферометрии, акустооптике и фотоупругости. Комплексы имеют блочно-модульную структуру, что позволяет оперативно (в течение 1 – 3 мин) ставить учебные эксперименты по различным разделам курса оптики или переходить с одного эксперимента на другой. В отличие от обычного лабораторного практикума, построенного на базе «жестких», т.е. неизменяемых в процессе работы установках («Одна установка — один эксперимент»), настоящий практикум является для студента гибким инструментом экспериментального исследования законов оптики, позволяющим самостоятельно выбирать и тут же реализовывать различные методы исследований или измерений. Поэтому при проведении лабораторных работ надо предварительно ознакомиться с описанием установки, нумерацией эле-

ментов, тогда будет несложно найти необходимые для данного опыта модули и объекты и установить их в нужное место. Таким образом, модульный практикум ориентирован не на изучение конкретных оптических приборов, а на экспериментальное изучение основных законов оптики, наблюдение и исследование оптических явлений, изучение принципов построения оптических приборов и их моделирование.

Лабораторный оптический комплекс ЛКО-1

Лабораторный оптический комплекс ЛКО-1 предназначен для изучения закономерностей геометрической оптики, фотометрии, поляризации, интерференции и дифракции. Общий вид установки приведен на рис. В.2.

Каркас установки *1* состоит из двух боковин, плиты основания и задней стенки, на которую нанесен экран *2* со шкалами для наблюдения изображений и измерения их геометрических параметров (далее — экран Э2). На массивном основании каркаса смонтированы оптическая скамья *3* со шкалой (цена деления шкалы 2 мм), лазер с оптической системой вывода и юстировки луча, блок питания источников света и фотоприемника. Блок фотоприемника *4* выполнен в виде отдельного модуля, и крепится на задней стенке каркаса.

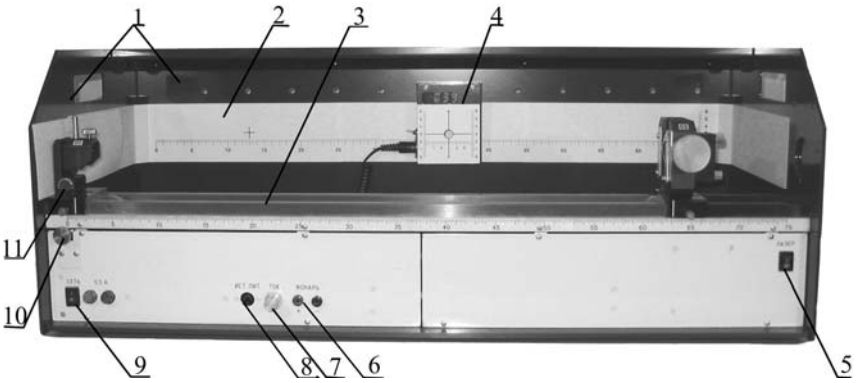


Рис. В.2

Газовый лазер включается тумблером *5* («Лазер»), размещенным в правой части передней панели.

Выходное напряжение блока питания выводится на группу разъемов типа СГ-5 (разъем с пятью контактами) и двухполюсный вывод *6* питания фонарей (гнезда «+» и «–» с надписью «Фонарь»). На передней панели имеется также регулятор тока фонарей *7* (ручка «Ток»). Четыре разъема типа СГ-5 находятся в полости каркаса. К одному из них подключен кабель питания фотоприемника. Остальные разъемы являются резервными. Резервным также является разъем *8* («Ист. Пит») на передней панели установки. К этим разъемам могут подключаться дополнительные приборы и устройства с напряжением питания 12 и 15 В.

Питание установки включается общим тумблером *9* («Сеть»), расположенным в левой части передней панели.

ВНИМАНИЕ! Непосредственно над тумблером «Сеть» находится винт *10* управления поворотной призмой системы вывода луча лазера. Будьте аккуратны, **чтобы при включении/выключении сети не стронуть винт** — это приведет к нарушению юстировки оптической системы!

Комплекс ЛКО-1 оснащен гелий-неоновым лазером с длиной волны излучения 632.8 нм. Для вывода излучения на оптическую скамью установки на ней смонтирован модуль *2* с регулировочными винтами *11* (см. рис. В.2). На рис. В.3 показана схема вывода лазерного пучка на оптическую ось установки. Под оптической скамьей *1* размещается лазер *2*.

Пучок излучения лазера отражается вначале от грани призмы *3* (модуль *1*). Призма *3* установлена на поворотном кронштейне *4* и поворачивается вокруг оси, совпадающей с осью исходного лазерного пучка винтом *5*, выведенной через панель блока питания. При вращении винта *5* точка *A* ввода луча смещается по горизонтали. Вторым элементом системы вывода служит модуль *2*, помещенный на рейтере, который может перемещаться вдоль оптической скамьи. При перемещении рейтера по оптической скамье точка *A* ввода луча смещается по вертикали. При повороте зеркала *6* с помощью винта *9* луч поворачивается в вертикальной плоскости. При повороте кронштейна *7* с помощью рукоятки *8* луч поворачивается в горизонтальной плоскости. Таким образом, достигается требуемое положение и направление луча. Грубую настройку рукояткой *8*

уточняют винтом плавной настройки *10*. Подробно методика юстировки описана в работе 1 (см. задание 1).

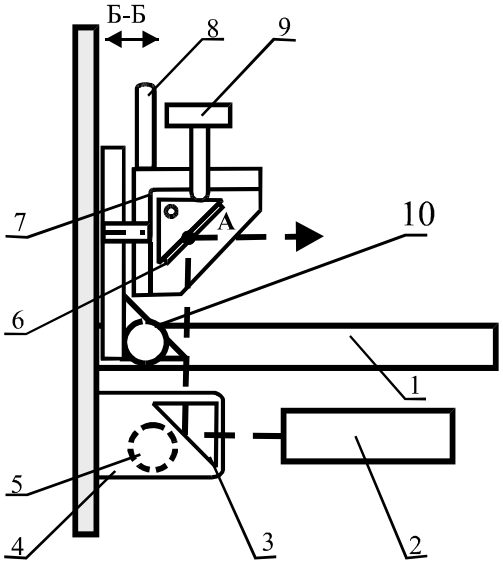


Рис. В.3

Получаемые оптические изображения в большинстве случаев проецируются с помощью модуля М3 (микропроектор) на экран Э2, или на экран фотоприемника Э3.

В комплект установки входят функциональные модули, которые обеспечивают необходимые преобразования лазерного пучка, регистрацию излучения и перемещение исследуемых объектов в пучке излучения.

Лабораторный оптический комплекс ЛКО-1М

Лабораторный оптический комплекс ЛКО-1М предназначен для изучения закономерностей геометрической оптики, поляризации, интерференции и дифракции.

Общий вид установки приведен на рис. В.4.

Каркас установки *1* состоит из двух боковин, плиты основания и задней стенки, на которую нанесен экран *2* со шкалами для наблюдения изображений и измерения их геометрических параметров (далее — экран Э2). На массивном основании каркаса смонтирова-

ны оптическая скамья *3* со шкалой (цена деления шкалы 2 мм), блок питания источников света и фотоприемника. Блок фотоприемника *4* выполнен в виде отдельного модуля, и крепится на задней стенке каркаса. На оптической скамье *3* установлен полупроводниковый лазер *8*.

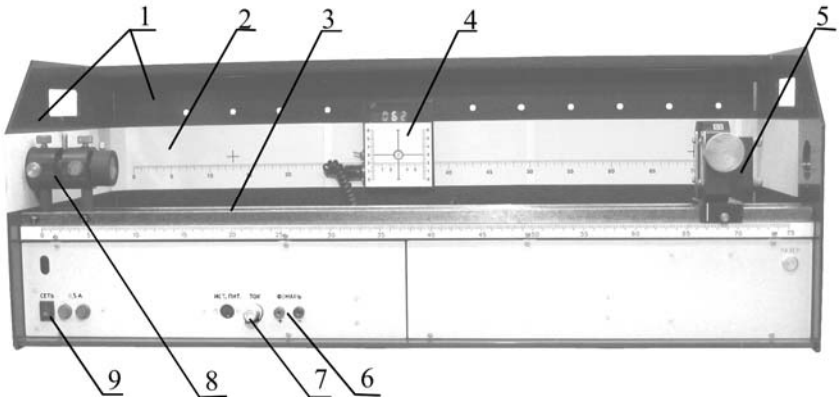


Рис. В.4

Блок питания установки расположен в полости под оптической скамьей *3*. Питание установки включается общим тумблером *9* («Сеть»), расположенным в левой части передней панели. Регулировка интенсивности лазерного излучения осуществляется ручкой *7* «Ток».

Выходное напряжение блока питания выводится на группу разъемов типа СГ-5 (разъем с пятью контактами) и двухполюсный вывод *6* питания фонарей (гнезда «+» и «–» с надписью «Фонарь»). Регулировка тока фонарей осуществляется ручкой *7*. Четыре разъема типа СГ-5 находятся в полости каркаса. К одному из них подключен кабель питания фотоприемника, другой может быть использован для питания полупроводникового лазера. Еще два разъема являются резервными. Резервным также является разъем («Ист. пит») на передней панели установки. К этим разъемам могут подключаться дополнительные приборы и устройства с напряжением питания 12 и 15 В.

Получаемые оптические изображения в большинстве случаев проецируются с помощью микропроектора *5* (модуль М3) на экран Э2 или на экран фотоприемника Э3.

В комплект установки входят функциональные модули, которые обеспечивают необходимые преобразования лазерного пучка, регистрацию излучения, установку и перемещение исследуемых объектов в пучке излучения.

Описание установки ЛКО-2

Работа выполняется на лабораторном оптическом комплексе ЛКО-2, внешний вид которого приведен на рис. В.5.

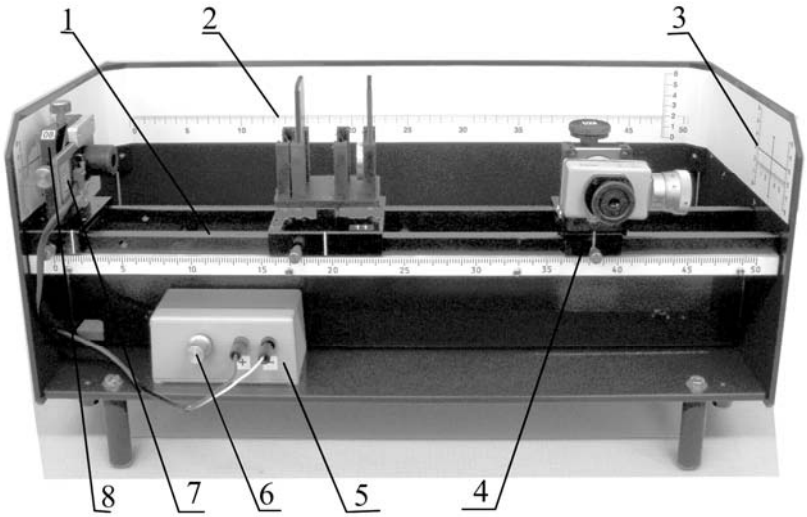


Рис. В.5

Лабораторный оптический комплекс ЛКО-2 предназначен для изучения законов геометрической оптики и позволяет моделировать некоторые оптические системы.

Каркас установки состоит из двух боковин, стянутых оптической скамьей *1* со шкалой, плитой-основанием и задней стенкой. На боковины и заднюю стенку нанесены шкалы *2* и *3* для наблюдения изображений и измерения их геометрических параметров.

На оптическую скамью *1* нанесена шкала (цена деления шкалы 2 мм), по которой определяют положения оптических элементов. На основании укреплен блок питания *5* с регулятором тока *6* для

изменения интенсивности излучения источника света. К установке прилагаются два источника света *7*: белый фонарь (БФ) — лампа накаливания СМН-8 и красный фонарь (КФ) — светодиод, излучающий на длине волны $\lambda = 624$ нм. Источники света устанавливаются в кассете свободного модуля *8* (например, в модуле М8, как показано на рис. В.5), риска которого соответствует положению плоскости кассеты. Для определения положения источника нужно учесть его смещение от риски модуля М8 на расстояние $c_0 = 4$ мм для красного фонаря влево, а для белого фонаря вправо.

В комплект установки входят функциональные модули, которые обеспечивают необходимые преобразования пучка света и размещение исследуемых объектов в пучке излучения.

Описание функциональных модулей

Функциональные модули представляют собой различные по конструкции и назначению устройства, снабженные рейтерами (подставками) для размещения и фиксации модулей на оптической скамье. Перечень функциональных модулей приведен в табл. В.2. Конструкция некоторых модулей допускает также юстировочные перемещения оправ линз или держателей. На рейтерах нанесены риски, определяющие положение характерных точек модулей по шкале оптической скамьи (см. табл. В.2). При необходимости рейтер может быть закреплен на оптической скамье стопорным винтом.

Модуль М3 – микропроектор (рис. В.6). Предназначен для проецирования с увеличением изучаемых объектов и изображений на экран Э2 (см. рис. В.2) или на экран фотоприемника Э3. На рис. В.7 приведена схема микропроектора. Объекты или изображения располагаются в объектной плоскости Э1 кассеты *1*, положение которой на оптической оси указывает риска *2*. Объектная плоскость Э1 практически совпадает с фокальной плоскостью *F* проекционной линзы *3*. Оправа линзы может перемещаться винтом *4* вдоль оси *X* (т.е. в плоскости, перпендикулярной оптической оси установки), при этом также перемещается изображение на экране *5*. Необходимый для этого поворот пучка осуществляется отражением от зеркала *7*, закрепленного в кронштейне *8*. Перемещение (сканирование) изображения вдоль окна фотодатчика позволяет измерять распределение интенсивности в плоскости экрана Э3.

Таблица В.2

Название модуля	Индекс	Положение риски
Микропроектор	М3	Объектная плоскость линзы микропроектора, она же – плоскость размещения объектов в кассете (экран Э1)
Короткофокусная линза (конденсор)	М5	Фокальная плоскость линзы, совпадающая с плоскостью экрана Э
Объектив	М6	Плоскость расположения объектива (тонкая линза)
Отражатель с полупрозрачным зеркалом	М7	Центр зеркала (точка пересечения оптической оси с плоскостью зеркала)
Двухкоординатный держатель	М8	Плоскость размещения объектов в кассете (экран Э')
Поворотный держатель	М10	Плоскость размещения объектов в кассете
Держатель четырех объектов	М11	Середина модуля
Поляризатор в поворотном держателе	М12	Не имеет риски
Стол поворотный	М13	Ось вращения стола, проходящая в плоскости размещения объектов
Окуляр-микрометр с держателем	М29	Данный модуль не имеет рейтера и используется совместно с модулем М7

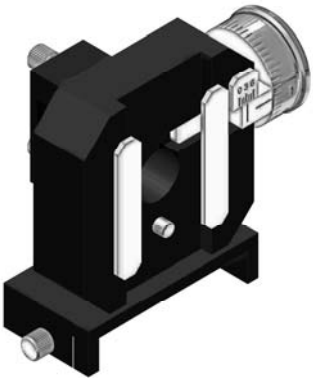


Рис. В.6

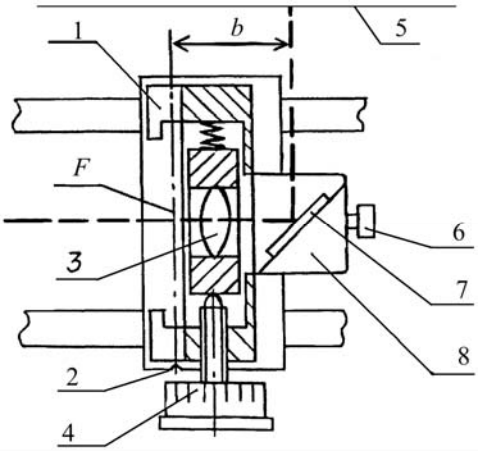


Рис. В.7

Отсчет координаты точки изображения производится по шкале (см. рис. В.4) на корпусе модуля (целые деления) и по шкале отсчетного барабана винта *4* (десятые и сотые доли деления). Цена деления определяется с помощью калибровочной сетки (объект *1*). При необходимости наблюдать изображения в прямом пучке (без поворота на 90^{o}), кронштейн с зеркалом можно снять, отвернув винты *6*.

Модуль М5 – короткофокусная линза (конденсор) (рис. В.8). Обойма с линзой установлена в двухкоординатном держателе. Обойма может перемещаться при помощи винтов *1* и *2* в плоскости, перпендикулярной к оптической оси установки (вдоль осей *X* и *Y*), а также может поворачиваться на произвольный угол вокруг оси *Z*. На экране Э, совпадающем с фокальной плоскостью линзы, нанесена двухкоординатная шкала.

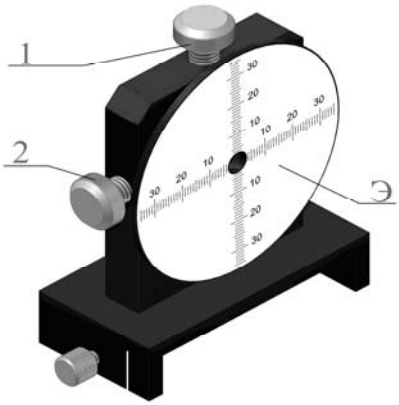


Рис. В.8

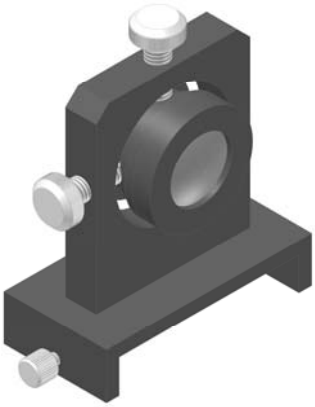


Рис. В.9

Модуль М6 – объектив (рис. В.9). Модуль содержит обойму с тонкой линзой в двухкоординатном держателе. Фокусное расстояние линзы определяется в соответствующем задании лабораторного практикума. Модуль предназначен для формирования пучков излучения, как правило, совместно с модулем М5.

Модуль М7 – отражатель с полупрозрачным зеркалом (рис. В.10). Модуль М7 состоит из рейтера *1*, на котором смонтированы поворотный держатель *2*, содержащий полупрозрачное зеркало *3*, и спаренный держатель объектов *4*. Держатель *2* может по-

ворачиваться вокруг вертикальной оси *Y*. Стопорный винт *5* фиксирует положение модуля на оптической скамье. Модуль обеспечивает вывод излучения перпендикулярно к оптической скамье для удобства наблюдения. Использование полупрозрачного зеркала позволяет также совмещать два изображения. Модуль М7 может использоваться совместно с окуляр-микрометром (модуль М29), который вставляется в пазы держателя объектов *4*.

ВНИМАНИЕ! Следует быть особенно внимательным и осторожным, используя модуль при работе с лазером! **Положение зеркала должно исключать попадание прямого (не рассеянного) пучка лазерного излучения в глаза!** Помните, что лазерное излучение опасно для глаз!

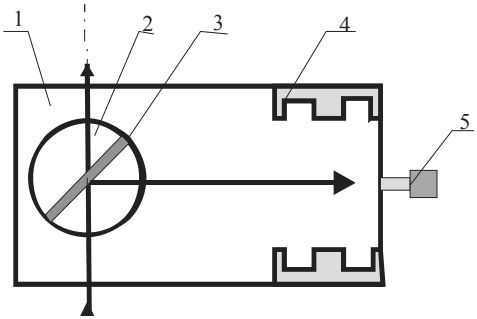


Рис. В.10

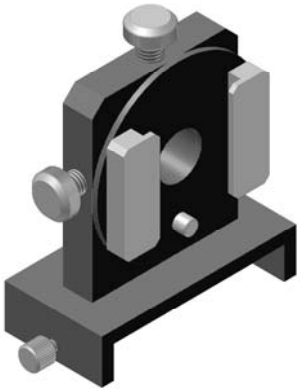


Рис. В.11

Модуль М8 – кассета в двухкоординатном держателе (рис. В.11). Модуль предназначен для размещения изучаемых объектов в пучке излучения с возможностью их перемещения в плоскости, перпендикулярной к оптической оси установки вдоль осей *X* и *Y*. Объекты размещаются в кассете, которая может поворачиваться на произвольный угол вокруг оси *Z*.

Модуль М10 – кассета в поворотном держателе (рис. В.12). Модуль служит для поворота изучаемого объекта вокруг оси, совпадающей с оптической осью установки, на определенный угол и измерения угловых координат (общий вид модуля М10 приведен на

рис. В.12, *а*). Отсчет угловых координат производится следующим образом (см. рис. В.12, *б*). Вначале снимается отсчет по основной шкале *1* (цена деления шкалы 2^{o}). Для этого необходимо повернуть рычажок отсчетного устройства *2* до совпадения риски *3* на основании рычажка с одним из делений основной шкалы. Это деление (88º на рис. В.12, *б*) записывается как отсчет по основной шкале. Затем снимается отсчет по шкале нониуса *4* (цена деления $0{,}5^{o}$). Этот отсчет делается напротив риски на конце рычажка ($1{,}5^{o}$). Сумма отсчетов по основной шкале и по нониусу дает значение угловой координаты. Положение, показанное на рис. В.12, *б*, соответствует 89,5º.

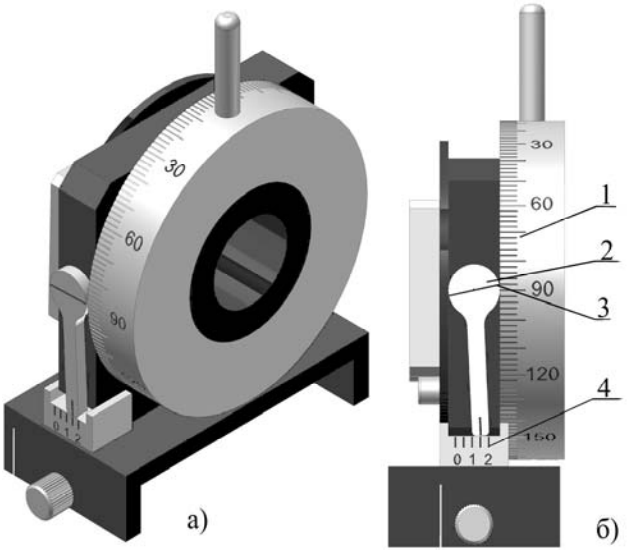


Рис. В.12

Следует отметить, что описанная методика измерения углов одинакова для всех модулей, имеющих угломерные отсчетные устройства (см. модули М12 и М13).

Модуль М11 – держатель четырех объектов (рис. В.13). На рейтере смонтированы четыре пары кронштейнов для одновременного размещения одного или нескольких объектов. Плоскости расположения объектов смещены от риски. Координаты плоскостей по отношению к риске приведены в табл. В.3.

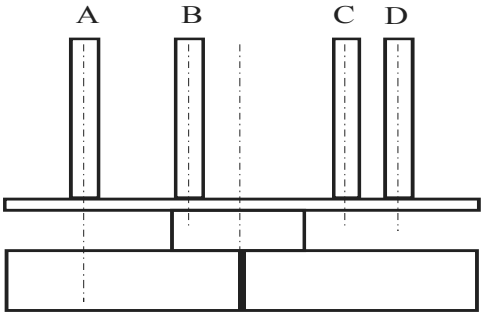


Рис. В.13

Таблица В.3

Плоскость	Координата, мм
A	–30
B	–10
C	20
D	30

Используя различные сочетания держателей, можно, например, располагать два объекта на нескольких фиксированных расстояниях друг от друга (в диапазоне от 10 до 60 мм) с шагом 10 мм.

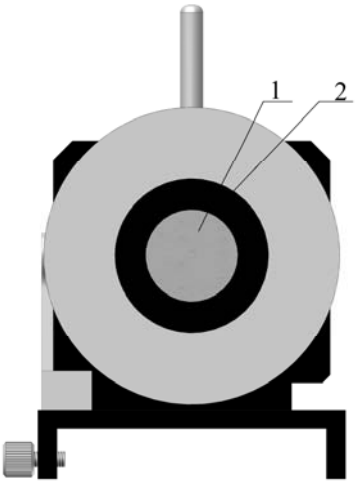


Рис. В.14

Модуль М12 – поляризатор в поворотном держателе (рис. В.14). Поляризатор *1* закреплен в обойме *2*, помещенной в поворотном держателе. Поворотный держатель позволяет вращать поляризатор вокруг оси, совпадающей с оптической осью установки, и производить отсчет угловых координат с точностью $0{,}5^{o}$ (описание методики измерения угловых координат см. в описании модуля М10). Плоскость поляризатора (направление колебания напряженности $\vec{E}$ световой волны, прошедшего через поляризатор) определяется направлением рукоятки барабана поворотного держателя.

Модуль М13 – стол поворотный (рис. В.15). Кассета *1* для установки объектов смонтирована на поворотной платформе *2*, обеспечивающей вращение объекта вокруг вертикальной оси *Y* с возможностью отсчета угловых координат и углов поворота. Поворот стола вокруг оси *Y* осуществляется ручкой *3*. Отсчет угловых коор-

динат (методику см. в описании модуля М10) производится с точностью 0,5°. С помощью винта *4* можно также регулировать наклон платформы стола относительно горизонтальной плоскости.

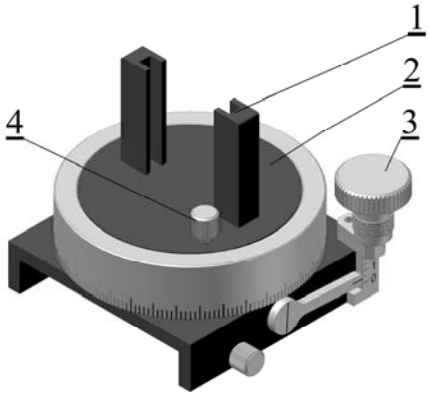


Рис. В.15

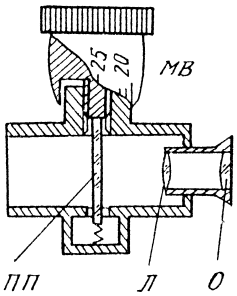


Рис. В.16

Модуль М29 – окуляр-микрометр (рис. В.16). Окуляр-микрометр представляет собой лупу Л, с помощью которой глаз рассматривает изображение, спроецированное на предметную (объектную) плоскость ПП — прозрачную пластину с нанесенным на нее визирным крестом (или штрихом), приводимую в движение микрометрическим винтом МВ. При настройке окуляра-микрометра прежде всего необходимо устранить *параллакс,* который проявляется в смещении рассматриваемого изображения относительно визирного креста при покачивании головы в процессе наблюдения в окуляр. Для этого сначала, вращая оправу окуляра О, получите отчетливое резкое изображение визирного креста. Затем, перемещая окуляр-микрометр как целое вдоль оптической оси, добейтесь совмещения плоскости, в которой находится изображение изучаемого объекта, с предметной (объектной) плоскостью окуляра. При этом будут одновременно хорошо видны четкие изображения объекта и визирного креста без какого-либо смещения друг относительно друга при покачивании головы.

При снятии отсчета с помощью окуляра-микрометра следует использовать основную шкалу — ряд оцифрованных делений, находящихся в предметной плоскости ПП (рис. В.17).

При этом число делений основной шкалы ОШ, определяемое положением двойного штриха, отмечает *целую часть* отсчета (на рис. В.17 это число равно 4), число делений по шкале барабана Б образует *дробную часть* отсчета (на рис. В.18 это число равно 26). В итоге численное значение отсчета оказывается равным 4,26 мм.

Следует также иметь в виду, что все микровинты имеют некоторый люфт. Поэтому для уменьшения систематической погрешности при проведении серии измерений необходимо придерживаться правила: при установке нужного значения на шкале барабана микровинта приближение к этому значению производится в данной серии измерений всегда с одной и той же стороны: либо со стороны меньших, либо со стороны больших значений.

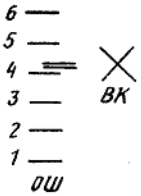


Рис. В.17

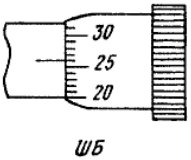


Рис. В.18

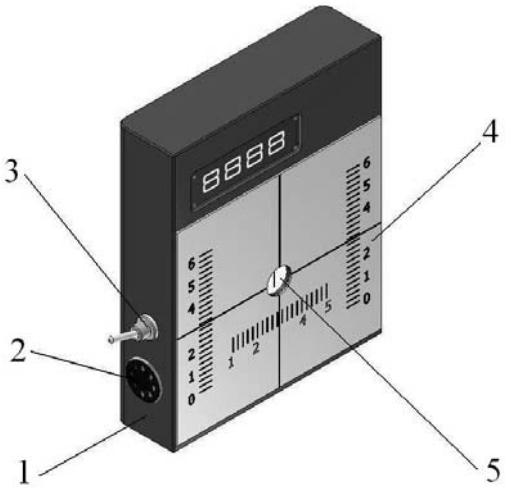
Окуляр-микрометр может использоваться совместно с модулем М7 (см. рис. В.10). При этом для определения координаты объектной плоскости П-П в общей оптической схеме необходимо учитывать расстояние от плоскости до зеркала равное $C_5 = 68$ мм.

Окуляр-микрометр может быть установлен в кассете модуля М7 в вертикальном или горизонтальном положении. Таким образом, можно измерять как горизонтальные (ось *X*), так и вертикальные (ось *Y*) координаты элементов изображения.

Фотоприемник с цифровым вольтметром (рис. В.19). Фотоприемник предназначен для измерения распределений интенсивности в изображениях, получаемых с помощью микропроектора. В корпусе *1* смонтированы фотодатчик с усилителем и цифровой вольтметр с четырехразрядным индикатором. На передней панели имеется экран *4* (экран Э3) с визирным крестом и двухкоординатной шкалой. В центре экрана находится окно датчика *5* (щель с размерами 4 х 0.37 мм). На боковой стенке установлен разъем питания *2* и тумблер переключения режимов работы *3*. Прибор под-

вешивается к задней стенке каркаса с помощью штырей и подключается через кабель к одному из разъемов питания в полости каркаса установки.

Рис. В.19



Тумблер переключения режимов имеет два положения. В верхнем положении переключателя (режим фотоприемника) цифровой дисплей фотоприемника показывает ток фотодатчика. Этот ток пропорционален световому потоку, падающему на окно датчика.

При нижнем положении переключателя вольтметр измеряет напряжение на контакте *1* разъема питания. На этот контакт можно подать напряжение от дополнительного фотодатчика или иного источника сигнала.

Набор оптических объектов

Набор объектов включает оптические элементы, установленные в прямоугольных экранах, на которых нанесен номер объекта. Некоторые объекты (кюветы) используются без экранов. Ниже в табл. В.4 приведен перечень оптических объектов, используемых при работе с лабораторными комплексами ЛКО-1, ЛКО-1М, ЛКО-2.

Таблица В.4

Номер объекта	Содержание
2	Шкала прямоугольная, шаг указан на экране
4	Пластина стеклянная плоскопараллельная, толщина указана на экране
5	Пластина стеклянная плоскопараллельная, толщина указана на экране
6	Пластина пластмассовая, толщина указана на экране
7	Клин стеклянный, угол α определяется в работе
8	Призма крон 60°
9	Призма флинт 60°
11	Бипризма
12	Линза длиннофокусная $f = +(200 – 500)$ мм
13	Линза короткофокусная $f = +(25 – 30)$ мм
14	Линза $f = –(150 – 300)$ мм
15	Диск 2,0 мм
16	Зонная пластинка
17	Сложная фигура
18	Круглое отверстие 1,0 мм
19	Круглое отверстие 2,0 мм
20	Квадратное отверстие 2х2 мм
21	Прямоугольное отверстие 1х2 мм
22	Треугольное отверстие
23	Щель 0,5 мм
24	Щель 1,0 мм
25	Щель раздвижная
25М	Щель раздвижная микрометрическая
27	Две щели, шаг $d = 1,0$ мм
28	Две щели, шаг $d = 2,0$ мм
29	Три щели, шаг $d = 1,0$ мм
30	Четыре щели, шаг $d = 1,0$ мм
31	Решетка линейная, шаг $d = 0,3$ мм
32	Решетка линейная, шаг $d = 0,6$ мм
33	Решетка квадратная
34	Решетка прямоугольная
35	Решетка косоугольная
36	Решетка хаотическая

Номер объекта	Содержание
37	Поляризатор
39	Кристаллическая пластина (слюда)
43	Кювета 120 мм для газов (в составе МРО-1)
44	Кювета 120 мм для жидкостей
45	Свободный экран
46	«Кольца Ньютона»
47	Матовое стекло
48	Кювета 10 мм
54	Линза f = +(40…45) мм
55	Линза f = +(55…65) мм
56	Линза f = +(100…120) мм
57	Линза f = +(40…50) мм

Большая часть объектов – тонкие пластины, пленки или линзы, расположенные в средней плоскости соответствующего экрана. При установке экрана в кассету функционального модуля эта плоскость оказывается напротив риски рейтера или иной характерной отметки на модуле. Тем самым определяется координата объекта на оптической скамье. Содержание объектов, как правило, понятно из табл. В.4. Более подробное описание некоторых объектов (например, объект 46 «Кольца Ньютона») дается в соответствующих разделах описаний лабораторных работ.

Источники света лабораторных комплексов

В оптических комплексах ЛКО-1 в качестве источников света могут использоваться газовый лазер (гелий-неоновый) и сменные фонари. Гелий-неоновый лазер смонтирован стационарно и имеет отдельный блок питания, включаемый тумблером *5* в правой части передней панели установки (см. рис. В.2).

В оптических комплексах ЛКО-1М вместо газового лазера используется полупроводниковый лазер. Полупроводниковый лазер смонтирован стационарно на оптической скамье и имеет общий с фонарями блок питания, включаемый тумблером *9* «Сеть» в левой части передней панели установки (см. рис. В.3). Фонари смонтированы на экранах и могут устанавливаться в держателях рейтеров.

В оптическом комплексе ЛКО-2 в качестве источников света используются сменные источники света (белый и красный фонари).

Фонари смонтированы на экранах и могут устанавливаться в держателях рейтеров свободных модулей. При установке фонаря в функциональном модуле плоскость отсчета координат А-А (рис. В.20 и В.21) оказывается напротив риски.

Ниже в табл. В.5 перечислены источники света и их основные параметры.

Таблица В.5

Маркировка	Источник света	Цвет	Длина волны, мкм
–	Лазер (He-Ne)	Красный	0,633
–	Полупроводниковый лазер	Красный	0,650
БФ	Лампа накаливания СМН-8	Белый	–
КФ	Светодиод	Красный	0,62
ЖФ	Светодиод	Желтый	0,59
ЗФ	Светодиод	Зеленый	0,52
СФ	Светодиод	Синий	0,47

Фонарь с лампой накаливания (см. рис. В.20). На экране *1* монтируются тубус *4*, на который надевается насадка *5*, лампа СМН-8 (поз. *3*) и резистор *2*. Нить накала лампы параллельна длинной стороне экрана *1*. Смещение нити накала относительно плоскости отсчета координат экрана А-А составляет $C_1 = 4$ мм.

Фонарь со светодиодом (см. рис. В.21). Фонарь со светодиодом также смонтирован на экране *1*. Излучающая область *S* светодиода *3* имеет форму квадрата, расположенного параллельно плоскости экрана. Внешний наблюдатель видит мнимое изображение *S'* этого квадрата, которое формируется линзой светодиода. Смещение мнимого изображения относительно плоскости отсчета координат А-А составляет $C_2 = -4$ мм.

Фонари подключаются к регулируемому источнику питания. На передней панели блока питания расположены гнезда питания «Фонарь» с обозначением полярности («+» и «–»), а также реостат «Ток» для регулировки тока фонаря. Фонари подключаются к источнику питания через кабель с двумя штекерами.

ВНИМАНИЕ! При подключении светодиодных фонарей **обязательно соблюдать полярность**! Красный и синий штекеры кабеля обозначают «+» и «–» соответственно. Нарушение полярности приведет к выходу из строя светодиода!

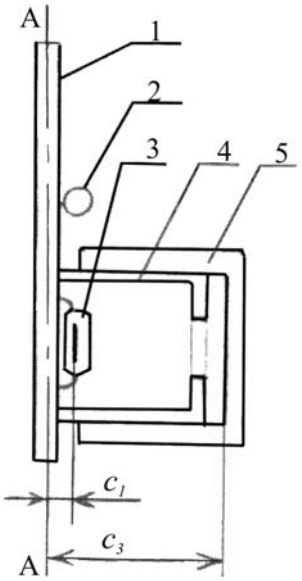


Рис. В.20

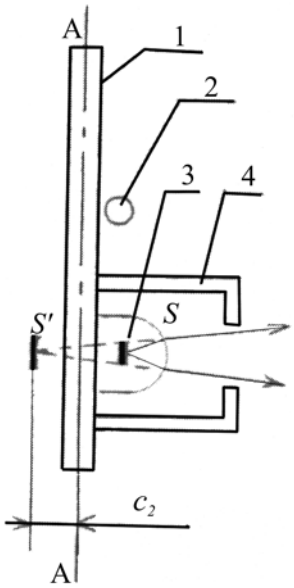


Рис. В.21

Комплект насадок. Насадки *5* со шкалами надеваются на тубус фонаря *4* до упора и закрепляются винтом (см. рис. В.20). Плоскость шкалы смещена от плоскости отсчета координат на расстояние $C_3 = 25$ мм.

Насадка с поляризатором также крепится на тубусе фонаря. Плоскость поляризации обозначена белыми рисками на торце насадки.

Методические рекомендации
Настройка и юстировка установок

1. Качество оптических изображений, интерференционных и дифракционных картин, наблюдение которых лежит в основе практически всех работ практикума, существенным образом зависит от чистоты поверхности используемых оптических элементов — линз, призм, дифракционных решеток, оптических щелей, диафрагм, светофильтров. Поэтому следует уделять особое внимание мерам предосторожности при обращении с перечисленными элементами: не касаться их рабочих поверхностей пальцами, не класть стеклянные элементы на твердые поверхности столов, приборов. В случае

обнаружения сильных загрязнений не пытаться удалить их самостоятельно, а обращаться к дежурному сотруднику.

2. Настройка большинства работ требует определенных навыков. Особенно это относится к работам, в которых для получения исследуемого оптического изображения между источником света и экраном на оптическую скамью устанавливается большое число промежуточных элементов — линз, зеркал, призм, диафрагм и т.д. Убедившись в том, что установка нуждается в перенастройке, выполняйте ее в следующей последовательности:

снимите с оптической скамьи все элементы, кроме источника света и экрана, на котором нужно получить изображение или интерференционную (дифракционную) картину (в некоторых работах, где используется окуляр-микрометр, таким «экраном» является его предметная плоскость);

расположите источник света и экран на оптической скамье так, чтобы воображаемая линия, соединяющая их центры, была параллельной оптической скамье и проходила над ее продольной осью. Эта воображаемая прямая будет оптической осью собираемой схемы;

установите на оптическую скамью поочередно оптические элементы, контролируя совпадение их оптических центров с оптической осью схемы.

При недостаточно тщательном размещении элементов на оптической оси линия, соединяющая центры элементов, будет иметь вид не прямой, а ломаной, что неизбежно приведет к потере качества изображений и неудобствам в работе.

3. В большинстве установок для обеспечения тех или иных перемещений применяются микрометрические винты — на окуляр-микрометре (М29), входных щелях (объект 25М), микропроекторе (М3) и др. Приступая к измерениям, внимательно ознакомьтесь со строением шкалы барабана данного винта, чтобы избежать грубых промахов при снятии отсчетов.

Следует также иметь в виду, что все микровинты имеют некоторый люфт. Поэтому для уменьшения систематической погрешности при проведении серии измерений необходимо придерживаться правила: при установке нужного значения на шкале барабана микровинта приближение к этому значению производится в данной серии измерений всегда с одной и той же стороны: либо со стороны меньших, либо со стороны больших значений.

Настройка лабораторного оптического комплекса ЛКО-1

Настройка заключается в фиксации лазерного луча и центров оптических элементов строго на оптической оси установки, расположенной на высоте 45 мм от верхнего края рельс. Совместную настройку группы оптических элементов называют юстировкой. Индикатором юстировки является микропроектор (модуль М3). Положение оптической оси после юстировки определяется положением центра линзы микропроектора. **Перед юстировкой линза микропроектора устанавливается в среднее положение (как показано на рис. В.6).**

После включения лазера проводят два этапа юстировки.

Грубая юстировка (обозначения по рис. В.3): поворотом винта *5* и перемещением Б-Б рейтера модуля *2* (верхнее зеркало) установите пучок излучения в центре зеркала *6*, затем поворотом рукоятки *8* и винта *9* направьте пучок вдоль оптической скамьи.

Примечание. При грубой юстировке у студента могут возникнуть сложности с направлением луча вдоль оптической скамьи и установкой пучка в центре зеркала; в этом случае необходимо позвать преподавателя или дежурного сотрудника.

ВНИМАНИЕ! Недопустимо попадание лазерного луча в глаза!

Точная юстировка. Установите микропроектор (модуль М3) в положение с координатой риски 10,0 см по линейке, укрепленной на оптической скамье. При этом точка выхода пучка после отражения от зеркала микропроектора будет иметь координату 13,0 см и окажется напротив левого визирного креста экрана *2* (см. рис. В.2). Поворотом винта *5* и перемещением Б-Б рейтера модуля *2* (см. рис. В.3) совместите центр пятна излучения лазера с визирным крестом на экране Э2.

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 Э2. Поворотом рукоятки *8* и винта *9* совместите центр светового пятна с центром визирного креста. Уточните положение пучка точной настройкой с помощью винта *10* (см. рис. В.3).

Операцию точной юстировки повторите несколько раз, пока смещение светового пятна относительно номинального положения при перемещении микропроектора не окажется меньше радиуса этого пятна.

При установке на рельс оптической скамьи каждого нового оптического элемента, прежде всего с помощью винтов держателя этого элемента, добивайтесь возвращения центра светлого пятна на экране в то же место, что и при юстировке лазерного луча. Это означает, что центр оптического элемента находится на оптической оси установки, и можно приступать к эксперименту или размещать на скамье следующие нужные для эксперимента элементы. В процессе эксперимента можно, смещая оптические элементы винтами двухкоординатных держателей, перемещать картину на экране в положение, удобное для наблюдений и измерений.

Настройка комплекса ЛКО-1М

Настройка заключается в фиксации лазерного луча и центров оптических элементов на оптической оси установки, расположенной на высоте 45 мм от верхнего края рельс или, что то же, 40 мм от верхней плоскости рейтеров. Совместную настройку группы оптических элементов называют юстировкой. Индикатором юстировки является микропроектор (модуль М3).

Положение оптической оси после юстировки определяется положением центра линзы микропроектора**. Перед юстировкой линза сканирующего микропроектора (модуль М3) устанавливается в центральное положение (координата 3 мм, см. рис. В.6).** Юстировка проводится в два этапа: грубая и точная юстировки.

Грубая юстировка (обозначения приведены на рис. В.22 и В.23). Поворотом винтов *2* и *6* установите трубу *7* с лазером *5* в средней части корпуса *3* и направьте пучок излучения вдоль оптической скамьи. На рис. В.23 обозначены: *1* — стойки; *2* — задние винты; *3* — корпус; *4* — рукоятка, с помощью которой лазер поворачивается вокруг оптической оси; *5* — лазер; *6* — передние винты; *7* — труба; *8* — винт крепления насадки; *9* — насадка; *10* — рассеивающая линза.

ВНИМАНИЕ! Недопустимо попадание лазерного луча в глаза!

Точная юстировка. Установите микропроектор (модуль М3) в положение с координатой риски 10,0 см, при этом точка выхода пучка после отражения от зеркала микропроектора будет иметь координату 13,0 см и окажется напротив левого визирного креста экрана Э2. Поворотом передних винтов излучателя (позиция *6* на рис. В.22 и В.23) совместите центр пятна излучения лазера с визирным крестом на экране.

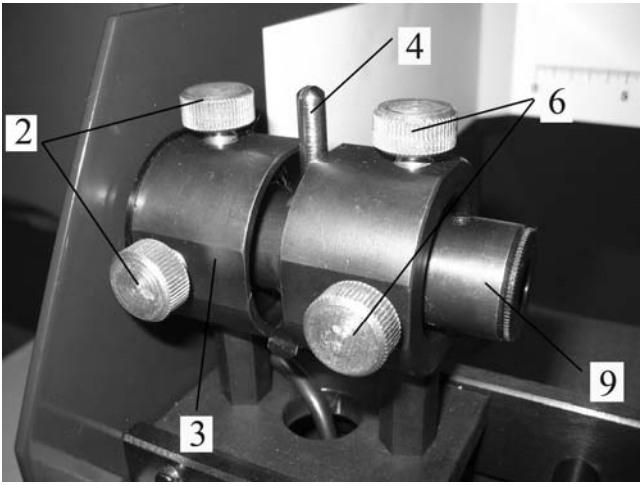


Рис. В.22

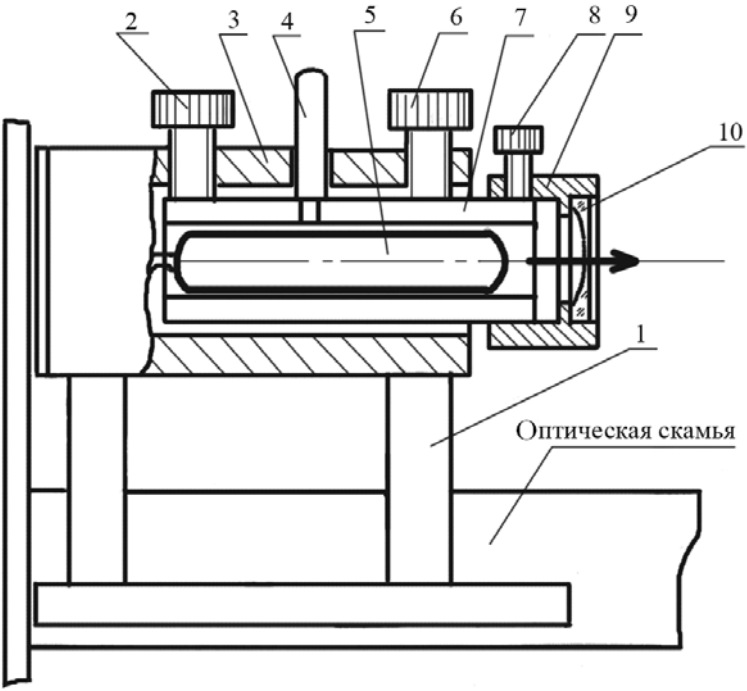


Рис. В.23

Отодвиньте микропроектор до положения с координатой 67,0 см, при этом точка выхода пучка должна иметь координату 70,0 см и окажется напротив правого визирного креста. Поворотом задних винтов излучателя (позиция *2* на рис. В.22 и В.23) совместите центр светового пятна с центром правого визирного креста.

Операцию точной юстировки повторите несколько раз, пока смещение светового пятна от номинального положения при перемещении микропроектора не станет меньше половины радиуса пятна.

При установке на рельс каждого следующего оптического элемента, прежде всего, с помощью винтов держателя этого элемента, добивайтесь возвращения центра пятна на экране в то же место, что и при юстировке лазерного луча. Это означает, что центр оптического элемента находится на оптической оси установки. В процессе эксперимента можно, смещая оптические элементы винтами двухкоординатных держателей, перемещать картину на экране в положение, удобное для наблюдений или измерений.

Настройка комплекса ЛКО-2

1. Настройка ЛКО-2 заключается в установке центров оптических элементов на оптической оси. Эта ось, соединяющая центры источника света и линзы, должна быть параллельна линии перемещения оптических элементов. Для этого поместите красный фонарь КФ в модуль М8 (или в другой свободный модуль) и установите его на оптической скамье в крайнем левом положении, закрепив винтом (см. рис. В.5).

Затем в модуле М7 установите окуляр-микрометр М29 и поместите его на оптическую скамью в крайнее правое положение (см. рис. В.5).

Возьмите модуль М6 — объектив и убедитесь, что линза находится в центре держателя. В случае необходимости, с помощью юстировочных винтов поместите ее в центр. Установите объектив на оптическую скамью и, перемещая его вдоль скамьи, получите резкое изображение источника в окуляре-микрометре. Изображение источника (увеличенное или уменьшенное) получаются при двух положениях объектива. Необходимо добиться того, чтобы каждое изображение находилось приблизительно в центре поля зрения окуляра-микрометра.

Для этого сначала установите модуль М6 в положение, при котором в окуляре-микрометре наблюдается уменьшенное изображение источника. Совместите его с центром поля зрения окуляр-микрометра с помощью юстировочных винтов модуля М6. Передвигая модуль М6 по оптической скамье, получите увеличенное изображение, и с помощью юстировочных винтов модуля М8 установите его в центр поля зрения. Возвратите объектив М6 в начальное положение, и в случае необходимости повторите эти операции.

Настройка считается законченной, если при перемещении объектива М6 изображения источника остаются в центре поля зрения окуляра-микрометра.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА. ПОЛЯРИЗАЦИЯ

1.1. Волновое уравнение

Под волной будем понимать распространение колебаний в пространстве с течением времени. Поскольку настоящий практикум посвящен изучению электромагнитных волн (ЭМВ), то далее будет идти речь о пространственно-временном изменении электромагнитных полей как в веществе, так и в вакууме, который также является средой для ЭМВ.

Электромагнитные волны, частота которых лежит в интервале $\nu \approx (0{,}39 \div 0{,}75) \cdot 10^{15}$ Гц (длина волны $\lambda \approx 400 \div 760$ нм) называются видимым светом.

Как известно, изменение электромагнитных полей в пространстве с течением времени описывается уравнениями Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \tag{1}$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \tag{2}$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho; \tag{3}$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \tag{4}$$

где $\vec{E}$ и $\vec{H}$ — напряженности электрического и магнитного полей; $\vec{D}$ — вектор электрического смещения; $\vec{B}$ — магнитная индукция; $\vec{j}$ и ρ — плотность тока и объемная плотность сторонних зарядов.

В дальнейшем, за исключением тех случаев, о которых будет сказано особо, нас будет интересовать задача распространения ЭМВ в отсутствие сторонних токов и зарядов в бесконечной, статичной, однородной и изотропной среде, в которой предполагается линейная связь между векторами $\vec{D}$ и $\vec{E}$; $\vec{B}$ и $\vec{H}$:

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \vec{E}; \quad \vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}. \tag{5}$$

Тогда, положив в уравнениях (1) — (4) $\vec{j}$ и ρ равными нулю, после вычисления ротора от уравнений (1) и (2) и используя равенства (3), (4), получаем:

$$\Delta\vec{E} = \frac{\partial^2 \vec{E}}{\mathrm{v}^2 \partial t^2}; \tag{6}$$

$$\Delta\vec{H} = \frac{\partial^2 \vec{H}}{\mathrm{v}^2 \partial t^2}, \tag{7}$$

где Δ — оператор Лапласа; $\mathrm{v} = \left(\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0\right)^{-1/2} = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ — скорость света в среде с диэлектрической и магнитной проницаемостями ε и μ, не зависящими от координат и времени, $c = \left(\varepsilon_0\mu_0\right)^{-1/2}$ — скорость света в вакууме.

Уравнения типа (6), (7) называются *волновыми* уравнениями, а их решения — волнами; в данном конкретном случае — *электромагнитными волнами*. Заметим, что уравнения (6) и (7) не являются независимыми, поскольку поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ связаны друг с другом уравнениями Максвелла (1) — (4).

Уравнения (6), (7) не позволяют однозначно найти поля в ЭМВ, так как для этого необходимы не только соответствующие уравнения, но и начальные или граничные условия. Дальше рассмотрим наиболее важные задачи о распространении ЭМВ в тех или иных конкретных условиях.

1.2. Плоская монохроматическая волна

Пусть источник электромагнитной волны — плоскость, проходящая через начало координат и перпендикулярная к некоторому

вектору $\vec{n}$. Допустим, что поля в плоскости изменяются со временем по гармоническому закону с частотой ω:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t + \alpha), \tag{8}$$

$$\vec{H}(t) = \vec{H}_0 \cos(\omega t + \beta), \tag{9}$$

где $\vec{E}_0$ и $\vec{H}_0$ — амплитуды электрического и магнитного полей; ω — частота изменения полей; α и β — начальные фазы колебаний. Тогда решение уравнений (6), (7) с граничными условиями (8), (9) дает:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t \mp \vec{k}\vec{r} + \alpha), \tag{10}$$

$$\vec{H}(\vec{r},t) = \vec{H}_0 \cos(\omega t \mp \vec{k}\vec{r} + \beta), \tag{11}$$

где $\vec{r}$ — радиус-вектор точки наблюдения; $k^2 = \omega^2 / v^2$.

Амплитуды $\vec{E}_0$ и $\vec{H}_0$, а также начальные фазы α и β не являются независимыми величинами. Связь между ними, а также выбор знака перед множителем $\vec{k}\vec{r}$ диктуется уравнениями Максвелла. После подстановки решений (10) и (11) в уравнения (1) — (4) получаем:

$$\vec{E}_0 \perp \vec{H}_0, \quad \left[\frac{\vec{E}_0}{E_0}, \frac{\vec{H}_0}{H_0}\right] = \frac{\vec{k}}{k}; \tag{12}$$

$$\alpha = \beta;$$

знак перед множителем $\vec{k}\vec{r}$ — минус.

Таким образом, уравнения плоской монохроматической ЭМВ, распространяющейся вдоль вектора $\vec{k}$, имеют вид:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \alpha), \tag{13}$$

$$\vec{H}(\vec{r},t) = \vec{H}_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \alpha), \tag{14}$$

где векторы $\vec{E}_0, \vec{H}_0$ и $\vec{k}$ удовлетворяют соотношениям (12).

Аргумент функции косинус называется *фазой волны*, а геометрическое место точек (ГМТ), колеблющихся в одной фазе, — *волновой поверхностью*. Волновая поверхность для волны, определяемой формулами (13), (14), имеет вид:

$$\omega t - \vec{k}\vec{r} = \text{const}.$$

Поскольку ГМТ, задаваемое последним уравнением, — некоторая плоскость, перпендикулярная к вектору $\vec{k}$, а поля в уравнениях (13), (14) изменяются со временем по гармоническому закону с частотой ω, то волны называются *плоскими монохроматическими*. Эта плоскость перемещается в пространстве вдоль вектора $\vec{k}$ со скоростью $v = \omega / k$, k — модуль волнового вектора, называемый также *волновым числом*. Скорость перемещения поверхности постоянной фазы называется *фазовой скоростью волны*.

Из соотношений (12) следует:

векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ колеблются в одной фазе;

векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ ортогональны друг другу и лежат в плоскости, перпендикулярной к вектору $\vec{k}$, так что векторы $\vec{E}$, $\vec{H}$ и $\vec{k}$ образуют правую тройку;

между амплитудами векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ существует связь, определяемая формулами (12).

Уравнения Максвелла лишь фиксируют векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ в плоскости, перпендикулярной к вектору $\vec{k}$, сохраняя их взаимную ортогональность. Иными словами, конец вектора $\vec{E}$ (а очевидно, и вектора $\vec{H}$, так как они изменяются синфазно и всегда ортогональны) может описывать некоторую замкнутую кривую в указанной плоскости. Поскольку поля в ЭМВ изменяются по закону косинуса, то это кривая второго порядка, т.е. или эллипс (наиболее общий случай), или окружность, или отрезок (вырожденный эллипс). В связи с этим говорят об *эллиптической, круговой или линейной поляризации* плоской монохроматической волны. При этом в случае эллиптической и круговой поляризации различают правую и левую поляризации. Если при наблюдении с конца вектора $\vec{k}$ (навстречу волне) вращение векторов напряженности электрического и магнитного поля происходит по часовой стрелке, то такая поляризация называется *правой*, в противном случае — *левой*. Линейную поляризацию еще иногда называют *плоской*, имея в виду, что вектор $\vec{E}$ колеблется в фиксированной плоскости, определяемой векторами $\vec{E}$ и $\vec{k}$. Эту плоскость называют *плоскостью поляризации*. При

этом для плоскополяризованной волны амплитуды векторов $\vec{E}(\vec{r},t)$ и $\vec{H}(\vec{r},t)$ кроме формул (12) связаны соотношением:

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E_0 = \sqrt{\mu\mu_0}H_0 . \qquad (15)$$

Подробнее явление поляризации изложено в разд. 1.6.

1.3. Преломление и отражение электромагнитных волн на границе двух диэлектриков

Рассмотрим плоскую границу раздела двух однородных изотропных диэлектриков (магнитная проницаемость, которых $\mu = 1$).

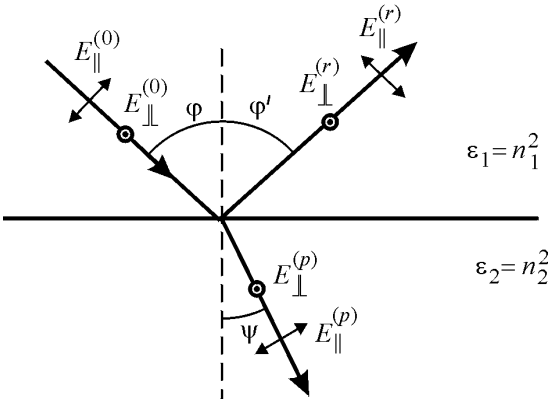


Рис. 1

Плоская линейно поляризованная электромагнитная волна распространяется в среде *1* и падает под углом φ к нормали плоской границы раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1 = n_1^2$, $\varepsilon_2 = n_2^2$, где n_1 и n_2 — показатели преломления сред *1* и *2* (рис. 1). Векторы, определяющие направления распространения падающей, отраженной и преломленной волн и направление нормали к границе раздела сред лежат в плоскости рисунка.

Тогда, используя граничные условия для векторов $\vec{E}$, $\vec{D}$, $\vec{B}$, $\vec{H}$, а также связь между векторами $\vec{E}$ и $\vec{H}$ в плоской электромагнитной волне (12), (15), получаем:

$$n_1 \sin\varphi = n_2 \sin\psi, \quad \varphi = \varphi'. \tag{16}$$

$$E_{\perp}^{(r)} = -E_{\perp}^{(0)} \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)}; \quad E_{\parallel}^{(r)} = E_{\parallel}^{(0)} \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)}; \tag{17}$$

$$E_{\perp}^{(p)} = E_{\perp}^{(0)} \frac{2\sin\psi\cos\varphi}{\sin(\varphi + \psi)}; \quad E_{\parallel}^{(p)} = E_{\parallel}^{(0)} \frac{2\sin\psi\cos\varphi}{\sin(\varphi + \psi)\cos(\varphi - \psi)}, \tag{18}$$

где верхние индексы $(0), (r), (p)$ обозначают падающую, отраженную и преломленную волны соответственно. Формулы (16) представляют собой законы преломления и отражения на плоской границе двух сред. Соотношения (17), (18) называются формулами Френеля.

Из формул (17), в частности, следует, что при $\varphi + \psi = \frac{\pi}{2}$, когда направления распространения отраженной и преломленной волн взаимно перпендикулярны, в отраженной волне отсутствует поляризация в плоскости падения волны: $E_{\parallel}^{(r)} = 0$. Очевидно, что это имеет место, когда

$$\operatorname{tg}\varphi = \operatorname{tg}\varphi_{\text{Бр}} = \left(\frac{n_2}{n_1}\right). \tag{19}$$

Угол $\varphi_{\text{Бр}}$ называется *углом Брюстера*. Физические следствия указанного явления подробно будут рассмотрены в разд. 1.6.

1.4. Перенос энергии в электромагнитной волне

Перенос энергии, сосредоточенной в электромагнитном поле, осуществляется ЭМВ и характеризуется *вектором Пойнтинга* $\vec{S}$.

По определению, вектор Пойнтинга — энергия, переносимая в единицу времени через единичную поверхность, перпендикулярную к направлению распространения волны (вектору $\vec{S}$). Вектор Пойнтинга равен:

$$\vec{S} = \left[\vec{E}, \vec{H}\right] \tag{20}$$

и для непроводящей среды удовлетворяет соотношению, являющемуся дифференциальной формой закона сохранения энергии:

$$\mathrm{div}\vec{S} + \frac{\partial w}{\partial t} = 0\,, \tag{21}$$

где w — объемная плотность энергии электромагнитного поля:

$$w = \frac{\vec{E}\vec{D}}{2} + \frac{\vec{B}\vec{H}}{2}\,. \tag{22}$$

В случае распространения плоской монохроматической электромагнитной волны в однородной изотропной среде из формул (12), (15), (20) получаем:

$$\vec{S} = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}} E^2 \frac{\vec{k}}{k}\,. \tag{23}$$

Таким образом, направление распространения энергии совпадает с направлением волнового вектора $\vec{k}$.

Интенсивностью I плоской ЭМВ называется среднее значение модуля вектора Пойнтинга. При этом под средним понимается среднее за достаточно большой (по сравнению со временем изменения поля в волне) промежуток времени τ. В частности, в случае плоской монохроматической волны с частотой ω, при условии $\omega\tau >> 1$, имеем:

$$I = \left\langle S \right\rangle_\tau = \left\langle S \right\rangle_{\frac{2\pi}{\omega}} + O\left(\frac{1}{\omega\tau}\right) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}} E_0^2\,, \tag{24}$$

где E_0 — амплитуда электрического поля в волне.

1.5. Геометрическая оптика

Наиболее просто решение задачи о распространении света в бесконечных неоднородных средах выглядит в случае достаточно малых длин волн, когда выполнено неравенство $\left|\frac{d\lambda}{dx}\right| << 1$, озна-

чающее, что длина волны вследствие неоднородности среды слабо меняется на расстояниях порядка ее самой. Часто такого рода предел количественно формулируется в виде $\lambda \to 0$ и называется *геометрической оптикой*, поскольку в этом случае основные законы оптики можно сформулировать на языке геометрии.

В пределе геометрической оптики свет распространяется вдоль линий, называемых *лучами*. Под лучом будем понимать линию, касательная к которой в каждой точке направлена так же, как и вектор $\vec{S}$. В однородной и изотропной среде $\vec{S}$ коллинеарен волновому вектору $\vec{k}$ (см. (23)). Отсюда, в частности, следует, что луч представляет собой линию, ортогональную семейству волновых поверхностей. Совокупность лучей называется *пучком*.

Основу геометрической оптики образуют четыре закона:

закон прямолинейного распространения света;

закон независимости световых пучков;

закон отражения света;

закон преломления света.

Согласно закону прямолинейного распространения света, *в однородной среде свет распространяется прямолинейно*.

Закон независимости световых пучков утверждает, что *распространение светового пучка в среде совершенно не зависит от того, есть в ней другие пучки света или нет*.

Закон отражения света утверждает, что *падающий и отраженный лучи лежат в одной плоскости с нормалью к границе раздела в точке падения* (эта плоскость называется *плоскостью падения*), *причем угол падения* φ *равен углу отражения* φ' (см. рис. 1).

Закон преломления света формулируется следующим образом: *преломленный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения; отношение синуса угла падения* φ *к синусу угла преломления* ψ *есть величина постоянная для данных веществ* (см. рис. 1).

В основу геометрической оптики может быть положен *принцип Ферма*, согласно которому *свет распространяется между двумя точками по такому пути, для прохождения которого ему требуется минимальное время*. Из этого принципа вытекают законы прямолинейного распространения, отражения и преломления света.

В дальнейшем нас будет интересовать практическая сторона геометрической оптики: описание прохождения света через различного рода оптические системы.

Оптическая система представляет собой совокупность отражающих и преломляющих поверхностей, отделяющих друг от друга оптически однородные среды. Обычно эти поверхности бывают сферическими или плоскими.

Оптическая система, образованная сферическими (в частности, плоскими) поверхностями, называется *центрированной,* если центры всех поверхностей лежат на одной прямой. Эту прямую называют *оптической осью* системы.

Всякая оптическая система осуществляет преобразование световых пучков.

Если лучи при своем продолжении пересекаются в одной точке, пучок называется *гомоцентрическим*.

Частным случаем гомоцентрического пучка является пучок параллельных лучей; ему соответствует плоская световая волна.

Если система не нарушает гомоцентричности пучков, то лучи, вышедшие из точки P, пересекутся в одной точке P'. Эта точка представляет собой *оптическое изображение* точки P. Если любая точка предмета изображается в виде точки, изображение называется *точечным* или *стигматическим*. Изображение называется *действительным*, если световые лучи действительно пересекаются в точке P', и мнимым, если в точке P' пересекаются их продолжения, проведенные в направлении, противоположном направлению распространения света. Множество точек P называется *пространством предметов*, а множество точек P' — *пространством изображений*.

Вследствие обратимости световых лучей точки P и P' могут поменяться ролями: P' — источник, P — изображение. По этой причине точки P и P' называют *сопряженными*.

Среди бесконечного множества сопряженных точек и сопряженных плоскостей имеются точки и плоскости, обладающие особыми свойствами. Такие точки и плоскости называются *кардинальными*. К их числу относятся *фокальные*, *главные* и *узловые* точки и плоскости. Задание кардинальных точек или плоскостей полностью определяет свойства идеальной центрированной оптической системы.

Фокальные плоскости и фокусы оптической системы. На рис. 2 показаны внешние преломляющие поверхности и оптическая ось некоторой идеальной центрированной оптической системы. Возьмем в пространстве предметов этой системы плоскость *S*, перпендикулярную к оптической оси. Из соображений симметрии следует, что сопряженная с *S* плоскость S' также перпендикулярна к оптической оси. Перемещение плоскости *S* относительно системы вызовет соответствующее перемещение плоскости S'. Когда плоскость *S* окажется очень далеко, дальнейшее увеличение ее расстояния от системы практически не вызывает изменения положения плоскости S'. Это означает, что в результате удаления плоскости *S* на бесконечность, плоскость S' оказывается в определенном положении *F′*. Плоскость *F′*, совпадающая с предельным положением плоскости *S′*, называется *задней фокальной плоскостью* оптической системы.

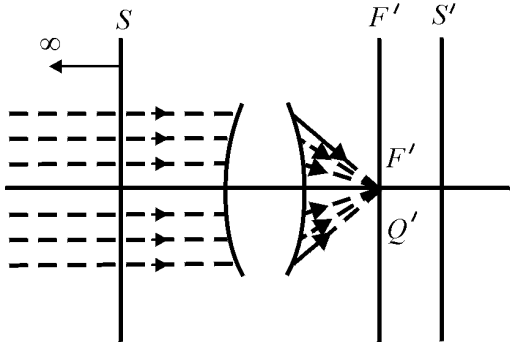


Рис. 2

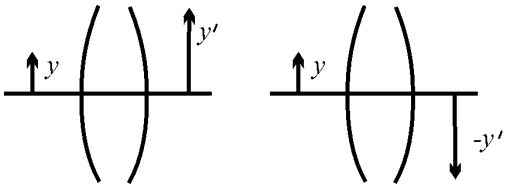
Точка пересечения задней фокальной плоскости с оптической осью называется *задним фокусом* системы. Обозначают ее также буквой *F′*. Эта точка сопряжена с удаленной на бесконечность точкой P_∞, лежащей на оси системы. Лучи, выходящие из P_∞, образуют параллельный оси пучок (см. рис. 2). По выходе из системы эти лучи образуют пучок, сходящийся в фокусе *F′*. Упавший на систему параллельный пучок может выйти из системы не в виде сходящегося (так на рис. 2), а в виде расходящегося пучка. Тогда в точке *F′* будут пересекаться не сами вышедшие лучи, а их продол-

жения в обратном направлении. Соответственно, задняя фокальная плоскость окажется перед (по ходу лучей) системой или внутри системы.

Лучи, вышедшие из бесконечно удаленной точки Q_∞, не лежащей на оси системы, образуют параллельный пучок, направленный под углом к оси системы. По выходе из системы эти лучи образуют пучок, сходящийся в точке Q', принадлежащей задней фокальной плоскости, но не совпадающей с фокусом F' (см. точку Q' на рис. 2). Из сказанного следует, что изображение бесконечно удаленного предмета будет лежать в фокальной плоскости.

Если удалить на бесконечность перпендикулярную к оси плоскость S', то сопряженная с ней плоскость S придет в предельное положение F, которое называется *передней фокальной плоскостью* системы. Точка пересечения передней фокальной плоскости с оптической осью называется *передним фокусом* системы. Обозначают этот фокус также буквой F. Лучи, вышедшие из фокуса F, образуют после выхода из системы пучок параллельных оси лучей. Лучи, вышедшие из точки Q, принадлежащей фокальной плоскости, образуют после прохождения через систему параллельный пучок, направленный под углом к оси системы. Может случиться, что параллельный по выходе из системы пучок получается при падении на систему не расходящегося, а сходящегося пучка лучей. В этом случае передний фокус оказывается за системой или внутри системы.

Главные плоскости и точки. Рассмотрим две сопряженные плоскости, перпендикулярные к оптической оси системы. Отрезок прямой (рис. 3) y, лежащий в одной из этих плоскостей, будет иметь своим изображением отрезок прямой y', лежащий в другой плоскости. Из осевой симметрии системы вытекает, что отрезки y и y' должны лежать в одной, проходящей через оптическую ось, плоскости (в плоскости рисунка). При этом изображение может быть обращено либо в ту же сторону, что и предмет (см. рис. 3, *а*), либо в противоположную сторону (см. рис. 3, *б*). В первом случае изображение называют *прямым*, во втором — *обратным*. Отрезки, откладываемые от оптической оси вверх, принято считать положительными, откладываемые вниз — отрицательными. На рисунках указываются действительные длины отрезков, т.е. для отрицательных отрезков — положительные величины ($-y$) и ($-y'$).



а) б)

Рис. 3

Отношение линейных размеров изображения и предмета называется *линейным* или *поперечным увеличением*. Обозначив его буквой β, можно написать

$$\beta = \frac{y'}{y}. \qquad (25)$$

Линейное увеличение — алгебраическая величина. Оно положительно, если изображение прямое (знаки y и y' одинаковы), и отрицательно, если изображение обратное (знак y' противоположен знаку y).

Можно доказать, что существуют две такие сопряженные плоскости, которые отображают друг друга с линейным увеличением $\beta = +1$. Эти плоскости называются *главными*. Плоскость, принадлежащая пространству предметов, именуется *передней главной плоскостью* системы. Ее обозначают буквой H. Плоскость, принадлежащую пространству изображений, именуют *задней главной плоскостью*. Ее обозначают символом H'. Точки пересечения главных плоскостей с оптической осью называют *главными точками* системы (соответственно, передней и задней). Их обозначают теми же символами: H и H'. В зависимости от устройства системы главные плоскости и точки могут находиться как вне, так и внутри системы. Может случиться, что одна из плоскостей проходит вне, а другая — внутри системы. Возможно, наконец, что обе плоскости будут лежать вне системы по одну и ту же сторону от нее.

Узловые плоскости и точки. *Узловыми точками* или *узлами* называются лежащие на оптической оси сопряженные точки N и N', обладающие тем свойством, что проходящие через них (в действительности или при воображаемом продолжении внутрь системы) сопряженные лучи параллельны между собой (см. лучи 1 — 1′ и 2 —

2′ на рис. 4). Перпендикулярные к оси плоскости, проходящие через узлы, называются *узловыми плоскостями* (передней и задней).

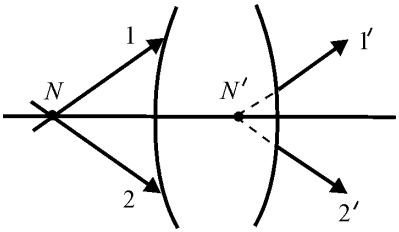


Рис. 4

Расстояние между узлами всегда равно расстоянию между главными точками. В случае, когда оптические свойства сред, находящихся по обе стороны системы, одинаковы (т.е. $n = n'$), узлы совпадают с главными точками.

Фокусные расстояния и оптическая сила системы. Расстояние от передней главной точки H до переднего фокуса F называется *передним фокусным расстоянием* f системы. Расстояние от H' до F' именуется *задним фокусным расстоянием* f'. Фокусные расстояния f и f' — алгебраические величины. Они положительны, если данный фокус лежит справа от соответствующей главной точки, и отрицательны в противном случае.

Можно доказать, что между фокусными расстояниями f и f' центрированной оптической системы, образованной сферическими преломляющими поверхностями, имеется соотношение

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n'}, \tag{26}$$

где n — показатель преломления среды, находящейся перед оптической системой; n' — показатель преломления среды, находящейся за системой.

Величина

$$\Phi = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f} \tag{27}$$

называется *оптической силой* системы. Чем больше Φ, тем меньше фокусное расстояние f' и, следовательно, тем сильнее преломляются лучи оптической системой. Оптическая сила измеряется в *диоптриях* (дптр). Чтобы получить Φ в диоптриях, фокусное расстояние в формуле (27) нужно взять в метрах. При положительной

Ф заднее фокусное расстояние также положительно; следовательно, система дает действительное изображение бесконечно удаленной точки — параллельный пучок лучей превращается в сходящийся. В этом случае система называется *собирающей*. При отрицательной Ф изображение бесконечно удаленной точки будет мнимым — параллельный пучок лучей превращается системой в расходящийся. Такая система именуется *рассеивающей*.

Формула системы. Пусть $(-x)$ и (x') — расстояния от предмета и его изображения до переднего и заднего фокусов соответственно, а $(-s)$ и (s') — расстояния от предмета и изображения до передней и задней главных точек, f и $(-f')$ — переднее и заднее фокусные расстояния (рис. 5). Тогда имеет место:

$$x\,x' = f\,f'; \qquad \frac{f}{s} + \frac{f'}{s'} = 1. \tag{28}$$

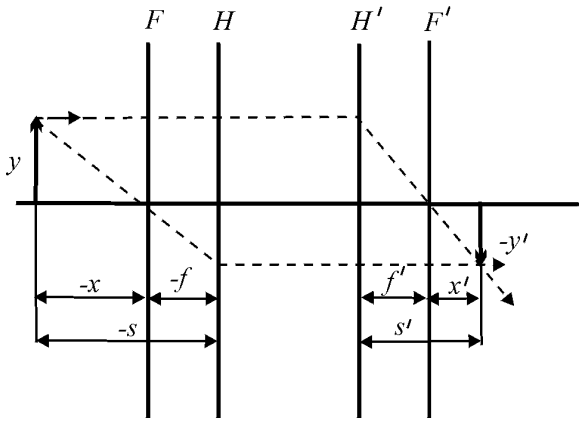


Рис. 5

В случае, когда $n = n'$, выражения упрощаются и принимают вид:

$$x\,x' = -f^2; \qquad \frac{1}{s} - \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}. \tag{29}$$

Соотношения (28) и (29) называются *формулами центрированной оптической системы.*

Тонкая линза. Лупа. Линза представляет собой прозрачное (обычно стеклянное) тело, ограниченное двумя сферическими по-

верхностями (в частности, одна из поверхностей может быть плоской). Точки пересечения поверхностей с оптической осью линзы называются *вершинами* линзы. Расстояние между вершинами именуется толщиной линзы. Если толщина линзы мала по сравнению с наименьшим из радиусов кривизны ограничивающих линзу поверхностей, то линза называется *тонкой*. Для тонкой линзы главные плоскости совпадают и проходят через центр линзы. Фокусные расстояния тонкой линзы определяются выражением:

$$f' = -f = \frac{n_0}{n - n_0} \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}, \qquad (30)$$

где n и n_0 — показатели преломления линзы и окружающей среды; R_1 и R_2 — радиусы кривизны поверхностей линзы. Радиус кривизны — величина алгебраическая. Он положителен, если лежит справа от вершины поверхности и отрицателен в противоположном случае.

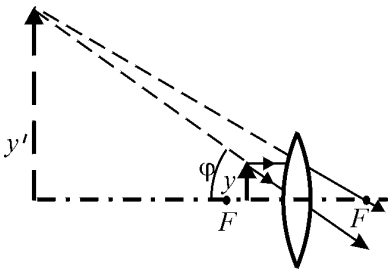


Рис. 6

Лупа — собирающая линза (необязательно тонкая), позволяющая получить прямое, мнимое увеличенное изображение предмета. Предмет помещается между передним главным фокусом и передней главной плоскостью лупы (рис. 6).

Многие наблюдатели ведут наблюдения с напряжением аккомодирующей мышцы, чтобы изображение получалось на привычном для них расстоянии наилучшего зрения. Для этого лупа вплотную придвигается к глазу, а рассматриваемый предмет помещается вблизи главного фокуса.

Применительно к лупе, как правило, не пользуются понятием линейного увеличения. Чаще говорят об угловом увеличении Г.

Увеличение Г лупы определяется как отношение угла, под которым виден предмет через лупу $\varphi \approx \operatorname{tg}\varphi = y/f$, к углу, под которым он был бы виден невооруженным глазом $\varphi_0 \approx \operatorname{tg}\varphi_0 = y/L$, если бы он был помещен от глаза на расстояние наилучшего зрения L, приблизительно равное 20 – 30 см:

$$\Gamma = \frac{\varphi}{\varphi_0} = \frac{L}{f}. \qquad (31)$$

Из формулы (31) следует, что большое увеличение лупы, как правило, достигается малым фокусным расстоянием.

1.6. Поляризация плоской монохроматической волны

Явление поляризации оптического излучения состоит в упорядоченном изменении его векторных характеристик $\vec{E}, \vec{H}, \vec{D}, \vec{B}$ со временем. Перечислим возможные способы этого упорядочения, т.е. виды поляризации.

1. *Эллиптическая*, при которой конец вектора $\vec{E}$ описывает эллипс (с точки зрения условного «наблюдателя», смотрящего навстречу лучу) — это наиболее общий случай поляризации.

2. *Линейная (плоская)* поляризация — в этом случае вектор $\vec{E}$ не выходит из некоторой фиксированной плоскости, называемой плоскостью поляризации. При этом колебания вектора $\vec{E}$ происходят вдоль прямой, являющейся пересечением плоскости поляризации и плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны.

3. *Круговая* — это поляризация, при которой конец вектора $\vec{E}$ описывает окружность. Линейная и круговая поляризации являются предельными случаями эллиптической.

Покажем, как возникает эллиптическая поляризация световой волны.

Рассмотрим простейший случай плоской монохроматической волны частоты ω, распространяющейся вдоль оси OZ в положительном направлении. В общем случае E_x- и E_y-компоненты вектора $\vec{E}$ в волне описываются формулами:

$$E_x = A_x \cos(\omega t - kz);$$

$$E_y = A_y \cos(\omega t - kz + \varphi_{xy}), \qquad (32)$$

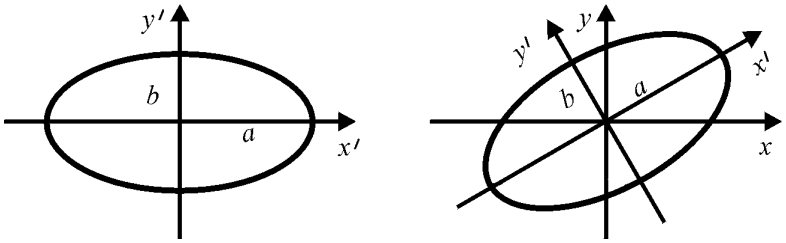
где φ_{xy} — разность фаз ортогональных компонент, A_x и A_y — соответствующие амплитуды. Исключая параметр t из уравнений (32), получим уравнение кривой второго порядка:

$$E_x^2 / A_x^2 + E_y^2 / A_y^2 - 2(E_x E_y / A_x A_y)\cos\varphi_{xy} = \sin^2 \varphi_{xy}. \qquad (33)$$

Из уравнений (32) и (33) непосредственно следует, что изменение положения вектора $\vec{E}$ имеет периодический характер, т.е. за время $T = 2\pi/\omega$ конец светового вектора опишет в плоскости, параллельной XY, замкнутую кривую (она называется *годограф*). Замкнутая кривая второго порядка — эллипс (рис. 7). Как известно, уравнение эллипса в собственных осях представляется в виде

$$(x'/a)^2 + (y'/b)^2 = 1.$$

В случае $\varphi_{xy} = \pm\pi/2$ эллиптическая поляризация превращается в круговую (при равенстве амплитуд A_x и A_y), при $\varphi_{xy} = \pm\pi$ — в линейную. Если для наблюдателя, смотрящего навстречу лучу, вектор $\vec{E}$ вращается по часовой стрелке, поляризация называется *правой*, в противном случае — *левой*.



а) б)

Рис. 7

Движение конца вектора $\vec{E}$ при левой круговой поляризации показано на рис. 8.

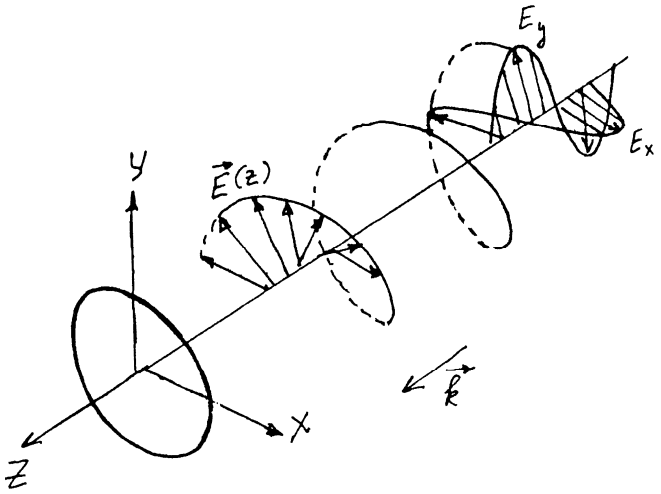


Рис. 8

Получение поляризованного света. Прибор, позволяющий выделить линейно поляризованное излучение из естественного (неполяризованного) света, называется *поляризатором.* Тот же прибор, используемый для анализа поляризации излучения, называется *анализатором*. Обычно это специальным образом вырезанная кристаллическая пластинка, обладающая свойством оптической анизотропии. (Некоторые свойства кристаллов, используемые в поляризационной оптике, будут рассмотрены дальше.)

Проходящий через идеальный анализатор плоскополяризованный свет подчиняется *закону Малюса*:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \qquad (34)$$

здесь φ — угол между плоскостью поляризации волны и плоскостью пропускания поляризатора; I и I_0 — интенсивность прошедшего и падающего излучения соответственно. Учитывая, что $I \propto E^2$, смысл этого закона понять очень просто. Анализатор задерживает компоненту вектора $\vec{E}$, которая перпендикулярна к его плоскости пропускания, полностью пропуская параллельную этой плоскости компоненту.

Если свет поляризован не полностью, а частично, то его можно представить как смесь естественного и плоскополяризованного. *Степень поляризации* определяется формулой

$$\alpha = \frac{I_{\text{поляр}}}{I_0}, \qquad (35)$$

где $I_{\text{поляр}}$ — интенсивность поляризованного света; I_0 — полная интенсивность частично поляризованного света.

При пропускании света через анализатор, поворачивая его вокруг оси *OZ*, вдоль которой распространяется свет, можно определить его степень поляризации по формуле:

$$\alpha = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}), \qquad (36)$$

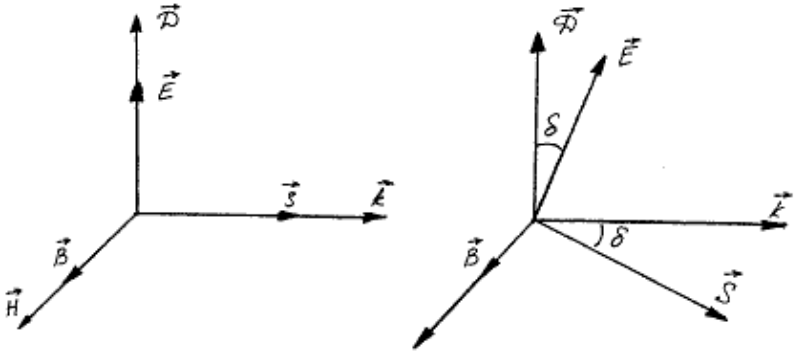
где $I_{\max}$, $I_{\min}$ — максимальная и минимальная интенсивности света, прошедшего через анализатор.

При падении на поляризатор естественного света интенсивность прошедшего через поляризатор (и полностью линейно поляризованного) света составит 1/2 от интенсивности падающего света, поскольку в этом случае угол φ случайная величина, а среднее значение $\cos^2 \varphi$ равно 1/2. Точно такой же результат будет и при падении на поляризатор света, поляризованного по кругу. Поляризатор, таким образом, не позволяет отличить поляризованный по кругу свет от естественного, а также эллиптически поляризованный свет от смеси естественного и линейно поляризованного света. Выявить эти виды поляризации позволяют другие приборы, называемые *фазовыми пластинками.* Наиболее часто встречающиеся из них — так называемая «пластинка в четверть волны», позволяющая превратить круговую поляризацию в линейную, и «пластинка в полволны», позволяющая повернуть плоскость поляризации на некоторый угол. Как правило, эти пластинки являются кристаллами, обладающими оптической анизотропией и вырезанными специальным образом.

Оптическая анизотропия. Анизотропия кристаллов проявляется, в частности, в зависимости скорости и направления распространения волны в среде от поляризации падающей волны. Зависимость объясняется тем, что под действием электромагнитного поля

волны электроны атомов среды смещаются в одних направлениях легче, чем в других. Везде ниже будет идти речь о так называемых *одноосных кристаллах*.

В изотропной среде лучи параллельны волновой нормали (или, что то же самое, перпендикулярны к волновой поверхности). Эта ситуация отображена на рис. 9, *а*, на котором векторы $\vec{S}$ и $\vec{k}$ параллельны (здесь $\vec{S}$ — вектор Пойнтинга, $\vec{k}$ — волновой вектор). В анизотропной среде в общем случае это не так. Возможное взаимное расположение векторов представлено на рис. 9, *б*.

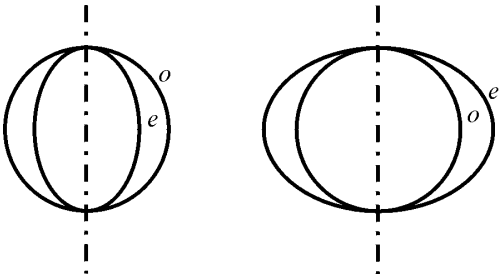


а) б)

Рис. 9

При падении волны на границу анизотропной среды в общем случае возникают две волны, распространяющиеся в разных направлениях с разными скоростями, причем возможно наблюдение удивительной картины: когда при нормальном падении луча на грань кристалла внутри него возникают два луча, один из которых является продолжением падающего, а второй направлен под некоторым углом и, вообще говоря, не лежит в плоскости падения. Первый из этих лучей называется *обыкновенным*, а второй — *необыкновенным*. При вращении кристалла вокруг направления падения луча обыкновенный луч останется на месте, а необыкновенный опишет конус, причем за один поворот кристалла конус будет описан дважды. Эти лучи отличаются не только направлением, но также скоростью распространения и поляризацией. Зависимость ско-

рости волны от направления ее распространения может быть проиллюстрирована диаграммой, на которой во всех направлениях отложены отрезки, пропорциональные фазовой скорости луча в данном направлении. Для обыкновенного луча геометрическое место концов этих отрезков образует в сечении окружность, для необыкновенного — эллипс (рис. 10). В пространстве это будут поверхности соответствующих тел вращения — шара и эллипсоида. Направление, в котором скорости двух лучей совпадают, называется *оптической осью* кристалла (заметим, что это именно направление, а не линия). Кристаллы, имеющие одно такое направление, называются *одноосными* (см. рис. 10). Существуют кристаллы, у которых таких направлений два. Они называются *двухосными*, и диаграмма скоростей для них выглядит существенно сложнее (поверхность, являющаяся для двухосного кристалла геометрическим местом концов вектора фазовой скорости, не является поверхностью вращения, а представляет собой сложную самопересекающуюся поверхность). Ограничимся рассмотрением свойств одноосных кристаллов.



а) б)

Рис. 10

Кристалл, соответствующий рис. 10, *а*, называется *положительным* одноосным кристаллом, а соответствующий рис. 10, *б* — *отрицательным* одноосным кристаллом. Буквами o (для обыкновенного луча) и e (для необыкновенного) обозначены геометрические места точек концов вектора фазовой скорости в соответствующих направлениях.

В направлении оптической оси обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются с одинаковыми скоростями. При падении под произвольным углом к оптической оси лучи разделяются пространственно и распространяются с разными скоростями.

Интересен случай, когда луч падает нормально на плоскость, содержащую оптическую ось, т.е. луч перпендикулярен к оптической оси (заметим, что оптическая ось не всегда параллельна естественной грани кристалла, и такая пластинка вырезается специально). В этом случае лучи также не разделяются пространственно, но распространяются по одному пути с разными скоростями. Приняв во внимание, что физическим признаком, по которому различаются эти лучи, является поляризация (у обыкновенной волны вектор $\vec{E}_o$ перпендикулярен к плоскости, образованной оптической осью и волновым вектором $\vec{k}$, у необыкновенной — $\vec{E}_e$ лежит в этой плоскости), а также различие их скоростей, укажем способ, позволяющий изменять состояние поляризации излучения в зависимости от толщины пластинки и ее ориентации в плоскости, параллельной ее входной грани.

Выберем направление оси *OZ* вдоль оптической оси. Заметим, что согласно формулам (32), в которых теперь вместо единого волнового вектора $\vec{k}$, следует ввести $\vec{k}_o$ для волны со световым вектором $\vec{E}_o$ и $\vec{k}_e$ для волны со световым вектором $\vec{E}_e$ (индексы o и e принято использовать для обозначения величин, относящихся к обыкновенной (o) и необыкновенной (e) волнам). Различие модулей волновых векторов (и фазовых скоростей) приводит к тому, что разность фаз φ_{xy} ($\to \varphi_{oe}$) становится функцией пути, пройденного этими двумя волнами в кристалле. Таким образом, состояние поляризации на выходе определяется толщиной пластинки.

В общем случае поляризация будет эллиптической, и ориентация эллипса будет зависеть от разности фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами, приобретенной ими на пути в анизотропном веществе. (Это похоже на знакомую нам фигуру Лиссажу, когда $\omega_x = \omega_y$, а разность фаз медленно меняется.)

За время прохождения через пластинку между лучами возникает оптическая разность хода

$$\Delta = (n_o - n_e)d \tag{37}$$

и соответствующая ей разность фаз

$$\delta = \frac{(n_o - n_e)d}{\lambda_0} 2\pi, \tag{38}$$

где d — толщина пластинки; n_o и n_e — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн соответственно; λ_0 — длина волны света в вакууме.

Круговую поляризацию можно получить из линейной при равенстве амплитуд E_o и E_e, если толщина пластинки удовлетворяет условию

$$(n_o - n_e)d = m\lambda_0 / 2 + \lambda_0 / 4, \tag{39}$$

где m — любое целое число. Приобретаемая на этом пути разность фаз равна $\pi / 2 + \pi m$.

Такая пластинка называется *пластинкой в четверть волны* Равенство амплитуд обыкновенной и необыкновенной волн достигается ориентацией плоскости поляризации под углом 45° к оптической оси. Пластинка, для которой приобретаемая разность фаз равна $\pi + 2\pi m$, называется *пластинкой в полволны* и удовлетворяет условию

$$(n_o - n_e)d = m\lambda_0 + \lambda_0 / 2. \tag{40}$$

Она позволяет получить из линейно поляризованной волны другую линейно поляризованную с плоскостью поляризации, повернутой на угол 2α, где α — угол между плоскостью поляризации падающей волны и оптической осью пластинки.

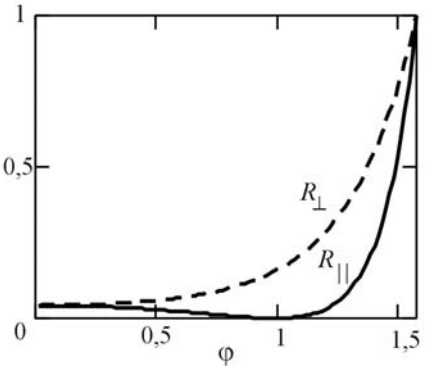
Для анализа поляризованного света также используется компенсатор — пара одинаковых клиньев с малым углом при вершине, образующих вместе плоскопараллельную пластину, с оптической осью, перпендикулярной ребру при вершине. При относительном сдвиге клиньев вдоль оптической оси изменяется их суммарная толщина, а значит, и вносимая компенсатором разность хода обыкновенного и необыкновенного лучей.

Получение линейно поляризованного света при отражении света от границы двух диэлектриков. Частично поляризованный свет получается при падении света на границу раздела двух диэлектриков. Формулы Френеля, приведенные в разд. 1.3, дают зависимость коэффициентов отражения $R_\perp$, $R_\parallel$ от угла падения φ:

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)}; \quad R_{\parallel} = \frac{\mathrm{tg}^2(\varphi - \psi)}{\mathrm{tg}^2(\varphi + \psi)}. \tag{41}$$

Здесь $R_{\perp} = \left| E_{\perp}^{(r)} / E_{\perp}^{(0)} \right|^2$ — коэффициент отражения для волны, поляризованной перпендикулярно к плоскости падения, а $R_{\parallel} = \left| E_{\parallel}^{(r)} \Big/ E_{\parallel}^{(0)} \right|^2$ — для волны, поляризованной в плоскости падения. Как видно из формул (16), при $\varphi = \varphi_{\text{Бр}}$, удовлетворяющему условию $\mathrm{tg}\,\varphi_{\text{Бр}} = n_2 / n_1$, интенсивность отраженной волны, поляризованной в плоскости падения, равна нулю. Таким образом, отраженный свет полностью поляризован в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения.

Рис. 11



Графики зависимостей $R_{\parallel}$ и $R_{\perp}$ от угла падения φ для показателя преломления $n = 1{,}52$ приведены на рис. 11. По горизонтальной оси здесь отложен угол падения φ (в радианах) от 0 до $\pi/2 = 1{,}571$. Коэффициент отражения $R_{\perp}$ монотонно возрастает с увеличением угла. Коэффициент же отражения $R_{\parallel}$ имеет минимум, соответствующий углу Брюстера.

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

2.1. Интерференция световых волн

Под *интерференцией* волн понимается широкий круг явлений, который возникает при наложении двух или более волн, и в результате интенсивность поля в точке наблюдения оказывается не равной сумме интенсивностей складываемых волн.

Так, в случае световых волн в одних местах области наложения волн результирующая интенсивность оказывается большей, в других — меньшей. На экране, помещенном в эту область, возникают чередующиеся светлые и темные участки, дающие устойчивую интерференционную картину.

Свет от обычных (не лазерных) источников — ламп накаливания, газосветных ламп и т.д., состоящих из макроскопически большого числа независимых элементарных излучателей, представляет собой хаотическую смесь волн различных частот, поляризаций и фаз. Поэтому два независимых источника света никогда не дают интерференционной картины. Для ее наблюдения необходимо использовать свет от одного источника. Излучение от источника тем или иным способом разделяют на два световых пучка, а затем вновь сводят их, накладывая друг на друга. При определенных условиях на качество света в такой схеме удается получить интерференционную картину.

Существуют два экспериментальных метода получения от одного источника двух световых пучков.

Метод деления волнового фронта. Примерами могут служить классический опыт Юнга (более подробно эта схема обсуждается дальше), бипризма Френеля, зеркала Френеля и т.д. Как правило, такой метод накладывает жесткие ограничения на линейные размеры источника и даёт небольшую интерференционную картину.

Метод деления амплитуды. В этом методе световая волна от источника посылается на одну или несколько частично пропускающих поверхностей. В зависимости от числа интерферирующих после разделения и последующего наложения пучков различают *двухлучевую интерференцию* (интерферометр Майкельсона), *многолучевую интерференцию* (интерферометр Фабри — Перо). Достоинством этого метода служит то, что в нем не существует ограничений на размеры источника.

Допустим, что в некоторую точку наблюдения приходят волны, напряженности поля в которых $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$. По принципу суперпозиции полей, напряженность результирующего поля равна векторной сумме: $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$. Из-за очень большой частоты оптических колебаний (характерное время изменения поля в волне $T \approx 10^{-15}$ с) невозможно непосредственное измерение поля $\vec{E}$. Все приёмники излучения, регистрирующие энергетические характеристики света (оптические приборы, глаз), обладают определенной инерционностью срабатывания и реагируют на интенсивность волны, усредненную за промежуток времени τ (время разрешения прибора), значительно больший T:

$$I \sim \left\langle E^2 \right\rangle_\tau = \left\langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 \right\rangle_\tau = \left\langle {E_1}^2 \right\rangle_\tau + \left\langle {E_2}^2 \right\rangle_\tau + 2\left\langle (\vec{E}_1 \vec{E}_2) \right\rangle_\tau . \quad (42)$$

Выражение (42) помимо суммы интенсивностей каждой волны ($\left\langle E_1^2 \right\rangle_\tau \sim I_1$ и $\left\langle E_2^2 \right\rangle_\tau \sim I_2$) содержит еще одно слагаемое, пропорциональное $2\left\langle (\vec{E}_1 \vec{E}_2) \right\rangle_\tau$, называемое *интерференционным членом*.

Скалярное произведение $(\vec{E}_1 \vec{E}_2)$ равно нулю в случае линейно поляризованных в ортогональных направлениях волн. Этот случай обращения в нуль интерференционного члена неинтересен и в дальнейшем будем считать, что векторы $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ совершают колебания вдоль одной прямой. Однако это условие — необходимое, но недостаточное, поскольку в случае двух независимых источников света с одинаковой поляризацией волн интерференционный член при определенных условиях может обращаться в нуль. При этом, как следует из (42), $I = I_1 + I_2$, т.е. результирующая интенсивность всюду равна сумме интенсивностей складываемых волн. Принято говорить, что пучки *не коррелированны* или *не когерентны* между собой. Однако в качественно ином случае, когда интерференционный член не обращается в нуль, $I \neq I_1 + I_2$. При этом говорят, что источники света и соответствующие им световые пучки *коррелированны* или *когерентны* между собой и дают интерференционную картину.

2.2. Интерференция плоских монохроматических волн

На простом примере плоских монохроматических волн обсудим вопрос об условиях когерентности волн. Строго говоря, монохроматические волны — идеализация и реальные источники (даже очень хорошие лазеры, работающие в так называемом одномодовом режиме) не дают монохроматического света. Однако во многих практических задачах условие монохроматичности света выполняется достаточно хорошо и, в частности, пригодно для определения положения максимумов и минимумов интерференционной картины.

Запишем уравнения волн в следующем виде:

$$\vec{E}_1(\vec{r},t) = \vec{E}_{01}\cos(\omega_1 t - \vec{k}_1\vec{r} + \alpha_1) = \vec{E}_{01}\cos\varphi_1;$$

$$\vec{E}_2(\vec{r},t) = \vec{E}_{02}\cos(\omega_2 t - \vec{k}_2\vec{r} + \alpha_2) = \vec{E}_{02}\cos\varphi_2, \qquad (43)$$

где ω_1 и ω_2 — частоты; $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ — волновые векторы волн; φ_1 и φ_2 — фазы соответствующих волн в момент t в точке наблюдения, заданной радиусом-вектором $\vec{r}$; α_1 и α_2 — произвольные постоянные части фаз волн.

Считая, что направления колебаний векторов $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ совпадают, запишем интерференционный член в форме:

$$2\left\langle(\vec{E}_1\vec{E}_2)\right\rangle_\tau = 2E_{01}E_{02}\left\langle\cos\varphi_1\cos\varphi_2\right\rangle_\tau =$$

$$= E_{01}E_{02}\left\langle\cos(\varphi_1-\varphi_2)\right\rangle_\tau + E_{01}E_{02}\left\langle\cos(\varphi_1+\varphi_2)\right\rangle_\tau \qquad (44)$$

(при получении (44) использовалась известная тригонометрическая формула для произведения косинусов).

Как будет показано ниже, основной вклад в результирующую интенсивность I дает первое слагаемое в (44). Найдем среднее значение:

$$\left\langle\cos(\varphi_1-\varphi_2)\right\rangle_\tau = \frac{1}{\tau}\int_{-\tau/2}^{\tau/2}\cos(\Delta\omega t - \delta)dt =$$

$$= \frac{1}{\Delta\omega\tau}\left[\sin\left(\frac{\Delta\omega\tau}{2}-\delta\right)+\sin\left(\frac{\Delta\omega\tau}{2}+\delta\right)\right] = \frac{2}{\Delta\omega\tau}\sin\left(\frac{\Delta\omega\tau}{2}\right)\cos\delta. \qquad (45)$$

В (45) введены обозначения: $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ — разность частот; $\delta = (\vec{k}_2 - \vec{k}_1)\vec{r} - (\alpha_2 - \alpha_1)$.

Как следует из (45), при изменении радиуса-вектора $\vec{r}$ точки наблюдения изменяется функция $\cos\delta$, а величина, стоящая перед ней, остается при этом неизменной. Модуль этой величины, представляющий амплитуду колебаний,

$$\gamma = \left| \frac{\sin\left(\frac{\Delta\omega\tau}{2}\right)}{\frac{\Delta\omega\tau}{2}} \right|. \qquad (46)$$

Параметр γ может принимать значения от нуля до единицы и называется *степенью когерентности* волн. Зависимость γ от безразмерного аргумента $\frac{\Delta\omega\tau}{2}$ представлена на рис. 12.

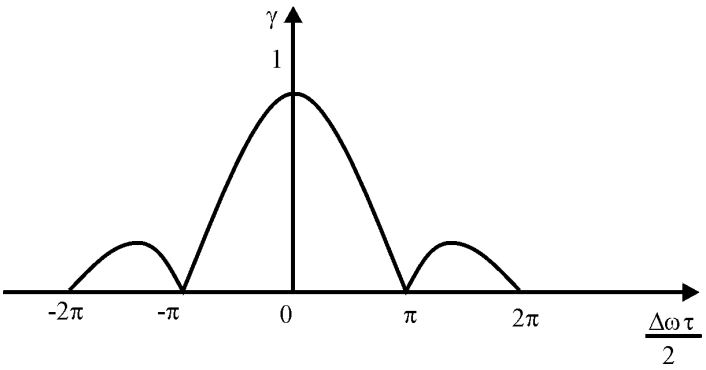


Рис. 12

Из рисунка видно, что своего максимального значения, равного единице, параметр γ достигает при $\frac{\Delta\omega\tau}{2} = 0$ и за счет увеличения знаменателя в (46) достаточно быстро убывает с ростом аргумента. По этой причине практический интерес представляет область в интервале

$$0 \le \left| \frac{\Delta\omega\tau}{2} \right| \le \pi . \qquad (47)$$

Аналогичным образом находится среднее по времени значение для косинуса суммы фаз складываемых волн (второе слагаемое в (44)). В результате возникает выражение, имеющее тот же вид, что и (45), с заменой разности частот $\Delta\omega$ на сумму $\omega_1 + \omega_2$.

Оценим по порядку величины амплитуду при осциллирующем $\cos\delta$, положив для видимого света $\omega_1 \approx \omega_2 \approx 10^{15}$ с$^{-1}$ и приняв в качестве характерного времени срабатывания фотоэлектрического прибора $\tau \approx 10^{-10}$ с. Выбранные типичные параметры дают оценку

$$\frac{2}{(\omega_1 + \omega_2)\tau} \left| \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \tau \right) \right| \approx \frac{1}{(\omega_1 + \omega_2)\tau} \approx 10^{-5},$$

которая существенно меньше γ.

Таким образом, пренебрегая в (44) вторым слагаемым, получим окончательное выражение для результирующей интенсивности в области перекрытия волн:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\,\gamma \cos\delta. \qquad (48)$$

Для иллюстрации полученных результатов рассмотрим простейший случай двух монохроматических волн с совпадающими частотами ($\omega_1 = \omega_2$) и постоянными частями фаз ($\alpha_1 = \alpha_2$). Из (48) получим:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\vec{K}\vec{r}), \qquad (49)$$

где посредством $\vec{K}$ обозначена разность волновых векторов: $\vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$.

Как следует из (49), интенсивность зависит от положения точки наблюдения, а поверхность равных интенсивностей дается уравнением $\vec{K}\vec{r} = \text{const}$. Эти поверхности представляют собой плоскости, перпендикулярные к вектору $\vec{K}$ (рис. 13).

Интенсивность максимальна там, где $\cos\delta$ принимает значение +1, и равна:

$$I_{\max} = \left(\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2} \right)^2 . \qquad (50)$$

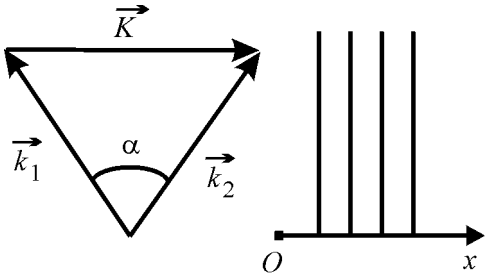


Рис. 13

Соответственно, в тех точках, где $\cos\delta = -1$, интенсивность минимальна и

$$I_{\min} = \left(\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2}\right)^2. \qquad (51)$$

Расстояние Δx между соседними плоскостями максимальной (или минимальной) интенсивности определяется условием

$$K\Delta x = 2\pi\,. \qquad (52)$$

Результаты (50) и (51) физически понятны, так как в первом случае складываемые поля в точках наблюдения оказываются в фазе, а во втором — в противофазе.

Модули волновых векторов $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ одинаковы и равны $k = 2\pi/\lambda$, так что $K = 2k\sin(\alpha/2)$, где α — угол между направлениями распространения интерферирующих волн (см. рис. 13). Откуда для величины Δx, называемой *шириной интерференционной полосы*, получим:

$$\Delta x = \frac{2\pi}{K} = \frac{\lambda}{2\sin(\alpha/2)} \approx \frac{\lambda}{\alpha}\,. \qquad (53)$$

Последнее приближенное выражение в (53) справедливо, когда волны распространяются под малым углом друг к другу ($\alpha << 1$). Если на пути волн поставить плоский экран, перпендикулярно к биссектрисе угла (ось *Ox* на рис. 13 след плоскости), на экране будут наблюдаться чередующиеся светлые и темные интерференционные полосы с расстоянием Δx между ними.

В частном и наиболее распространенном случае, когда интенсивности волн одинаковы ($I_1 = I_2 = I$) формула (49) принимает вид:

$$I(x) = 2I(1 + \cos\delta) = 2I\left[1 + \cos\left(2\pi\frac{x}{\Delta x}\right)\right] = 4I\cos^2\left(\pi\frac{x}{\Delta x}\right). \qquad (54)$$

В соответствии с (54) освещенность экрана изменяется от максимального значения, равного учетверенному значению освещенности, создаваемой одной волной, до минимального значения, равного нулю.

2.3. Схема опыта Юнга

Пусть плоская монохроматическая световая волна падает по нормали на непрозрачный экран с двумя близко расположенными отверстиями (или щелями), расстояние между которыми d. За экраном с отверстиями параллельно ему расположен на расстоянии l экран наблюдения Э (рис. 14).

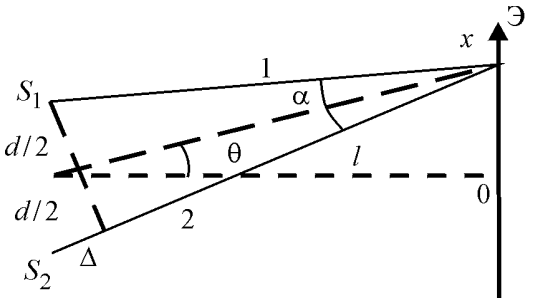


Рис. 14

Отверстия S_1 и S_2 в непрозрачном экране представляют собой источники двух когерентных синфазных волн, распространяющихся в направлении экрана Э. Если расстояние между экранами много больше d ($l >> d$) и отверстия одинаковы, амплитуды обеих волн в точке наблюдения практически равны, а, кроме того, в окрестности наблюдения малые участки волновых поверхностей волн могут считаться плоскими. Поэтому развитая в применении к плоским волнам теория в этом приближении полностью применима. Для

понимания последующих вычислений сформулируем условия на четыре параметра задачи размерности длины: λ, l, d, x. Будем считать, что:

а) $l >> d$ и $l >> x$ (отсюда следует, что интерференционная картина наблюдается при малых углах $\theta << 1$, т.е. вблизи начала координат);

б) $l >> \lambda$ (неравенство означает, что картина изучается в волновой зоне источников, в результате этого складываемые волны считаем плоскими и с одинаковой амплитудой).

Из условия $\theta << 1$ следует, что $\vec{K}$ практически параллелен оси x и зависимость интенсивности от координаты x точки наблюдения дается формулой (см. (49)):

$$I(x) = 2I(1 + \cos(Kx)). \tag{55}$$

Если α — угол, под которым из точки наблюдения видны источники S_1 и S_2, то в силу условия а):

$$K \approx k\alpha \approx k\frac{d}{l}.$$

Отсюда

$$I(x) = 2I\left[1 + \cos\left(k\frac{dx}{l}\right)\right] = 4I\cos^2\left(\pi\frac{dx}{l\lambda}\right). \tag{56}$$

Максимум интенсивности, равный $I_{\max} = 4I$ (напомним, что здесь I — интенсивность световой волны от одного отверстия), возникает для координат x точек экрана Э, для которых

$$\left|\cos\left(\pi\frac{d}{l\lambda}x_{\max}\right)\right| = 1, \quad x_{\max} = \pm m\frac{\lambda l}{d}, \tag{57}$$

где m — любое целое число ($m = 0, 1, 2, \ldots$), называемое *порядком интерференции.*

Между максимумами интенсивности располагаются минимумы, в которых $I_{\min} = 0$.

Ширина интерференционной полосы отвечает изменению m на единицу: $|\Delta m| = 1$ и равна:

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{d}. \qquad (58)$$

Выражение (57) имеет понятную физическую интерпретацию в терминах длины волны λ. Как следует из рис. 14, $\frac{x}{l} \approx \theta$ и $\theta \approx \Delta/d$, где Δ — разность хода волн от источников до точки наблюдения. Отсюда

$$x \approx l\theta = l\frac{\Delta}{d}. \qquad (59)$$

Подставляя (59) в (57), получим:

$$\frac{l}{d}\Delta_{\max} = \pm m\frac{\lambda l}{d}, \quad \text{или} \quad \Delta_{\max} = \pm m\lambda. \qquad (60)$$

Как следует из (60), максимумы интенсивности интерференционной картины наблюдаются в тех точках экрана Э, до которых разность хода волн равна целому числу длин волн λ.

Из (56) и (59) нетрудно получить зависимость интенсивности картины от Δ:

$$I(\Delta) = 2I\left[1 + \cos\left(k\Delta\right)\right] = 4I\cos^2\left(\frac{k\Delta}{2}\right). \qquad (61)$$

2.4. Интерференция в случае квазимонохроматических волн. Временная когерентность

Обратимся к анализу явления, возникающего при наложении двух квазимонохроматических волн. Имея в виду опыт Юнга, будем считать, что волны получены от одного источника и обладают одинаковым спектром. Полная интенсивность каждой из волн дается формулой:

$$I = \int_0^\infty I(\omega)d\omega, \qquad (62)$$

где $I(\omega) = dI_\omega/d\omega$ — *спектральная плотность* интенсивности волны. Из определения следует, что элементарная интенсивность монохроматических компонентов, частоты которых лежат в интер-

вале от ω до $\omega + d\omega$, равна $dI_\omega = I(\omega)d\omega$. При наложении монохроматических компонентов на экране возникнет распределение интенсивности, описываемое формулой (56) с заменой I на элементарную интенсивность dI_ω:

$$dI_\omega(x) = 2I(\omega)\left[1 + \cos\left(\frac{d\omega}{lc}x\right)\right]d\omega \qquad (63)$$

(в (63) использовано определение $k = \omega/c$).

Отдельные монохроматические компоненты с различными частотами не когерентны между собой. Поэтому полная интенсивность результирующей картины получается суммированием (63) по всем частотам:

$$I(x) = 2\int_0^\infty I(\omega)\left[1 + \cos\left(\frac{d\omega}{lc}x\right)\right]d\omega = 2I + 2\int_0^\infty I(\omega)\cos\left(\frac{d\omega}{lc}x\right)d\omega\,. \qquad (64)$$

Для вычисления интеграла необходимо задание функции $I(\omega)$ в явном виде. Выберем ее в простейшей модельной форме:

$$I(\omega) = \begin{cases} I/\Delta\omega, & \omega_0 - \Delta\omega/2 \le \omega \le \omega_0 + \Delta\omega/2; \\ 0, & \omega \ge \omega_0 + \Delta\omega/2,\ \omega \le \omega_0 - \Delta\omega/2. \end{cases} \qquad (65)$$

Значение $\Delta\omega$ определяет ширину частотного интервала волны.

Подставляя (65) в (64), получим:

$$I(x) = 2I\left[1 + \frac{1}{\Delta\omega}\int_{\omega_0-\Delta\omega/2}^{\omega_0+\Delta\omega/2}\cos\left(\frac{d\omega}{lc}x\right)d\omega\right]. \qquad (66)$$

Интеграл, входящий в (66), аналогичен интегралу в выражении (45). Поэтому, не останавливаясь на деталях вычислений, приведем ответ:

$$I(x) = 2I\left[1 + \gamma\cos(k_0\Delta)\right], \qquad (67)$$

где $k_0 = \omega_0/c$ — волновое число, отвечающее центру частотного интервала; Δ — разность хода волн в опыте Юнга.

Параметр γ в (67) дается формулой

$$\gamma = \left| \frac{\sin\left(\frac{\Delta\omega}{2c}\Delta\right)}{\frac{\Delta\omega}{2c}\Delta} \right| \qquad (68)$$

и имеет смысл степени когерентности двух квазимонохроматических волн. При разности хода волн $\Delta = 0$ (центр интерференционной картины) степень когерентности максимальна и равна единице. С увеличением разности хода степень когерентности волн убывает. Вместе с ней уменьшается интерференционный член в (67), а интенсивность стремится к $2I$. Таким образом, по мере удаления от центра контрастность интерференционной картины монотонно уменьшается вплоть до ее полного исчезновения при разности хода $\frac{\Delta\omega}{2c}\Delta \approx \pi$.

Введение разности хода между пучками света эквивалентно временной задержке одного из них. Поэтому способность световой волны к интерференции после её разделения на два пучка и последующего их наложения с некоторой разностью хода называется *временной когерентностью*. Минимальная разность хода, при которой степень когерентности (68) обращается в нуль, называется *длиной когерентности* $l_{\text{ког}}$. Ее представляют обычно в следующем виде:

$$l_{\text{ког}} = \frac{2\pi c}{\Delta\omega} \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \qquad (69)$$

При получении окончательного результата использовалось соотношение между частотой и длиной волны света $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$. Отсюда для квазимонохроматической волны ($\Delta\omega << \omega$) следует $\Delta\omega = \frac{2\pi c}{\lambda^2}\Delta\lambda$.

Из (69) и (60) нетрудно получить оценку для максимально возможного порядка интерференции, при котором исчезает интерференционная картина:

$$m_{\max} = \lambda/\Delta\lambda. \qquad (70)$$

Временную задержку между волнами, отвечающую длине когерентности,

$$\tau_{ког} = l_{ког}/c \qquad (71)$$

называют *временем когерентности* исходной световой волны.

2.5. Пространственная когерентность

Пространственная когерентность связана с тем, что естественный источник света является протяженным и имеет конечный угловой размер φ. С протяженностью источника света связан разброс направлений волнового вектора $\vec{k}$. Это, в свою очередь, приводит к тому, что волновая поверхность в случае точечного источника, становится «псевдоволновой» для протяженного источника. Фаза колебаний при переходе от одной точки «псевдоволновой» поверхности к другой изменяется хаотическим образом. Для оценки степени пространственной когерентности вводится *радиус когерентности* $\rho_{ког}$ как расстояние между двумя точками «псевдоволновой» поверхности, для которых случайное изменение разности фаз колебаний достигает значения π. Колебания в двух точках «псевдоволновой» поверхности, отстоящих друг от друга на расстояние, меньшее $\rho_{ког}$, будут приблизительно когерентными. Для протяженного источника

$$\rho_{ког} \approx \frac{\lambda}{\varphi}, \qquad (72)$$

где λ — длина монохроматической волны; φ — угловой размер источника света видимый из точки наблюдения интерференционной картины.

Таким образом, пространственная когерентность накладывает ограничение на расстояние *d* между двумя источниками света. Для того чтобы две волны, возбуждаемые источниками находящимися на расстоянии *d* друг от друга, были когерентными, необходимо, чтобы

$$d < \rho_{ког}, \quad d < \frac{\lambda}{\varphi}. \qquad (73)$$

Вновь обратимся к схеме опыта Юнга. Опыт Юнга, проведенный в начале XIX в., впервые показал возможность наблюдения интерференции света от двух источников и, таким образом, экспериментально подтвердил волновую природу света. В опыте Юнга яркий пучок солнечных лучей освещал экран Э с малым отверстием S (рис. 15). Прошедший через отверстие свет вследствие дифракции образует расходящийся пучок, который падает на второй экран Э1 с двумя малыми отверстиями S_1 и S_2, расположенными близко друг к другу на равных расстояниях от S. Эти отверстия действуют как вторичные точечные синфазные источники, и исходящие от них волны, перекрываясь, создают интерференционную картину, наблюдаемую на экране Э2. Введение дополнительного экрана Э с отверстием S объясняется малой пространственной когерентностью естественных источников света. Допустим, что свет направляется к щелям S_1 и S_2 непосредственно от Солнца. Угловой размер Солнца $\varphi \approx 30' = 0{,}0087$ рад, длину волны примем равной $\lambda = 550$ нм. Тогда радиус когерентности $\rho_{\text{ког}} \approx 0{,}06$ мм, а расстояние между щелями должно быть $d < \rho_{\text{ког}} = 0{,}06$ мм. Такое условие во времена Юнга выполнить было невозможно.

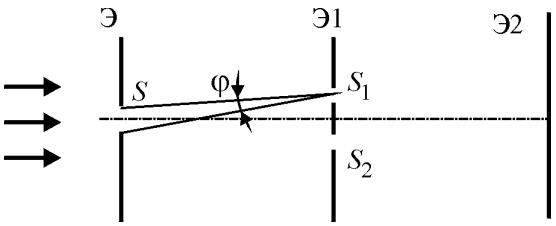


Рис. 15

Введение дополнительного отверстия S, необходимого для когерентного возбуждения источников S_1 и S_2, резко уменьшает световой поток, что затрудняет осуществление опыта.

Интенсивность наблюдаемой в опыте Юнга интерференционной картины можно заметно увеличить, если вместо точечных отверстий S, S_1 и S_2 в экранах применить длинные узкие параллельные щели. Вид полос вблизи центра интерференционной картины будет при этом таким же, как и при использовании точечных отверстий. Появ-

ним это. Если точечное отверстие S перемещать перпендикулярно к плоскости чертежа на рис. 15, то интерференционные полосы на экране Э2, полученные от точечных отверстий S_1 и S_2, будут просто смещаться вдоль своих направлений, т.е. перпендикулярно к плоскости чертежа. Поэтому замена отверстия S длинной щелью, т.е. непрерывной цепочкой точечных некогерентных источников, не приведет к ухудшению четкости интерференционных полос. Аналогично, не ухудшит четкости и замена отверстий S_1 и S_2 на узкие длинные щели, перпендикулярные к плоскости чертежа.

В современной модификации опыта Юнга в качестве источника используется лазер, излучение которого обладает высокой пространственной когерентностью. При этом для когерентного возбуждения вторичных источников S_1 и S_2 нет необходимости во вспомогательном отверстии S, так как в лазерном излучении световые колебания когерентны по всему поперечному сечению пучка.

2.6. Интерференционные опыты по методу деления амплитуды (опыт Поля)

Этот метод может применяться с протяженными источниками. Интерференцию света по методу деления амплитуды наблюдать проще, чем в опытах с делением волнового фронта. В опыте Поля свет от источника S отражается двумя поверхностями тонкой прозрачной плоскопараллельной пластины. В точку наблюдения P, находящуюся с той же стороны от пластины, что и источник, приходят две волны, которые образуют интерференционную картину.

При малом коэффициенте отражения ρ (например, для стекла при нормальном падении $\rho = 0{,}04$) можно повторные отражения от внутренних поверхностей пластины не принимать во внимание ввиду ничтожной энергии пучков, испытавших два и более отражений. Интерферирующие лучи имеют приблизительно одинаковые интенсивности, так как коэффициенты отражения от поверхностей равны, а поглощение света внутри пластины мало, поэтому на экране Э образуется четкая интерференционная картина. Для определения вида полос можно представить, что лучи выходят из мнимых изображений S_1 и S_2 источника S, создаваемых поверхностями пластинки. Расстояние между мнимыми источниками равно h. На удаленном экране, расположенном параллельно пластинке, интерференционные

полосы имеют вид концентрических колец с центрами на перпендикуляре к пластине, проходящем через источник *S*.

На рис. 16 расстояние от источника до пластины *a* показано равным расстоянию от пластины до экрана *l*. Для определенности будем считать, что пластина находится в воздухе, показатель преломления которого n_0 положим равным единице.

Оптическая разность хода волн между параллельными лучами в точке *P* такая же, как на линии *DC* (рис. 17):

$$\Delta = n\,(AB + BC) - AD, \qquad (74)$$

где n — показатель преломления пластинки; $AB = BC = d/\cos\theta'$; $AD = 2d\ \mathrm{tg}\,\theta'\ \sin\theta$; θ, θ' — углы падения и преломления. По закону преломления света $\sin\theta = n\ \sin\theta'$.

Подстановка значений *AB*, *BC* и *AD* в выражение (74) с учетом закона преломления дает, что

$$\Delta = 2nd\cos\theta'.$$

Следует учесть, что при отражении от верхней поверхности пластины ее фаза меняется на π, т.е.:

$$\delta = 2nd\cos\theta' 2\pi/\lambda_0 + \pi, \qquad (75)$$

где λ_0 — длина волны в вакууме.

Темные полосы будут наблюдаться при условии, что $\delta = (2m + 1)\pi$, тогда из (75) получим:

$$2nd\cos\theta' = m\,\lambda_0. \qquad (76)$$

Особенно важен случай, когда точка наблюдения *P* находится на бесконечности, т.е. наблюдение ведется на экране, расположенном в фокальной плоскости собирающей линзы (рис. 17). В этом случае оба луча, идущие от *S* к *P*, порождены одним падающим лучом и после отражения от передней и задней поверхностей пластинки параллельны друг другу (см. рис. 17).

Используя закон преломления, запишем это выражение через угол падения θ.

Так как $\cos\theta' = \sqrt{1 - \sin^2\theta'} = \dfrac{1}{n}\sqrt{n^2 - \sin^2\theta}$, то

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2\theta} = m\,\lambda_0, \quad m = 1, 2, \ldots . \qquad (77)$$

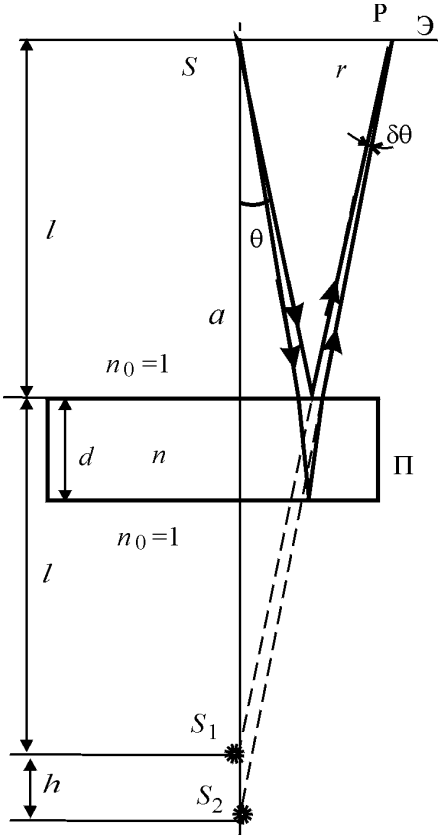


Рис. 16

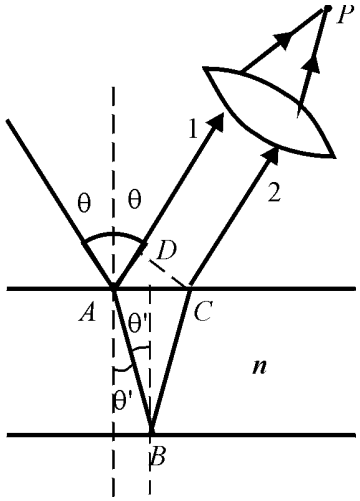


Рис. 17

В соответствии с формулой (75) светлые полосы расположены в местах, для которых $\delta = 2m\pi$ и $2nd \cos \theta' = (m + 1/2)\lambda_0$. Полоса, соответствующая данному порядку интерференции, обусловлена светом, падающим под вполне определенном углом θ. Поэтому такие полосы называют *интерференционными полосами равного наклона.*

Точно такие же полосы можно наблюдать в опыте Поля, поместив источник и экран на большом удалении от пластины ($d << l$), и при малых углах падения θ ($\theta << 1$). Тогда приходящие в точку P (см. рис. 16) лучи можно считать почти параллельными, так как $\delta\theta \approx h\sin\theta / S_1P = \theta\, d/l$ и $\delta\theta << \theta$.

При малых углах падения $\sin\theta \approx \theta$ и $\theta' \approx \theta/n$, используя формулу приближенных вычислений: $\cos\theta' \approx 1 - \theta'^2/2$, из (76) получим:

$$\theta'^2 / 2 = 1 - \frac{m\lambda_0}{2nd}.$$

Так как радиус темного кольца $r_m = 2\,\theta\,l$ (см. рис. 16), то

$$\frac{r_m^2}{8n^2l^2} = 1 - \frac{m\lambda_0}{2nd}. \qquad (78)$$

Отметим, что центру интерференционной картины соответствует максимальный порядок интерференции в отличие от опыта Юнга. Формально полагая $r_m \to 0$, найдем максимальный порядок $m_{\max} = 2nd/\lambda_0$. Интерференционная картина на экране будет наблюдаться, если $m_{\max}$ меньше, чем максимально возможный порядок интерференции, определяемый по формуле (70).

2.7. Интерферометр Фабри — Перо

Интерферометр Фабри-Перо (ИФП) является весьма распространенным прибором для спектральных исследований. Будучи прибором высокой разрешающей силы ИФП позволяет производить прецизионные измерения, исследуя в том числе компоненты спектральных линий – их тонкую структуру.

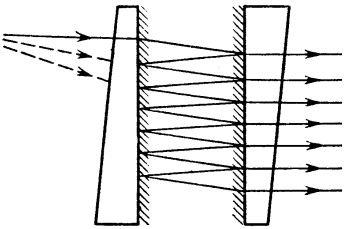


Рис. 18

Конструктивно ИФП обычно выполнен в виде двух параллельных стеклянных или кварцевых пластинок P_1 и P_2 (рис. 18), разделенных воздушным промежутком. Обращенные друг к другу плоские поверхности пластинок тщательно отполированы и на них нанесены отражающие покрытия. В качестве отражающих покрытий применяются напыления металлов (алюминий, серебро), либо многослойные диэлектрические покрытия. Последние более предпочтительны вследствие малого поглощения света. Обычно отражательная способность металлических покрытий доводится до 95 %, а диэлектрических покрытий до 98 %. В ИФП высокого качества отклонение внутренних поверхностей пластинок от идеальной пло-

ской поверхности не превышает 0,005λ. Зазор (обычно 1 — 100 мм) между пластинками, и их параллельность обеспечивается проложенным между ними кольцом. Внешние поверхности пластинок обычно изготовляются под небольшим углом (см. рис. 18) по отношению к рабочим внутренним. Это делается для того, чтобы отражения от внешних поверхностей не мешали измерениям. Таким образом, ИФП можно рассматривать как плоскопараллельную пластинку, на которой происходят многократные отражения и многолучевая интерференция.

Существуют и другие конструкции ИФП. Показанный на рис. 19, ИФП представляет собой плоскопараллельную стеклянную пластинку с нанесенными на обе стороны отражающими диэлектрическими покрытиями. Такой вариант исполнения ИФП имеет важное преимущество, заключающееся в жесткости конструкции, и не требует предварительной юстировки. Роль воздушного зазора в этом случае выполняет сама стеклянная пластинка.

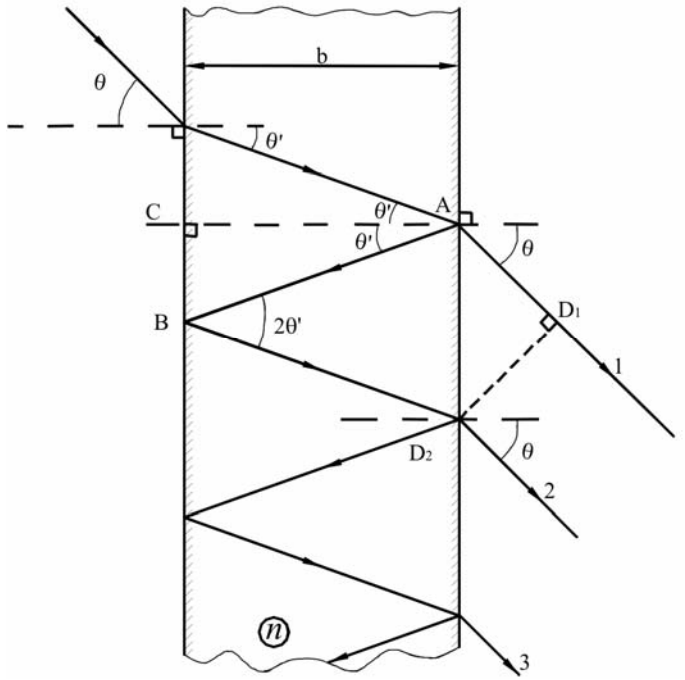


Рис. 19

Познакомившись с особенностями конструкции ИФП, перейдем к исследованию условий интерференционного усиления света на выходе из ИФП. Рассмотрим сначала случай плоской монохроматической волны, падающей слева на ИФП под углом θ (см. рис. 19). Эта волна будет частично проникать внутрь, преломляясь на левой грани пластинки и частично отражаться. Волна, преломленная на левой грани пластинки, и волна, отраженная от нее, остаются плоскими. Отраженная волна нас не будет интересовать, поскольку она не участвует в формировании интерференционной картины справа от пластинки. Волна, проникшая внутрь пластинки, будет частично выходить из нее, преломляясь на правой грани, и частично отражаться от нее. Отраженная волна будет распространяться по направлению к левой грани пластинки, частично отражаться от нее, частично выходить наружу и т.д. В результате, между гранями пластинки формируется совокупность волн, обусловленных многократными отражениями от граней пластинки. Прохождение волной промежутка между гранями пластинки приводит к набегу фазы. Рассмотрим совокупность плоских волн, распространяющихся в направлении к правой грани пластинки. Сдвиг фазы любой из них кратен одной и той же величине, которую легко найти из геометрии задачи. Рассмотрим луч *1* на рис. 19, отвечающий волне прошедшей через пластинку интерферометра. Луч *2* возникает вследствие однократного отражения от правой и левой граней пластинки. Аналогично, луч *3* возникает при двукратном отражении на правой и левой гранях пластинки и т.д. Оптическая разность хода лучей *1* и *2* равна:

$$\Delta = n \cdot \left(\left| AB \right| + \left| BD_2 \right| \right) - \left| AD_1 \right| . \qquad (79)$$

Здесь n — показатель преломления пластинки. Из геометрии рисунка следуют соотношения:

$$\left| AB \right| = \left| BD_2 \right| = \frac{b}{\cos\theta'}, \quad \left| AD_1 \right| = \left| AD_2 \right| \sin\theta, \quad \left| AD_2 \right| = 2\left| BC \right|,$$

$$\left| BC \right| = b \cdot \mathrm{tg}\,\theta . \qquad (80)$$

Из этих соотношений с использованием закона преломления (16) $\sin\theta = n \sin\theta'$ получим:

$$\Delta = 2bn\cos\theta' . \qquad (81)$$

Оптическая разность хода лучей *2* и *3* и остальных, не изображенных на рисунке пар лучей, очевидно, равна этой же величине. Отметим также, что при каждом отражении происходит небольшое (вследствие незначительного отличия коэффициента отражения от 1) уменьшение амплитуды волны. Условие интерференционного усиления заключается в том, что разность хода должна быть кратна длине волны, т.е.

$$\Delta = m\lambda_0, \qquad (82)$$

где m — целое число, называемое порядком интерференции. При выполнении условия (82) лучи, вышедшие за правую грань пластинки, будут интерференционно усиливать друг друга. Вышедший из ИФП пучок параллельных лучей *1*, *2*, *3*, и т.д. пересекается в бесконечно удаленной точке. Эту точку можно придвинуть на конечное расстояние, поместив за ИФП собирающую линзу (рис. 20). Тогда вышедшие из ИФП параллельные лучи после прохождения линзы соберутся в соответствующей точке фокальной плоскости.

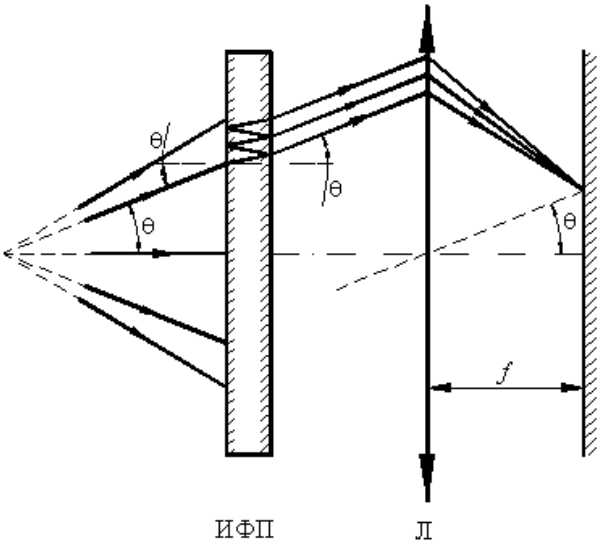


Рис. 20

Обычно в опытах с ИФП $\theta << 1$. Поэтому с приемлемой точностью можно разложить $\cos\theta'$ в формуле (81) в ряд Тейлора по ма-

лому параметру θ'. В результате получаем условие интерференционного усилении:

$$2nb - \frac{b\theta^2}{n} = m\lambda_0 . \qquad (83)$$

При выводе (83) мы воспользовались законом преломления (16), связывающим θ' и θ, и, кроме того, учитывая малость углов, заменили их синусы величиной самих углов.

Перейдем теперь к случаю, когда на ИФП падает расходящийся пучок лучей. Среди лучей расходящегося пучка есть и такие, для которых выполнено условие интерференционного усиления (83). Совокупность лучей, падающих на пластинку ИФП под углом θ, образует поверхность конуса. Соответственно этому в фокальной плоскости линзы образуется светлое кольцо, точки которого видны под углом θ из центра линзы (см. рис. 20). Для другого значения *m* интерференционную картину в виде светлого кольца сформируют лучи, идущие уже под другим углом θ, снова определяемым условием (83). Таким образом, интерференционная картина полос равного наклона в рассматриваемом случае представляет собой совокупность концентрических колец, соответствующих разным порядкам интерференции. Причем больший порядок интерференции соответствует меньшим углам, как это следует из (83).

3. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

3.1. Дифракция световых волн

Дифракцией света называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики.

Например, при прохождении света через непрозрачный экран Э1 с отверстием на экране Э2, согласно законам геометрической оптики, должна находиться освещенная область, резко ограниченная тенью (указана штриховкой на рис. 21). Вследствие дифракции, на экране Э2 получается сложное распределение интенсивности *I*, называемое *дифракционной картиной*.

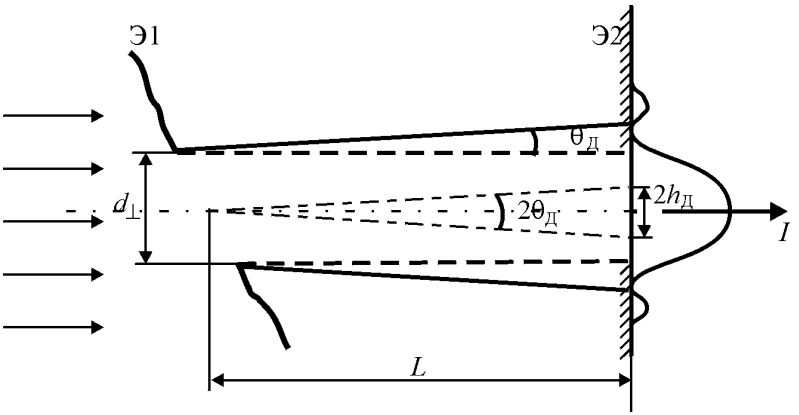


Рис. 21

При этом экран Э2 оказывается освещенным в области геометрической тени. Таким образом, в результате прохождения плоской волны через диафрагму, возникает расходящийся пучок. *Дифракционный угол расходимости* пучка, иногда его называют *углом дифракции*, $\theta_Д$ определяется соотношением между длиной волны λ и характерным размером поперечного сечения пучка $d_\perp$ (в направлении, где оно минимально):

$$\theta_Д \sim \lambda / d_\perp. \qquad (84)$$

Такое дифракционное уширение пучка обусловлено волновой природой света и принципиально не может быть устранено при заданной ширине пучка. Поэтому не существует строго параллельных пучков лучей. Это — идеализация, предполагающая, что длина волны света бесконечно мала или поперечное сечение пучка бесконечно велико. Всякое пространственное ограничение пучка вызывает его расхождение в соответствии с (84).

Если пучок проходит путь L, то на этом пути он претерпевает дифракционное уширение:

$$h_Д \sim L\,\theta_Д \sim \lambda L / d_\perp. \qquad (85)$$

Уширением $h_Д$ можно пренебречь только тогда, когда оно мало по сравнению с шириной самого пучка $d_\perp$, т.е. когда $\lambda L / d_\perp << d_\perp$ или

$$L << d_\perp^2/\lambda.$$

Расстояние $L_Д$, на котором дифракционное уширение становится сравнимым с начальным размером пучка, называется *длиной дифракции*. Из условия $L\,\theta_Д \sim d_\perp$ найдем:

$$L_Д \sim d_\perp^2/\lambda\,. \qquad (86)$$

На расстояниях

$$L \sim L_Д \sim d_\perp^2/\lambda$$

имеем общий и наиболее сложный для анализа вид дифракции, называемый *дифракцией Френеля*. На больших расстояниях от диафрагмы $L >> L_Д$ размер пятна $h_Д >> d_\perp$. В этом случае распределение интенсивности на экране Э2 и расчет дифракционной картины существенно упрощаются. Лучи, идущие от открытых участков экрана Э1 в произвольную точку P экрана Э2, можно считать параллельными, а приходящую в точку P волну — плоской. Такой вид дифракции называют *дифракцией Фраунгофера* или *дифракцией в параллельных лучах.*

Область за экраном Э1 можно разбить на три участка:

1) $L << L_Д$; $d_\perp^2/\lambda L >> 1$ — область геометрической оптики;

2) $L \sim L_Д$; $d_\perp^2/\lambda L \sim 1$ — область дифракции Френеля или ближняя зона дифракции;

3) $L >> L_Д$; $d_\perp^2/\lambda L << 1$ — область дифракции Фраунгофера или дальняя зона дифракции.

3.2. Принцип Гюйгенса — Френеля

Всякая дифракционная задача, если ее рассматривать строго, сводится к нахождению решения уравнений Максвелла, удовлетворяющего соответствующим граничным условиям. Однако в такой строгой постановке задачи, ввиду их сложности, допускают аналитические решения лишь в простейших случаях. В оптике, ввиду малости длин волн, большое значение имеют приближенные методы решения дифракционных задач, основанные на принципе Гюйгенса в обобщенной формулировке Френеля и Кирхгофа.

Согласно принципу Гюйгенса каждую точку волнового фронта можно считать центром вторичного возмущения, которое вызывает элементарные сферические волны, а волновой фронт в любой более поздний момент времени — огибающей этих волн. Этот принцип

дает качественное объяснение поведению света в ряде волновых оптических явлений и, в частности, явлению проникновения света в область геометрической тени. Френель смог объяснить явление дифракции, дополнив принцип Гюйгенса утверждением, что вторичные волны интерферируют между собой. Такое сочетание теории Гюйгенса и принципа суперпозиции называется *принципом Гюйгенса — Френеля.*

Рассмотрим распространение света в однородной изотропной среде. Будем характеризовать световое поле, например, напряженностью электрического поля $\vec{E}$. Каждая из его проекций E_i удовлетворяет волновому уравнению (см. разд. 1.1):

$$\Delta E_i = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2}, \qquad (87)$$

где v — скорость распространения света в среде; Δ — оператор Лапласа.

Для монохроматической расходящейся сферической волны решение (87) имеет вид:

$$E = \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr), \qquad (88)$$

где ω — частота света; $k = \omega / v = 2\pi/\lambda$ — волновое число. В дальнейшем будем использовать уравнение (88) в комплексной форме:

$$E = \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr) = \frac{a_0}{r} \mathrm{Re}\, \mathrm{e}^{-i\omega t + ikr} = \mathrm{Re} \frac{a_0}{r} \mathrm{e}^{ikr}\, \mathrm{e}^{-i\omega t}$$

или

$$E = \mathrm{Re}\, A\, \mathrm{e}^{-i\,\omega\, t}, \qquad (89)$$

где $A = \frac{a_0}{r} \mathrm{e}^{ikr}$ — комплексная амплитуда колебаний поля в данной точке. Для плоских волн колебания напряженности E будут также определяться (89) с амплитудами $A = A_0\, \mathrm{e}^{i\vec{k}\vec{r}}$ (см. разд. 1.2). Интенсивность волны определяется квадратом модуля амплитуды колебаний (см. разд. 1.4):

$$I \sim < E^2 > \sim |A|^2. \qquad (90)$$

Пусть Σ (рис. 22) — мгновенное положение сферического волнового фронта с радиусом r_0, распространяющегося от точечного источника P_0. Определим амплитуду колебаний поля A_P в точке P.

Амплитуду колебаний в точке Q волнового сферического фронта представим в виде $a_0\exp(ikr_0)/r_0$. В соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля каждый элемент волнового фронта рассматривается как центр вторичных когерентных сферических волн; вклад в амплитуду dA_P, вносимый элементом поверхности $d\Sigma$, на котором располагается точка Q, запишем в виде

$$dA_P = K(\varphi)\frac{a_0}{r_0}\,\mathrm{e}^{ikr_0}\,\frac{\mathrm{e}^{iks}}{s}\,d\Sigma\,, \qquad (91)$$

где $s = QP$, $K(\varphi)$ — *коэффициент наклона,* описывающий изменение амплитуды вторичных волн в зависимости от направления, а φ — угол между нормалью в точке Q и направлением QP (*угол дифракции*).

Коэффициент наклона $K(\varphi)$ был введен Френелем как феноменологический коэффициент, имеющий следующие свойства. Модуль $K(\varphi)$ максимален при $\varphi = 0$ и монотонно убывает с увеличением угла φ.

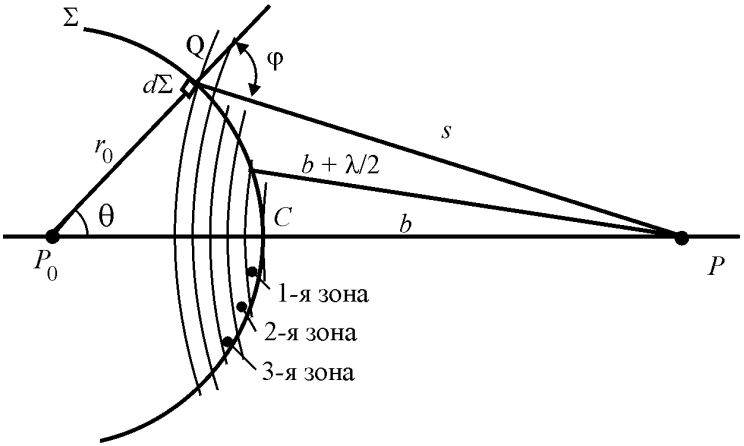


Рис. 22

Из теории Кирхгофа, основанной на том, что напряженность поля световой волны удовлетворяет волновому уравнению (87), следует для сферической волны

$$K(\varphi) = -ik(1 + \cos\varphi)/4\pi \,. \qquad (92)$$

При малых углах дифракции $\varphi << 1$ можно положить $\cos\varphi \approx 1$ и $K(\varphi) \approx K(0) = -ik/2\pi$.

3.3. Зоны Френеля

Разобьем поверхность Σ на такие области, чтобы расстояние от краев каждой области до точки P отличалось на половину длины волны $\lambda/2$ — такие участки волновой поверхности называются *зонами Френеля*. Построим вокруг точки P сферы с радиусами

$$b,\ b + \lambda/2,\ b + 2\lambda/2,\ b + 3\lambda/2,\ ...,\ b + m\lambda/2,\ ...\ \text{и т.д.},$$

где $b = CP$, а C — точка пересечения P_0P с волновым фронтом Σ, m — *номер* зоны Френеля (см. рис. 22).

Расстояния b и r_0 велики по сравнению с длиной волны света λ, тогда коэффициент наклона в пределах одной зоны Френеля можно считать постоянным. Разобьем поверхности зон на узкие кольца, расстояние от границ которых до точки P отличается на величину ds. Используя теорему косинусов:

$$s^2 = (b + r_0)^2 + r_0^2 - 2(b + r_0)\, r_0\cos\theta,$$

получим:

$$sds = (b + r_0)\, r_0\sin\theta d\theta.$$

Площадь узкого кольца

$$d\Sigma = 2\pi \cdot r_0^2 \cdot \sin\theta d\theta = 2\pi r_0 \frac{sds}{r_0 + b}\,.$$

Подставив $d\Sigma$ в (91), найдем вклад в амплитуду dA_P, от узкого кольца:

$$dA_P = \frac{2\pi K_m a_0}{r_0 + b} \cdot e^{ikr_0} e^{iks}\, ds\,, \qquad (93)$$

где K_m — среднее значение коэффициента наклона в пределах m-й зоны Френеля.

Амплитуду колебаний A_{Pm}, созданную одной m-й зоной Френеля в точке P, найдем, проинтегрировав (93) по расстоянию s от внутренней границы зоны, расположенной на расстоянии $s_1 = b + (m - 1)\lambda/2$, до внешней границы зоны, расположенной на расстоянии $s_2 = b + m\lambda/2$:

$$A_{Pm} = \frac{2\pi \cdot K_m \cdot a_0}{r_0 + b} \cdot e^{ikb} \int_{s_1}^{s_2} e^{iks} ds = (-1)^m \cdot 4\pi K_m \cdot a_0 \cdot \frac{e^{ik(r_0+b)}}{ik(r_0 + b)}. \qquad (94)$$

Коэффициент наклона $K(\varphi)$ медленно убывает с ростом номера зоны и для последней N-й зоны Френеля, когда $\varphi \to \pi$, согласно (92), $K_N = 0$.

Амплитуда A_P от всех зон Френеля равна амплитуде колебаний A, созданной точечным источником на расстоянии $b + r_0$:

$$A = \sum_{m=1}^{N} A_{Pm} = a_0 \cdot \frac{e^{ik(r_0+b)}}{(r_0 + b)}.$$

При малых углах дифракции $\varphi << 1$, как следует из формулы (92), коэффициент K_m можно положить равным значению коэффициента наклона при $\varphi = 0$:

$$K_m \approx K(0) = -ik / 2\pi .$$

Подставив K_m в (94), получим, что амплитуда

$$A_{Pm} \approx (-1)^{m+1} 2A , \qquad (95)$$

т.е. приблизительно в два раза больше по модулю амплитуды колебаний A от всего волнового фронта. Множитель $(-1)^{m+1}$ в (95) показывает, что четные и нечетные зоны создают в точке P противоположные по фазе колебания.

Для решения дифракционных задач часто применяют графические методы сложения амплитуд. Построим векторную диаграмму колебаний, создаваемых волновым фронтом Σ. Разобьем поверхность Σ на такие узкие кольцевые зоны, аналогичные зонам Френеля, но гораздо меньшие по ширине, чтобы разность фаз $d\delta$ вторичных волн, пришедших от любых соседних колец, была одинакова. Так как $d\delta = kds$, то одинаковым $d\delta$ соответствуют одинаковые ds, и согласно (93) кольца создают почти равные амплитуды колебаний.

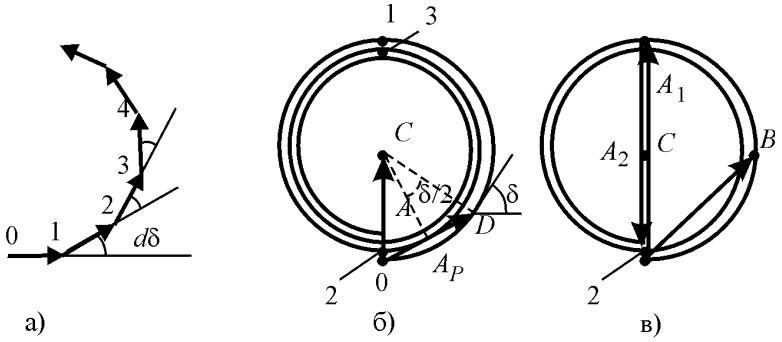


Рис. 23

Колебание, создаваемое в точке *P* каждой из зон, изобразим в виде вектора, длина которого равна амплитуде колебания, а угол, образуемый вектором с направлением, выбранным за направление отсчета, дает начальную фазу колебаний. Амплитуду колебания, создаваемого центральным кружком, изобразим вектором $0 - 1$ (рис. 23, *а*). Кольцо, окружающее центральный участок, даст вектор $1 - 2$, повернутый относительно отрезка $0 - 1$ на угол $d\delta$ и имеющий ту же длину; следующее кольцо даст $2 - 3$ и т.д. Каждое следующее колебание отстает от предыдущего по фазе на одну и ту же величину $d\delta$. Если учесть обусловленное коэффициентом *K* слабое убывание амплитуды с увеличением расстояния *s*, то векторы образуют ломаную спиралевидную линию. В пределе $d\delta \to 0$ ломаная линия принимает вид спирали, медленно закручивающейся к точке *C* (рис. 23, *б*).

Участок $0 - 1$ на рис. 23, *б*, *в* соответствует первой зоне Френеля, так как фазы колебаний в точках 0 и *1* отличаются на $\delta = \pi$ (бесконечно малые векторы, образующие спираль, направлены в этих точках в противоположные стороны). Аналогично, участок $1 - 2$ соответствует второй зоне, $2 - 3$ — третьей зоне и т.д. Вектор, проведенный из точки 0 в точку *1* (см. рис. 23, *в*), изображает колебание с амплитудой A_1, возбуждаемой в точке *P* этой зоной. Аналогично, вектор, проведенный из точки *1* в точку *2* (см. рис. 23, *в*), изображает колебание с амплитудой A_2, возбуждаемой второй зоной Френеля. Участок *OB* (см. рис. 23, *в*) соответствует внутренней половине первой зоны Френеля. Колебание, возбуждаемое в точке *P* всей волновой поверхностью, изображается вектором *OC* (см. рис. 23, *б*).

3.4. Дифракция на простейших экранах

Принципа Гюйгенса — Френеля еще не достаточно для решения дифракционных задач, так как необходимо знать амплитуду A во всех точках замкнутой поверхности Σ.

Поэтому для решения дифракционных задач используются следующие приближения:

1) экран с отверстием (или отверстиями) будем считать плоским и непрозрачным, тогда в качестве поверхности Σ выберем поверхность, покрывающую заднюю неосвещенную сторону экрана;

2) примем, что на всех участках этой поверхности, которые прикрыты экраном — $A = 0$, а на отверстиях амплитуда $A = A^{(0)}$ определяется законами геометрической оптики, т.е. такая, какая получилась бы в отсутствии экрана. Таким образом, амплитуда в точке P

$$A_P = \int\limits_{\Sigma'} \frac{K(\phi) \cdot A^{(0)}}{s} \cdot \mathrm{e}^{iks} d\Sigma, \qquad (96)$$

где интегрирование проводится по площади отверстия Σ'.

Данное приближение справедливо, когда размеры отверстий и непрозрачных промежутков между ними велики по сравнению с длиной волны света $d >> \lambda$ и при углах дифракции $\varphi << 1$. Тогда заметная интенсивность наблюдается при малых углах дифракции. Различие в истинном и вычисленном направлениях колебания вектора $\vec{E}$ несущественно. Влияние края экрана на поле в отверстии простирается лишь на расстояние порядка длины волны, и при больших размерах отверстия замена истинных значений A в подынтегральном выражении формулы (96) на амплитуду $A^{(0)}$ падающей волны не приводит к заметным ошибкам, так как на большей части поверхности Σ' эти значения совпадают. В этом случае амплитуда колебаний электрического поля A_P не зависит ни от поляризации падающей волны, ни от материала, из которого изготовлен экран. При малых углах дифракции коэффициент наклона $K(\varphi)$ практически не зависит от φ, и его можно заменить значением при $\varphi = 0$ и $K(\varphi) \approx K(0) = -ik/2\pi$.

Отметим одно из следствий формулы (96) — так называемый *принцип Бабине* (или *теорема Бабине*). Рассмотрим распределение

света, дифрагированного на дополнительных экранах, т.е. на экранах, у которых отверстия одного точно совпадают с непрозрачными частями другого, и наоборот. Пусть A_{1P} и A_{2P} — комплексные амплитуды, когда только один из экранов помещен на пути между источником и точкой наблюдения P. Тогда, поскольку A_{1P} и A_{2P} можно представить в виде интегралов (96) по отверстиям, а отверстия в дополнительном экране располагаются так, что полностью «открывают» весь волновой фронт

$$A_{1P} + A_{2P} = A_{0P}, \qquad (97)$$

где A_{0P} — амплитуда колебаний, созданных источником в точке P, если бы никаких экранов не было.

Из принципа Бабине можно вывести два заключения. Если $A_{1P} = 0$, то $A_{2P} = A_{0P}$, т.е. в точках, где интенсивность при наличии первого экрана равна нулю, в присутствии лишь другого экрана она будет такой же, как и в отсутствие экранов. Далее, если $A_{0P} = 0$, то $A_{2P} = -A_{1P}$, т.е. в точках, где $A_{0P} = 0$, фазы A_{1P} и A_{2P} различаются на π, а интенсивности одинаковы. Так, например, если точечный источник света изображается объективом, амплитуда световых колебаний в плоскости изображений повсюду равна нулю, за исключением мест, находящихся в непосредственной близости от изображения P' источника. Распределения интенсивности от дополнительных экранов одинаковы ($I_1 = I_2$) всюду, за исключением мест вблизи P'.

Рассмотрим дифракцию сферической волны на экране с отверстием произвольной формы. Амплитуда в отверстии дается формулой: $A^{(0)} = \dfrac{a_0}{r'} \cdot \mathrm{e}^{ikr'}$. Возьмем за начало декартовой системы координат точку O отверстия, а оси Ox и Oy выберем в плоскости отверстия (рис. 24). Точка P_0 — центр кривизны сферической волновой поверхности волны находится на оси z. Положение произвольной точки $Q(x, y)$ будем характеризовать вектором $\vec{\rho}$. Тогда расстояния от точек P_0 и P до Q равны:

QP_0: $\quad r'^2 = r_0^2 + \rho^2;$

QP: $\quad s^2 = R^2 + \rho^2 - 2 \cdot \vec{R}\vec{\rho}.$

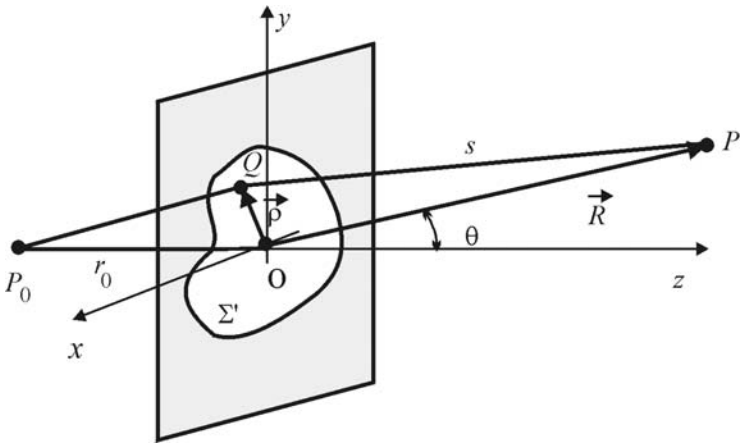


Рис. 24

Линейные размеры отверстия малы по сравнению с R и r_0 и поэтому разложим s и r', стоящие в показателях экспонент $e^{ikr'}$ и e^{iks}, в степенные ряды по ρ/r_0 и ρ/s:

$$r' = r_0 + \rho^2/(2r_0),$$

$$s = R + \rho^2/(2R) - (\vec{R}\vec{\rho})/R.$$

В знаменателе подынтегрального выражения (96) можно положить $s = R$ и $r' = r_0$. Введем следующие обозначения:

$$A_0 = a_0 e^{ik(r_0+R)}/(r_0 + R),$$

$$1/L = 1/r_0 + 1/R \quad \text{или} \quad L = r_0 R/(r_0 + R). \qquad (98)$$

Величины r_0 и R, входящие в эти формулы, следует считать алгебраическими и по модулю равными соответствующим расстояниям (см. рис. 24). Для показанных на рисунке положений источника P_0 и точки наблюдения P величины $r_0 > 0$ и $R > 0$.

При малых углах θ амплитуда A_0 по модулю совпадает с амплитудой колебаний в точке P в отсутствие экрана. Для плоской падающей волны ($r_0 \to \infty$, но $a_0/r_0 = \text{const}$) L — расстояние от точки P до экрана.

Тогда интеграл (96) можно записать в виде:

$$A_P = -A_0 \frac{i}{\lambda L} \cdot \int_{\Sigma'} \exp\left(-i\vec{k}\vec{\rho} + i\frac{k\rho^2}{2L} \right) dxdy , \qquad (99)$$

где $\vec{k} = k\vec{R}/R$ — волновой вектор дифрагированной волны.

Таким образом, задача о дифракции света на непрозрачном экране сводится к вычислению интеграла (99). Вычисления упрощаются, если в (99) пренебречь квадратичным слагаемым. В этом случае имеем дело с *дифракцией Фраунгофера*; если же квадратичным слагаемым пренебречь нельзя, то с *дифракцией Френеля*. Более простой случай дифракции Фраунгофера представляется в оптике значительно более важным.

Строго говоря, члены второго и более высоких порядков исчезают в предельном случае $r_0 \to \infty$ и $R \to \infty$, т.е. когда и источник, и точка наблюдения P находятся в бесконечности. Однако ими можно пренебречь, если

$$k\rho_{\max}^2 /(2L) << 2\pi .$$

Учитывая, что $\rho_{\max} \sim d_\perp$, это условие удовлетворяется, если

$$r_0 >> d_\perp^2 / \lambda \quad \text{и} \quad R >> d_\perp^2 / \lambda \qquad (100)$$

или

$$1/r_0 + 1/R = 0. \qquad (101)$$

Условия (100) позволяют оценить расстояния, при которых применимо приближение Фраунгофера (сравните с (86)). Условие (101) означает, что дифракция Фраунгофера имеет место и тогда, когда точка наблюдения P находится в плоскости, параллельной плоскости отверстия, при условии, что точка наблюдения близка к оси z. Здесь следует различать два случая. Если r_0 отрицательно (точка P_0 находится не слева от экрана, как на рис. 24, а справа), то точка P_0 является центром схождения, а не расхождения падающей волны. Этот случай очень важен для практики, так как осуществляется в плоскости изображений центрированной оптической системы, изображающей точечный источник, расположенный недалеко от оси. Дифракционная картина Фраунгофера образуется в плоскости изображений (дифракция в сходящейся волне изучается в рабо-

тах 19 и 20). Если r_0 положительно, то дифракционная картина оказывается мнимой ($R < 0$) и кажется образованной в плоскости, проходящей через источник P_0. Этот случай имеет место, например, тогда, когда отверстие в экране находится непосредственно перед глазом, или когда установка объектива зрительной трубы соответствует рассматриванию удаленного источника света.

Чтобы составить ясное физическое представление о том, где и как наблюдается дифракционная картина Фраунгофера, рассмотрим нормальное падение плоской волны на экран с отверстием Э1 и сравним две ситуации, показанные на рис. 25. Можно считать, что дифракция, наблюдаемая в направлении $\vec{k}$ в очень удаленной точке P (рис. 25, *а*), возникла в результате суперпозиции плоских волн, исходящих из каждой точки отверстия в этом направлении. Такие волны будем называть *дифрагировавшими*.

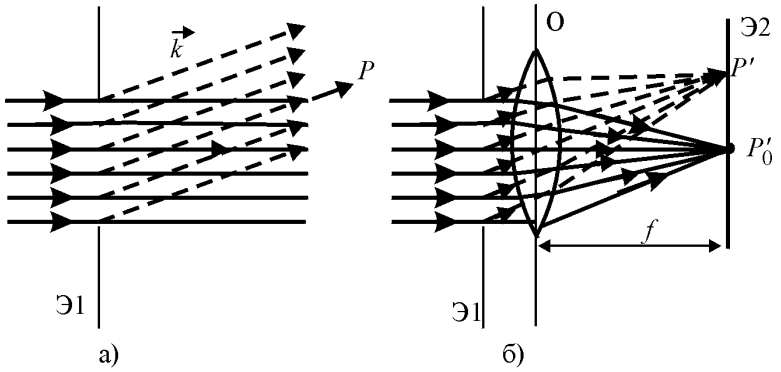


Рис. 25

Если теперь поместить объектив О позади экрана (рис. 25, *б*), то весь свет, дифрагировавший в направлении $\vec{k}$, соберется в фокусе P' в фокальной плоскости объектива. Так как длины оптических путей всех лучей, приходящих в P' от волновой поверхности дифрагировавших волн, равны, то интерференционные эффекты остаются такими же, как и в первом случае при условии, что объектив так велик, что не вносит дополнительной дифракции. Таким образом, дифракционную картину Фраунгофера можно наблюдать

на экране, расположив его либо на большом расстоянии $L >> L_Д$, либо в фокальной плоскости объектива.

Запишем интеграл (99) для дифракции Фраунгофера в виде:

$$A_P = C\iint\limits_{\Sigma'} \mathrm{e}^{-i(k_x x + k_y y)}\, dxdy\,, \qquad (102)$$

где C — величина, стоящая перед интегралом (99). Значение C определяется через величины, связанные с положением источника и точки наблюдения; однако на практике часто удобнее выражать ее через другие величины, например, интенсивности I_0 падающей волны или в центре дифракционной картины.

Из (102) следуют некоторые общие свойства дифракционных картин Фраунгофера. При замене в (102) k_x на $-k_x$ и k_y на $-k_y$ амплитуда A_P заменится на комплексно-сопряженную A_P^*. Модуль амплитуды и, соответственно, интенсивность не изменятся. Это означает, что в осесимметричных точках P' и P''интенсивности одинаковы: на экране Э2 наблюдается центрально-симметричная относительно точки P_0' дифракционная картина от отверстия *произвольной* формы.

При произвольном поступательном перемещении экрана Э1 координаты точек отверстия меняются: $x \to x + x_0$, $y \to y + y_0$ ($x_0(t)$, $y_0(t)$ — координаты точки O), что приводит к появлению фазового множителя в выражении (102). Поэтому дифракционная картина при перемещении экрана Э1 не меняется. Это позволяет наблюдать дифракцию на движущихся объектах, например на бегущих звуковых волнах (примером служит лабораторная работа 21).

3.5. Дифракция Френеля на круглом отверстии

Вследствие осевой симметрии отверстия дифракционная картина имеет вид концентрических темных и светлых колец с центром на оси отверстия. Вычисление распределения интенсивности при дифракции Френеля на круглом отверстии по формуле (99) является весьма громоздким и требует применения ЭВМ. И только в центре дифракционной картины интеграл (99) принимает простой вид. Переходя к полярным координатам, получим:

$$A_P = -A_0 \frac{ik}{L} \int_0^{\rho_m} e^{\frac{ik\rho^2}{2L}} \cdot \rho \, d\rho = A_0 (1 - e^{i\delta}), \qquad (103)$$

где ρ_m — радиус круглого отверстия; $\delta = \pi\rho_m^2 / \lambda L$ — разность фаз вторичных волн, пришедших из центра отверстия и его краев.

Таким образом, интенсивность I в центре дифракционной картины определяется числом открытых отверстием зон Френеля:

$$m = \rho_m^2 / \lambda L, \qquad (104)$$

$$I = 4I_0 \sin^2 \delta/2 = 4I_0 \sin^2(\pi m/2), \qquad (105)$$

где I_0 — интенсивность света в точке P в отсутствие экрана.

Нечетное число открытых зон дает в центре дифракционной картины максимум интенсивности ($I_P = 4I_0$), четное — минимум ($I_P \approx 0$). Угловой размер центрального темного или светлого пятна порядка угла дифракции $\theta_Д \sim \lambda/\rho_m$.

3.6. Дифракция Френеля на крае полуплоскости и щели

Полуплоскость. Принцип Гюйгенса — Френеля можно применить для нахождения распределения интенсивности вблизи границы тени, отбрасываемой краем большого экрана.

Ограничимся случаем плоской волны, падающей нормально на экран, что соответствует бесконечно удаленному точечному источнику (или точечному источнику, находящемуся в фокусе линзы). Введем в плоскости экрана Э1 (рис. 26) координатные оси x и y с началом в точке О, лежащей на луче падающей волны, проходящем через точку наблюдения P, ось Oy параллельна краю экрана. Ось z проходит через точку P на экране Э2, расположенном на расстоянии L от экрана Э1. В плоскости экрана Э2 введем координатную ось O_2x_2, перпендикулярную границе геометрической тени.

Используя интеграл (99), найдем вклад участка волновой поверхности в виде параллельной оси y полосы, простирающейся от $x = 0$ до $x = x_1 > 0$:

$$A_P = -A_0 \frac{i}{\lambda L} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\frac{\pi y^2}{L\lambda}} dy \int_0^{x_1} e^{i\frac{\pi x^2}{L\lambda}} dx. \qquad (106)$$

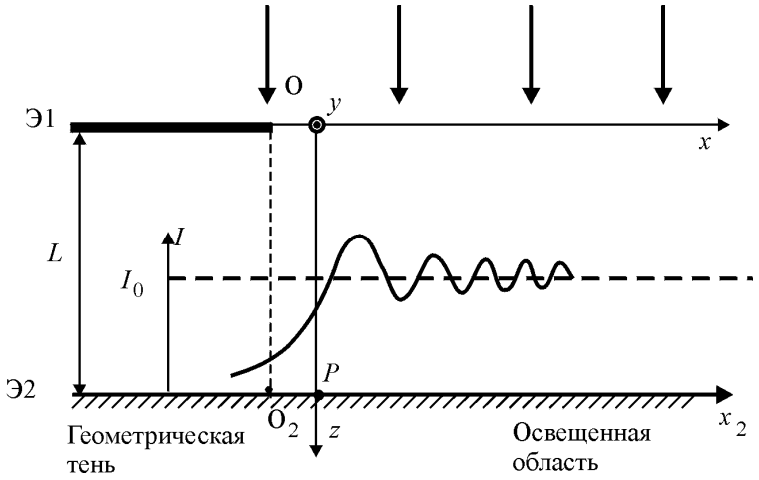


Рис. 26

Вычислив интеграл по y и сделав замену переменной интегрирования x на безразмерную переменную $u = x\sqrt{2/\lambda L}$, получим:

$$A_P = \frac{A_0}{\sqrt{2}} e^{-i\pi/4} \int_0^{u_1} e^{i\pi u^2/2} du \qquad \left(u_1 = x_1 \sqrt{\frac{2}{\lambda L}} \right).$$

Опуская несущественный фазовый множитель $e^{-i\pi/4}$, окончательно получим:

$$A_P = \frac{A_0}{\sqrt{2}} \int_0^{u_1} e^{i\pi u^2/2} du \sim \int_0^{u_1} e^{i\pi u^2/2} du . \qquad (107)$$

Вычисление A_P по формуле (107) удобно проиллюстрировать с помощью векторной диаграммы. Разобьем волновую поверхность на элементарные полоски равной ширины dx. Колебание в точке P, вызываемое вторичной волной от элементарной полоски, расположенной вдоль оси y (при $x = 0$), изобразим вектором dA_1 (рис. 27). Колебание от следующей полоски изобразится таким же по модулю вектором dA_2, повернутым относительно dA_1 на некоторый угол, так как эта вторичная волна проходит до P большее расстояние и отстает по фазе. В дальнейшем угол между соседними векторами элементарных колебаний dA_i и dA_{i+1} становится все больше,

так как запаздывание по фазе вторичной волны от элементарной полоски, расположенной на расстоянии x от y, пропорционально *квадрату* этого расстояния x^2 (см. (107)). Этим рассматриваемая векторная диаграмма отличается от диаграммы на рис. 23.

Колебание в P от широкой полосы волновой поверхности изобразится суммой векторов dA_i от всех укладывающихся на ней элементарных полосок dx (вектор A_P на рис. 27, *а*). В пределе, когда ширина dx каждой элементарной полоски стремится к нулю, цепочка векторов dA_1, dA_2, ... превращается в плавную кривую, называемую *спиралью Корню* (см. рис. 27, *б*). Она состоит из двух симметричных ветвей, закручивающихся вокруг фокусов F и F'. Ее левая половина описывает действие вторичных волн от участков волновой поверхности, лежащих слева от оси y (при $x < 0$ на рис. 26). Колебание в P от части волновой поверхности, лежащей справа от оси y на рис. 26 (т.е. при $0 < x < \infty$), изображается вектором, проведенным из O в правый фокус F спирали Корню. Колебание в P от всей волновой поверхности ($-\infty < x < \infty$) изображается вектором, соединяющим фокусы F и F'. Для нахождения колебания в P от какой-либо полосы волновой поверхности, лежащей между $x = x'$ и $x = x''$, нужно построить вектор, который замыкает соответствующий этой полосе участок спирали.

Выражение (107) представляет собой параметрическое уравнение спирали Корню в комплексной форме. Если в плоскости векторной диаграммы ввести прямоугольные координаты ξ и η так, как показано на рис. 27, *б*, то уравнение спирали Корню примет вид

$$\xi(u_1) = \int_0^{u_1} \cos(\pi u^2/2)du\,, \quad \eta(u_1) = \int_0^{u_1} \sin(\pi u^2/2)du\,.$$

Функции $\xi(u_1)$ и $\eta(u_1)$ называются *интегралами Френеля*. Их значения при $u_1 \to \pm\infty$ дают координаты фокусов спирали Корню: $\xi_F = \eta_F = 1/2$; $\xi_{F'} = \eta_{F'} = -1/2$. Параметр $u_1 = x_1\sqrt{2/\lambda L}$ определяет длину дуги спирали Корню, отсчитываемую от точки O.

Угловой коэффициент касательной к спирали Корню $\operatorname{tg}\alpha = d\xi/d\eta = \operatorname{tg}\left(\pi \cdot u_1^2/2\right)$, откуда $\alpha = \pi \cdot u_1^2/2$. При $u_1 = 0$ угол $\alpha = 0$, т.е. в точке O спираль касается оси ξ. При $u_1 = 1$ угол $\alpha = \pi/2$,

т.е. касательная вертикальна и т.д. Соотношение $\alpha = \pi u_1^2/2$ позволяет по заданному значению x_1 найти соответствующую точку на спирали Корню.

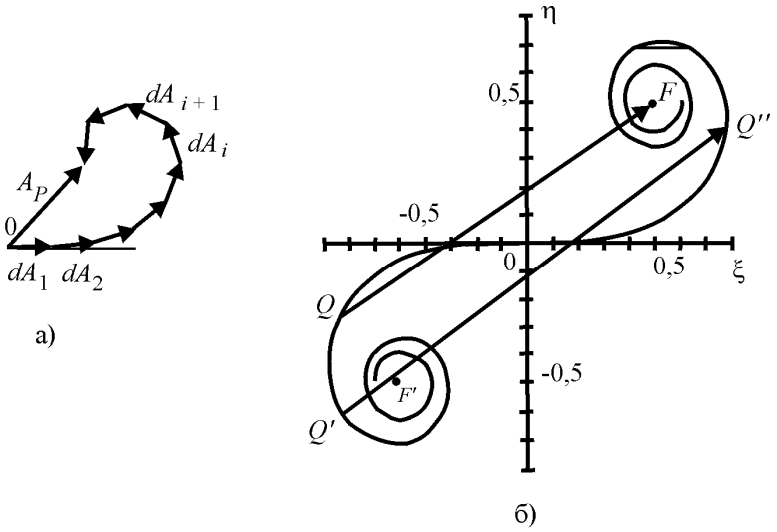


Рис. 27

При любом расположении точки наблюдения P относительно края экрана правая часть волновой поверхности полностью открыта (см. рис. 26). Поэтому на векторной диаграмме колебанию в P сопоставляется вектор QF, конец которого всегда находится в верхнем фокусе F (рис. 27, *б*). Положение начала этого вектора (точка Q) на спирали Корню зависит от положения точки наблюдения P: точке Q соответствует значение параметра $u_2 = x_2\sqrt{2/\lambda L}$. Когда P находится на границе геометрической тени ($x_2 = 0$), точка Q совпадает с O и колебание изображается вектором OF, равным $A_0/2$. Поэтому интенсивность при $x_2 = 0$ в четыре раза меньше интенсивности I_0 в отсутствие экрана. При перемещении точки наблюдения P в освещенную область, т.е. вправо на рис. 26, точка Q на векторной диаграмме (см. рис. 27, *б*) будет перемещаться по нижней ветви спирали Корню. При этом интенсивность будет последовательно проходить через максимумы и минимумы (см. рис. 26, $x_2 > 0$).

Максимумам и минимумам интенсивности соответствуют точки нижней ветви спирали Корню, расстояние до которых от верхнего фокуса F соответственно максимально или минимально (см. рис. 27, *б*). Приближенно можно считать, что эти точки находятся на пересечении спирали с продолжением прямой FF', так как в этих точках прямая FF' почти перпендикулярна к спирали Корню. В этих точках тангенс угла наклона касательной $\mathrm{tg}\alpha \approx -1$. В первом максимуме $\alpha_1 \approx 3\pi/4$, в n-м — $\alpha_n \approx 3\pi/4 + 2\pi(n-1)$. В первом минимуме $\alpha_1 \approx 5\pi/4$, в n-м — $\alpha_n \approx 5\pi/4 + 2\pi(n-1)$. Таким образом, максимумы интенсивности находятся на расстояниях

$$x_{\max n} = 1/2\sqrt{(8n-5)\lambda L}\,, \quad n = 1, 2, \ldots \tag{108}$$

от края геометрической тени, а минимумы на расстояниях

$$x_{\min n} = 1/2\sqrt{(8n-1)\lambda L}\,, \quad n = 1, 2, \ldots . \tag{109}$$

Наибольшая интенсивность $I_1 = 1{,}37I_0$ наблюдается в первом максимуме, расположенном на расстоянии $x_{\max 1} = 0{,}86\sqrt{\lambda L}$ от края геометрической тени. Первый минимум интенсивности $I_2 = 0{,}78I_0$ находится на расстоянии $x_{\min 1} = 1{,}33\sqrt{\lambda L}$. Следующие максимум и минимум наблюдаются при $x_{\max 2} = 1{,}66\sqrt{\lambda L}$ и $x_{\min 2} = 1{,}92\sqrt{\lambda L}$. С увеличением расстояния x_2 от края геометрической тени размах колебаний интенсивности уменьшается и она приближается к значению I_0, а места максимумов и минимумов постепенно сближаются друг с другом.

При перемещении точки наблюдения P в область геометрической тени экрана точка Q на векторной диаграмме (см. рис. 27, *б*) будет перемещаться по верхней ветви спирали Корню. Длина вектора QF, а следовательно, и интенсивность монотонно уменьшаются с увеличением расстояния x_2, асимптотически приближаясь к нулю.

В заключение отметим, что между светом и тенью от края большого экрана ($d_\perp^2 / \lambda L >> 1$) нет резкой границы: в области геометрической тени интенсивность спадает монотонно, а вблизи края освещенной области наблюдаются дифракционные полосы переменной толщины.

Следует отметить, что при падении на экран сходящейся или расходящейся волны формулы (106) — (109) остаются прежними, если расстояние L определяется по формуле (98).

Щель. Бесконечно длинную щель можно образовать, расположив рядом две обращенные в разные стороны полуплоскости. Следовательно, задача о дифракции от щели может быть решена с помощью спирали Корню.

Амплитуде A_P соответствует вектор $Q'Q''$ (см. рис. 27, *б*). Причем для центра картины Q' и Q'' располагаются симметрично на разных ветвях спирали. Если ширина щели a отвечает условию $a^2/\lambda L >> 1$ (предел широкой щели), $Q'Q''$ почти совпадает с FF' и интенсивность в центре $\approx I_0$. При удалении от центра точка Q' движется по спирали Корню вблизи фокуса, поэтому интенсивность практически не меняется. И только вблизи краев щели наблюдаются колебания интенсивности.

Если уменьшить размер щели a или увеличить расстояние L так, чтобы $a^2/\lambda L \sim 1$, то даже в центре картины интенсивность будет заметно отличаться от I_0. В этом случае в центре дифракционной картины может наблюдаться как максимум, так и минимум интенсивности.

При дальнейшем уменьшении размеров щели $a^2/\lambda L << 1$ дифракция Френеля переходит в дифракцию Фраунгофера.

3.7. Дифракция Фраунгофера на щели и прямоугольном отверстии

Проинтегрировав (102) по y, получим:

$$A(k_x) = C\int_{-a/2}^{a/2} \mathrm{e}^{-ik_x x}\,dx = Ca\,\frac{\sin(k_x a/2)}{k_x a/2}. \qquad (110)$$

В пределе $k_x \to 0$ дробь обращается в единицу ($\sin x \sim x$ при малых x), следовательно, произведение Ca — амплитуда в центре дифракционной картины. Учитывая, что $I \sim |A|^2$, выразим интенсивность в произвольной точке через интенсивность I_0 в центре картины:

$$I = I_0\left(\frac{\sin(k_x a/2)}{k_x a/2}\right)^2. \qquad (111)$$

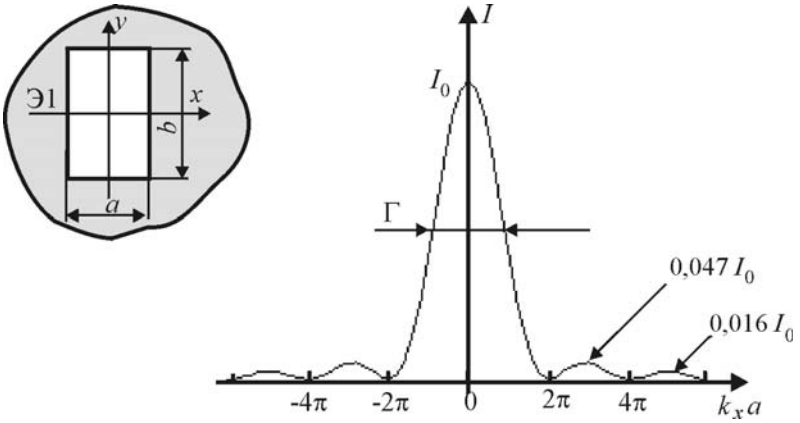


Рис. 28

График зависимости $I(k_x)$ приведен на рис. 28. По обе стороны центрального максимума расположены минимумы и побочные максимумы малой интенсивности. Минимум интенсивности ($I = 0$) наблюдается при условии: $k_x a/2 = \pi m$ и, учитывая, что $k_x = k\sin\theta = 2\pi/\lambda \sin\theta$, запишем *условие минимума* в виде

$$a \sin\theta = m\lambda , \quad m = \pm 1, \pm 2, \ldots . \tag{112}$$

Условие (112) можно получить из простых соображений. Если разность хода Δ от краев щели равна $m\lambda$, открытую часть волновой поверхности можно разбить на $2m$ равных по ширине зон, причем разность хода от краев каждой зоны будет равна $\lambda/2$ (рис. 29). Колебания от каждой пары соседних зон взаимно погашают друг друга так, что результирующая амплитуда равна 0. Если для точки наблюдения P разность хода $\Delta = (m + 1/2)\lambda$, число зон будет нечетным, действие одной из них окажется нескомпенсированным и наблюдается максимум интенсивности.

Ширина Г центрального максимума на половине высоты примерно равна расстоянию от центра максимума до ближайшего минимума (см. рис. 28):

$$\Gamma_{k_x} = 2\pi / a ; \quad \Gamma_\theta = \lambda/a, \tag{113}$$

где Γ_{k_x} — ширина в единицах k_x; Γ_θ — угловая ширина.

Пусть в непрозрачном экране Э1 имеется прямоугольное отверстие размерами a и b. Выбрав системы координат так, как показано

на рис. 28, и вычислив интеграл (102) по поверхности отверстия, получим:

$$A(\vec{k}_\perp) = C \int_{-a/2}^{a/2} e^{-ik_x x} dx \int_{-b/2}^{b/2} e^{-ik_y y} dy = A_0 \frac{\sin(k_x\, a/2)}{k_x\, a/2} \frac{\sin(k_y\, b/2)}{k_y\, b/2}, \qquad (114)$$

где A_0 — амплитуда в центре картины.

Дифракционная картина имеет вид креста, состоящего из дифракционных максимумов (рис. 30). Большей стороне отверстия соответствует меньшая ширина максимума.

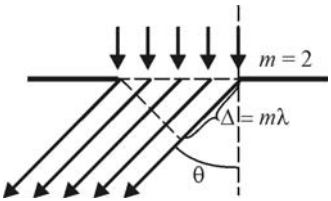


Рис. 29

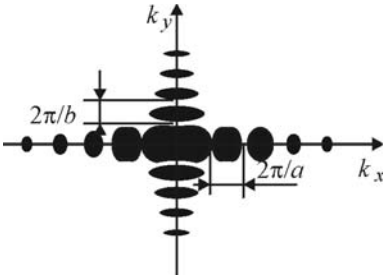


Рис. 30

В отличие от дифракции Френеля при дифракции Фраунгофера в центре дифракционной картины всегда наблюдается максимум интенсивности.

3.8. Дифракция Фраунгофера на круглом отверстии

С такой дифракцией встречаются часто, поскольку оправы линз и диафрагмы в оптических приборах, как правило, круглые (работа 20). При нормальном падении волны на экран Э1 с отверстием радиуса R дифракционная картина обладает симметрией относительно оси отверстия. Переходя к полярной системе координат, запишем интеграл (102) в виде:

$$A(k_\perp) = C \int_0^R \rho d\rho \int_0^{2\pi} e^{-ik_\perp \rho \cos\varphi} d\varphi = 2\pi C \int_0^R J_0(k_\perp \rho) \rho d\rho,$$

где $k_\perp = k\ \sin\theta = k\ \theta = 2\pi\theta\ /\lambda$ — проекция волнового вектора на нормаль к плоскости отверстия.

Интеграл выражается через специальную функцию, называемую *функцией Бесселя* J_1 первого порядка:

$$A(k_\perp) = 2A_0\, J_1(k_\perp R)/\, k_\perp R, \qquad (115)$$

где A_0 — амплитуда в центре картины. Распределение интенсивности представлено на рис. 31. Дифракционная картина имеет вид концентрических темных и светлых колец. Радиусы темных колец определяются нулями функции Бесселя J_1. Радиус первого темного кольца может быть найден из условия: $\theta_1 = 0{,}61\lambda/R$..

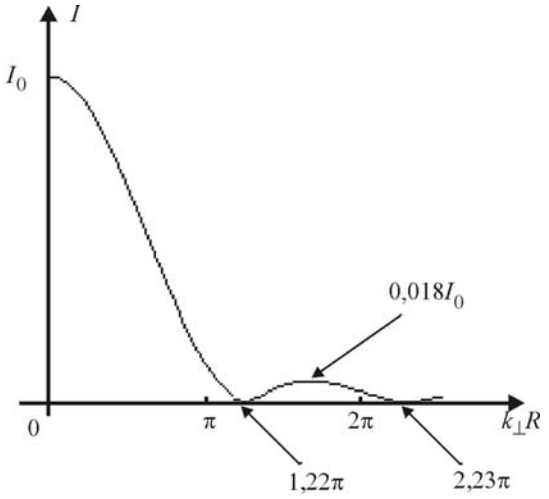


Рис. 31

3.9. Дифракция на периодических структурах

Поставим на пути распространения плоской монохроматической световой волны экран Э1, содержащий N одинаковых отверстий, расположенных на равных расстояниях d друг от друга (рис. 32). Рассмотрим случай нормального падения света на экран. Введем систему прямоугольных координат xyz, ось z перпендикулярна к плоскости экрана Э1. Отверстия располагаются на оси x с периодом d и занимают отрезок длиной $l = Nd$.

Если амплитуда колебаний дифрагировавших на первом отверстии волн в направлении $\vec{k}$ равна A_1, то согласно (102) амплитуда

дифрагировавших на втором отверстии волн в том же направлении определяется интегралом:

$$A_2 = C\iint\limits_{\Sigma_2} \mathrm{e}^{-i(k_x x + k_y y)}\,dxdy = C\iint\limits_{\Sigma_2} \mathrm{e}^{-i(k_x x' + k_x d + k_y y')}\,dx'dy' =$$

$$= \mathrm{e}^{-ik_x d} C\iint\limits_{\Sigma_2} \mathrm{e}^{-i(k_x x' + k_y y')}\,dx'dy',$$

учитывая, что $A_1 = C\iint\limits_{\Sigma_1} \mathrm{e}^{-i(k_x x' + k_y y')}\,dx'dy'$, получим:

$$A_2 = A_1 \mathrm{e}^{-ik_x d}.$$

Соответственно, для *n*-го отверстия: $A_n = A_1 \mathrm{e}^{-i(n-1)k_x d}$.

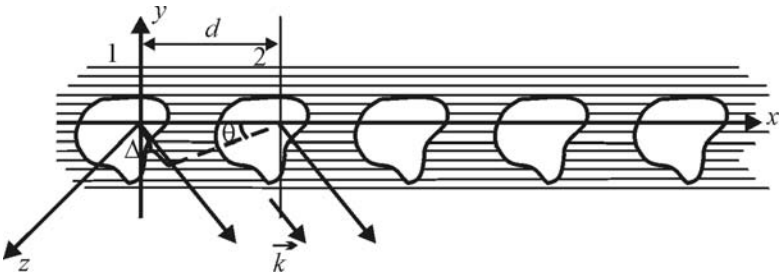


Рис. 32

Таким образом, соседние отверстия создают волны, отличающиеся по фазе на постоянную величину

$$\delta = 2\pi\Delta/\lambda = k_x d, \qquad (116)$$

где $\Delta = d\sin\theta$ — разность хода волн от соседних отверстий.

Амплитуды A_n образуют геометрическую прогрессию. Вся система отверстий создает колебание с амплитудой:

$$A = \sum_{n=1}^{N} A_n = A_1 \frac{\mathrm{e}^{-iN\delta} - 1}{\mathrm{e}^{-i\delta} - 1} = A_1 \cdot \mathrm{e}^{-i(N-1)\delta/2} \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)}. \qquad (117)$$

При получении (117) использовалась известная формула для суммы конечного числа членов геометрической прогрессии:

$$\sum_{n=1}^{N} \mathrm{e}^{-i(n-1)\delta} = \frac{\mathrm{e}^{-iN\delta} - 1}{\mathrm{e}^{-i\delta} - 1}.$$

Интенсивность излучения

$$I = I_1 \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)}. \qquad (118)$$

Это выражение определяет диаграмму направленности излучения всей цепочки через диаграмму направленности одного элемента, описываемую зависимостью $I_1(\vec{k})$. Дробь в (118) периодична по δ с периодом 2π. Точки, в которые от всех отверстий приходят синфазные колебания, называют *главными максимумами* интенсивности. Условие главного максимума порядка m:

$$\delta = k_x d = 2\pi m; \quad d\sin\theta = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots . \qquad (119)$$

Целое число m называют *порядком главного максимума* или *порядком спектра*.

Формула (119) имеет простое физическое объяснение. При дифракции Фраунгофера каждый участок волновой поверхности является источником плоских волн. Периодично расположенные участки в соответствующих отверстиях можно рассматривать как систему синфазных источников. При интерференции волн максимум интенсивности будет наблюдаться при условии: $\Delta = d\sin\theta = m\lambda$.

Амплитуда и интенсивность в главном максимуме:

$$A = NA_1; \quad I = N^2 I_1. \qquad (120)$$

Между соседними главными максимумами имеется $(N-1)$ минимумов интенсивности, положение которых определяется нулями дроби в (118). Так, положения минимумов между спектрами m-го и $(m+1)$-го порядков определяется условием:

$$\delta = k_x d = 2\pi(m + p/N); \quad d\sin\theta = (m + p/N)\,\lambda, \quad p = 1, 2, \ldots, N-1. \qquad (121)$$

Между этими минимумами интенсивности расположены *побочные* максимумы интенсивности. Таким образом, между соседними главными максимумами находятся $(N-2)$ *побочных* максимумов малой интенсивности. На рис. 33 приведены графики интенсивно-

сти при дифракции на N щелях шириной a и периодом $d = 4{,}5a$. Зависимость I_1 определяется выражением (120). При $N = 2$ имеем картину интерференции волн от двух источников: $I = 4I_1\cos^2\delta/2$; при $N = 3$ между главными максимумами имеется один побочный (см. рис. 33, *а*).

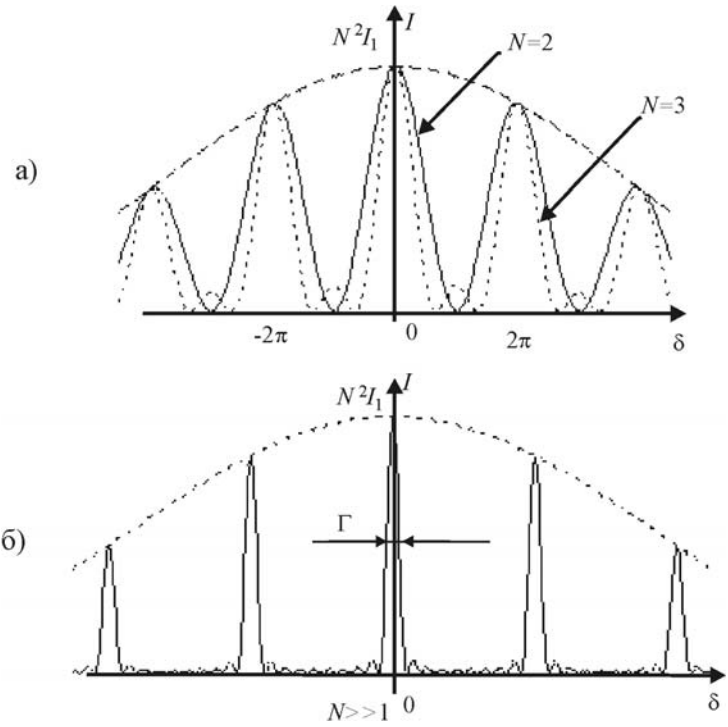


Рис. 33

При $N >> 1$ энергия распространяется, в основном, в направлениях главных максимумов. Распределение интенсивности вблизи каждого главного максимума такое же, как при дифракции на щели шириной $l \sim Nd$ (см. рис. 33, *б*). Угловую ширину главного максимума определим как разность углов, соответствующих максимуму m-го порядка и ближайшего к нему минимума. Из формул (119) и (121) получим:

$$d\sin(\theta + \Gamma) - d\sin\theta = \lambda/N.$$

Используя формулу приближенных вычислений: $\Delta(\sin\theta) = \cos\theta\Delta\theta$, найдем угловую ширину:

$$\Gamma_\theta = \frac{\lambda}{Nd\cos\theta}. \qquad (122)$$

Зависимость $N^2 I_1$ дает огибающую вершин главных максимумов.

3.10. Дифракционная решетка

Дифракционная решетка — важнейший спектральный прибор, предназначенный для *разложения света в спектр и измерения длин волн*. Как правило, она представляет собой плоскую стеклянную или металлическую поверхность, на которой делительной машиной нарезано очень много (до сотен тысяч) прямых равноотстоящих штрихов. На стеклянных решетках можно производить наблюдения как в *проходящем*, так и в *отраженном свете*, на металлических — только в *отраженном*. Дифракционная картина наблюдается по методу Фраунгофера, т.е. либо на бесконечно удаленном экране, либо в фокальной плоскости линзы, поставленной на пути дифрагированного света.

Простейшим идеализированным примером дифракционной решетки может служить непрозрачный экран, в котором вырезаны равноотстоящие параллельные щели. Расстояние d между щелями называется *периодом решетки*. Таким образом, дифракционная решетка является периодической структурой и поэтому интенсивность прошедшей волны I определяется формулой (118), где I_1 — интенсивность света от одной щели (111). В направлениях, определяемых условием (119), получаются главные максимумы, интенсивность которых в N^2 раз превосходит интенсивность волны от одной щели в том же направлении.

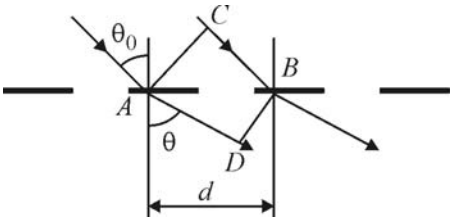
Если волна падает на решетку наклонно под углом θ_0, то разность хода между соседними пучками становится равной $\Delta = AD - CB = d(\sin\theta - \sin\theta_0)$ (рис. 34). Характер дифракционной картины в основном сохраняется, интенсивность определяется формулой (118). Положение главных максимумов определяется условием

$$d(\sin\theta - \sin\theta_0) = m\lambda, \quad m = 0, \pm1, \pm2, \ldots, \qquad (123)$$

а дифракционных минимумов — условием

$$d\,(\sin\theta - \sin\theta_0) = (m + p/N)\,\lambda, \quad p = 1, 2, ..., N - 1. \qquad (124)$$

Рис. 34



Под дифракционной решеткой в широком смысле слова понимается всякая структура, обладающая пространственной периодичностью. Если свойства структуры периодически меняются только в одном направлении, то решетка называется *одномерной* или *линейной*. Если же периодичность имеет место в двух или трех направлениях, то решетка называется *двумерной* или *трехмерной* (пространственной) соответственно. В лабораторном практикуме рассматриваются только линейные решетки.

Переднюю часть решетки, на которую падает световая волна, называют *входом*, а заднюю — *выходом*. Эта терминология применима и для отражательной решетки. Для нее входом и выходом служит одна и та же (передняя) поверхность.

Не обязательно, чтобы при прохождении через решетку менялась амплитуда волны. Существенно только, чтобы на выходе решетки периодически менялось *волновое поле в целом*. Поэтому дифракционной решеткой можно считать любое устройство, обеспечивающее периодическую пространственную модуляцию падающей световой волны по амплитуде и фазе. Различают два крайних идеализированных случая.

1. Решетка вносит периодические изменения в амплитуду волны, не влияя на ее фазу. Такая решетка называется *амплитудной*.

2. Решетка вносит периодические изменения в фазу волны, не влияя на ее амплитуду. Такая решетка называется *фазовой*.

Всякая реальная решетка не является чисто амплитудной или чисто фазовой. Она периодически меняет на выходе как амплитуду, так и фазу поля. Практическим примером амплитудной решетки является рассмотренная выше совокупность равноотстоящих ще-

лей в непрозрачном экране. Приближением фазовой решетки может служить стеклянная пластинка с нанесенным на нее слоем фотоэмульсии переменной толщины.

Форма штрихов, нанесенных на решетку, материал, из которого она изготовлена, и т.п. сказываются лишь на амплитуде волны A_1 *от отдельного штриха*. Положение же главных максимумов определяется исключительно периодом решетки, а дифракционных минимумов, кроме того, — еще числом штрихов N. При выводе формул (119), (123) и (124) из принципа Гюйгенса — Френеля нет необходимости применять приближенные методы. В решетке осуществляется *многолучевая интерференция* когерентных дифрагированных пучков света. Поэтому существенна только периодичность светового поля на выходе решетки, обусловленная, в свою очередь, периодичностью структуры последней. Ничего другого о поле на выходе решетки знать не надо. Поэтому перечисленные формулы *точны* и при $d \sim \lambda$.

Положение главных максимумов в дифракционной картине зависит от длины волны. Исключение составляют только главные максимумы нулевого порядка ($m = 0$), положение которых от длины волны не зависит. Белый и всякий сложный свет можно представить как суперпозицию монохроматических компонентов с различными длинами волн. Эти волны при дифракции на решетке ведут себя *независимо*. Поэтому решетка в каждом порядке $m \neq 0$ разложит падающий свет в спектр, в котором отдельные монохроматические компоненты окажутся пространственно разделенными. Главные дифракционные максимумы, соответствующие $m = \pm 1$, образуют *спектр первого порядка*. За ним идет *спектр второго* ($m = \pm 2$), *третьего* ($m = \pm 3$) и *высших порядков*. Если падающий свет — белый, то спектр каждого порядка имеет вид цветной полосы, в которой встречаются все цвета радуги. В такой полосе наиболее удаленными от центра картины будут красные лучи, наименее — фиолетовые.

Положение спектральных линий в спектрах дифракционной решетки определяется простыми соотношениями (119) и (123). В этом отношении дифракционные спектры выгодно отличаются, например, от спектров призматических, получаемых разложением света дисперсионными призмами. В призматических спектрах по-

ложение спектральной линии определяется сложной зависимостью показателя преломления материала призмы от длины волны.

Важными характеристиками дифракционной решетки как спектрального прибора являются *угловая дисперсия* и *разрешающая способность.*

Угловая дисперсия решетки $D_\theta = d\theta/d\lambda$ характеризует изменение положения главных максимумов при изменении длины волны. Чем больше угловая дисперсия, тем больше расстояние в спектре между двумя спектральными линиями с фиксированными длинами волн. Дифференцируя формулу (123) при постоянном θ_0, получим:

$$D_\theta = d\theta/d\lambda = m/(d\cos\theta) = (\sin\theta - \sin\theta_0)/(\lambda\cos\theta)\ . \qquad (125)$$

При нормальном падении ($\theta_0 = 0$) $D_\theta = d\theta/d\lambda = \mathrm{tg}\theta/\lambda$. Таким образом, угловая дисперсия не зависит от параметров решетки, а определяется, помимо длины волны, только углами θ и θ_0. Зависимость D_θ от порядка спектра m определяется зависимостью углов дифракции от m (123). Таким образом, одно и то же значение D_θ можно получить при использовании различных по параметрам решеток. Однако порядки спектров, в которых будет получена заданная дисперсия, будут различными.

Разрешающая способность. Большая дисперсия еще не означает, что две спектральные линии с близкими длинами волн λ и $\lambda' = \lambda + \delta\lambda$ разрешаются спектральным прибором, т.е. при их наблюдении воспринимаются как раздельные спектральные линии. Каждая спектральная линия, как бы узка она ни была, изображается спектральным прибором не в виде линии, а в виде более или менее размытой дифракционной картины с максимумами и минимумами интенсивности. Дисперсия определяет расстояние, на которое спектральный прибор «разводит» центры дифракционных картин, возникающих от двух спектральных линий с различными длинами волн. Однако чем больше мы их разводим, увеличивая θ, тем больше становится их ширина Γ_θ (122).

Наименьшая разность длин волн двух спектральных линий $\delta\lambda$, при которой спектральный прибор разрешает эти линии, называется *спектральным разрешаемым расстоянием,* а величина $R = \lambda/\delta\lambda$ *— разрешающей способностью прибора.*

Для дифракционной решетки Рэлей предложил следующий критерий спектрального разрешения. *Спектральные линии с близкими длинами волн* λ *и* λ' *считаются разрешенными, если главный максимум в дифракционной картине для одной длины волны совпадает по своему положению с первым дифракционным минимумом в том же порядке для другой длины волны.* Две монохроматические линии одинаковой интенсивности на таком расстоянии друг от друга дают суммарный контур с двумя максимумами, провал между которыми составляет около 20 % от интенсивности в максимумах (рис. 35). Благодаря провалу такой контур воспринимается как двойная спектральная линия.

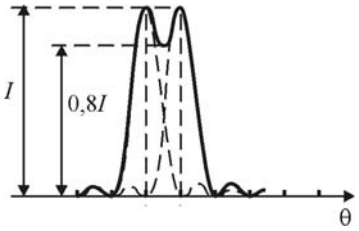


Рис. 35

Если такой критерий выполняется, то на основании формулы (124) можно написать:

$$d\,(\sin\theta - \sin\theta_0) = (m + 1/N)\,\lambda,$$

$$d\,(\sin\theta - \sin\theta_0) = m\,\lambda'.$$

Отсюда $(m + 1/N)\,\lambda = m\,\lambda'$, и следовательно, $\delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda/(Nm)$,

$$R = \lambda/\delta\lambda = Nm. \qquad (126)$$

Разрешающая способность решетки в спектре данного порядка m определяется только полным числом штрихов N в отличие от дисперсии, которая зависит от периода d.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Работа 1

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

Цель: *изучение законов геометрической оптики, ознакомление с лабораторным комплексом, определение параметров оптических элементов и приборов установки ЛКО.*

Введение

В работе исследуются основные закономерности геометрической оптики и изучаются простейшие оптические устройства — линзы, призмы и др.

Линза — прозрачное тело, ограниченное, как правило, сферическими поверхностями. Прямая, проходящая через центры кривизны поверхностей, называется *главной оптической осью*. Рассмотрим распространение света от точечного источника, расположенного в точке P (рис. 1.1, *а*). Если все лучи, вышедшие из P, пройдя через линзу, пересекаются в одной точке P', то P' называется *стигматическим* (или *резким*) изображением источника P. Изображение называется *действительным,* если световые лучи пересекаются в точке P', и мнимым, если в точке P' пересекаются их продолжения, проведенные в направлении, противоположном направлению распространения света. Линза дает стигматическое изображение только для лучей, идущих вблизи оптической оси с малым углом раствора. В этом случае изображением небольшого предмета, расположенного в плоскости, перпендикулярной к оптической оси (предметная или объектная плоскость), будет плоская фигура, геометрически подобная исходной и перпендикулярная к той же оси. Отношение линейных поперечных размеров изображения H и предмета h называется *линейным поперечным увеличением* $\beta = \frac{H}{h}$ (рис. 1.1, *б*).

В дальнейшем источником P (или S) будем называть не только светящийся точечный объект, но и центр кривизны волновой поверхности, падающей на линзу световой волны. Причем если на линзу падает сходящаяся волна, то точка P лежит на продолжении лучей и называется *мнимым источником*.

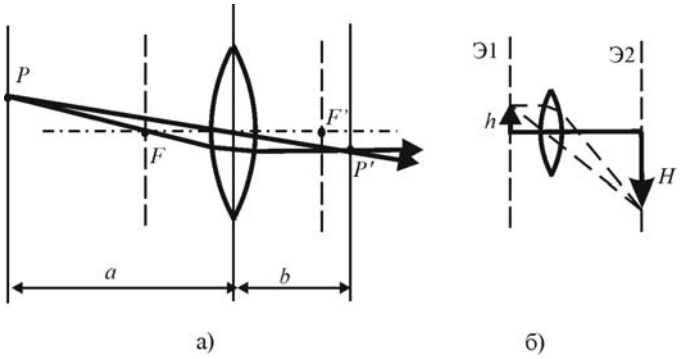


Рис. 1.1

Если толщина линзы мала по сравнению с радиусами кривизны поверхностей, то линза называется *тонкой.* Формула тонкой линзы:

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}, \qquad (1.1)$$

где a — расстояние от источника до линзы; b — расстояние от линзы до изображения P'; f — фокусное расстояние. Для собирающей линзы $f>0$, для рассеивающей $f<0$. Величина a считается отрицательной для сходящегося пучка; а b — отрицательно для мнимого изображения.

Линейное поперечное увеличение β тонкой линзы:

$$\beta=\frac{H}{h}=\frac{b}{a}. \qquad (1.2)$$

Последнее равенство возникает из подобия двух прямоугольных треугольников с общей вершиной в центре линзы.

Линза *3* (рис. 1.2), вставленная в микропроектор (модуль М3), образует *проекционную систему*. Назначение проекционной системы — давать увеличенное действительное изображение светящегося или освещенного предмета. Принципиальная схема проекцион-

ной системы приведена на рис. 1.1, *б*. Пунктирная линия (экран Э1) обозначает объектную плоскость модуля М3. На рис. 1.2 ей соответствует штрихпунктирная линия Э1 и риска *4*, указывающая ее положение *z* на оптической скамье *2*. Дополнительно на рис. 1.2 обозначены: *1* — кассета; *2* — оптическая скамья; *3* — линза; *4* — риска; *5* — отсчетный барабан; *6* — экран; *7* — винт; *8* — зеркало; *9* — кронштейн.

Призма – это многогранник с гранями, из которых две, называемые основаниями – равные многоугольники, а остальные грани — параллелограммы. Если основания треугольники, а грани перпендикулярны основаниям, то призма является прямой треугольной. Именно такие призмы использованы в работе.

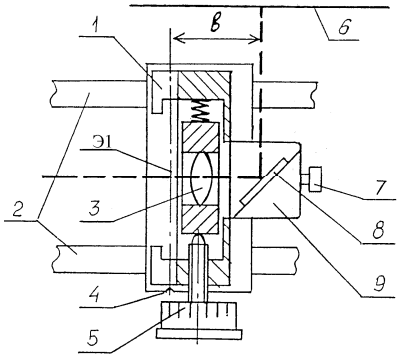


Рис. 1.2

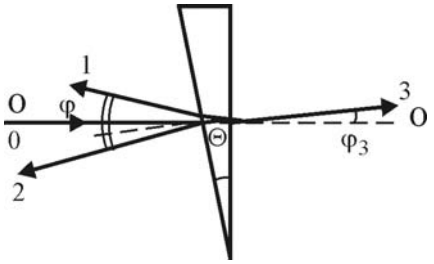


Рис. 1.3

Клин — это призма с малым преломляющим углом $\theta << 1$ (рис. 1.3). На рис. 1.3 0 — падающий луч; *1*, *2* — отраженные от граней клина лучи; *3* — преломленный луч. При малых углах падения преломленный луч отклоняется на угол

$$\varphi_3 = (n-1)\theta, \tag{1.3}$$

а угол между отраженными от граней клина лучами

$$\varphi = 2n\theta, \tag{1.4}$$

где *n* — показатель преломления вещества клина.

При прохождении светового пучка через призму (рис. 1.4) с преломляющим углом θ существует угол падения, при котором отклонение пучка от начального направления минимально. При этом лучи падающего и прошедшего пучков симметричны относительно преломляющих граней, а $i_1 = i_2$ (рис. 1.5). Угол минимального отклонения

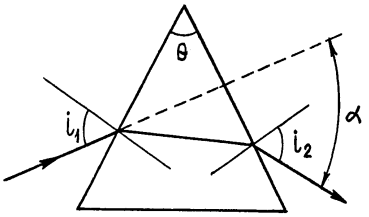


Рис. 1.4

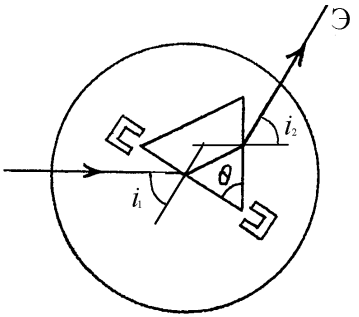


Рис. 1.5

α_m связан с преломляющим углом призмы соотношением

$$\sin\left[\left(\alpha_m + \theta\right)/2\right] = n \sin\theta/2\,, \qquad (1.5)$$

при этом угол падения i_1 определяется законом преломления

$$\sin i_1 = n \sin\theta/2\,. \qquad (1.6)$$

Описание установки

Работа выполняется на лабораторных оптических комплексах — ЛКО-1 или ЛКО-1М. Описание ЛКО-1, ЛКО-1М и функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». Необходимые элементы приведены в соответствующих заданиях.

Задание 1

Настройка установки

Настройка заключается в фиксации лазерного луча и центров оптических элементов строго на оптической оси установки, расположенной на высоте 45 мм от верхнего края рельс. Совместную настройку группы оптических элементов называют юстировкой. Индикатором юстировки является микропроектор (модуль М3). Положение оптической оси после юстировки определяется положением центра линзы микропроектора. Перед юстировкой линза микропроектора устанавливается в среднее положение.

После включения лазера проводят два этапа юстировки.

Юстировка ЛКО-1

Грубая юстировка (обозначения по рис. 1.6): поворотом винта *5* и перемещением Б-Б рейтера модуля *2* (верхнее зеркало) установите пучок излучения в центре зеркала *6* (точка *А*), затем поворотом рукоятки *8* и винта *9* направьте пучок вдоль оптической скамьи *1*.

Примечание. При грубой юстировке у студента могут возникнуть сложности направления луча вдоль оптической скамьи; в этом случае необходимо позвать преподавателя или дежурного сотрудника.

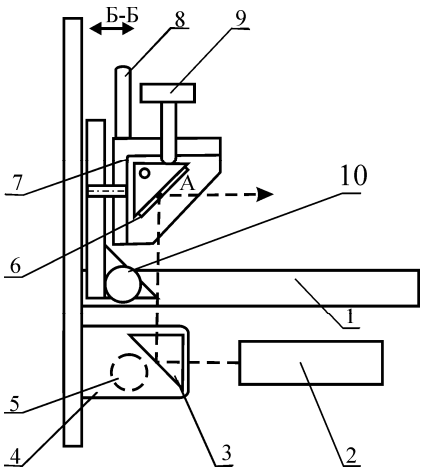


Рис. 1.6

Точная юстировка. Установите микропроектор (модуль М3) в положение с координатой риски 10,0 см по линейке, укрепленной на оптической скамье. При этом точка выхода пучка после отражения от зеркала *8* микропроектора (см. рис. 1.2) будет иметь координату 13,0 см и окажется напротив визирного креста экрана Э2 (на рис. 1.7 поз. *2*). Поворотом винта *10* (см. рис. 1.7) и перемещением Б-Б рейтера модуля М2 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.

Поворотом рукоятки *8* и винта *9* (см. рис. 1.6) совместите центр светового пятна с центром правого визирного креста. Уточните положение пучка точной настройкой с помощью винта *11* (см. рис. 1.7).

Операцию точной юстировки повторите несколько раз, пока смещение светового пятна относительно номинального положения при перемещении микропроектора не окажется меньше радиуса этого пятна.

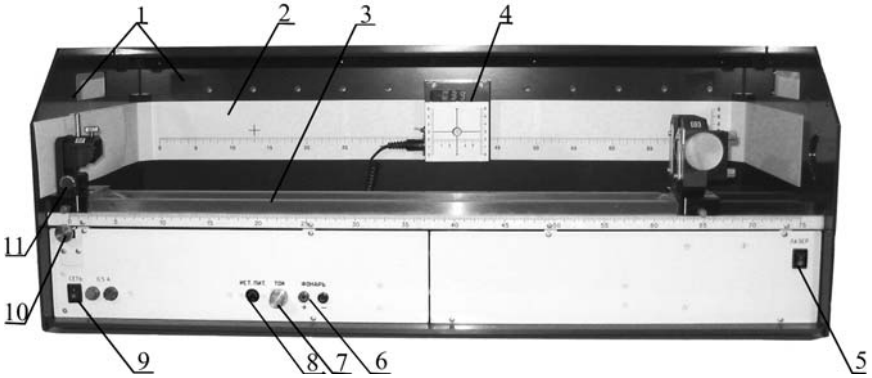


Рис. 1.7

При установке на рельс оптической скамьи каждого нового оптического элемента, прежде всего с помощью винтов держателя этого элемента, добивайтесь возвращения центра светлого пятна на экране в то же место, что и при юстировке лазерного луча. Это означает, что центр оптического элемента находится на оптической оси установки, и можно приступать к эксперименту или размещать на рельсе следующие нужные для эксперимента элементы. В процессе эксперимента можно, смещая оптические элементы винтами двухкоординатных держателей, перемещать картину на экране в положение, удобное для наблюдений и измерений.

Юстировка ЛОК-1М подробно описана в разделе «Описание лабораторных комплексов».

Задание 2

Определение увеличения и фокусного расстояния линзы микропроектора

1. Установите на оптической скамье микропроектор (модуль М3) в положение с координатой риски 67,0 см, а перед ним модуль М5 (конденсор) так, чтобы лазерный пучок расширился и осветил в объектной плоскости микропроектора площадку диаметром 5 ÷ 10 мм (для этого возможно придется приблизить модуль М5 к объектной плоскости микропроектора Э1). При этом на экране Э2 будет освещена площадка диаметром несколько сантиметров. Бара-

бан микропроектора должен находиться в положении: указатель – цифра 3, шкала — 0. Размещая в кассете микропроектора различные объекты, получают на экране их увеличенное изображение.

2. Установите в кассете микропроектора объект 2 с калибровочной сеткой, шаг которой h указан на экране объекта. На экране Э2 получится ее изображение. Несколько раз измерьте его шаг H (как разность соответствующих координат по горизонтальной шкале экрана Э2), результат занесите в самостоятельно подготовленную таблицу.

Координата центра исследуемого изображения по шкале экрана должна быть на 20 ÷ 40 мм больше координаты риски микропроектора по шкале оптической скамьи (см. рис. 1.2, *4* — положение риски, b = 30 мм). При нарушении этого условия увеличиваются погрешности измерений.

Определите линейное поперечное увеличение β_2 по формуле (1.2).

3. При расчете фокусного расстояния линзы микропроектора следует учесть, что изображение предметов, располагающихся в объектной плоскости Э1 микропроектора (модуль М3) получаются на заднем экране Э2 (см. рис. 1.7). В этом случае формулу тонкой линзы (1.1) запишем в виде

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b_1}=\frac{1}{f}, \qquad (1.7)$$

где b_1 — общая длина ломаного луча от линзы микропроектора до экрана. Этот луч на рис. 1.2 изображен пунктирной линией. Принципиальная схема проведения измерений приведена на рис. 1.8. Здесь введены следующие обозначения: Л — линза микропроектора, З — зеркало, Z — расстояние от линзы до зеркала, Y — расстояние от зеркала до экрана, $Z+Y=b_1$, Э1 — объектная плоскость микропроектора, a — расстояние от линзы до объектной плоскости. Фокусное расстояние линзы определится по формуле

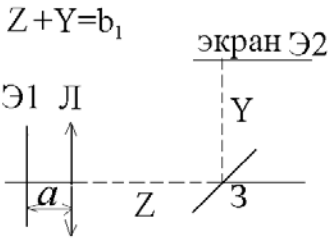


Рис. 1.8

$$f = \frac{b_1}{\beta_2 + 1}. \qquad (1.8)$$

Примечание. Расчет поперечного увеличения выполнен в случае получения изображения на экране Э2. Если аналогичную величину определять для экрана фотоприемника Э3, то увеличение β_3 окажется несколько меньше и его следует измерять отдельно.

ЗАДАНИЕ 3

Определение угла и показателя преломления вещества клина

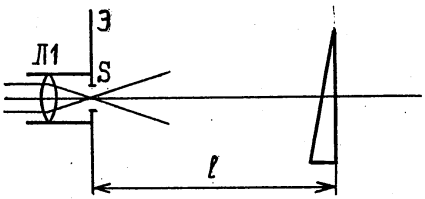


Рис. 1.9

Схема опыта приведена на рис. 1.9.

1. Установите на оптическую скамью на входе лазерного пучка линзу Л1 модуля М5. Она формирует точечный источник света S. На расстоянии $l \approx 30 - 40$ см от него по ходу луча установите клин (объект 7) в двухосевом держателе модуля М8.

2. Винтами модулей М5 и М8 добейтесь того, чтобы на экране Э модуля М5 получилось два равномерно освещенных изображения круглой оправы клина. Согласно (1.4), эти изображения разнесены на расстояние

$$h = 2n\theta\, l\,. \qquad (1.9)$$

3. Измерьте h по шкале экрана Э и расстояние $l = z_8 - z_5$ между модулями М5 и М8 по шкале оптической скамьи. Это позволяет определить произведение $n\theta$.

Примечание. При измерении h на круглом экране Э рекомендуется измерять расстояния между двумя соответствующими точками изображений круглой оправы клина.

4. Выньте клин из кассеты модуля М8, установите объектив (модуль М6) между модулями М5 и М3 и сфокусируйте излучение в

объектной плоскости модуля М3. При этом на экране должно быть отчетливое изображение точечного источника. Если в кассету М8 снова вставить клин, то преломленный луч в соответствии с (1.3) сместится на экране Э2 на расстояние

$$H' = (n-1)\theta\, l'\beta_2, \qquad (1.10)$$

где l' — расстояние от клина до объектной плоскости Э1 модуля М3; β_2 — увеличение линзы микропроектора.

5. Подберите l' таким, чтобы смещение изображения, возникающее при установке клина, не выходили за пределы шкалы экрана Э2. Измерьте H' по шкале экрана Э2 и $l' = z_3 - z_8$. Из (1.9) и (1.10) найдите n и θ. Оцените погрешности Δn и $\Delta\theta$ по формулам для погрешностей косвенных измерений, считая, что приборная погрешность измерения $\Delta l = 1$ мм. Принципиальная схема измерений в соответствии с пунктом 5 показана на рис. 1.10.

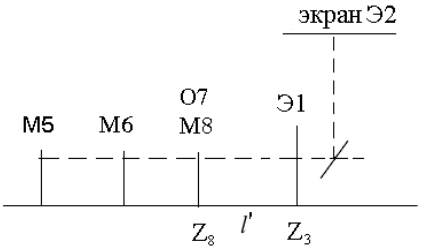


Рис. 1.10

ЗАДАНИЕ 4

Определение показателя преломления материала призмы

1. Установите на оптическую скамью поворотный стол (модуль М13) и введите призму (объект *8* — крон, объект *9* — флинт) в пучок излучения лазера как показано на рис. 1.5.

2. Поворачивая стол, наблюдайте на экране установки движение пучков, отраженных от призмы и преломленных в ней.

Примечание. При выполнении этого пункта остерегайтесь попадания отраженного от граней луча в глаз!!!

3. Поворачивая стол в направлении увеличения отсчета, направьте отраженный от грани луч навстречу падающему, совместив следы соответствующих пучков на зеркале *6* (см. рис. 1.6). При

этом фиксируется положение нормали к грани призмы. Снимите соответствующий отсчет нормали φ_{01} по шкале поворотного стола. Снимите такие отсчеты для остальных граней призмы φ_{02} и φ_{03}. Если при повороте стола происходит переход через ноль шкалы, прибавьте к отсчету 360°. Результат занесите в самостоятельно подготовленную таблицу.

Определите по этим данным преломляющие углы призмы, например по формуле $\theta = 180° - \left|\varphi_{0i} - \varphi_{0i-1}\right|$.

4. Определив положение нормали φ_{01} к любой из граней призмы, поворачивайте стол до тех пор, пока не получите минимальное отклонение преломленного луча. В этот момент светящаяся точка на экране остановится. Дальнейший поворот столика приведет к смещению точки на экране в противоположном направлении. Сделайте соответствующий отсчет угловой координаты φ_1 стола, результат занесите в самостоятельно подготовленную таблицу и определите угол падения $i_1 = \varphi_1 - \varphi_{01}$.

5. Повторите измерения п. 4 несколько раз для обеих призм. По формуле (1.6) найдите показатель преломления для обеих призм. Оцените погрешность результата.

Контрольные вопросы

1. Как определить размер предмета, если его изображение получается за пределами оптической скамьи?
2. Что такое линейное поперечное увеличение линзы?
3. Покажите на рис. 1.2 объектную плоскость микропроектора.
4. Как в данной работе определяется преломляющий угол стеклянного клина θ и показатель преломления стекла n?
5. Отсчеты нормалей к призме равны 100, 200 и 300°. Чему равны преломляющие углы призмы?
6. Что такое минимальный угол отклонения призмы и как его определить в данной работе?

Р а б о т а 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И ЖИДКОСТЕЙ

Цель: *изучение законов геометрической оптики, определение показателей преломления пластинок, изготовленных из различных материалов.*

Введение

Длины световых волн, воспринимаемых глазом, очень малы (0,40 ÷ 0,76 мкм). Поэтому распространение света во многих случаях можно рассматривать, отвлекаясь от его волновой природы. В предельном случае, соответствующем $\lambda \to 0$, законы оптики можно сформулировать на языке геометрии. В соответствии с этим раздел оптики, в котором пренебрегают конечностью длин волн, называется *геометрической оптикой*.

В геометрической оптике свет распространяется вдоль линий, называемых лучами. Под лучом будем понимать линию, касательная к которой в каждой точке направлена так же, как и вектор Пойнтинга $\vec{S}$. В однородной и изотропной среде вектор $\vec{S}$ совпадает по направлению с волновым вектором $\vec{k}$. Отсюда, в частности, следует, что луч представляет собой линию, ортогональную семейству волновых поверхностей. Совокупность лучей называется *пучком*.

Основные законы геометрической оптики:

1) в однородной среде свет распространяется прямолинейно;

2) распространение светового пучка в среде совершенно не зависит от того, есть в ней другие пучки света или нет;

3) *закон отражения света*: угол падения света *i* равен его углу отражения θ:

$$i = \theta,$$

и оба луча лежат в одной плоскости с нормалью к поверхности раздела двух прозрачных сред;

4) *закон преломления света*: при преломлении света на границе раздела двух изотропных сред с показателями преломления n_1 и n_2 выполняется условие

$$n_1 \cdot \sin i = n_2 \cdot \sin \alpha ,$$

где i и α — углы падения и преломления соответственно.

Плоскопараллельная пластинка — однородное прозрачное тело, ограниченное параллельными плоскостями. При прохождении света через прозрачную плоскопараллельную пластинку луч сохраняет свое направление в результате двукратного преломления на плоских поверхностях. Кроме того, при углах падения $\alpha \neq 0$ луч смещается в поперечном направлении на расстояние h (рис. 2.1).

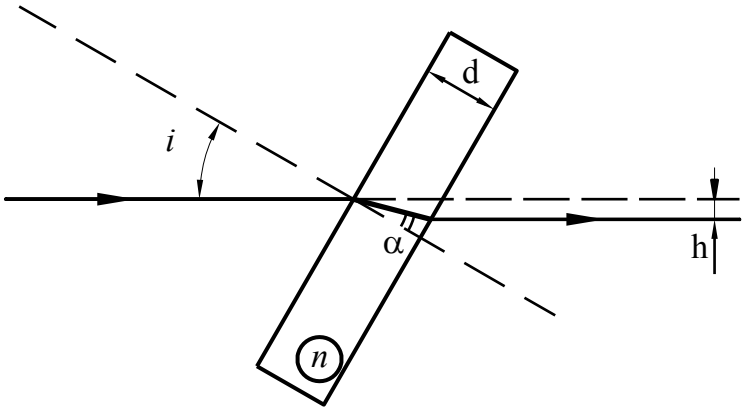


Рис. 2.1

При прохождении света через прозрачную пластинку толщиной d с показателем преломления n (см. рис. 2.1) луч смещается на расстояние равное:

$$h = d \cdot \sin i \cdot (1 - \cos i / \sqrt{n^2 - \sin^2 i}) . \qquad (2.1)$$

При малых углах в формуле (2.1) можно пренебречь $\sin^2 i$ по сравнению с n^2, и выражение (2.1) можно записать в виде:

$$h = d \cdot \sin i \cdot (1 - \cos i / n) \qquad \text{при } \sin^2 i << n^2 . \qquad (2.2)$$

Таким образом, измерив смещение луча h, можно определить показатель преломления пластинки n.

Описание установки

Работа выполняется на лабораторных оптических комплексах — ЛКО-1 или ЛКО-1М. Описание ЛКО-1, ЛКО-1М и функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». Необходимые элементы приведены в соответствующих заданиях.

Задание 1

Настройка установки

Включите установку и лазер. Проведите два этапа юстировки в соответствии с методикой настройки, описанной в разделе «Описание лабораторных комплексов».

Задание 2

Определение увеличения микропроектора

1. Установите фотоприемник на месте правого визирного креста экрана Э2.

2. На рельс оптической скамьи установите микропроектор (модуль М3), а перед ним — модуль М5 так, чтобы лазерный пучок расширился и осветил в объектной плоскости микропроектора площадку диаметром 5 ÷ 10 мм, при этом на экране будет освещена площадка диаметром несколько сантиметров. Размещая в кассете микропроектора различные объекты, получают на экране фотоприемника их увеличенное изображение.

3. Поместите в кассету микропроектора калибровочную сетку (объект 2), шаг которой h указан на экране объекта. Изображение сетки должно располагаться по центру шкалы фотоприемника на экране Э3. По шкале экрана Э3 фотоприемника измерьте координаты изображений нескольких штрихов сетки (по вертикальной и горизонтальной шкалам) и определите расстояние H между сосед-

ними изображениями. Найдите поперечное увеличение линзы микропроектора на фотоприемнике β_3 по формуле:

$$\beta_3 = H / h. \qquad (2.3)$$

Оцените погрешность увеличения $\Delta\beta_3$.

Задание 3

Определение показателя преломления плоскопараллельной стеклянной пластины

1. Установите на оптическую скамью микропроектор в положение с координатой риски 670 мм.

2. Установите на оптическую скамью модули М5 и М6 (см. рис. 2.2). Модуль М5 располагается в крайнем левом положении, практически в начале оптической скамьи. Перемещая модуль М6 по скамье, сфокусируйте излучение в объектной плоскости модуля М3, таких положений должно быть два. Модуль М6 должен располагаться как можно ближе к модулю М5.

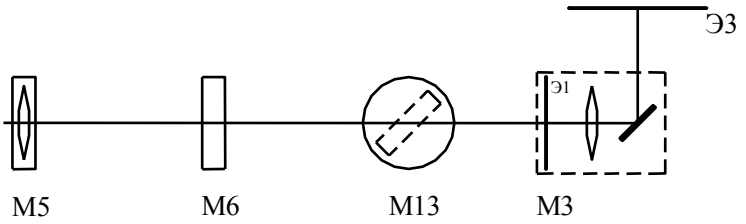


Рис. 2.2

3. Регулировочными винтами модуля М6 установите сфокусированное пятно на экране фотоприемника в центр горизонтальной шкалы.

4. Вплотную к модулю М3 установите поворотный стол (модуль М13) и вставьте в кронштейны стола пластинку (объект 5), предварительно записав ее толщину.

5. Поворачивая стол, верните пятно в исходное положение. Такая ориентация пластины соответствует нормальному падению

($i = 0$) пучка света на пластину. Убедитесь в том, что при повороте стола пятно на экране фотоприемника смещается не менее чем на 10 мм в обе стороны (чем больше смещение, тем точнее результат).

6. По шкале фотоприемника через 5 мм измерьте координаты пятна x_3' и x_3'', симметричные относительно исходного положения, и соответствующие им отсчеты φ' и φ''. Методика измерений с помощью поворотного стола изложена в разделе «Описание лабораторных комплексов». Результаты измерений запишите в табл. 2.1. Определите угол падения i и смещение луча h по формулам:

$$i = |\varphi' - \varphi''| / 2, \tag{2.4}$$

$$h = H / \beta_3 = |x_3' - x_3''| / 2\beta_3, \tag{2.5}$$

где β_3 — увеличение микропроектора на фотоприемнике.

Таблица 2.1

$d =$ _____ мм

№ п/п	x_3', мм	x_3'', мм	φ', °	φ'', °	i	h	n
…	…	…	…	…	…	…	…

7. Используя формулу (2.1) и известное значение d, определите показатель преломления пластины:

$$n = \sqrt{\sin^2 i + \frac{d^2 \cdot \sin^2 i \cdot \cos^2 i}{(d \cdot \sin i - h)^2}}. \tag{2.6}$$

Оцените погрешность разброса Δn.

Задание 4

Определение показателя преломления пластмассовой пластины

1. Порядок работы такой же, как и в задании 3.

2. Вплотную к модулю М3 установите поворотный стол (модуль М13) и вставьте в кронштейны поворотного стола (модуль М13) пластинку (объект 6). Согласно заданию 3 проведите аналогичные измерения. Результаты измерений занесите в заранее самостоятельно составленную таблицу.

Задание 5

Определение показателя преломления жидкости

Используется объект 48 — кювета (в которую можно залить слой жидкости толщиной $d = 10{,}2$ мм).

1. Методом, описанным в задании 2, измерьте координаты x_{3O}' и x_{3O}'' луча, когда кювета пустая. Для этого снимите отсчет φ_0, при котором луч не смещен. Поворачивая поворотный столик на $5 \div 8°$ в одну сторону, снимите отсчеты φ' и соответствующие им координаты луча x_{3O}' на экране Э3. Затем, поворачивая столик в другую сторону на те же самые $5 \div 8°$, снимите отсчеты φ'' и соответствующие им координаты луча x_{3O}''.

2. Заполните кювету жидкостью так, чтобы не было пузырька воздуха. Для тех же самых отсчетов φ' и φ'' измерьте координаты x_{3B}' и x_{3B}'' луча согласно п. 1. Все результаты измерений запишите в заранее подготовленную табл. 2.2.

3. Рассчитайте смещение луча h_O и h_B по формуле (2.5). Для расчета показателя преломления жидкости по формуле (2.6) найдите смещение $h = h_O - h_B$, даваемое слоем жидкости.

Таблица 2.2

d = _____ мм

№ п/п	φ', °	φ'', °	i, °	x_{3O}', мм	x_{3O}'', мм	h_O, мм	x_{3B}', мм	x_{3B}'', мм	h_B, мм	h, мм	n

Контрольные вопросы

1. Почему луч после прохождения плоскопараллельной пластины идет параллельно падающему лучу?
2. Почему надо учитывать смещение луча в кювете без воды?
3. Что такое показатель преломления вещества?
4. Покажите, что при малых углах справедлива формула (2.2).

Работа 3

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

***Цель**: изучение оптических приборов, определение фокусных расстояний собирающей и рассеивающей линз, определение увеличения оптических приборов.*

Введение

В работе изучают простейшие оптические приборы — линзы, а также оптические системы, состоящие из линз. Линза — это прозрачное тело, ограниченное сферическими поверхностями. Прямая, проходящая через центры кривизны этих поверхностей, называется главной оптической осью системы. Рассмотрим распространение света от точечного источника, расположенного в точке P

(рис. 3.1, *а*). Если все лучи, вышедшие из *P*, пройдя через линзу, пересекаются в одной точке P', то P' называется стигматическим (или резким) изображением источника *P*. Изображение называется действительным, если световые лучи пересекаются в точке P', и мнимым, если в точке P' пересекаются их продолжения, проведенные в направлении, противоположном направлению распространения света. Линза дает стигматическое изображение только для лучей, идущих вблизи оптической оси с малым углом раствора, такие лучи называются параксиальными. В этом случае изображением небольшого предмета, расположенного в плоскости, перпендикулярной к оптической оси (предметная плоскость), будет плоская фигура, геометрически подобная исходной и перпендикулярная к той же оси (разд. 1.5). Отношение линейных поперечных размеров изображения *H* и предмета *h* называется линейным поперечным увеличением $\beta = H / h$ (рис. 3.1, *б*).

В дальнейшем источником *P* (или *S*) будем называть не только светящийся точечный объект, но и центр кривизны волновой поверхности, падающей на линзу световой волны. Причем если на линзу падает сходящаяся волна, то точка *P* лежит на продолжении лучей и называется мнимым источником.

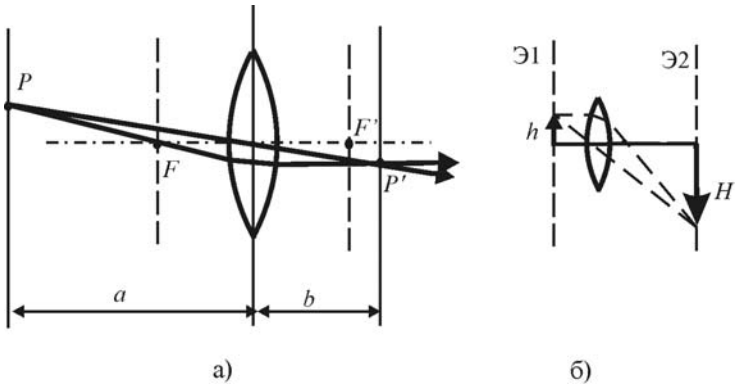


Рис. 3.1

Если толщина линзы мала по сравнению с радиусами кривизны поверхностей, то линза называется тонкой. Формула тонкой линзы:

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}, \tag{3.1}$$

где a — расстояние от источника до линзы; b — расстояние от линзы до изображения P' (рис. 3.1, *а*); f — фокусное расстояние. Для собирающей линзы $f > 0$, для рассеивающей $f < 0$. Величина a считается отрицательной для сходящегося пучка; а b — отрицательно для мнимого изображения.

Линейное поперечное увеличение β тонкой линзы:

$$\beta=\frac{H}{h}=\frac{b}{a}. \tag{3.2}$$

Последнее равенство возникает из подобия двух прямоугольных треугольников с общей вершиной в центре линзы.

Если собирающая линза создает действительное изображение предмета, то для определения ее фокусного расстояния можно применить несколько методов, основанных на получении резкого изображения предмета. Фокусное расстояние можно определить, измерив расстояния от линзы до предмета и изображения, или определив увеличение линзы и измерив расстояние от линзы до изображения, или по измерению расстояния между двумя положениями линзы, дающими резкое изображение при неизменном расстоянии между предметом и изображением.

Для определения фокусного расстояния объектива (модуль М6) в данной работе используются первые два метода. Очевидно, что, измерив расстояния от линзы до предмета и его изображения (рис. 3.1, *а*), по формуле тонкой линзы (3.1) можно определить фокусное расстояние

$$f=\frac{ab}{a+b}. \tag{3.3}$$

Или же, определив увеличение линзы f и расстояние от линзы до изображения b, по формуле

$$f=\frac{b}{1+\beta}. \tag{3.4}$$

Третий из предложенных методов целесообразно использовать для короткофокусных линз. Это связано с тем, что для них расстоя-

ние a мало, а приборная погрешность этого расстояния становится, соответственно, достаточна велика. В этом случае, измерив расстояние от источника до изображения l и расстояние между двумя положениями линзы, соответствующим резким изображениям предмета c, фокусное расстояние можно определить по формуле

$$f = \frac{l^2 - c^2}{4l}. \tag{3.5}$$

Если же собирающая линза не позволяет получить изображение в пределах установки, или необходимо определить фокусное расстояние рассеивающей линзы, которая создает мнимое изображение, то фокусное расстояние определяется по смещению точки фокусировки (рис. 3.2).

Фокусное расстояние вычисляется по формуле тонкой линзы (3.1):

$$f = \frac{ab}{a - b}, \tag{3.6}$$

где a и b показаны на рис. 3.2.

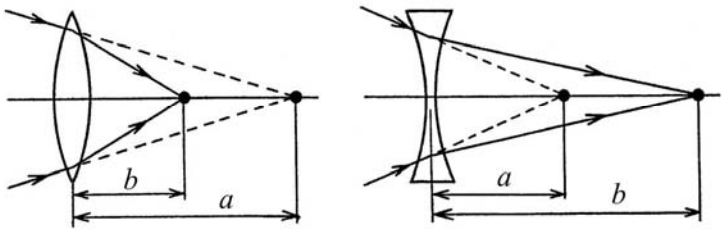


Рис. 3.2

Описание установки

Работа выполняется на лабораторном оптическом комплексе — ЛКО-1 или ЛКО-1М. Описание ЛКО-1 и ЛКО-1М содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». Необходимые элементы приведены в соответствующих заданиях.

ЗАДАНИЕ 1

Настройка установки

Настройка заключается в фиксации лазерного луча и центров оптических элементов строго на оптической оси установки. Ознакомьтесь с настройкой лабораторного комплекса ЛКО-1 (ЛКО1-М) в разделе «Описание лабораторных комплексов».

ЗАДАНИЕ 2

Калибровка микропроектора

Калибровка заключается в определении поперечного увеличения линзы микропроектора. Если данное задание было выполнено в предыдущих работах, то повторять его не надо.

1. Для калибровки установите микропроектор на оптической скамье, а перед ним модуль М5 или другой оптический объект, расширяющий пучок лазерного излучения. Лазерный пучок должен освещать площадку 5 ÷ 10 мм в объектной плоскости микропроектора, при этом на экране будет наблюдаться световое пятно диаметром несколько сантиметров.

2. Поместите в кассете микропроектора объект 2 с калибровочной сеткой, шаг которой h указан на экране объекта. По шкале экрана определите координаты изображений четырех вертикальных штрихов сетки и найдите расстояние H_2 между соседними изображениями. Измерения рекомендуется проводить в центре наблюдаемой картины, так как линза обладает большой дисторцией, и к краям изображение сильно искажено. Результаты измерений запишите в табл. 3.1.

Таблица 3.1

x_{2i}, см	H_{2i}, мм	$< H_2 >$, мм	ΔH_2, мм	β_2	$\Delta\beta_2$

3. Рассчитайте увеличение микропроектора по формуле

$$\beta_2 = H_2 / h . \qquad (3.7)$$

4. Оценить приборную и случайную погрешности определения увеличения микропроектора. Для определения случайной погрешности воспользуйтесь статистическими методами обработки результатов.

5. Общая длина хода луча b от линзы микропроектора до экрана определяется конструкцией установки $b = 300$ мм. Вычислите фокусное расстояние линзы микропроектора по формуле

$$f = b / (1 + \beta_2) . \qquad (3.8)$$

ЗАДАНИЕ 3

Определение фокусного расстояния объектива

В данном задании двумя методами определяется фокусное расстояние тонкой линзы объектива О (модуль М6).

Первый метод. Фокусное расстояние определяется по формуле тонкой линзы, измеряя расстояния от линзы до предмета и его изображения.

1. Установите модуль М5 в крайнем левом положении, а микропроектор (модуль М3) в положение с координатой риски ≈ 670 мм. Поместите объектив О (М6) на оптическую скамью между модулем М5, формирующим точечный источник, и микропроектором. Схема эксперимента приведена на рис. 3.3. Перемещая объектив О, добейтесь отчетливого изображения точечного источника на фронтальном экране установки Э2, таких положений должно быть два. Положение точечного источника определяется риской на рейтере модуля М5, положение тонкой линзы риской на рейтере модуля М6, положение изображения определяется риской на рейтере модуля М3, при наблюдении на экране четкого изображения источника. Занесите координаты точечного источника z_5, обоих положений объектива z_6, z_6' и микропроектора z_3 в табл. 3.2.

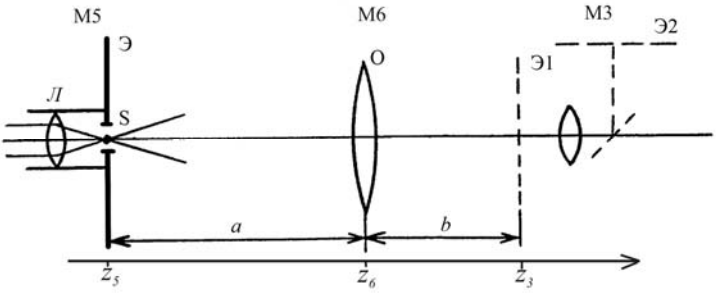


Рис. 3.3

2. Найдите расстояния $a_1 = z_6 - z_5$, $b_1 = z_3 - z_6$ и $a_2 = z_6' - z_5$, $b_2 = z_3 - z_6'$. Убедитесь, что $a_1 = b_2$ и $a_2 = b_1$. Вычислите фокусное расстояние объектива по формуле тонкой линзы (3.1).

Таблица 3.2

z_5, см	z_6, см	z_6', см	z_3, см	a_1, см	b_1, см	a_2, см	b_2, см	f_1, см	f_2, см

3. Повторите измерения не менее трех раз для различных положений микропроектора. Найдите среднее значение фокусного расстояния и проверьте правильность Ваших результатов. Для этого расположите объектив на полученном расстоянии f от источника, и с помощью листа бумаги проверьте, что из объектива выходит параллельный пучок лучей. При перемещении листа бумаги вдоль оптической оси размер светлого пятна не должен меняться.

Второй метод. Фокусное расстояние определяется по формуле (3.4) по отношению размеров изображения и предмета и расстоянию от линзы до изображения.

1. Повторите эксперимент, используя вместо точечного источника протяженный предмет — калибровочную сетку (объект 2), установленную в двухкоординатном держателе (модуль М8) на расстоянии 20 ÷ 50 мм от точечного источника.

2. Определите координаты объектива, микропроектора z_6, z_3 и шаг изображения сетки H'_{2i}, аналогично заданию 2, но измеряя координаты трех штрихов.

Таблица 3.3

z_6, см	z_3, см	b_i, см	x_{2i}, см	H'_{2i}, мм	$<H'_2>$, мм	β	f, см

3. Найдите расстояние $b_i = z_3 - z_6$ и увеличение объектива $\beta = H'_2 / H_2$, где H_2 — шаг изображения сетки, создаваемого микропроектором, определенный в задании 2.

4. Зная увеличение объектива и расстояние от линзы объектива до изображения, вычислите фокусное расстояние объектива по формуле (3.4).

5. Повторите измерения согласно пп. 2 — 4 не менее трех раз.

6. Вычислите среднее значение фокусного расстояния и оцените его погрешность. Сравните значения фокусных расстояний полученных двумя методами.

Задание 4

Определение фокусного расстояния рассеивающей линзы и длиннофокусной собирающей линзы

1. Расположите модули установки на оптической оси в соответствии с рис. 3.3. С помощью объектива сфокусируйте пучок излучения в точке с координатой 56 ÷ 60 см. Определите более точно координату точки фокусировки наводкой на резкость, перемещая модуль М3. Запишите координату z_3 модуля М3 в табл. 3.4.

2. Поместите в сходящийся пучок рассеивающую линзу (объект 14), установленную в двухкоординатном держателе (модуль М8) и найдите новую точку фокусировки.

3. Измерьте координаты рассеивающей линзы z_8 и нового положения микропроектора z_3', вычислите расстояния $a = z_3 - z_8$ и $b = z_3' - z_8$.

Таблица 3.4

z_8, см	z_3, см	z_3', см	a, см	b, см	f, см

4. Рассчитайте фокусное расстояние по формуле (3.6).

5. Проделайте аналогичные измерения для различных положений объектива. Вычислите среднее значение фокусного расстояния рассеивающей линзы и оцените его погрешность.

6. Проделайте те же измерения (см. пп. 1 — 5) для длиннофокусной линзы (объект 12). Результаты занесите в самостоятельно подготовленную таблицу. Вычислите фокусное расстояние длиннофокусной линзы.

Задание 5

Определение фокусного расстояния короткофокусной собирающей линзы

1. Установите на оптическую скамью модуль М5 и микропроектор, расположите между ними в двухкоординатном держателе (модуль М8) короткофокусную линзу (объект 13).

2. Измерьте координаты источника z_5, изображения z_3 и двух положений линзы, отвечающим резким изображениям z_8 и z_8'. Результаты занесите в табл. 3.5.

Таблица 3.5

z_5 , см	z_8 , см	z'_8 ,см	z_3 , см	l , см	c , см	f , см

3. Определите расстояние между источником и изображением $l = z_3 - z_5$ и расстояние между двумя положениями линзы $c = \left| z_8 - z'_8 \right|$. По формуле (3.5) вычислите фокусное расстояние линзы.

4. Повторите измерения согласно пп. 2 — 3 не менее трех раз.

5. Вычислите среднее значение фокусного расстояния и оцените погрешности. Для одного из измерений вычислите фокусное расстояние по формуле тонкой линзы (3.3) и оцените приборную погрешность данного измерения. Сравните приборные погрешности и сделайте вывод о целесообразности использования предложенных методов.

ЗАДАНИЕ 6

Моделирование микропроектора

Если увеличения микропроектора не достаточно для наблюдения исследуемой картины, то можно использовать двухступенчатое увеличение. Схема опыта приведена на рис. 3.4. В качестве предмета А в работе используется калибровочную сетку (объект 2) или волос, помещенный в свободном экране (объект 45). Линза Л1 — короткофокусная линза, а линза Л2 — линза микропроектора.

1. Поместите на оптическую скамью модуль М5, создающий точечный источник, и на расстоянии 10-15 см от него модуль М10. Вставьте в кассету модуля М10 калибровочную сетку с шагом h (объект 2), придвиньте вплотную к нему собирающую короткофокусную линзу (объект 13), установленную в модуле М8, и микропроектор (модуль М3). Перемещая модуль М3, получите резкое изображение предмета на фронтальном экране. Измерьте шаг изображения сетки H_Σ на фронтальном экране установки Э2. Повторите измерения не менее трех раз, результаты занесите в табл. 3.6.

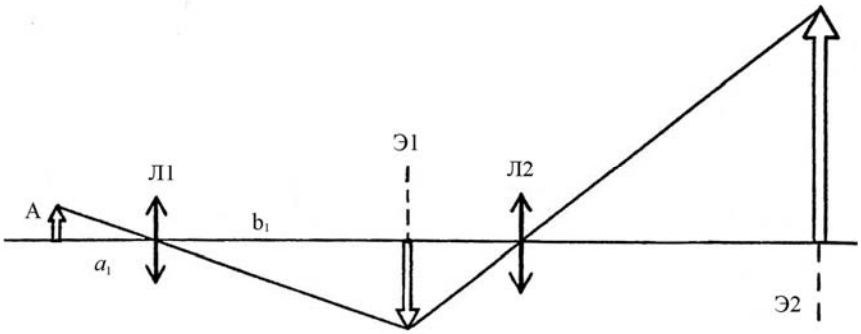


Рис. 3.4

Таблица 3.6

$H_{\Sigma i}$, мм	$< H_\Sigma >$, мм	β_Σ	β_1

3. Рассчитайте общее увеличение системы $\beta_\Sigma = H_\Sigma / h$ и увеличение линзы Л1 $\beta_1 = H_\Sigma / H_2$, где H_2 — шаг изображения сетки, найденный в задании 2. Оцените погрешности найденных величин.

4. Измерьте координаты предмета, линзы Л1 и объектной плоскости микропроектора. Проверьте полученное в предыдущем пункте увеличение линзы Л1, определив его как отношение $\beta_1 = b_1 / a_1$.

5. Измерьте при помощи полученного микропроектора диаметр собственного волоса (волос закрепляется в свободном экране (45) пластилином). Для этого измерьте координаты краев волоса x_2' и x_2'' на фронтальном экране не менее трех раз и найдите диаметр, воспользовавшись известным увеличением микропроектора.

Результаты занесите в табл. 3.7.

6. Определите погрешности измерений.

Таблица 3.7

x_2', мм	x_2'', мм	d, мм	$< d >$, мм

Контрольные вопросы

1. Какая линза называется тонкой? Что такое фокусное расстояние линзы?
2. Какие методы определения фокусного расстояния используются для собирающих линз?
3. Какие методы определения фокусного расстояния применимы для рассеивающих линз?
4. В каком случае изображение называется действительным, а в каком мнимым?
5. Что такое поперечное увеличение, как его можно определить?
6. Каким образом создается двухступенчатое увеличение?

Работа 4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель: *определение параметров оптических элементов, фотометрирование светящихся объектов, калибровка лазерного источника и фотоприемника***.**

Введение

Общая фотометрия

Воздействие света на глаз или какой-либо другой приемный прибор состоит, прежде всего, в передаче этому регистрирующему прибору энергии, переносимой световой волной. *Фотометрия* — раздел физической оптики, в котором рассматриваются энергетические характеристики оптического излучения в процессах его испускания, распространения и взаимодействия с веществом.

В рамках геометрической оптики свет представляет собой поток энергии, распространяющийся вдоль геометрических лучей и подчиняющийся закону сохранения энергии.

Рассмотрим достаточно малую площадку dS, чтобы характеристики излучения не изменялись при переходе от одной точки поверхности к другой. В то же время линейные размеры площадки должны быть велики по сравнению с длинами волн излучения, чтобы к излучению можно было применить понятия и законы геометрической оптики. Энергия, переносимая излучением через площадку dS, расположенную перпендикулярно к направлению луча, в единицу времени называется *энергетическим (лучистым) потоком:*

$$d\Phi_e = \langle \Pi \rangle dS,$$

где $\langle \Pi \rangle \propto E_m^2$ — среднее значение вектора Пойнтинга за промежуток времени, значительно превышающий период колебаний волны (интенсивность ЭМВ); E_m — амплитуда напряженности электрического поля волны.

В фотометрии обычно рассматривается энергия света, испускаемого элементом поверхности *dS.* Эта поверхность может быть либо фиктивной, либо реальной. В последнем случае она может совпадать с излучающей поверхностью источника или с освещенной поверхностью тела

Пусть P — произвольная точка на поверхности S. Количество энергии (усредненное по времени), испущенное за единицу времени с элемента поверхности dS, содержащий точку P, в телесный угол $d\Omega$ в направлении излучения можно записать следующим образом:

$$d\Phi_e = L_e \cos\theta \, dS \, d\Omega. \qquad (4.1)$$

Здесь θ — угол между направлением излучения и нормалью к элементу поверхности, а L_e — коэффициент, в общем случае зависящий от координаты точки P и направления излучения. Величина L_e называется *энергетической яркостью* в точке P в направлении излучения. Необходимо отличать эту величину от субъективного ощущения яркости, поскольку глаз человека обладает разной чувствительностью по отношению к различным цветам.

Энергетической силой света источника I_e в заданном направлении называют энергетический поток $d\Phi_e$, испускаемый источником в этом направлении и отнесенный к единице телесного угла $d\Omega$:

$$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}. \qquad (4.2)$$

Обычно это понятие относят к точечному источнику света, т.е. характеризуют им источник на расстояниях, больших по сравнению с его линейными размерами.

Энергетический поток $d\Phi_e$, приходящийся на единицу площади освещаемой поверхности, называется *освещенностью*: $E_e = d\Phi_e / dS$.

Для измерения энергетических характеристик Φ_e, L_e, I_e и E_e используются чувствительные приборы, которые можно разделить на два типа.

Первые реагируют на тепло, выделяющееся в поглощающей свет среде (например, термопара), и используются, главным образом, при изучении теплового излучения (инфракрасного); вторые основаны на явлении фотоэффекта (внутреннего или внешнего). Приборы второго типа применяются, например, в фотографии в качестве экспонометров. Применяются они и в данной работе.

В видимой области спектра излучение характеризуют по *зрительному* или *световому ощущению*, оцениваемому по действию света на глаз человека. Соответствующие характеристики и их единицы называются *световыми* (*фотометрическими*), в отличие от энергетических величин и единиц, о которых говорилось выше. Вместо энергетического потока Φ_e говорят о *световом потоке* Φ, вместо энергетической силы света источника I_e — о *силе света* I, и т.д.

Чувствительность глаза к излучениям с различными длинами волн характеризуется *кривой видности* (*относительной спектральной чувствительности*) (рис. 4.1). На этой кривой по оси абсциссы откладывается длина волны, а по оси ординат — *видность* $V(\lambda)$, т. е. величина, обратная энергетической мощности излучений, которые при оценке глазом воспринимаются как одинаково яркие. Визуальное сравнение яркостей излучений далеких друг от друга длин волн затруднительно. Поэтому для построения кривой видности обычно применяют метод малых ступеней, т.е. сравнивают попарно по видимой яркости излучения со столь близкими длинами волн, что разница в цвете не затрудняет такое сравнение. У разных людей чувствительность глаза различна. Но в среднем различия оказываются небольшими, и можно говорить о вполне определен-

ной (усредненной) кривой относительной спектральной световой эффективности здорового глаза. Вид кривой до некоторой степени зависит от величины освещенности.

Кривые видности среднего нормального глаза при дневном зрении I и сумеречном II, утвержденные Международной осветительной комиссией, приведены на рис. 4.1. Кривая I имеет максимум в желто-зеленой части спектра $\lambda = 555$ нм, принимаемый за единицу. При сумеречном зрении кривая сохраняет свой общий вид с максимумом при λ, близком к 507 нм.

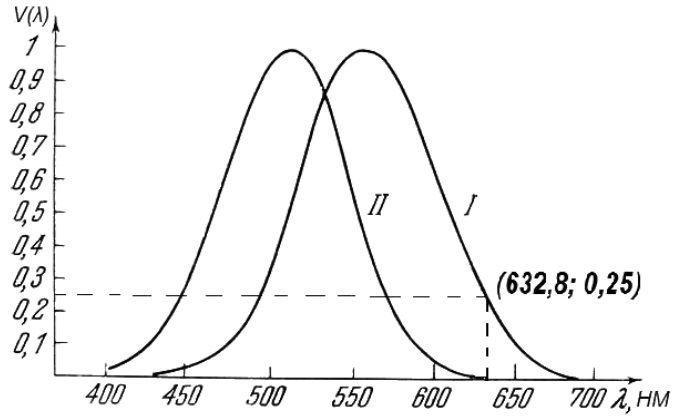


Рис. 4.1

Основной фотометрической единицей установлена сила света *I*, называемая канделой (свечой). Кандела [кд] — это сила света, испускаемого 1/60 $см^2$ поверхности эталонного источника (платины при температуре затвердевания ~ 2042 К) в направлении нормали.

За единицу светового потока принимается люмен [лм] — световой поток от точечного источника силой света 1 кд, распространяющийся в пределах телесного угла 1 страд. Единица освещенности люкс [лк] — освещенность поверхности, на 1 $м^2$ которой падает световой поток 1 лм.

Вследствие различной чувствительности глаза к излучению с разными длинами волн световому потоку 1 лм соответствует разная мощность в зависимости от спектрального состава излучения. Для монохроматического излучения с длиной волны $\lambda_э = 555$ нм,

соответствующей максимальной чувствительности глаза, так называемый механический эквивалент света составляет $A = 1/683$ Вт/лм. Это мощность излучения в ваттах, способная создать световой поток 1 лм в наиболее воспринимаемой глазом спектральной области.

В данной работе в качестве источника света используется газовый лазер, об особенностях излучения которого речь пойдет ниже.

Фотометрия лазерного излучения

Во многих практически важных случаях амплитуда напряженности поля плавно изменяется по поперечному сечению пучка (традиционно обозначим напряженность электрического поля буквой E, не путать с ранее введенной освещенностью). Особенно важен случай гауссовых пучков, для которых амплитуда напряженности поля максимальна на оси пучка и экспоненциально уменьшается к краям в соответствии с гладкой функцией Гаусса. Если выбрать ось z по оси пучка, то напряженность в поперечной плоскости поперечного сечения в таком пучке описывается выражением

$$E(x,y) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{w_0^2}\right). \qquad (4.3)$$

Здесь опущен множитель $\exp(i\omega t)$, выражающий зависимость напряженности поля от времени, то есть $E(x,y)$ — комплексная амплитуда. Величина w_0 определяет расстояние от оси пучка, на котором напряженность поля уменьшается в e раз, а интенсивность J в $e^2 \approx 7{,}4$ раза по сравнению с максимальным значением. Несколько условно w_0 можно принять за меру ширины распределения интенсивности (радиус пучка) в плоскости $z = 0$. В пределах этой ширины переносится 86 % всей энергии.

Пучки когерентного излучения с гауссовым профилем распределения интенсивности обладают самой высокой направленностью, совместимой с волновой природой излучения. Гауссов пучок представляет собой наиболее близкое приближение, которое допускает дифракция, к параллельному пучку света с ограниченным поперечным сечением. Описываемое выражением (4.3) поперечное распределение интенсивности характерно для света, излучаемого газовыми лазерами.

При распространении в свободном пространстве (или однородной прозрачной среде) гауссов пучок постепенно расширяется вследствие дифракции. Представление о его структуре можно получить на основе принципа Гюйгенса — Френеля. В результате громоздких, но простых преобразований можно показать, что у пучка останется гауссово распределение амплитуд. Но ширина такого распределения $w(z)$ будет возрастать с расстоянием вдоль оси распространения пучка:

$$E(x,y,z) = E_0 \frac{w_0}{w} \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{w^2}\right) \exp\left[ik\left(z+\frac{x^2+y^2}{2R}\right)+i\varphi\right],$$

$$w^2(z) = w_0^2\left[1+\left(\frac{2z}{kw_0^2}\right)^2\right], \qquad (4.4)$$

$$R(z) = z\left[1+\left(\frac{kw_0^2}{2z}\right)^2\right], \quad \mathrm{tg}\varphi = \frac{kw_0^2}{2z}.$$

Важное отличие распространения гауссова пучка от дифракции плоской волны на круглом отверстии заключается в том, что интенсивность дифракционной картины в гауссовом пучке монотонно и быстро уменьшается с ростом угла дифракции без характерных осцилляций (т.е. чередующихся темных и светлых колец).

Поверхности постоянной фазы электромагнитной волны с гауссовым профилем приближенно (в дальней от области генерации зоне) описываются уравнением сферы радиусом $R(z)$ с центром на оси z. Однако в отличие от обычной сферической волны, радиус сферы и положение ее центра зависят от z, т.е. от выбранного сечения пучка. Однако если $z >> kw_0^2/2$, то $R \approx z$ и центр сферы находится при $z = 0$, чем и пользуются в данной лабораторной работе.

Описание установки

Работа проводится на комплексе ЛКО-1. Описание ЛКО-1, а также функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». Мощность излучения лазера плавно нарастает в течение 10 ÷ 15 мин после включения. После прогрева

остаются колебания мощности с периодом 1 ÷ 10 с и с размахом порядка 10 % от средней мощности.

ЗАДАНИЕ 1

Настройка установки. Определение увеличения проекционной системы

1. Настройка заключается в фиксации лазерного луча и центров оптических элементов строго на оптической оси установки. Калибровка заключается в определении поперечного увеличения линзы микропроектора.

Перед юстировкой линза микропроектора (модуль М3) устанавливается в среднее положение. Описание юстировки ЛКО-1 изложено в разделе «Описание лабораторных комплексов».

Таблица 4.1

x_3,см	H_3,мм	$< H_3 >$,мм	ΔH_3,мм	β_3	$\Delta\beta_3$

2. Определите поперечное увеличение β_3 микропроектора до экрана Э3 фотоприемника, если в предыдущих работах вы не делали этого. Для этого установите микропроектор на оптической скамье в точке с координатой $z_3 = 67,0$ см, напротив его укрепите на задней стенке в пазах фотоприемник. Перед микропроектором установите модуль М5 так, чтобы лазерный пучок расширился и осветил в объектной плоскости Э1 микропроектора площадку диаметром 5 ÷ 10 мм, при этом на экране фотоприемника будет освещена площадка диаметром несколько сантиметров. Установите в кассете микропроектора объект 2 с калибровочной сеткой, цена деления h которой указана на экране объекта. По шкале экрана определите координаты x_3 изображений нескольких штрихов сетки и найдите расстояние H_3 между соседними изображениями. Результаты измерений запишите в табл. 4.1.

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 погрешности измерений.

3. Рассчитайте увеличение микропроектора: $\beta_3 = H_3 / h$. Оцените приборную и случайную погрешности определения увеличения микропроектора. Для определения случайной погрешности воспользуйтесь статистическими методами обработки результатов.

4. Откалибруйте деления барабана модуля М3, который сдвигает линзу перпендикулярно к оптической оси установки. Оставьте объект 2 в кассете микропроектора. Поверните на один оборот барабан модуля М3 (сдвиг оптической оси линзы микропроектора за один оборот обозначим за $\Delta_{оси}$) и измерьте по линейной шкале фотоприемника сдвиг изображения Δx_3 калибровочной сетки. Повторите измерения три раза. С учетом уже найденного увеличения микропроектора, сделайте заключение о цене деления барабана модуля М3, считая, что один оборот барабана равен одному делению его шкалы:

$$\Delta_{оси} = \Delta x_3/(\beta_3 + 1). \qquad (4.5)$$

Оцените погрешность снятия отсчета по барабану модуля М3.

Задание 2

Определение силы света лазера

1. Снимите модуль М5. Измерьте диаметры d лазерного пучка, получаемого в плоскости фотоприемника, при пяти – семи положениях микропроектора (модуль М3): с координатами риски z_3 от 670 мм (пятно излучения — в центре шкалы фотоприемника) до $z_3 = 100$ мм, когда пятно размещается на одной из дополнительных шкал (туда же переместите фотоприемник). Результаты занесите в заранее заготовленную таблицу.

2. Постройте график зависимости d от z_3. Из него найдите линейный угол расходимости α (коэффициент наклона прямой $d(z)$). Вычислите телесный угол Ω расходимости пучка, а также силу света I в канделах. При этом необходимо учитывать увеличение линзы микропроектора β_3 при расчете телесного угла по нижеследующим формулам:

$$\alpha = \left(d_2 - d_1\right) / \left(\left(z_{32} - z_{31}\right)\beta_3\right),$$

$$\Omega = 2\pi \int_0^{\alpha/2} \sin\theta d\theta \approx \pi\alpha^2 / 4,$$

$$I = \frac{PV}{\Omega A},\ \text{кд}.$$

Заметим, что для данной длины волны света в лазере $\lambda =$ $= 0{,}6328$ мкм функция видности $V(\lambda) = 0{,}25$ (см. рис. 4.1), а заявленная мощность излучения $P = 2{,}0$ мВт.

Задание 3

Распределение интенсивности в лазерном луче (калибровка фотоприемника)

Изучаемое распределение интенсивности проецируют на экран Э3 фотоприемника.

Для измерения распределения интенсивности изображение смещают, поворачивая барабан модуля М3 на число делений, соответствующее выбранному интервалу измерений, и снимают показания фотоприемника после каждого смещения.

Значение интенсивности в условных единицах показываются цифровым гальванометром фотоприемника. Для нахождения интенсивности в абсолютных единицах необходима калибровка.

Моделирование процесса генерации в газовом лазере указывает на гауссов характер распределения интенсивности в лазерном луче:

$$J(r) = J_0 \exp\left(-r^2 / \rho^2\right),$$

где r — поперечное расстояние в пучке, отсчитываемое от его оси, а ρ — характерный радиус пучка (расстояние, на котором интенсивность падает в e раз).

1. 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. Установите фотоприемник в пазы на место визирного креста.

2. Снимите зависимость показаний фотоприемника J от смещения изображения x_1. Смещение изображения x_1 отсчитывается по показаниям барабана модуля М3. Положение оси $x_{1\text{оси}}$ определяется максимумом показаний фотоприемника (распределение должно быть симметрично относительно $x_{1\text{оси}}$). Проделайте 30 измерений по диаметру пучка с шагом 0,02 ÷ 0,04 деления барабана модуля М3 (1 оборот — 1 деление), снимая показания фотоприемника J в присутствии светового луча от лазера и $J_{\text{фона}}$ — при перекрытом (например, рукой) луче. Результаты измерений занесите в табл. 4.2 и 4.3.

Таблица 4.2

Измерение	1	2	…	30
$x_1 - x_{1\text{оси}}$, мм				
$x_1 - x_{1\text{оси}}$, дел.				
x_1, дел.				
J, дел.				
$J_{\text{фона}}$, дел.				
$J - J_{\text{фона}}$, дел.				

Таблица 4.3

Измерение	1	2	…	30
$\ln(J - J_{\text{фона}})$				
$\Delta\ln(J - J_{\text{фона}})$				

Постройте графики зависимости $\ln(J - J_{\text{фона}})$ от $(x_1 - x_{1\text{оси}})^2$ по обе стороны от максимума J. По ним сделайте оценку J_0 — максимального напряжения на фотоприемнике и радиуса пучка ρ.

Проинтегрировав интенсивность по площади пучка и сравнив с заявленной мощностью лазера, можно найти значение J_0 в единицах СИ и тем самым откалибровать показания фотоприемника. Обозначим $r = (x_1 - x_{1\text{оси}})$, тогда:

$$P = \int_0^\infty J_0 \exp\left(-\frac{r^2}{\rho^2}\right) 2\pi r dr = J_0 \pi \rho^2 .$$

Оцените погрешность результата.

Задание 4

Исследование зависимости интенсивности светового излучения в сферической волне от расстояния

Собирающая линза преобразует пучок излучения лазера в сферическую волну, вначале сходящуюся к фокусу, а потом — расходящуюся. В задании используется линза модуля М5.

Разместите на скамье модуль М3 (координата риски $z_3 = 67{,}0$ см) и вплотную к нему — модуль М5, центр пятна при этом должен попадать на окошко фотоприемника. Убедитесь в том, что при смещении модуля М5 от модуля М3 изменяется размер пятна на экране фотоприемника и интенсивность излучения в центре пятна. Снимите зависимость J от координаты z_5 модуля М5 с шагом в 2 см (не менее 10 измерений). Необходимо отметить, что на первых шагах возможно «зашкаливание» фотоприемника. Результаты занесите в табл. 4.4.

Таблица 4.4

Измерение	1	2	…	10
$z_3 - z_5$, мм				
z_5, мм				
J, дел.				
$J - J_{\text{фона}}$, дел.				
$\ln(J - J_{\text{фона}})$				
$\Delta\ln(J - J_{\text{фона}})$				

Постройте график зависимости $\ln\left(J - J_{\text{фона}}\right)$ от $\ln\left(r\right)$, где $r = z_3 - z_5$ расстояние от фокуса волны до экрана Э1. Определите коэффициент наклона графика.

Сделайте заключение о том, является ли наблюдаемая в данном опыте волна сферической (в сферической волне — $J \propto r^{-2}$).

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте определения основных энергетических характеристик излучения, энергетической освещенности, силы света, яркости, светимости. В каких единицах их выражают?

2. Чему равен энергетический и световой поток лазерного излучения в данной работе?

3. Как зависит сила света лазерного пучка, прошедшего через линзу, от ее фокусного расстояния?

4. Почему наряду с энергетическими характеристиками излучения необходимо вводить фотометрические? Как определяется основная фотометрическая единица — кандела?

5. Чем гауссов пучок отличается от пучка света, получающегося при прохождении плоской волны сквозь круглое отверстие? Что понимают под шириной гауссова пучка?

6. Получите формулу (4.5) в задании 1.

Работа 5

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ И ПРОСТЕЙШИХ ОПТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Цель: *исследование законов геометрической оптики, изучение экспериментальной установки ЛКО-2, определение показателя преломления с помощью плоскопараллельной пластинки и тонкого клина.*

Введение

Законы геометрической оптики

Геометрическая оптика есть предельный случай волновой оптики при $\lambda \to 0$, где λ — длина световой волны. В пределе геометрической оптики свет распространяется вдоль линий, называемых *лучами*. Под лучом будем понимать линию, касательная к которой в каждой точке направлена так же, как и вектор Пойнтинга $\vec{S}$. В однородной и изотропной среде вектор $\vec{S}$ совпадает по направлению с волновым вектором $\vec{k}$. Отсюда, в частности, следует, что луч представляет собой линию, ортогональную семейству волновых

поверхностей. Совокупность лучей называется *пучком*. Основу геометрической оптики образуют следующие законы:

1) в однородной среде свет распространяется прямолинейно;

2) распространение светового пучка в среде совершенно не зависит от того, есть в ней другие пучки света или нет;

3) *закон отражения света*: угол отражения света θ равен углу падения α ($\theta = \alpha$) и оба луча лежат в одной плоскости с нормалью к поверхности раздела;

4) *закон преломления света*: при преломлении света на границе раздела двух изотропных сред с показателями преломления n_1 и n_2 выполняется условие

$$n_1 \cdot \sin\alpha = n_2 \cdot \sin\beta,$$

при этом падающий и преломленный лучи лежат в одной плоскости с нормалью к поверхности раздела сред, а α и β — углы между нормалью к поверхности и направлениями распространения падающего и преломленного лучей соответственно.

В основу геометрической оптики может быть положен принцип Ферма, согласно которому *свет распространяется между двумя точками по такому пути, для прохождения которого ему требуется минимальное время*. Из этого принципа вытекают законы прямолинейного распространения, отражения и преломления света.

В лабораторной работе законы *отражения* и *преломления* света изучаются на примере прохождения света через оптическую систему, собранную из простейших элементов: линзы, стеклянной призмы, тонкого клина и плоскопараллельной пластины.

Оптическая система — совокупность отражающих и преломляющих поверхностей, отделяющих друг от друга оптически однородные среды. Оптическая система, образованная сферическими (в частности, плоскими) поверхностями, называется *центрированной,* если центры всех поверхностей лежат на одной прямой. Эту прямую называют *оптической осью* системы.

Прохождение света через линзу

Линза — прозрачное тело, ограниченное двумя, как правило, сферическими поверхностями (одна поверхность линзы может быть плоской). В некоторых случаях поверхность линзы может от-

личаться от сферической (например, встречаются линзы с цилиндрическими поверхностями). Линза является одним из основных элементов многих оптических приборов. Их используют, в частности, для формирования сходящихся, расходящихся или параллельных пучков света, для получения изображения предметов.

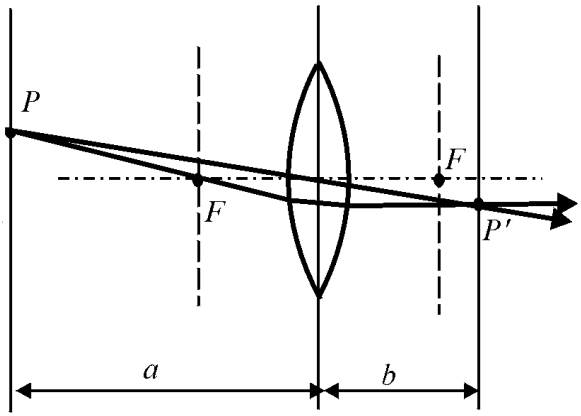


Рис. 5.1

Рассмотрим распространение света от точечного монохроматического источника, расположенного в точке P, после его прохождения через линзу (рис. 5.1). Если все лучи, вышедшие из точки P, пересекаются в одной точке P', то эта точка представляет собой *стигматическое* (или *резкое*) изображение точки P. Линза дает стигматическое изображение только для лучей, идущих вблизи оптической оси с малым углом раствора. Изображение называется *действительным,* если световые лучи действительно пересекаются в точке P', и мнимым, если в точке P' пересекаются их продолжения, проведенные в направлении, противоположном направлению распространения света. Множество точек P называется *пространством предметов*, а множество точек P' — *пространством изображений*. Вследствие обратимости световых лучей точки P и P' могут поменяться ролями: P' — источник, P — изображение. По этой причине точки P и P' называют *сопряженными*.

В дальнейшем источником P будем называть не только светящийся точечный объект, но и центр кривизны волновой поверхно-

сти, падающей на линзу световой волны. Причем если на линзу падает сходящаяся волна, то точка P лежит на продолжении лучей и называется *мнимым источником*.

Толщиной линзы называется расстояние между ее вершинами, расположенными в точках пересечения сферических поверхностей с оптической осью. Если эта толщина мала по сравнению с радиусами кривизны поверхностей, то линза называется *тонкой*. В этом случае имеет место формула тонкой линзы:

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}, \qquad (5.1)$$

где a — расстояние от линзы до источника P ; b — расстояние от линзы до изображения P' (см. рис. 5.1); f — фокусное расстояние линзы. Для собирающей линзы $f > 0$, для рассеивающей $f < 0$. Величина a считается отрицательной для сходящегося пучка; а b — отрицательно для мнимого изображения.

Отражение и преломление света в призме

Призма — прозрачное тело, ограниченное плоскими поверхностями, на которых происходит отражение и преломление света. Призмы нашли широкое применение в различных приборах (например, в бинокле). В спектральных приборах призмы используются для пространственного разделения (разложения в спектр) излучений различных длин волн. Разложение в спектр основано на явлении дисперсии – зависимости показателя преломления n от длины волны света (или частоты).

В работе изучается стеклянная призма с преломляющим углом $\gamma = 60^\circ$. На рис. 5.2 показан ход светового луча при прохождении через призму. В результате преломления на ее гранях луч отклоняется от своего первоначального направления на угол

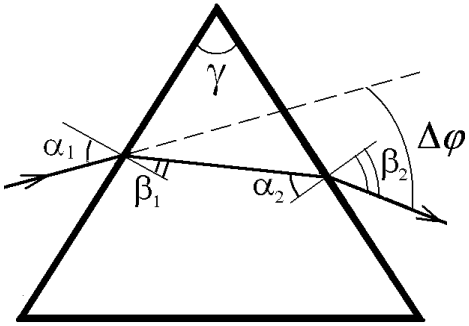
$$\Delta\varphi = \alpha_1 + \beta_2 - \alpha_2 - \beta_1 = \alpha_1 + \beta_2 - \gamma, \qquad (5.2)$$

где α_1, α_2 — углы падения; β_1, β_2 — углы преломления для первой и второй граней призмы соответственно.

Полный угол отклонения луча зависит от угла падения луча на первую грань, угла преломления на второй грани и преломляющего

угла призмы. В свою очередь, угол β_2 связан с показателем преломления n призмы законом преломления: $n \cdot \sin\alpha_2 = \sin\beta_2$. Это приводит к пространственному разделению света по длинам волн (разложению в спектр), поскольку световые лучи разных длин волн из-за дисперсии будут отклоняться на разные углы.

Рис. 5.2



Функция $\Delta\varphi = f(\alpha_1)$ при некотором значении угла падения имеет минимум $\Delta\varphi_{\min}$, который называется *углом наименьшего отклонения*. В этом случае для призмы с преломляющим углом $\gamma = 60°$ показатель преломления определяется формулой:

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\gamma}{2} + \frac{\Delta\varphi_{\min}}{2}\right)}{\sin\frac{\gamma}{2}} = 2 \cdot \sin\left(30° + \frac{\Delta\varphi_{\min}}{2}\right). \qquad (5.3)$$

Таким образом, определение величины n для каждой длины волны сводится к измерению соответствующего угла наименьшего отклонения $\Delta\varphi_{\min}$.

Отражение и преломление света в тонком клине

Клин — *треугольная призма с малым углом между боковыми гранями.* Отражение и преломление лучей в тонком клине с углом $\gamma << 1$ показано на рис. 5.3. Номера лучей: *0* — падающий луч; *1* и *2* — лучи, отраженные от первой и второй граней клина соответственно; *3* — преломленный луч. Пунктирная линия слева от кли-

на — нормаль к первой грани. В тонком клине с показателем преломления n при малых углах падения преломленный луч отклоняется на угол

$$\Delta\varphi = (n-1)\gamma\,, \tag{5.4}$$

независящий от угла падения.

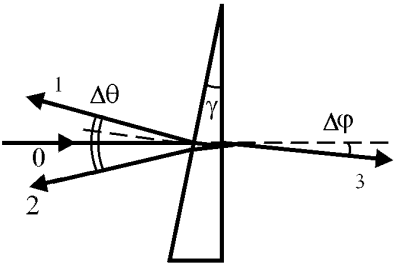


Рис. 5.3

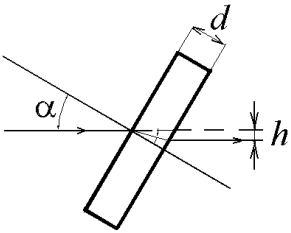


Рис. 5.4

Угол между отраженными от граней клина лучами равен

$$\Delta\theta = 2n\gamma\,. \tag{5.5}$$

Преломление света в плоскопараллельной пластинке

Плоскопараллельная пластинка — однородное прозрачное тело, ограниченное параллельными поверхностями. При прохождении света через прозрачную плоскопараллельную пластинку луч сохраняет свое направление в результате двукратного преломления на параллельных поверхностях. Кроме того, при углах падения $\alpha \neq 0$ луч смещается в поперечном направлении на расстояние h (рис. 5.4).

Измерив угол поворота пластины α и соответствующее смещение h, можно определить показатель преломления плоскопараллельной пластины:

$$n = \sqrt{\sin^2\alpha + \frac{d^2\cdot\sin^2\alpha\cdot\cos^2\alpha}{(d\cdot\sin\alpha - h)^2}}\,, \tag{5.6}$$

где d — толщина пластины.

Пренебрегая в формуле (5.6) первым слагаемым, получим приближенное выражение:

$$n = \frac{d \cdot \sin\alpha \cdot \cos\alpha}{d \cdot \sin\alpha - h}. \qquad (5.7)$$

На практике выражение (5.7) можно использовать для углов $\alpha < 30°$.

Описание установки

Работа выполняется на лабораторном оптическом комплексе — ЛКО-2 (см. раздел «Описание лабораторных комплексов»). Его основу составляет оптическая скамья (массивная направляющая, собранная из двух параллельных рельс), на которую с помощью рейтеров устанавливаются функциональные модули с необходимыми оптическими элементами.

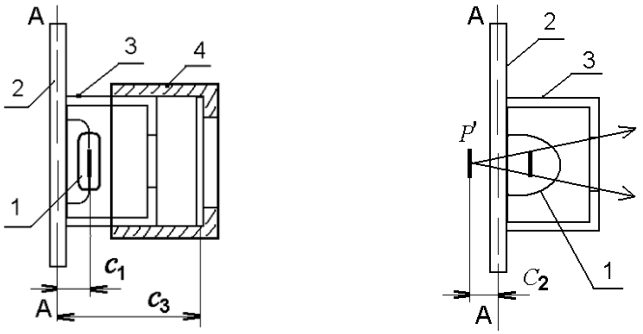
Каждый функциональный модуль имеет номер, который нанесен на корпус его держателя. Номера исследуемых оптических объектов нанесены на экраны, в которые установлены эти объекты.

Для формирования световых пучков применяются источники некогерентного излучения двух типов: фонарь с лампой накаливания и фонарь со светодиодом. Фонари с лампой накаливания или светодиодами *1* (рис. 5.5) закреплены в прямоугольных экранах *2*, закрыты тубусом *3* и устанавливаются в двухкоординатный держатель модуля М8. Через кабель с двумя штекерами фонари подключаются к блоку питания. Для светодиодных фонарей следует соблюдать полярность питания: красный штекер подключают к клемме «плюс», черный — к клемме «минус».

Насадки со шкалами *4* (рис. 5.5, *а*) надеваются на тубус *3* фонаря до упора и закрепляются винтом. При этом плоскость шкалы смещена от плоскости *А-А*, совпадающей с риской на рейтере, на расстояние $c_3 = 25$ мм. Нить накала фонаря с лампой параллельна длинной стороне экрана. Для определения координаты нити накала нужно учесть ее смещение $c_1 = 4$ мм от плоскости *А-А*, совпадающей с риской на рейтере (см. рис. 5.5, *а*).

Излучающая область фонаря со светодиодом имеет квадратное сечение, параллельное плоскости экрана. Внешний наблюдатель видит мнимое изображение P' этой излучающей области в линзе, образованной монолитным пластмассовым корпусом диода (рис. 5.5, *б*). Для определения координаты точки P' нужно учесть

ее смещение $c_2 = 4$ мм от плоскости *A*-*A*, совпадающей с риской на рейтере.



а) б)

Рис. 5.5

Конкретные оптические схемы и необходимые элементы приведены в соответствующих заданиях. При подготовке к лабораторной работе необходимо предварительно ознакомиться с описанием комплекса ЛКО-2 (см. раздел «Описание лабораторных комплексов»).

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

1. Измерение продольных координат и расстояний. Для определения положений модулей и объектов используется линейка с ценой деления 2 мм, размещенная вдоль оптической скамьи на переднем рельсе. Начало отсчета отстоит от левого борта каркаса на 20 мм, координата правого борта — 520 мм.

На задней стенке каркаса помещен экран Э2 с миллиметровой шкалой. Ноль шкалы экрана расположен напротив ноля линейки оптической скамьи (смещение не более 1 мм).

Координаты характерных точек оптических элементов определяются с помощью рисок на рейтерах. Расстояния определяются как разность соответствующих координат.

2. Измерение поперечных размеров. Для измерения поперечных размеров от нескольких миллиметров и более используют

миллиметровые шкалы прямоугольного экрана Э1 и круглого экрана Э. Экран Э1 размещен на правом борту каркаса установки. Экран Э расположен в фокальной плоскости конденсора с фокусным расстоянием $f = +40$ мм (модуль М5). Положение экрана соответствует риске на рейтере М5.

Для измерения меньших поперечных размеров (от долей миллиметра до $2 \div 3$ мм) используют окуляр-микрометр М29 (см. раздел «Описание лабораторных комплексов»). Его корпус устанавливают в держатель на рейтере с поворотным зеркалом (модуль М7). На рис. 5.6 показана схема таких измерений. Источник света устанавливают в кассету двухкоординатного держателя (модуль М8). Его изображение получают с помощью объектива М6, конденсора М5 или собирающей линзы из набора объектов в объектной плоскости окуляра-микрометра, которая смещена от оптической оси на расстояние $c_5 = 68$ мм. Объекты помещаются либо в экраны, либо в насадки. Экраны с объектами вставляются в кассеты держателей модулей М8, М10 и М13. Насадку устанавливают на тубус источника света. Изображения объектов также получают с помощью объектива М6, конденсора М5 или собирающей линзы из набора объектов в объектной плоскости окуляра-микрометра. Координаты визира отсчитываются по шкале отсчетного барабана с разрешением 0,01 мм (полный оборот барабана соответствует одному миллиметру).

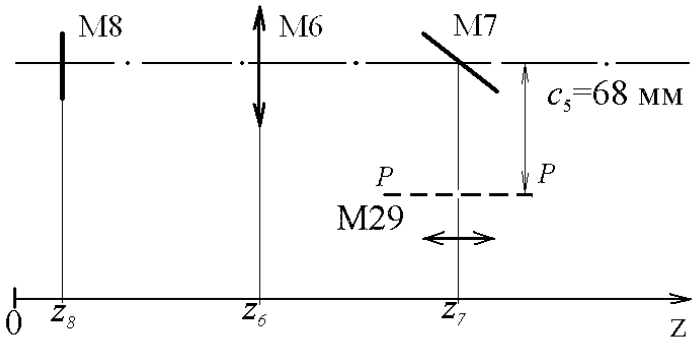


Рис. 5.6

Задание 1

Настройка установки

Настройка заключается в фиксации центров оптических элементов на оптической оси установки. Для этого используется схема на рис. 5.6.

1. Поставьте на оптическую скамью рейтер с двухкоординатным держателем (модуль М8) в положение с координатой $z_8 = 20$ мм по линейке оптической скамьи. Вставьте красный фонарь КФ (светодиод) в кассету держателя модуля М8. С помощью регулировочных винтов установите кассету с фонарем в центральное положение. Подключите кабель питания фонаря — светодиода к гнездам на панели регулятора тока. Включите установку.

2. Поставьте на оптическую скамью рейтер с поворотным зеркалом (модуль М7) в положение с координатой $z_7 = 460$ мм по линейке оптической скамьи. Затем в кассете держателя модуля М7 установите окуляр-микрометр М29.

3. Возьмите рейтер с объективом (модуль М6) и убедитесь, что линза находится в центре оправы. В случае необходимости, с помощью регулировочных винтов поместите ее в центр. Установите рейтер с объективом на оптическую скамью между модулями М8 и М7. Перемещая объектив вдоль скамьи, получите резкое изображение источника в окуляре-микрометре. Из-за дефектов оптических приборов (многократных отражений от поверхностей линз и зеркала) может наблюдаться несколько изображений, одно из которых существенно ярче остальных. С помощью ручки регулировки тока источника света уменьшите яркость до получения четкого одинарного изображения излучающей области светодиода (остальные изображения должны быть настолько слабыми, чтобы не мешать измерениям основного изображения). Изображения светящейся области красного светодиода (увеличенное и уменьшенное) получаются при двух положениях объектива. Необходимо добиться того, чтобы положения этих двух изображений в окуляре-микрометре приблизительно находились в центре его поля зрения.

4. Получите уменьшенное изображение. Совместите изображение с центром поля зрения окуляра-микрометра, используя регулировочные винты модуля М6 (регулировка положения линзы объек-

тива). Затем получите увеличенное изображение. Для него добиваются того же совмещения с помощью регулировочных винтов модуля М8 (регулировка положения фонаря).

5. Передвиньте объектив М6 в исходное положение (см. п. 4) и, в случае необходимости, повторяйте операции настройки до тех пор, пока все изображения не будет находиться в центре поля зрения окуляр-микрометра. Настройка считается законченной, если при перемещении объектива М6 изображения источника остаются в центре поля зрения окуляра-микрометра.

Задание 2

Определение показателя преломления пластины

В данном задании измеряют поперечное смещение луча при повороте плоскопараллельной пластинки и определяют ее показатель преломления.

Для измерения поперечного смещения луча используется калибровочная сетка, изображение которой получают в объектной плоскости окуляра-микрометра М29 с помощью объектива М6. Исследуемую плоскопараллельную пластинку помещают между модулями М6 и М7. Ее поворот вокруг вертикальной оси вызывает смещение калибровочной сетки в горизонтальном направлении. Это смещение регистрируют по шкале окуляра-микрометра.

1. Соберите оптическую схему, показанную на рис. 5.6. Установите модуль М8 на расстоянии 40 ÷ 50 мм от левого борта каркаса, а модуль М7 с окуляром-микрометром М29 в конец оптической скамьи на расстоянии 40 ÷ 50 мм от правого борта каркаса. Окуляр-микрометр М29 должен быть вставлен в кассете М7 в горизонтальном положении (как показано на рис. В.5 раздела «Описание лабораторных комплексов»).

2. Установите на тубусе фонаря с красным светодиодом насадку с шагом шкалы 1,0 мм (маркировка «1.00»). Получите с помощью объектива М6 увеличенное резкое изображение миллиметровой сетки в объектной плоскости окуляра-микрометра. Сетку нужно выровнять так, чтобы ее вертикальные линии были параллельны вертикальным штрихам на измерительной шкале окуляра-микрометра.

3. Установите рейтер с поворотным столиком (модуль М13) на оптическую скамью между объективом и окуляром-микрометром. Поместите в держатель модуля М13 плоскопараллельную пластинку (объект 6). Убедитесь, что при повороте столика с пластинкой вертикальные линии сетки смещаются в горизонтальном направлении. Сориентируйте пластинку перпендикулярно к оптической оси. Это положение соответствует координате $\varphi_0 = 180°$ по шкале поворотного столика. Вращая барабан, совместите визир на шкале окуляра-микрометра с одной из вертикальных линий координатной сетки.

4. Поверните пластинку на угол 5° относительно исходного положения. Запишите в таблицу угловую координату φ_1, соответствующую этому положению поворотного столика. По шкале окуляра-микрометра измерьте координату h_1 наиболее близкой к визиру вертикальной линии. Результат измерения запишите в табл. 5.1.

5. Проведите измерения координаты h_1 выбранной вертикальной линии, последовательно увеличивая углы поворота на 5°, так чтобы максимальный угол поворота не превышал $30 \div 35°$. Повторно сориентируйте пластинку перпендикулярно к оптической оси и проведите аналогичные измерения координат φ_2 и h_2, поворачивая пластинку в противоположенную сторону. Результаты измерений запишите в табл. 5.1.

Таблица 5.1

№	φ_1	φ_2	$\alpha = \lvert \varphi_2 - \varphi_1 \rvert /2$	h_1	h_2	$h = \lvert h_2 - h_1 \rvert /2$	n
1							
2							
3							
4							
5							

6. Рассчитайте и запишите в табл. 5.1 угол падения α и смещение луча h.

7. Используя формулу (5.7) и известное значение d, определите показатель преломления пластины n.

8. Вычислите среднее значение показателя преломления $<n>$, среднеквадратичное отклонение σ_n и оцените относительную погрешность.

Задание 3

Определение угла и показателя преломления клина

1. Снимите с оптической скамьи модули М6 и М7 и поставьте вместо них рейтер с конденсором (модуль М5), обращенный экраном Э к правому борту каркаса. Выньте из держателя модуля М13 плоскопараллельную пластинку (объект 6). Снимите с фонаря КФ насадку с координатной сеткой. Перемещая модуль М5 вдоль оптической скамьи (диапазон изменения координаты $z_5 \cong 80 \div 160$ мм), получите на экране Э1 правого борта каркаса резкое изображение светящейся области светодиода (это изображение представляет собой квадрат). Запишите в журнал значение z_5, соответствующее этому положению.

2. С помощью регулировочных винтов модуля М5 установите изображение в центр экрана Э1. Для полученного изображения измерьте по шкале экрана Э1 координату X_1 правой вертикальной стороны квадрата и результат запишите в табл. 5.2.

3. Поставьте на оптическую скамью рейтер с поворотным держателем (модуль М13) на расстоянии $L \cong 300$ мм от правого борта установки. Сориентируйте поворотный держатель перпендикулярно к оптической оси (это положение соответствует координате $\varphi_0 = 180°$ по шкале поворотного столика). Вставьте клин (объект 7) в держатель поворотного столика М13. При этом изображение светящейся области светодиода на экране Э1 сместится в горизонтальном направлении. Для этого изображения измерьте координату X_2 правой вертикальной стороны квадрата и результат запишите в табл. 5.2. Поворачивая столик М13 на небольшие углы ($10 \div 15$º), убедитесь, что координата X_2 не меняется.

4. Повторите измерения координаты X_2 для расстояний $L \cong$ $\cong 250$ мм и $L \cong 200$ мм. Определите смещение $H = X_2 - X_1$ и угол отклонения луча $\Delta\varphi = H / L$ для каждого значения L. Результаты измерений и расчетов запишите в табл. 5.2.

Таблица 5.2

№	L	X_1	X_2	H	Δφ
1					
2					
3					

5. Установите М13 с клином на расстоянии $l \cong 250 \div 300$ мм от экрана Э конденсора (модуль М5) и наблюдайте на экране Э два изображения светящейся области светодиода, смещенные относительно друг друга в горизонтальном направлении (эти изображения возникают в результате отражения от первой и второй граней клина). Проведите дополнительную настройку резкости изображения, перемещая модуль М8 вдоль оптической скамьи (для настройки на резкое изображение можно также изменить положение модулей М5 и М13). Поворачивая столик М13, установите изображения симметрично относительно центра экрана Э. С помощью винта регулировки наклона платформы М13 можно смещать изображения в вертикальном направлении. Для полученных изображений измерьте по шкале экрана Э координаты x_1 и x_2 правой вертикальной стороны обоих квадратов.

6. Повторите измерения координат x_1 и x_2 для расстояний $l \cong 200 \div 250$ мм и $l \cong 100 \div 150$ мм, проведя дополнительную настройку на резкое изображение. Определите смещение $h = x_2 - x_1$ и угол между отраженными лучами $\Delta\theta = h/l$, для каждого значения l. Результаты измерений и расчетов запишите в табл. 5.3.

Таблица 5.3

№	l	x_1	x_2	h	Δθ
1					
2					
3					

7. Вычислите средние значения $<\Delta\varphi>$, $<\Delta\theta>$ и оцените погрешности.

8. Определите показатель преломления n и преломляющий угол клина γ по формулам:

$$n = \frac{<\Delta\theta>}{<\Delta\theta> - 2<\Delta\varphi>}, \tag{5.8}$$

$$\gamma = \frac{<\Delta\theta>}{2} - <\Delta\varphi>. \tag{5.9}$$

Оцените погрешности Δn и $\Delta\gamma$ по формуле для погрешностей косвенных измерений.

Задание 4

Определение преломляющих углов призмы

1. Установите на поворотный столик М13 вместо клина призму (объект 8). Подбирая на оптической скамье положение конденсора М5, получите на его экране Э резкое изображение светящейся области светодиода. Поворотом столика установите изображение в центр экрана. Запишите по шкале поворотного столика соответствующую угловую координату α_{11}.

2. Поверните столик в направлении увеличения отсчета до положения, при котором изображение снова окажется в центре экрана, но уже в результате отражения от следующей грани призмы. Запишите по шкале поворотного столика соответствующую угловую координату α_{12}. Определите угол поворота $\alpha_1 = \alpha_{12} - \alpha_{11}$.

3. Поворачивая столик в направлении увеличения отсчета, повторите измерения п. 2 при отражении света от остальных граней призмы. Если при повороте стола происходит переход через ноль шкалы, прибавьте к отсчету 360°. Определите остальные углы поворота призмы α_2 и α_3, так же как и в п. 2.

4. Вычислите преломляющие углы призмы по формулам:

$$\gamma_1 = 180° - \left| \alpha_1 - \alpha_2 \right|, \quad \gamma_2 = 180° - \left| \alpha_2 - \alpha_3 \right|,$$

$$\gamma_3 = \left| \alpha_1 - \alpha_3 \right| - 180°. \tag{5.10}$$

Контрольные вопросы

1. Как распространяется свет в однородной среде?
2. Изобразите ход светового луча при его падении на стеклянную призму с преломляющим углом 60° перпендикулярно к ее боковой грани. Показатель преломления призмы $n = 1{,}5$.
3. Чем определяется суммарное отклонение луча при прохождении светового луча через стеклянную призму с преломляющим углом $\gamma = 60°$?
4. Можно ли без помощи линзы получить в объектной плоскости окуляра-микрометра резкое изображение калибровочной сетки?
5. Покажите, что после прохождения через плоскопараллельную пластинку луч не изменяет своего направления.
6. Получите формулу (5.6).
7. Каким образом можно определить показатель преломления n плоскопараллельной пластины, используя только конденсор М5 и окуляр-микрометр?

Работа 6

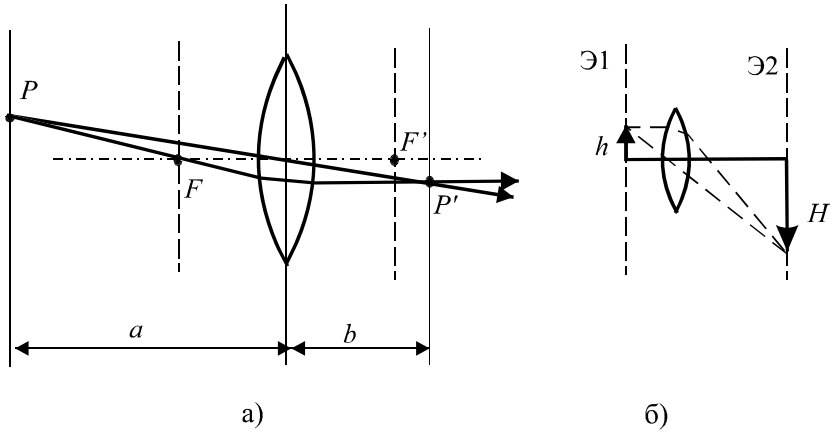
ИЗМЕРЕНИЕ ФОКУСНЫХ РАССТОЯНИЙ ТОНКИХ ЛИНЗ

Цель: *изучение методов определения фокусных расстояний собирающих и рассеивающих линз, определение поперечных размеров объектов с помощью линз.*

Введение

В работе исследуются простейшие оптические приборы – линзы, а также оптические системы, состоящие из линз. Линза – это прозрачное тело, как правило, ограниченное сферическими поверхностями (в некоторых случаях поверхность линзы может отличаться от сферической, например, встречаются линзы с цилиндрическими поверхностями). Прямая, проходящая через центры кривизны этих поверхностей, называется *главной оптической осью* системы. Рассмотрим распространение света от точечного источ-

ника, расположенного в точке P (рис. 6.1, *а*). Если все лучи, вышедшие из P, пройдя через линзу, пересекаются в одной точке P', то P' называется стигматическим (резким) изображением источника P. Изображение называется действительным, если световые лучи пересекаются в точке P', и мнимым, если в точке P' пересекаются их продолжения, проведенные в направлении, противоположном направлению распространения света. Линза дает стигматическое изображение только для лучей, идущих вблизи оптической оси с малым углом раствора, такие лучи называются параксиальными. В этом случае изображением небольшого предмета, расположенного в плоскости, перпендикулярной к оптической оси (предметная плоскость), будет плоская фигура, геометрически подобная исходной и перпендикулярная к той же оси (см. разд. 1.5). Отношение линейных поперечных размеров изображения H и предмета h называется *линейным поперечным увеличением* $\beta = H / h$ (рис. 6.1, *б*).



а) б)

Рис. 6.1

В дальнейшем источником P (или S) будем называть не только светящийся точечный объект, но и центр кривизны волновой поверхности, падающей на линзу световой волны. Причем если на линзу падает сходящаяся волна, то точка P лежит на продолжении лучей и называется мнимым источником.

Линза называется *тонкой*, если толщина линзы мала по сравнению с радиусами кривизны поверхностей. В этом случае выполняется следующее соотношение, которое называется *формулой тонкой линзы* (см. разд. 1.5 (29)):

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}, \tag{6.1}$$

где a — расстояние от источника до линзы; b — расстояние от линзы до изображения P'; f — фокусное расстояние (рис. 6.1, *а*). Для собирающей линзы $f>0$, для рассеивающей $f<0$. Величина a считается отрицательной для сходящегося пучка; а b — отрицательно для мнимого изображения.

Линейное поперечное увеличение β тонкой линзы равно:

$$\beta=\frac{H}{h}=\frac{b}{a}. \tag{6.2}$$

Последнее равенство возникает из подобия двух прямоугольных треугольников с общей вершиной в центре линзы.

Если собирающая линза создает действительное изображение предмета, то для определения ее фокусного расстояния можно применить несколько методов, основанных на получении резкого изображения предмета.

Метод 1. Фокусное расстояние можно определить, измерив расстояния a и b от линзы до предмета и изображения. Затем по формуле линзы (6.1) рассчитать ее фокусное расстояние. Относительная погрешность данного метода будет определяться погрешностью определения расстояний a и b:

$$\frac{\Delta f}{f}=\delta f=\sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial a}\frac{\Delta a}{f}\right)^2+\left(\frac{\partial f}{\partial b}\frac{\Delta b}{f}\right)^2}.$$

В случае, когда абсолютные погрешности в измерениях расстояний a и b приблизительно равны ($\Delta a \cong \Delta b$), относительная погрешность измерений данного метода будет равна:

$$\delta f \cong \frac{\sqrt{a^4+b^4}}{(a+b)^2}\frac{\Delta a}{f}. \tag{6.3}$$

Из этого выражения видно, что точность данного метода падает с уменьшением фокусного расстояния линзы.

Метод 2. Фокусное расстояние можно определить, измерив расстояние от источника до изображения l и расстояние c между двумя положениями линзы, соответствующим резким изображениям предмета (рис. 6.2).

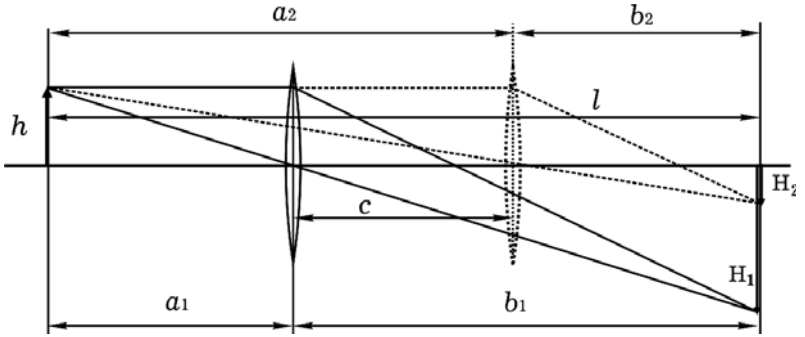


Рис. 6.2

Тогда в первом положении a_1 и b_1 — расстояния от линзы до источника и его изображения соответственно. Величины a_2 и b_2 — соответствующие величины во втором положении. Из обратимости хода лучей следует, что $a_1 = b_2, a_2 = b_1$. Тогда, $a_1 + b_1 = a_2 + b_2 = l$, а $c = b_1 - a_1 = a_2 - b_2$. Выразив из этих соотношений величины a и b, и используя формулу тонкой линзы (6.1), получим:

$$f = \frac{l^2 - c^2}{4l}. \qquad (6.4)$$

Из формулы (6.4) следует, что данный метод позволяет определить фокусные расстояния линз, если размеры установки l будут больше $4f$.

Относительная погрешность измерения δf фокусного расстояния линзы этим методом будет определяться погрешностью определения расстояний l и c. Принимая, что $\Delta c \cong \Delta l$, эта погрешность будет равна:

$$\frac{\Delta f}{f} = \delta f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial l}\frac{\Delta l}{f}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial c}\frac{\Delta c}{f}\right)^2} = \frac{\Delta l}{l^2 - c^2}\sqrt{\left(\frac{l^2 + c^2}{l}\right)^2 + 4c^2}.$$

Преобразуя данное выражение, окончательно получим:

$$\delta f = \frac{\Delta l}{l} \frac{1}{1-\left(\frac{c}{l}\right)^2} \sqrt{\left(1+\left(\frac{c}{l}\right)^2\right)^2 + 4\left(\frac{c}{l}\right)^2} \,. \qquad (6.5)$$

Заметим, что при стремлении $\left(\frac{c}{l}\right)^2$ к нулю, относительная погрешность измерений фокусных расстояний стремится к минимальной величине, равной: $\delta f = \frac{\Delta l}{l}$. Отсюда следует, что для повышения точности измерений, нужно исследуемую линзу устанавливать на расстояниях от источника, близких к двойному фокусному расстоянию ($a \cong b \cong 2f$).

Метод 3. Этот метод основан на измерении поперечных размеров изображения H_1 и H_2 объектов, которые получаются при двух положениях исследуемой линзы при неизменном расстоянии l между объектом и экраном (см. рис. 6.2). Тогда, очевидно, что $\frac{H_1}{h} = \frac{b_1}{a_1}$, а $\frac{H_2}{h} = \frac{b_2}{a_2} = \frac{a_1}{b_1}$, где h — поперечный размер объекта. Используя эти соотношения и формулу тонкой линзы (6.1), получим:

$$f = \frac{l\,k}{(1+k)^2}, \qquad (6.6)$$

где $k = \sqrt{\frac{H_1}{H_2}}$.

Относительная погрешность измерения фокусного расстояния линзы этим методом будет определяться погрешностью определения величин k и l. Относительная погрешность в измерениях расстояния l обычно невелика, поэтому оценим погрешность, обусловленную ошибками измерений поперечных размеров изображений. Погрешность определения k будет равна:

$$\frac{\Delta k}{k} = \delta k = \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{\Delta H_1}{H_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta H_2}{H_2}\right)^2},$$

$$\frac{\Delta f}{f} = \delta f \cong \frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}k}\frac{\Delta k}{f} = \delta k\left|\frac{1-k}{1+k}\right|. \qquad (6.7)$$

Интересно отметить, что при стремлении k к единице (в этом случае объект и его изображение находятся по разные стороны от линзы на двойном фокусном расстоянии от нее) погрешность, обусловленная ошибками измерений размеров изображения, стремится к нулю. В этом случае, как и во втором методе, относительная погрешность δf измерения фокусного расстояния линзы будет определяться погрешностью δl измерений расстояния от плоскости объекта до плоскости изображения. В этой ситуации выбор того или иного метода будет определяться возможностями измерений величин c и l или k и l, а также фокусным расстоянием исследуемой линзы.

Метод 4. Этот метод удобнее применять для измерения малых фокусных расстояний. Он основан на определении поперечного линейного увеличения β и измерении расстояния b от линзы до изображения. Тогда, используя выражение (6.2) и формулу тонкой линзы (6.1), получим:

$$f = \frac{ab}{a+b} = \frac{b}{1+\beta}. \qquad (6.8)$$

Погрешность данного метода определяется погрешностями определения величин b и β:

$$\delta f = \sqrt{\left(\frac{\Delta b}{b}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \beta}{\beta}\right)^2}. \qquad (6.9)$$

Увеличение β можно вычислить, зная размеры объекта и измеряя размеры изображения. Тогда, $\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta H}{H} = \delta H$, а δH — относительная погрешность измерения размера изображения H. Для уменьшения погрешности измерения данным методом нужно стремиться получить большие размеры изображения, так как при этом будут увеличиваться значения H и b.

Метод 5. Если необходимо определить фокусное расстояние рассеивающей линзы, которая создает мнимое изображение, то фокусное расстояние можно определить по смещению плоскости изображения (рис. 6.3).

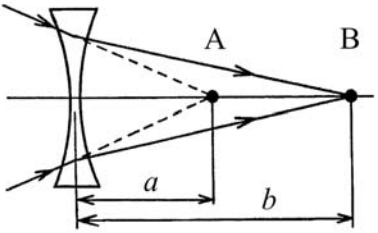


Рис. 6.3

Если изображение объекта, полученное с помощью собирающей линзы, находится в точке *A*, то, установив на пути лучей перед точкой *A* рассеивающую линзу, получим изображение объекта в точке *B*. Зная положение исследуемой линзы и найдя координаты точек *A* и *B*, по формуле тонкой линзы можно рассчитать фокусное расстояние установленной линзы *f*:

$$f = \frac{ab}{a-b}, \tag{6.10}$$

где a и b показаны на рис. 6.3.

Так же как и в предыдущих случаях, погрешность данной методики определим, полагая равными абсолютные погрешности измерений всех координат ($\Delta a \cong \Delta b$):

$$\delta f \cong \frac{\sqrt{a^4 + b^4}}{(a-b)^2}\frac{\Delta a}{f}. \tag{6.11}$$

Метод внесения поправок к значениям координат, определяющих положение главной плоскости линзы

В данной работе положение главной плоскости тонкой линзы определяется по нанесенной на основание модуля белой риске *3* (см. рис 6.5). В результате особенностей технологии сборки или в силу конструктивных особенностей положение этой риски и главной плоскости тонкой линзы может не совпадать.

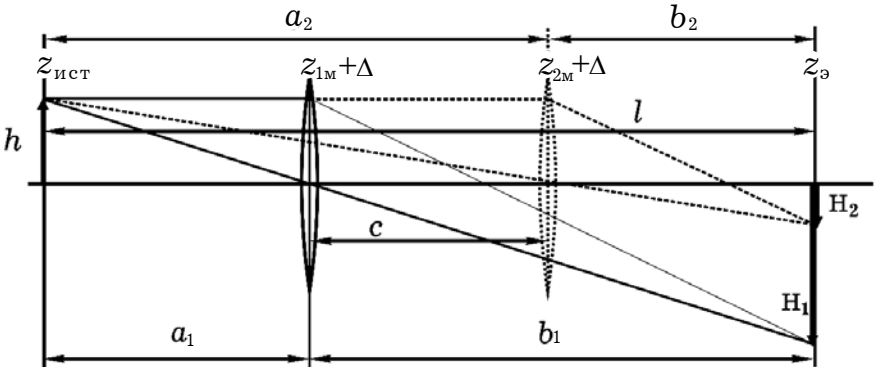


Рис. 6.4

Тогда координата главной плоскости линзы $z_м$, отсчитанная по риске модуля, отличается от истинной координаты $z_и$ на величину Δ, т.е. $z_и = z_м + \Delta$ (рис. 6.4). Поправку Δ можно определить экспериментально. Обозначим координату источника света — $z_{ист}$, координату главной плоскости линзы, отсчитанную по риске модуля, за $z_м$, координату плоскости изображения — $z_э$. Будем наблюдать на экране изображение источника при двух положениях линзы $z_{1м}$ и $z_{2м}$ (см. рис. 6.4). Тогда, $a_1 = (z_{1м} + \Delta) - z_{ист}$ и $b_2 = z_э - (z_{2м} + \Delta)$. Легко показать, используя формулу тонкой линзы (1), что $a_1 = b_2$. Тогда поправка Δ будет равна:

$$\Delta = \frac{z_э + z_{ист} - z_{1м} - z_{2м}}{2}. \qquad (6.12)$$

Если погрешность в определении фокусного расстояния Δf оказывается меньше поправки Δ, то эту поправку необходимо учитывать при определении положения линзы на оптической скамье.

Методы измерения поперечных размеров объектов с помощью линзы

Первый метод основан на использовании соотношения (6.2), откуда следует:

$$h = H\frac{a}{b}. \tag{6.13}$$

Необходимо измерить все три величины H, a и b. Соответственно, измерения каждой величины будут вносить вклад в общую погрешность измерения:

$$\delta h = \sqrt{\left(\frac{\Delta H}{H}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta b}{b}\right)^2}. \tag{6.14}$$

Второй метод основан на измерении поперечных размеров H_1 и H_2 изображения объекта при двух положениях линзы при неизменном расстоянии l между объектом и экраном. Так как $\frac{H_1}{h} = \frac{b_1}{a_1}$, а $\frac{H_2}{h} = \frac{b_2}{a_2} = \frac{a_1}{b_1}$ (см. рис. 6.2), то, перемножая эти равенства, получим:

$$h = \sqrt{H_1 H_2}. \tag{6.15}$$

Относительная погрешность данной методики определяется аналогично вычислению погрешности k в методе 3, приведенному выше:

$$\delta h \cong \frac{1}{2}\frac{\Delta H}{H_{\min}}. \tag{6.16}$$

Описание установки

Работа выполняется на лабораторном оптическом комплексе ЛКО-2, внешний вид которого приведен на рис. 6.5. Описание ЛКО-2, а также функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». Необходимые элементы приведены в соответствующих заданиях.

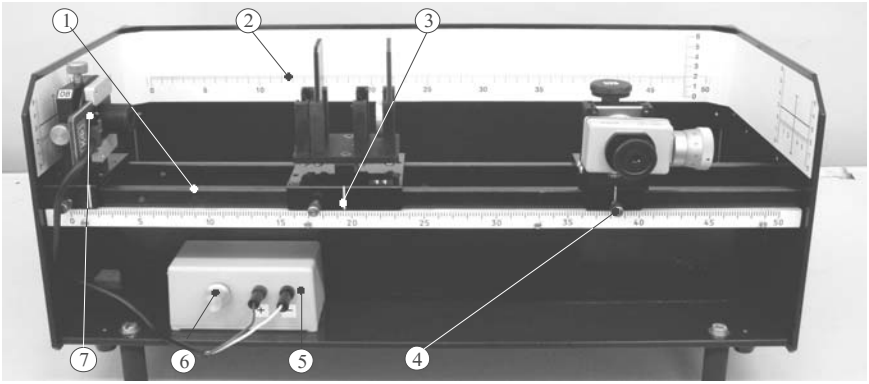


Рис. 6.5

Задание 1

Настройка установки

1. Настройка ЛКО-2 заключается в установке центров оптических элементов на оптической оси. Эта ось, соединяющая центры источника света и линзы, должна быть параллельна линии перемещения оптических элементов. Для этого поместите красный фонарь КФ в модуль М8 и установите его на оптической скамье в крайнем левом положении, закрепив винтом (см. рис. 6.5). Затем в модуле М7 установите окуляр-микрометр М29 и поместите его на оптическую скамью в крайнее правое положение (см. рис. 6.5).

2. Возьмите модуль М6 — объектив и убедитесь, что линза находится в центре держателя. В случае необходимости, с помощью юстировочных винтов поместите ее в центр. Установите объектив на оптическую скамью и, перемещая его вдоль скамьи, получите изображение источника в окуляре-микромере. Яркость изображения источника регулируется ручкой *6* (см. рис. 6.5). Установите нужную вам яркость для наиболее удобного наблюдения резкого изображения источника. Изображения источника (увеличенное и уменьшенное) получаются при двух положениях объектива. Необходимо добиться того, чтобы положения этих двух изображений в окуляре-микрометре приблизительно находились в центре его поля зрения. Для этого сначала при уменьшенном изображении добива-

ются попадания изображения в центр поля зрения окуляра-микрометра с помощью юстировочных винтов модуля М6. Затем получают увеличенное изображение, и добиваются того же самого попадания с помощью юстировочных винтов модуля М8. Возвратите объектив М6 в начальное положение, и в случае необходимости повторяйте эти операции до тех пор, пока все изображения не будет находиться в центре поля зрения окуляра-микрометра.

Настройка считается законченной, если при перемещении объектива М6 изображения источника остаются в центре поля зрения окуляра-микрометра.

Задание 2

Определение фокусного расстояния объектива методом 1

1. В задании 2 на оптической скамье находятся те же объекты, что и в задании 1. Все показания записываются в заранее подготовленную табл. 6.1.

По шкале оптической скамьи запишите координату z_8 риски модуля М8 с источником света КФ. При этом плоскость изображения источника будет находиться на расстоянии $c_0 = 4$ мм левее от этой координаты (см. «Описание лабораторных комплексов»).

2. По шкале оптической скамьи запишите координату z_7 риски модуля М7 с окуляром-микрометром.

3. Перемещая объектив М6 по оптической скамье, получите, наблюдая в окуляре-микрометре, резкое изображение источника. Таких положений объектива должно быть два. В этих случаях положение тонкой линзы объектива и будет определяться координатами z'_6 и z''_6 риски на рейтере модуля М6 по шкале оптической скамьи.

4. Повторите измерения координат z'_6 и z''_6 не менее трех раз.

5. Положение источника $z_{\text{ист}}$ определяется, как $z_{\text{ист}} = z_8 - c_0$, а положение изображения (положение объектной плоскости окуляр-микрометра) определяется с помощью риски модуля М7, как $z_{\text{из}} = z_7 + c_5$, где $c_5 = 68$ мм. Запишите результаты вычислений $z_{\text{ист}}$ и $z_{\text{из}}$ в табл. 6.1.

Таблица 6.1

z_8 =			z_7 =			$z_{ист}$ =			$z_{из}$ =		
z'_6, мм	z''_6, мм	a', мм	b', мм	a'', мм	b'' мм	Δ, мм	a_1, мм	b_1, мм	a_2, мм	b_2, мм	f, мм

6. Для двух положений объектива М6 вычислите расстояния a' и a'' от источника до линзы и b' и b'' — от линзы до изображения: $a' = z'_6 - z_{ист}$; $a'' = z''_6 - z_{ист}$; $b' = z_{из} - z'_6$; $b'' = z_{из} - z''_6$.

7. Вычислите поправку Δ, используя формулу (6.12)

$$\Delta = \frac{z_{из} + z_{ист} - z'_6 - z''_6}{2}.$$

Затем, с учетом поправки Δ, вычислите значения $a_1 = (a' + \Delta)$, $a_2 = a'' + \Delta$, $b_1 = b' - \Delta$, $b_2 = b'' - \Delta$ и вычислите фокусное расстояние объектива по формуле тонкой линзы (6.1). Запишите результаты вычислений в табл. 6.1.

8. Рассчитайте фокусное расстояние f, среднее значение $\langle f \rangle$ и погрешность разброса Δf.

Задание 3

Определение фокусного расстояния объектива методом 2

1. Наденьте на тубус красного фонаря КФ объект-насадку "0,30" до упора и закрепите винтом. При этом плоскость шкалы будет смещена от положения риски на расстояние c_1 = 25 мм (см. «Описание лабораторных комплексов»).

2. По результатам второго задания оцените фокусное расстояние объектива М6. По шкале оптической скамьи установите объектив

М6 на расстоянии от шкалы "0,30" на $1 \div 2$ см больше двойного фокусного расстояния. Запишите координату z'_6 объектива М6 в табл. 6.2.

3. Наблюдая в окуляр-микрометр и перемещая его вдоль оптической скамьи, найдите резкое изображение шкалы и закрепите модуль М7. Определите координату этого положения z_7 по риске на модуле М7. Тогда координата соответствующего изображения (объектной плоскости) будет равна: $z_{из} = z_7 + c_5$, где c_5 = 68 мм. Занести данные в табл. 6.2.

4. Перемещая модуль М6, найдите его новое положение, при котором наблюдается резкое изображение шкалы. Занесите в табл. 6.2 координату z''_6, соответствующую новому положению модуля М6.

5. Сместите немного положение окуляра-микрометра М7, закрепите его и повторите пп. 2 — 4 еще для двух положений окуляра-микрометра.

Таблица 6.2

Положение шкалы $z_8 + c_1$, мм	z'_6, мм	z''_6, мм	Положение изображения $z_{из}$, мм	c, мм	l, мм	f, мм

6. Вычислите положение шкалы $z_{шк} = z_8 + c_1$, перемещение $c = |z''_6 - z'_6|$ и расстояние l между шкалой и ее изображением ($l = z_{из} - z_{шк}$). По формуле (6.4) вычислить фокусное расстояние линзы f.

7. По формуле (6.4) вычислите фокусное расстояние линзы f, среднее значение $\langle f \rangle$ и погрешность разброса Δf.

ЗАДАНИЕ 4

Определение фокусного расстояния объектива методом 3

1. Снимите с тубуса КФ объект-насадку "0,30" и замените ее насадкой "1,0". Положение модуля 7 остается таким же, как и в последнем измерении задания 3.

2. Перемещая модуль М6, найдите увеличенное и уменьшенное резкие изображения сетки-шкалы.

3. На увеличенном изображении с помощью окуляра-микрометра определите расстояние H_1 между крайними миллиметровыми делениями изображения и занесите данные в табл. 6.3. Правила работы с окуляром-микрометром приведены в разделе «Описание лабораторных комплексов». При проведении измерений визирный крест окуляра-микрометра следует *всегда* подводить к изображениям делений с одной и той же стороны: либо со стороны меньших, либо со стороны больших значений шкалы.

4. Переместите модуль М6 и найдите уменьшенное изображение сетки-шкалы. Определите расстояние H_2 между теми же миллиметровыми делениями при уменьшенном размере изображения сетки-шкалы и занесите данные в таблицу.

5. Занесите в табл. 6.3 значения координат z_8 и z_7 модулей М8 и М7.

6. Повторите измерения координат H_1 и H_2 еще два раза для других пар делений изображения шкалы-сетки.

Таблица 6.3

H_1, мм	H_2, мм	z_8, мм	z_7, мм	k	f, мм	h, мм

7. Вычислите значения $k = \sqrt{H_1 / H_2}$ и занесите их в табл. 6.3.

8. Аналогично предыдущему заданию вычислите расстояние l между шкалой и ее изображением ($l = z_{из} - z_{шк}$).

9. По формуле (6.13) вычислите размер h миллиметрового деления сетки-шкалы. Эта величина понадобится для следующего задания.

10. Определите фокусное расстояние линзы по формуле (6.6), среднее значение $\langle f \rangle$ и погрешность разброса Δf.

Задание 5

Определение фокусного расстояния короткофокусного объектива методом 4

1. Снимите с оптической скамьи модуль М6 и замените его на свободный модуль М8, в который предварительно вставьте объект 13 — короткофокусную линзу.

2. Установите модуль М8 с объектом 13 на оптическую скамью в положение с координатой $z_{13} \approx 6 \div 7$ см. Перемещая окуляр-микрометр М7 по оптической скамье, найдите резкое увеличенное изображение сетки-шкалы. С помощью окуляра-микрометра определите размер H изображения шага сетки-шкалы и занесите данные в табл. 6.4.

3. Запишите координаты z_{13} положения короткофокусной линзы и координаты z_7 окуляра-микрометра.

4. Переместите немного модуль М8 с короткофокусной линзой и повторите пп. 2 — 3 для новых двух положений модуля.

Таблица 6.4

H, мм	z_{13}, мм	z_7, мм	β	b, мм	f , мм

5. По этим данным вычислите расстояние от линзы до изображения b: $b = z_7 + c_5 - z_{13}$ (c_5 = 68 мм). Вычислите коэффициент по-

перечного увеличения линзы $\beta = \dfrac{H}{h}$, где h — размер деления шкалы, найденный в предыдущем задании.

6. Используя формулу (6.8), вычислите фокусное расстояние f, среднее значение $\langle f \rangle$ и погрешность разброса Δf.

Задание 6

Определение фокусного расстояния рассеивающей линзы методом 5

1. Замените объект-насадку "1.0" на объект-насадку "0.3". Снимите модуль М8 с объектом 13 и установите модуль М5 — короткофокусную линзу-конденсор таким образом, чтобы риска модуля находилась на координате в пределах 60 ÷ 70 мм. При этом шкала модуля М5 должна быть обращена к источнику.

2. Перемещая окуляр-микрометр М7 по оптической скамье, получите резкое изображение шкалы и запишите координаты z'_7 положения модуля М7.

3. Отодвиньте окуляр-микрометр и между ним и модулем М5 установите модуль М8 с установленным в нем объектом 57 — рассеивающей линзой так, чтобы риска этого модуля находилась на координате $z_{57} \approx 160$ мм.

4. С помощью окуляра-микрометра найдите новое резкое изображение шкалы и запишите новую координату z''_7 модуля М7. Данные занесите в табл. 6.5.

Таблица 6.5

$z'_7 + c_5$, мм	z_{57}, мм	$z''_7 + c_5$, мм	$a = z'_7 + c_5 - z_{57}$, мм	$b = z''_7 + c_5 - z_{57}$, мм	f, мм

5. Проделайте аналогичные измерения еще два раза для различных положений модуля М5 в указанных пределах.

6. По данным табл. 6.5 вычислите расстояния a и b, а затем по формуле (6.10) значение фокусного расстояния рассеивающей линзы.

7. Определите среднее значение $\langle f \rangle$ и погрешность разброса Δf.

Задание 7

Расчет погрешностей и оценка методов измерений

1. По выражениям, приведенным во введении, произвести расчет абсолютных и относительных погрешностей измерений в заданиях 2 ÷ 6. Результаты вычислений свести в табл. 6.6, где темные ячейки не заполняются.

Таблица 6.6

Объекты		Методы				
		1	2	3	4	5
Объектив М6	$\langle f \rangle \pm \Delta f$					
	δf					
Линза 13	$\langle f \rangle \pm \Delta f$					
	δf					
Линза 57	$\langle f \rangle \pm \Delta f$					
	δf					

2. Дать заключение по методам измерений фокусных расстояний.

Контрольные вопросы

1. Какую линзу можно считать тонкой?

2. Как определить фокусное расстояние линзы, не дающей действительного изображения предмета?

3. Как определить фокусное расстояние линзы, если эта величина больше размеров оптической скамьи?

4. Как, измеряя размеры изображений предмета, определить размеры самого предмета?

5. Как нужно располагать источник, линзу и экран, чтобы вычислить фокусное расстояние линзы с наилучшей точностью?

Работа 7

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Цель: *определение параметров сложных оптических систем: телеобъектива, зрительной трубы.*

Введение

В работе исследуются основные закономерности геометрической оптики и изучаются сложные оптические системы: телеобъектив, телескоп Кеплера, телескоп Галилея.

Любая центрированная оптическая система обладает рядом так называемых кардинальных точек и плоскостей, лежащих на ее главной оптической оси. Знание положения и свойств этих точек резко упрощает анализ оптических систем и позволяет легко находить изображение предмета, совершенно не рассматривая действительного хода лучей внутри самой системы. Что это за точки, и каковы их свойства?

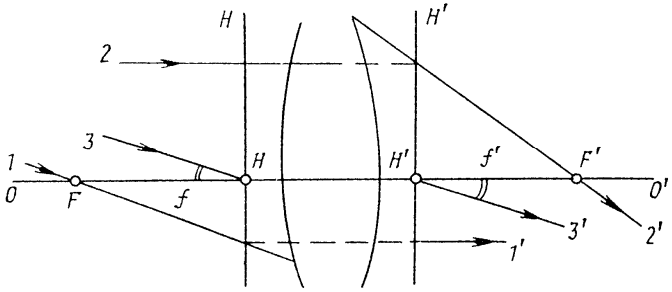


Рис. 7.1

Передний и задний главные фокусы F и F' (рис. 7.1). Любой луч, падающий на систему и проходящий через точку F — передний главный фокус, после прохождения системы идет параллельно главной оптической оси $00'$ (луч *1* — *1*'). Любой луч, падающий на систему параллельно главной оптической оси, после выхода из системы проходит через точку F' — задний главный фокус (луч

2 — 2'). Плоскости, проходящие через точки F и F' перпендикулярно к главной оптической оси, называют, соответственно, передней и задней фокальными плоскостями.

Передняя и задняя главные точки H и H' и *соответствующие* им *главные плоскости* (они проходят через точки *H* и *H'* перпендикулярно к главной оптической оси). Главные плоскости изображают друг друга с линейным увеличением +1. Это значит, что если поместить отрезок *y,* например, в переднюю главную плоскость *H*, то его изображение *y'* окажется в задней плоскости *H'*, причем будет прямым и равным по величине отрезку *y,* т. е. $y' = y$. Иначе говоря, точки, лежащие в главных плоскостях напротив друг друга, являются сопряженными. Расстояния FH и $H'F'$ называют соответственно передним и задним фокусными расстояниями f и f'.

Передняя и задняя узловые точки K и *K'*. Любой луч, проходящий через переднюю узловую точку *K,* после выхода из системы пересекает точку *K'*, причем будет идти в направлении, параллельном падающему лучу. Если показатели преломления сред с обеих сторон оптической системы одинаковы, то узловые точки совпадают с главными точками, а фокусные расстояния f и f' одинаковы (этот случай иллюстрирует рис. 7.1, см. ход луча *3 — 3'*).

Следует иметь в виду, что для различных оптических систем относительное расположение кардинальных точек может сильно различаться. В частности, обе главные плоскости могут быть расположены внутри системы, вне ее, по одну сторону от системы и, наконец, в обратном порядке (*H'* перед *H*).

Модель телеобъектива – комбинация собирающей и рассеивающей тонких линз (рис. 7.2), применяется для фотографирования удаленных предметов. Главные плоскости телеобъектива вынесены вперед, благодаря чему эта система является длиннофокусной и вместе с тем достаточно компактной — качества, весьма существенные при создании таких приборов, как бинокль, фотоаппарат и др.

Зрительная труба – оптическая система, служащая для наблюдения удаленных предметов, т.е. для наблюдения в параллельных лучах. Главными частями зрительной трубы являются *объектив* и *окуляр.*

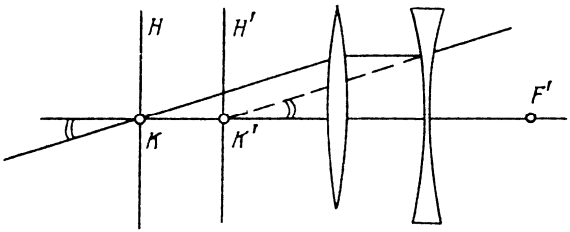


Рис. 7.2

На рис. 7.3 изображен ход лучей в зрительной трубе Кеплера. В зрительной трубе кеплеровского типа объектив *1* образует в задней фокальной плоскости действительное обратное уменьшенное изображение *AB* удаленного предмета, который рассматривают в окуляр *2*. При совпадении задней фокальной плоскости объектива *1* и передней фокальной плоскости окуляра *2*, как показано на рис. 7.3, параллельный пучок лучей после прохождения через трубу, установленную на бесконечность, остается параллельным.

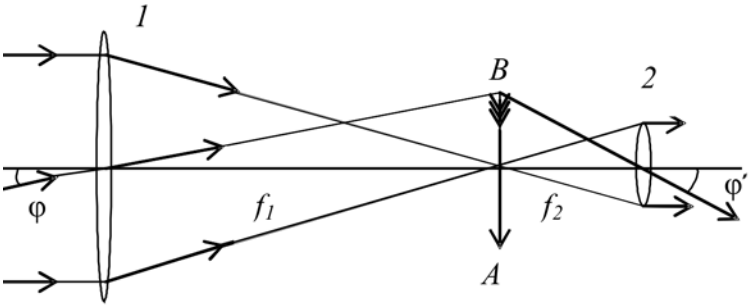


Рис. 7.3

Основной характеристикой зрительной трубы является ее увеличение. *Угловым увеличением* Г зрительной трубы называют отношение тангенса угла φ', под которым предмет виден в трубу (см. рис. 7.3), к тангенсу угла φ, под которым он виден невооруженным глазом: $\Gamma = \mathrm{tg}\varphi'/\mathrm{tg}\varphi \approx \varphi'/\varphi$, так как углы φ' и φ малы. На рис. 7.3 видно, что это соотношение определяются фокусными расстояниями:

$$\Gamma = \frac{f_1}{f_2}, \qquad (7.1)$$

где f_1 и f_2 — фокусные расстояния объектива и окуляра трубы.

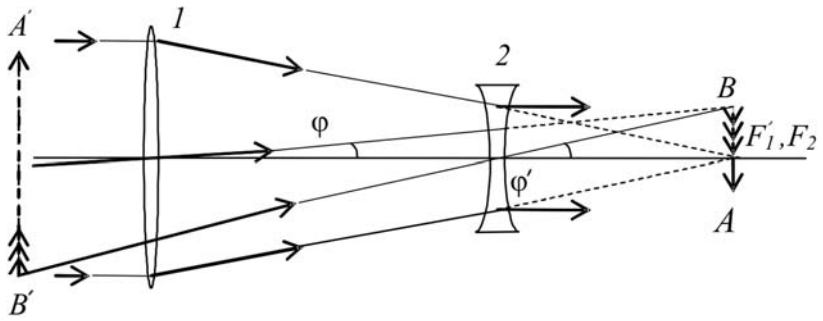


Рис. 7.4

На рис. 7.4 изображен ход лучей в трубе Галилея. В качестве окуляра *2*, в трубе Галилея применяется рассеивающая линза, передний фокус которой F_2 совпадает с задним фокусом объектива *1* — F'_1. Таким образом, окончательное изображение $A'B'$ удаленного предмета, который рассматривают в окуляр *2*, получается прямым.

Труба Галилея нередко применяется в обычном театральном бинокле, поскольку дает прямое изображение предмета. В трубе Кеплера изображение предмета перевернутое, поэтому если она должна служить для земных наблюдений, то ее снабжают дополнительной линзой, в результате чего изображение становится прямым. Преимуществом трубы Кеплера является то, что в ней имеется действительное промежуточное изображение, в плоскость которого можно поместить измерительную шкалу, фотопластинку для производства снимков. Вследствие этого в астрономии и во всех случаях, связанных с измерениями, применяется труба Кеплера.

Описание установки

Работа выполняется на лабораторном оптическом комплексе — ЛКО-2. Описание ЛКО-2 и функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». Необходимые элементы приведены в соответствующих заданиях.

Методика измерений

Продольные размеры определяются по шкале оптической скамьи. Непосредственно измеряют координату z указателя (риски), соответствующего характерным плоскостям оптических элементов.

Поперечные размеры объектов определяют с помощью окуляр-микрометра.

Задание 1

Нахождение параметров телеобъектива

Схема системы приведена на рис. 7.5. Собирающая линза (объект 55) и рассеивающая линза (объект 57) устанавливаются в держателе четырех объектов (модуль М11) в кронштейнах B и C на расстоянии $d = 30$ мм друг от друга. Определяются главные плоскости системы H и H' и расстояние D между плоскостями. Все положения в системе определяются относительно риски держателя объектов (М11). Система линз дает изображение небольшого предмета, расположенного в плоскости, перпендикулярной к оптической оси z (предметная плоскость). В качестве предмета используется миллиметровая шкала. При двух положениях системы на оптической скамье определяется шаг изображения шкалы h_1 и h_2 и рассчитывается поперечное линейное увеличение системы (см. лабораторную работу 6) по формуле:

$$\beta = \sqrt{h_1 / h_2} \ . \qquad (7.2)$$

По построению изображения (см. рис. 7.5) имеем:

$$\beta = b/a \ , \qquad (7.3)$$

$$a + b + D = L.$$

Резкое изображение объекта в предметной плоскости окуляр-микрометра наблюдаются при двух положениях телеобъектива М11. При переходе от одного резкого изображения к другому значения a и b меняются местами (см. работу 6), следовательно:

$$a + \Delta = b, \qquad (7.4)$$

где Δ — перемещение телеобъектива по оптической скамье.

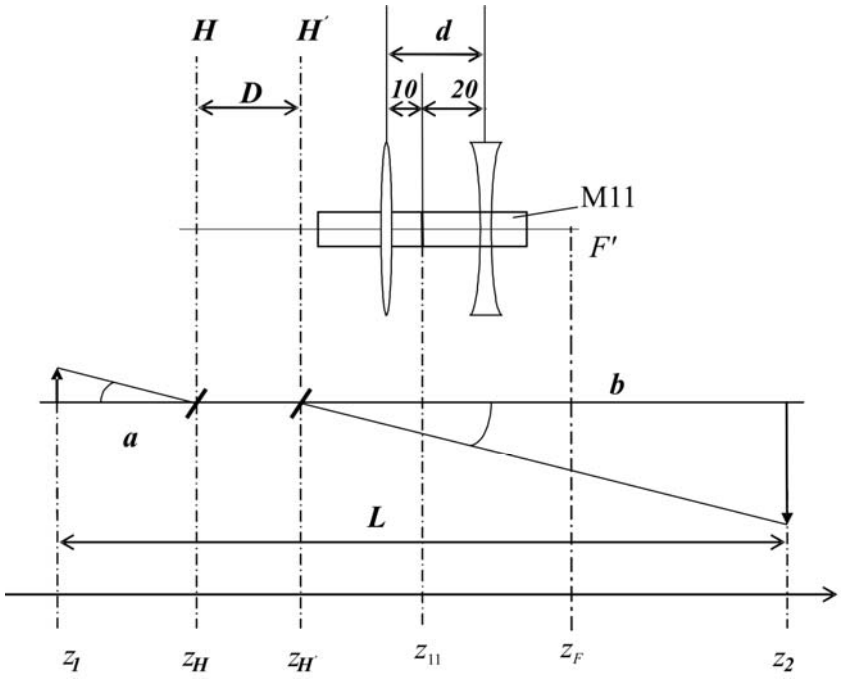


Рис. 7.5

Таким образом:

$$a = \Delta / (\beta - 1), \tag{7.5}$$

$$D = L - a - b. \tag{7.6}$$

1. Установите на оптическую скамью фонарь-лампу накаливания БФ в кассете (модуль М8) у левого борта каркаса установки, отражатель (модуль М7) с окуляром-микрометром — у правого борта. Проведите настройку установки.

2. На тубус фонаря наденьте насадку с миллиметровой шкалой. Собирающую линзу (объект 55) и рассеивающую линзу (объект 57) установите в держателе четырех объектов (модуль М11) на расстоянии d = 30 мм друг от друга. Поместите систему на оптическую скамью справа от источника. Необходимо отцентрировать систему, т.е. установить, возможно точнее, на одном уровне — на уровне телеобъектива — все ее оптические элементы (см. работу 5).

3. Определите расстояние между источником и изображением $L = z_2 - z_1$. С учетом смещения плоскости шкалы от плоскости от-

счета на 25 мм координата источника $z_1 = z_8 + 25$ мм, где z_8 — отсчет по риски модуля М8. Координата плоскости изображения с учетом расстояния от плоскости изображения до общей оптической оси $z_2 = z_7 + 68$ мм, здесь z_7 — отсчет по риски модуля М7.

4. Перемещая систему линз (модуль М11) вдоль оптической скамьи получите резкое изображение миллиметровой шкалы на шкале окуляра-микрометра. Запишите координату z_{11} риски держателя М11 при первом положении системы и определите шаг изображения h_1 по шкале окуляра-микрометра. Для измерения шага смещайте визир окуляра-микрометра на несколько делений, стараясь использовать значительную часть шкалы, затем разность координат визира разделите на отсчитанное число полос. Перемещая модуль М11 вдоль оптической скамьи, найдите другое резкое изображение миллиметровой шкалы. Снова измерьте координату риски держателя М11 при втором положении системы z'_{11} и определите шаг изображения h_2. Рассчитайте увеличение системы по формуле (7.2).

5. Проверьте полученный Вами результат. Для этого рассчитайте шаг миллиметровой шкалы по формуле (см. работу 6):

$$h = \sqrt{h_1 h_2}\ .$$

По координатам z_{11} и z'_{11} определите смещение $\Delta = z_{11} - z'_{11}$ при переходе от одного положения системы линз к другому.

6. Используя формулы (7.3), (7.5), (7.6) определите параметры системы a, b и D. Рассчитайте фокусное расстояние системы по формуле:

$$f = \frac{ab}{a+b}.$$

Определите координаты главных плоскостей при первом положении системы – z_H, $z_{H'}$. Из рис. 7.3 следует, что

$$z_H = z_1 + a \quad \text{и} \quad z_{H'} = z_1 + a + D.$$

Расстояние от задней главной плоскости H' до риски держателя равно $z_{11} - z_{H'}$.

7. Изобразите в масштабе положения кардинальных плоскостей и точек относительно системы линз.

Задание 2

Измерьте фокусное расстояние собирающей линзы объекта 55 наиболее подходящим методом (например, методами 2 и 1 работы 6).

ЗАДАНИЕ 3

Определение увеличения телескопов Кеплера и Галилея

Исследуемые телескопы формируются из линз в кассетах (например, модулей М11 и М8) и располагаются между коллиматором и контрольным телескопом. Коллиматор (модуль М6 — объектив с $f \approx 120$ мм), устанавливается на расстоянии, равном фокусному от объекта и дает изображение объекта на бесконечности. Объектом служит шкала решетка с шагом $h = 0{,}3$ мм. Второй объектив (модуль М6) устанавливается перед окуляром-микрометром и образует вместе с ним контрольный телескоп. При изучении телескопа Кеплера в качестве его объектива используют объект 56, в качестве окуляра — объект 13. При изучении телескопа Галилея объективом служит объект 56, окуляром — объект 57. Фокусные расстояния объективов и окуляров определены в работе 6 «Измерение фокусных расстояний тонких линз» и в предыдущем задании. Чтобы определить угловое увеличение телескопа Γ, получите изображение решетки в отсутствии и при наличии исследуемого телескопа. Тогда увеличение телескопа вычисляют, как отношение двух измеренных шагов изображений решетки по формуле:

$$\Gamma = h_2 / h_1 , \qquad (7.7)$$

где h_1 и h_2 — шаг решетки, измеренный в отсутствии и при наличии исследуемого телескопа соответственно.

Схема определения увеличения зрительной трубы Кеплера приведена на рис. 7.6.

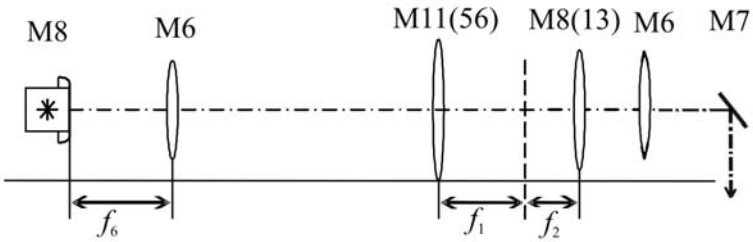


Рис. 7.6

1. Установите на оптической скамье в держателе М8 фонарь со светодиодом КФ у левого борта каркаса. Для светодиодного фона-

ря следует соблюдать полярность питания: красный штекер подключите к «плюсу» источника тока, черный — к «минусу». На тубус фонаря наденьте насадку с линейной шкалой-решеткой шагом 0,3 мм. Модуль М7 с окуляр микрометром поместите у правого борта каркаса. Установите коллиматор М6 на фокусном расстоянии от шкалы-решетки, а второй объектив М6 перед модулем М7. Перемещая второй объектив М6 по оптической скамье, получите резкое изображение шкалы в поле зрения окуляра-микрометра. Измерьте шаг решетки h_1.

2. Соберите телескоп Кеплера. Вставьте объекты с линзами 56 и 13 в модули М11 и М8, расположенными на оптической скамье между коллиматором М6 и контрольным телескопом согласно рис. 7.6. Перемещая М8 (или М11), вновь получите четкое изображение решетки в поле зрения окуляра. Измерьте шаг изображения h_2.

3. Соберите телескоп Галилея (см. рис. 7.4). Вставьте объекты с линзами 56 и 57 в модули М11 и М8, расположенными на оптической скамье между коллиматором М6 и контрольным телескопом. Объект 56 рекомендуется устанавливать в кронштейне *C* или *D* модуля М11. Перемещая М8 (или М11), вновь получите четкое изображение решетки в поле зрения окуляра. Измерьте шаг изображения h_2.

4. Рассчитайте увеличение каждого исследуемого телескопа по формуле (7.7), оцените погрешность.

5. Сравните полученный результат с результатом, вычисленным по формуле (7.1).

Контрольные вопросы

1. Какие пары кардинальных точек являются сопряженными?
2. В чем заключаются преимущества телеобъектива?
3. Что такое главная плоскость оптической системы?
4. Постройте изображение в телеобъективе, если предмет находится между передним главным фокусом и передней главной плоскостью.
5. В чем преимущество телеобъектива при фотографировании удаленных предметов по сравнению с обычными объективами.
6. Нарисуйте схему для определения увеличения зрительной трубы Галилея.

Работа 8

МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОСКОПА

Цель: *изучение окуляра-микрометра и микроскопа, определение углового увеличения оптических систем.*

Введение

Для получения больших увеличений предмета применяют *микроскоп*, представляющий, в принципе, комбинацию двух оптических систем — объектива и окуляра, — разделенных значительными расстояниями (рис. 8.1). Фокусные расстояния объектива f_1 и окуляра f_2 много меньше расстояния Δ между задним фокусом F_1' объектива и передним фокусом F_2 окуляра. В приближении $\Delta >> f_1, f_2$ фокусное расстояние всей системы равно:

$$f = \frac{f_1 f_2}{\Delta}. \qquad (8.1)$$

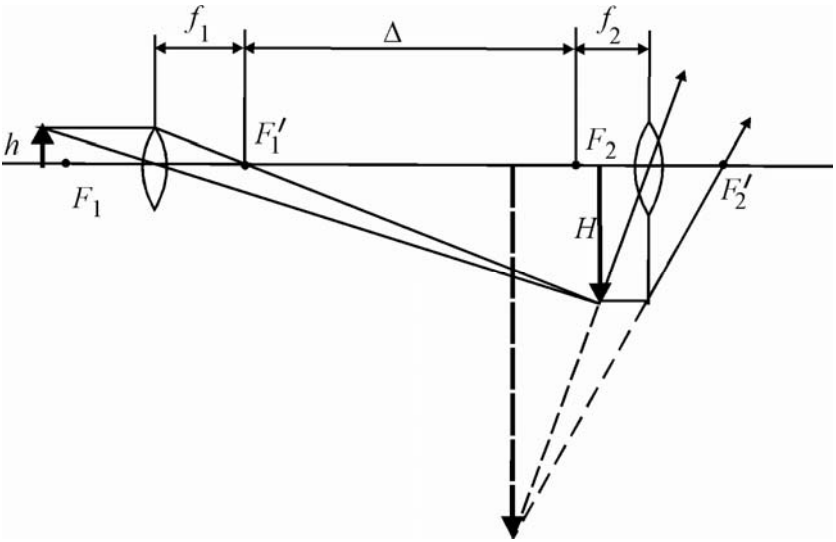


Рис. 8.1

Предмет размером h помещают перед фокусом F_1 объектива, вблизи него. В результате объектив дает увеличенное изображение предмета размером H. Это изображение за счет соответствующего подбора линз получается между окуляром и его фокусом F_2. Поэтому окуляр, работая как лупа, дает сильно увеличенное мнимое изображение предмета. Применяя для микроскопа формулу (31) (см. разд. 1.5), найдем его угловое увеличение:

$$\Gamma = \frac{L}{f} = \frac{L\Delta}{f_1 f_2}, \qquad (8.2)$$

где $L = 25$ см — расстояние наилучшего зрения. Величину Γ можно представить в виде $\Gamma = \Gamma_{об} \cdot \Gamma_{ок}$, где $\Gamma_{об}$ — увеличение объектива, $\Gamma_{ок}$ — увеличение окуляра. Как правило, обе эти величины $\Gamma_{об}$ и $\Gamma_{ок}$ приводятся отдельно.

Казалось бы, варьируя параметры оптической системы f_1, f_2 и Δ, можно получить сколь угодно большие увеличения микроскопа. Однако на практике величина Γ не превосходит 1000. Это предельное значение определяется волновыми свойствами света.

Окуляр и объектив представляют собой достаточно сложные оптические устройства, содержащие несколько линз (объектив может состоять из 10 линз). Подобная сложность конструкции обеспечивает устранение искажений, вносимых каждой из линз в отдельности.

Так как в данной работе изучаются только основные принципы устройства микроскопа, для его моделирования применяются короткофокусная линза, в качестве объектива, и окуляр-микрометр.

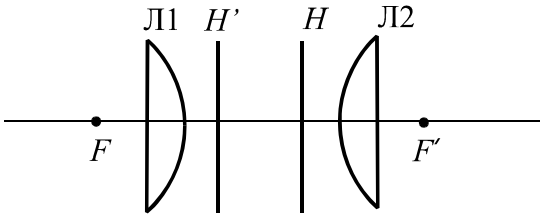


Рис. 8.2

На рис. 8.2 приведена принципиальная схема окуляра, составленного из двух собирающих линз Л1 и Л2. Линза Л1, обращенная

к объективу, называется *собирательной линзой* (иногда *полевой линзой*), а линза Л2, обращенная к глазу — *глазной линзой*. Линза Л1 собирает все лучи, участвующие в образовании изображения, направляя их в зрачок наблюдателя. Увеличение же окуляра определяется главным образом глазной линзой.

В фокальной плоскости F окуляра можно поместить микрометр (шкалу на стеклянной пластинке или нити, перемещаемые микрометрическим винтом) и таким образом измерить размеры действительного изображения, даваемого объективом микроскопа. При этом микрометр и действительное изображение, даваемое объективом, находятся перед окуляром, и аберрации полевой линзы окуляра искажают их одинаково. Зная линейное увеличение объектива микроскопа, легко вычислить и размеры самого объекта.

Описание установки

Работа выполняется на лабораторном оптическом комплексе ЛКО-2. Описание ЛКО-2, а также функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». Необходимые элементы приведены в соответствующих заданиях.

Задание 1

Измерение фокусного расстояния окуляра

На рис. 8.3 приведена схема установки и показан ход лучей, формирующих изображение на правом экране установки ЛКО-2.

По построению изображения (см. рис 8.3) расстояние между изображением и предметом равно:

$$L = a + b - D\,, \tag{8.3}$$

а линейное поперечное увеличение

$$\beta = b/a\,, \tag{8.4}$$

где a — расстояние от предмета до передней главной плоскости H; b — расстояние от задней главной плоскости H' до изображения, D — расстояние между главными плоскостями H и H'.

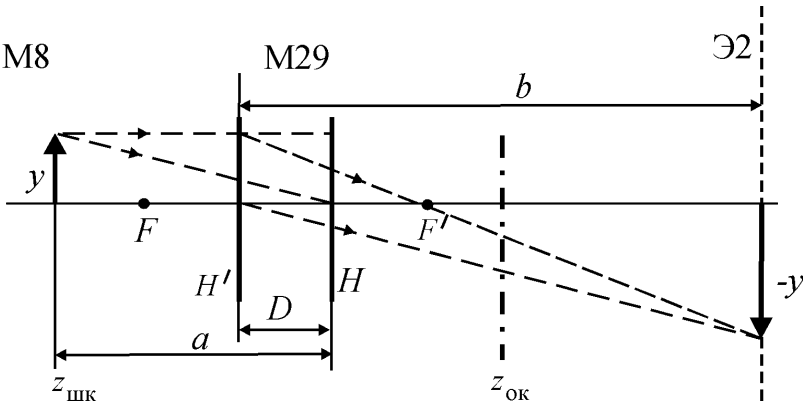


Рис. 8.3

Используя (8.3), (8.4) и формулу центрированной оптической системы (29), получим:

$$L = \frac{(1+\beta)^2}{\beta} f' - D, \qquad (8.5)$$

где f' — фокусное расстояние окуляра. Измерив расстояние между предметом и изображением, а также его поперечное увеличение при нескольких положениях объектива, можно определить параметры системы.

1. Вставьте красный фонарь КФ (светодиод) в кассету держателя модуля М8. С помощью регулировочных винтов установите кассету с фонарем в центральное положение. Поставьте на оптическую скамью рейтер с двухкоординатным держателем (модуль М8) в положение с координатой z_8 = 20 мм по линейке оптической скамьи. Подключите кабель питания фонаря — светодиода к гнездам на панели регулятора тока. Включите установку. Проведите юстировку установки.

2. Наденьте на тубус красного фонаря КФ объект-насадку "0,60" до упора и закрепите винтом. При этом плоскость шкалы будет смещена от положения риски М8 на расстояние $c_1 = 25$ мм (см. «Описание лабораторных комплексов»). Переместите модуль М8 с фонарем в положение с координатой $z_8 \approx 35$ см. Вставьте окуляр-микрометр М29 в кассету держателя второго модуля М8. Устано-

вите этот модуль с окуляром-микрометром практически вплотную к насадке фонаря так, чтобы расстояние между шкалой и глазной линзой окуляра было порядка нескольких миллиметров. Затем осторожно передвигая модуль с окуляром-микрометром, получите на экране Э2 резкое изображение шкалы. Запишите в заранее подготовленную таблицу координату риски этого модуля $z_{ок}$. Измерьте расстояние Δx между $N = 5$ штрихами изображения шкалы.

3. Затем, отодвигая модуль М8 с фонарем на 4 ÷ 5 см каждый раз, найдите следующие положения модуля с окуляром-микрометром при котором на экране Э2 возникает резкое изображение шкалы. Для каждого положения запишите в табл. 8.1 координаты z_8, $z_{ок}$ и расстояния Δx. Таких положений должно быть не меньше пяти.

Таблица 8.1

z_8, см	$z_{шк} = z_8 + c_1$, см	$z_{ок}$, см	Δx, мм	$L = 520 - z_{шк}$, см	$\beta = \dfrac{\Delta x}{N h}$	$\xi = (1+\beta)^2/\beta$
		…	…	…	…	…

4. Рассчитайте для каждого положения объектива поперечное увеличение β, принимая шаг шкалы насадки "0,60" h = 0,6 мм.

5. Постройте график зависимости расстояния L от параметра ξ. Принимая во внимание, что зависимость $L(\xi)$ является линейной (см. формулу (8.5)), по графику определите коэффициент наклона прямой $k = f'$ и расстояние D. Рассчитайте погрешность.

6. Рассчитайте угловое увеличение окуляра по формуле:

$$\Gamma_{ок} = L/f'.$$

Оцените погрешность. Сравните полученный результат с паспортным значением $\Gamma_{ок} = 16$.

ЗАДАНИЕ 2

Определение увеличения микроскопа

1. Снимите с оптической скамьи модуль М8 с окуляром-микрометром.

2. Передвиньте второй модуль М8, в котором крепится фонарь, на левый край оптической скамьи в положение с координатой $z_8 \approx$ ≈ 2 см. Выньте из кассеты модуля фонарь КФ и установите на его место фонарь БФ. Установите у правого борта установки модуль М7 ($z_7 \approx 45$ см) и вставьте в его кассету окуляр-микрометр (модуль М29). Установите на оптическую скамью конденсор М5. Проведите юстировку установки.

3. Наденьте на тубус фонаря БФ объект-насадку "0,30" до упора и закрепите винтом. При этом плоскость шкалы будет смещена от положения риски М8 на расстояние c_1=25мм. Осторожно передвигая конденсор М5, получите резкое изображение шкалы в поле зрения окуляра-микрометра. Обратите внимание, конденсор М5 должен быть обращен экраном Э к модулю М7, а не к фонарю. Определите координаты конденсора — z_5, модуля М7 — z_7.

4. Вращая микрометрический винт окуляра-микрометра, совместите визирный крест с краем штриха изображения шкалы насадки. Произведите отсчет x_1 по шкале и барабану микрометра. Перемещая визирный крест направо, совместите его с аналогичным краем следующего штриха. Произведите отсчет x_2 по шкале и барабану микрометра. Результаты измерений запишите в самостоятельно подготовленную таблицу. Найдите шаг изображения шкалы $H = \left| x_1 - x_2 \right|$. Повторите измерения несколько раз, каждый раз снимая отсчеты x_1 и x_2, поворачивайте микрометрический винт окуляра-микрометра в одну сторону. Найдите среднее значение $\langle H \rangle$ и его погрешность ΔH.

5. Рассчитайте увеличение объектива по формуле

$$\Gamma_{\text{об}} = \frac{\langle H \rangle}{h},$$

где $h = 0{,}30$ мм — шаг шкалы насадки "0,30". Определите угловое увеличение микроскопа: $\Gamma = \Gamma_{\text{об}} \cdot \Gamma_{\text{ок}}$.

6. Рассчитайте угловое увеличение микроскопа по формуле (8.2), приняв во внимание, что фокусное расстояние объектива $f_1 = f_5 = 40$ мм; фокусное расстояние окуляра $f_2 = f'$ было найдено в предыдущем задании, а $\Delta = z_7 + c_5 - z_5$ ($c_5 = 68$ мм). Сравните рассчитанные двумя способами значения Γ.

ЗАДАНИЕ 3

Определение геометрических размеров нити накаливания с помощью микроскопа

1. Сняв насадку и уменьшив накал лампы, осторожно придвиньте фонарь на 25 ÷ 30 мм к объективу (конденсору М5) до получения резкого изображения нити накала в поле зрения окуляра-микрометра. При необходимости, поворачивая винты модуля М8, кассету с фонарем БФ, поместите изображение в центр поля зрения. Положения модулей М5 и М7 должно оставаться таким же, как и в п.3 предыдущего задания.

2. Вращая микрометрический винт окуляра-микрометра, совместите визирный крест с краем произвольного витка изображения нити. Произведите отсчет x_1 по шкале и барабану микрометра. Перемещая визирный крест направо, совместите его с аналогичным краем другого витка, отстоящего на $N = 5 – 10$ шагов спирали. Произведите отсчет x_2 по шкале и барабану микрометра. Результаты измерений запишите в самостоятельно подготовленную таблицу. Найдите шаг изображения спирали $H = |x_1 - x_2| / N$. Повторите измерения несколько раз, каждый раз снимая отсчеты x_1 и x_2, поворачивайте микрометрический винт окуляра-микрометра в одну сторону.

3. Найдите среднее значение $\langle H \rangle$. По формуле $h_{\text{сп}} = \langle H \rangle / \Gamma_{\text{об}}$ определите шаг спирали нити и его погрешность $\Delta h_{\text{сп}}$.

4. Измените положение окуляра-микрометра, повернув его на 90º (для этого выньте его из кассеты модуля М7). Произведите отсчеты x_1 и x_2 диаметрально противоположных точек витка. Найдите диаметр изображения спирали $D = |x_1 - x_2|$. Повторите измерения несколько раз, каждый раз снимая отсчеты x_1 и x_2, поворачивайте

микрометрический винт окуляра-микрометра в одну сторону. Определите диаметр спирали d и его погрешность.

Контрольные вопросы

1. Что такое микроскоп?
2. От чего зависит угловое увеличение микроскопа?
3. В чем состоит предназначение объектива и окуляра микроскопа? Почему отдельно указываются их увеличения?
4. Используя формулу оптической системы (29), получите формулу (8.1) при $\Delta >> f_1, f_2$.
5. Окуляр состоит из двух собирающих линз с одинаковыми фокусными расстояниями, расположенными на расстоянии $l = f_1 = f_2$. Нарисовать оптическую схему окуляра, указав на ней положения главных плоскостей, фокусов системы, как на рис. 8.2. Найти фокусное расстояние окуляра.

Работа 9

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Цель: *знакомство с основными свойствами поляризованного света.*

Введение

Поляризация света — физическая характеристика оптического излучения, описывающая поперечную анизотропию световых волн, т.е. неэквивалентность различных направлений в плоскости, перпендикулярной к световому лучу. Впервые явление поперечной анизотропии светового луча было описано голландским ученым Х. Гюйгенсом в 1690 г. при опытах с кристаллами исландского шпата. Понятие «поляризация света» было введено в оптику английским ученым И. Ньютоном в 1704 — 1706 гг. Поляризация света нашла естественное объяснение в электромагнитной теории света английского физика Д. К. Максвелла.

Характер поляризации световой волны может быть изменен и проанализирован различными способами. Подробно этот вопрос рассмотрен в разд. 1.6. Напомним кратко основные свойства поляризованного света.

1. Решением уравнений Максвелла является монохроматическая волна, и поэтому она обязательно должна быть поляризованной (в общем случае эллиптически).

2. Свет, испускаемый отдельно взятым *элементарным излучателем* (атомом, молекулой), в каждом акте излучения всегда поляризован.

3. Ограничение колебаний во времени (нарушение монохроматичности волны) приводит к исчезновению данной поляризации излучения. Длительность отдельного колебания (цуга волн) при генерации оптического излучения светящимся телом составляет, как правило, величину порядка 10^{-8} с.

4. Если макроскопический источник света состоит из элементарных излучателей, у которых пространственная ориентация векторов напряженности электрического поля в световой волне $\vec{E}$ в моменты испускания распределена хаотически и для различных излучателей не согласованы между собой, то такое излучение называется *неполяризованным* или *естественным светом*.

5. Свет называется *полностью поляризованным*, если две взаимно перпендикулярные компоненты (проекции) вектора $\vec{E}$ совершают колебания с *постоянной разностью фаз*.

6. Если разность фаз между компонентами вектора $\vec{E}$ изменяется за времена, существенно меньшие времени измерения поляризации, то свет называется *частично поляризованным*, состояние поляризации которого описывается параметром *степени поляризации*, отражающим степень преимущественного фазового сдвига (фазовой корреляции) между компонентами вектора $\vec{E}$ в световой волне. Параметр степени поляризации определяется как отношение разности интенсивностей двух выделенных ортогональных поляризаций к их сумме:

$$\alpha = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \qquad (9.1)$$

и может меняться от 0 до 100 %.

Естественный свет не обладает фазовой корреляцией между компонентами вектора $\vec{E}$, разность фаз между ними непрерывно хаотически меняется, поэтому степень поляризации естественного света равна 0. Степень поляризации полностью поляризованного света равна 100 %.

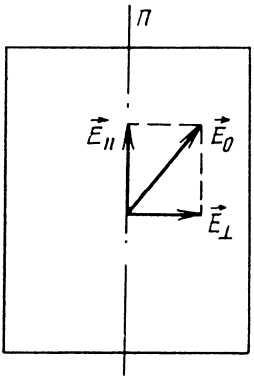


Рис. 9.1

Рассмотрим основные способы получения поляризованного света.

1. Поляризованный свет может быть получен непосредственно от источника, в котором процессы испускания волн отдельными элементарными излучателями согласованы между собой, например от лазера.

В данной работе в зависимости от модификации лабораторного оптического комплекса могут использоваться: а) гелий-неоновые лазеры, излучение которых может быть как линейно поляризованным (лазеры ЛГН-203, ЛГН-109, ЛГН-207), так и поляризованным по кругу, либо неполяризованным, свойства излучения при этом близки по свойствам к естественному свету (лазеры ЛГН-208, ГН-3); б) полупроводниковые лазеры, излучение которых линейно поляризовано.

2. Линейно поляризованный свет можно получить из естественного, пропуская его через поляризатор — прибор, выделяющий световые волны, в которых вектор $\vec{E}$ колеблется параллельно определенной плоскости, которую называют *плоскостью поляризатора*. Колебания, перпендикулярные к этой плоскости, полностью задерживаются. Если падающая на поляризатор волна линейно поляризована под углом φ к плоскости поляризатора П (рис. 9.1; свет распространяется перпендикулярно к рисунку), то через поляризатор проходит волна с амплитудой $E_{\parallel} = E_0 \cos\varphi$. Поскольку интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды, интенсивность после поляризатора $I = I_0 \cos^2 \varphi$ (закон Малюса, см. (34)).

3. Преобразование естественного света в поляризованный происходит также при отражении его от поверхности диэлектрика.

Пучок естественного света, падающий на поверхность диэлектрика, удобно представлять как два пространственно совмещенных пучка, имеющих взаимно ортогональные плоскости поляризации, одна из которых совпадает с плоскостью падения ($E_{\parallel}^{(0)}$), а вторая — перпендикулярна к ней ($E_{\perp}^{(0)}$) (рис. 9.2). Колебания в этих пучках некогерентны. Из формул Френеля (17), (18) для отражения и преломления света на поверхности диэлектрика следует, что при отражении пучка естественного света от поверхности диэлектрика в отраженной волне преобладают колебания, перпендикулярные к плоскости падения — $E_{\perp}^{(1)}$ и, таким образом, свет частично поляризован (см. рис. 9.2). В частности, при падении света на пластину под углом Брюстера, который определяется из условия $\mathrm{tg}\theta_{\mathrm{Бр}} = n$, в отраженном свете практически отсутствует волна, поляризованная в плоскости падения.

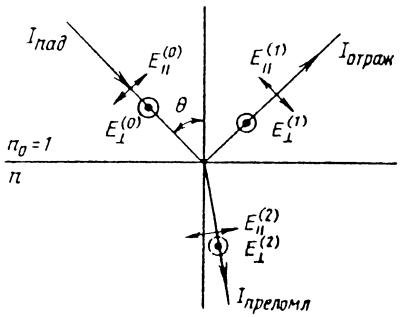


Рис. 9.2

4. Характер поляризации света можно изменить, пропуская пучок через кристаллическую пластинку.

При падении на прозрачный одноосный кристалл узкого пучка света происходит его расщепление внутри кристалла на два (двойное лучепреломление, см. разд. 1.6). Один из которых подчиняется обычному закону преломления с показателем преломления n_0 (обыкновенный луч), а другой преломляется по сложному закону с показателем n_e, зависящим от угла падения и ориентации кристаллических осей (необыкновенный луч). Лучи полностью плоскополяризованы во взаимно ортогональных направлениях, причем в необыкновенном луче вектор $\vec{E}_e$ колеблется в плоскости, содержащей луч и оптическую ось кристалла OO_1 (рис. 9.3), (см. разд. 1.6).

Особый практический интерес представляет случай, когда волна распространяется в направлении, перпендикулярном к оси кристалла, и не происходит пространственного разделения обыкновенного и необыкновенного лучей. Изготовим пластинку из кристалла толщиной d так, чтобы ее грани были параллельны оптической оси OO_1 (см. рис. 9.3), и направим на нее линейно поляризованный свет, плоскость колебаний в котором составляет угол $\varphi = 45°$ с осью OO_1.

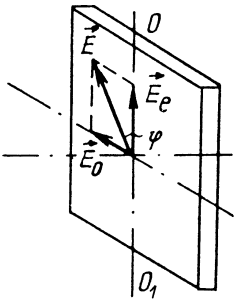


Рис. 9.3

Как известно (см. разд. 1.6), такая пластина создает разность хода для двух взаимно перпендикулярных поляризаций $\Delta = d(n_o - n_e)$. В области за пластинкой будут складываться два ортогональных колебания одинаковой амплитуды, сдвинутые по фазе на $\delta = (2\pi/\lambda_0)d(n_o - n_e)$.

Если $\delta = \pi/2 + \pi m$, то кристалл преобразует линейно поляризованный свет в свет с круговой поляризацией. Такой кристалл называется пластинкой в четверть волны.

Если $\delta = \pi + 2\pi m$, то кристалл поворачивает плоскость поляризации падающей волны на угол $2\varphi = \pi/2$. Такой кристалл называется пластинкой в полволны.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Работа выполняется на лабораторных оптических комплексах — ЛКО-1 и ЛКО-1М. Описание ЛКО-1 и ЛКО-1М, а также функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». Из набора функциональных модулей установки ЛКО-1(М) в работе используются модули М3, М10, М12, М13.

Для изучения поляризованного света в работе используется поляризатор, размещенный в модуле М12. Этот поляризатор устроен таким образом, что плоскости поляризатора параллельны рукоятке поворотного барабана держателя и соответствуют делениям 0 ÷ 180 градусов шкалы барабана держателя. Модули М10 (кассета в поворотном держателе) и М13 (поворотный стол) используются в качестве держателей исследуемых объектов.

В работе исследуются оптические характеристики следующих объектов из комплекта установки ЛКО-1(М):

объект 37, представляющий собой неидеальный поляризатор, параметры которого определяются в ходе работы;

объекты 4 и 5 — стеклянные плоскопараллельные пластины различной оптической толщины;

объекты 6 и 39 — плоскопараллельные пластины из пластмассы и слюды соответственно.

Задание 1

Изучение поляризатора и анализатора, определение характера поляризации излучения источника света

1. Проведите юстировку установки в соответствии с методикой, описанной в разделе «Описание лабораторных комплексов».
2. Установите фотоприемник на месте правого визирного креста экрана Э2.
3. Установите поляризатор (модуль М12) на оптическую скамью вблизи микропроектора (модуль М3).
4. Включите тумблером питание фотоприемника.
5. Перекрыв пучок лазерного излучения, определите величину фона J_0 — показания фотоприемника при перекрытом пучке светового излучения.
6. Поворачивая поляризатор (модуль М12) определите такое его положение, при котором показания фотоприёмника достигают минимального значения. Снимите с интервалом 15° в диапазоне не менее 180° зависимость интенсивности излучения, прошедшего через поляризатор (интенсивность излучения пропорциональна показаниям фотоприемника), от угла φ, определяющего ориентацию плоскости поляризатора. Результаты занесите в табл. 9.1. Постройте график зависимости отношения $I(\varphi)/I(0) = (J(\varphi) - J_0)/(J(0) - J_0)$ от угла φ. Сделайте заключение о характере поляризации излучения лазера.
7. Вращая за рукоятку обойму поворотного держателя поляризатора (модуль М12), найдите положения плоскости поляризатора φ_{min} и φ_{max}, соответствующие минимальной J_{min} и максимальной J_{max} интенсивностям прошедшего через поляризатор светового из-

лучения. Результаты измерений занесите в табл. 9.2. Повторите измерения несколько раз. Оцените степень поляризации α светового излучения лазера с помощью соотношения (9.1), предварительно рассчитав отношение $I_{\max} / I_{\min} = (J_{\max} - J_0) / (J_{\min} - J_0)$.

Таблица 9.1

φ, град	0	15	30	45	60	75	90	105	…	180
$J(\varphi)$,										
$I(\varphi)/I(0)$										

Таблица 9.2

$\varphi_{\min}$,, град	$\varphi_{\max}$, град	$J_{\min}$	$J_{\max}$	$I_{\max}/I_{\min}$	α	δα

8. Оцените погрешность степени поляризации α.

Задание 2

Проверка закона Малюса

1. Проверьте и, при необходимости, проведите юстировку установки в соответствии с методикой, описанной в разделе «Описание лабораторных комплексов».

2. Установите модуль М12, выполняющий роль поляризатора, на оптическую скамью вблизи выхода светового излучения лазера на оптическую ось установки.

3. В том случае, если излучение лазера линейно или эллиптически поляризовано (см. задание 1), вращая за рукоятку обойму поворотного держателя модуля М12, установите такое положение плоскости поляризатора, которое соответствует максимальной $J_{\max}$ интенсивности прошедшего через поляризатор светового излучения. Если же излучение лазера неполяризовано (или поляризовано по

кругу), то плоскость поляризатора может иметь произвольную ориентацию.

4. Установите второй поляризатор (модуль М12), выполняющий роль анализатора, на оптическую скамью вблизи микропроектора М3. Вращая за рукоятку обойму поворотного держателя анализатора, установите плоскости поляризации анализатора и поляризатора параллельно друг другу.

5. Перекрыв пучок лазерного излучения, уточните величину фона J_0.

6. Проведите с интервалом 10° в диапазоне не менее 180° измерение показаний фотоприемника $J(\varphi)$ в зависимости от угла поворота плоскости анализатора (модуль М12). Угол поворота плоскости анализатора отсчитывается относительно положения плоскости поляризатора (модуль М12). Результаты измерений занесите в табл. 9.3.

Таблица 9.3

φ, град	0	10	20	30	40	50	…	180
$J(\varphi)$								
$\cos^2\varphi$								
$I(\varphi)/I(0)$								

7. По результатам измерений постройте график зависимости $I(\varphi) / I(0) = (J(\varphi) - J_0) / (J(0) - J_0)$. Целесообразно по оси абсцисс откладывать величину $\cos^2\varphi$, чтобы график имел вид прямой. Сравните результат эксперимента с законом Малюса.

ЗАДАНИЕ 3

Изучение частично поляризованного светового излучения

Задание выполняется в том случае, если работа выполняется на лабораторном оптическом комплексе ЛКО-1.

1. Проверьте и, при необходимости, проведите юстировку установки.

2. Проверьте наличие и, в случае необходимости, установите: фотоприемник на месте правого визирного креста экрана Э2; модуль М3 (микропроектор) на оптическую скамью таким образом, чтобы лазерное излучение было направлено на фотоприемник.

3. Установите на оптическую скамью вблизи выхода излучения лазера модуль М10. В кассету которого вставьте объект 37, представляющий собой неидеальный поляризатор.

4. Проверьте наличие и, в случае необходимости, установите на оптическую скамью установки вблизи микропроектора (модуль М3) анализатор (модуль М12).

5. Перекрыв пучок лазерного излучения, определите величину фона J_0.

6. Вращая анализатор, определите для объекта 37 показания фотоприемника, соответствующие минимальной $J_{\min}$ и максимальной $J_{\max}$ интенсивностям прошедшего через анализатор светового излучения; рассчитайте отношение $I_{\max} / I_{\min} = (J_{\max} - J_0) / (J_{\min} - J_0)$ и определите по формуле (9.1) степень поляризации α светового излучения. Результаты занесите в табл. 9.4. Повторите измерения несколько раз.

Таблица 9.4

J_0	$J_{\min}$	$J_{\max}$	$I_{\max}/I_{\min}$	α	$\delta\alpha$

7. Оцените погрешность степени поляризации светового излучения α.

Задание 4

Исследование отражения светового излучения от поверхности диэлектрика, определение показателя преломления

1. Проверьте и, при необходимости, проведите юстировку установки.

2. Установите модуль М12, выполняющий роль поляризатора, на оптическую скамью вблизи выхода светового излучения лазера.

3. Вращая за рукоятку обойму поворотного держателя модуля М12, установите плоскость поляризатора горизонтально.

4. Установите поворотный стол (модуль М13) на оптическую скамью, в кассету которого вставьте объект 4 (плоскопараллельная стеклянная пластина).

5. Вращая поворотный стол, совместите на зеркале *б* системы вывода излучения лазера на оптическую ось установки ЛКО-1 (см. рис. В.3 раздела «Описание лабораторных комплексов») точку выхода лазерного излучения и ее изображение, полученное при отражении лазерного пучка от поверхности плоскопараллельной стеклянной пластинки (объект 4), чтобы ось лазерного пучка совпала с нормалью к поверхности пластины. Определите по шкале поворотного стола (модуль М13) значение угла α_0, соответствующее такой ориентации плоскопараллельной пластины. На установке ЛКО-1М угол α_0 определяется по совмещению отраженного пучка с выходным отверстием лазера.

6. Вращая поворотный стол, визуально наблюдайте на экране установки (Э2) след лазерного луча, отраженного от передней плоскости стеклянной пластинки. Определите по шкале поворотного стола (модуль М13) положение пластинки α_{min}, соответствующее минимальной интенсивности следа пучка отраженного лазерного излучения. Результаты измерений занесите в табл. 9.5. Проделайте измерения несколько раз.

7. Рассчитайте по формуле $\theta_{Бр} = \alpha_{min} - \alpha_0$ угол Брюстера. Определите показатель преломления пластинки n с помощью соотношения $\mathrm{tg}\theta_{Бр} = n$. Результаты расчетов занесите в табл. 9.5.

8. Оцените погрешность показателя преломления n.

9. Повторите пп. 4 — 7 задания для объектов 6 и 11 из комплекта установки ЛКО-1(М).

Таблица 9.5

Объект	α_0, град.	α_{min}, град.			$\theta_{Бр}$, град.	n	δn
4							
6							
11							

ЗАДАНИЕ 5

Исследование эллиптической поляризации, определение оптической толщины диэлектрической пластинки

1. Проверьте и, при необходимости, проведите юстировку установки.

2. Установите фотоприемник на месте правого визирного креста экрана Э2.

3. Установите модуль М3 (микропроектор) на оптическую скамью таким образом, чтобы лазерное излучение было направлено на окно фотоприемника.

4. Включите тумблером питание фотоприемника.

5. Установите на оптическую скамью поляризатор (модуль М12) вблизи микропроектора (модуль М3).

6. Установите на оптическую скамью ЛКО-1 второй поляризатор (модуль М12) вблизи выхода излучения лазера на оптическую ось установки. Скрестите поляризаторы — расположите плоскости поляризаторов под углом 90°. При этом показания фотоприемника будут минимальными.

Если излучение лазера является поляризованным (ЛКО-1М), модуль М12 не устанавливать, поскольку роль поляризатора играет оптическая система лазера. Поворачивая поляризатор, найдите такое его положение, при котором показания фотоприемника будут минимальными

7. Расположите между поляризаторами объект 39 (кристаллическая пластинка из слюды) в поворотном держателе (модуль М10).

8. Перекрыв пучок лазерного излучения, определите величину фона J_0 — показания фотоприемника при перекрытом пучке светового излучения.

9. Поворачивая кристаллическую пластинку, найдите такие ее положения, при которых показания фотоприемника наиболее близки к фоновому значению J_0. В этих положениях оптическая ось пластинки параллельна плоскости пропускания одного из поляризаторов. Зафиксируйте пластинку в одном из таких положений.

10. Поверните входной поляризатор (лазер, в случае, если его излучение поляризовано, или модуль М12, расположенный вблизи выхода излучения лазера на оптическую ось установки) на 45°.

11. Вращая анализатор (модуль М12, расположенный вблизи микропроектора), определите показания фотоприемника, соответствующие минимальной J_{min} и максимальной J_{max} интенсивностям прошедшего светового излучения; рассчитайте отношение $I_{max} / I_{min} = (J_{max} - J_0) / (J_{min} - J_0)$. Результаты занесите в табл. 9.6.

12. По формуле $|\cos\delta| = (I_{max} / I_{min} - 1) / (I_{max} / I_{min} + 1)$ определите возможные значения δ — разности фаз колебаний. Учтите, что для объекта 39 разность хода Δ не превосходит $\lambda_0/2$.

13. По известной толщине кристаллической пластины d по формуле $(n_o - n_e) = \delta\lambda_0 / (2\pi d)$ определите разность показателей преломления $n_o - n_e$ ($\lambda_0 = 0{,}6328$ мкм — длина волны светового излучения лазера установки ЛКО-1).

14. Оцените погрешность величины $(n_o - n_e)$.

Таблица 9.6

J_0	J_{min}	J_{max}	I_{max}/I_{min}	δ, рад.	$n_o - n_e$	$\delta(n_o - n_e)$

Контрольные вопросы

1. Что представляет собой поляризация света? Что такое плоскость поляризации?

2. Как рассчитать интенсивность прошедшей через поляризатор плоскополяризованной световой волны?

3. Что такое пластинка в четверть волны и полволны?

4. Как из плоскополяризованного света получить свет, поляризованный по кругу?

5. Каким образом можно повернуть плоскость поляризации на угол φ?

6. Можно ли из неполяризованного света получить плоскополяризованный при помощи диэлектрической пластинки?

Работа 10

ИЗУЧЕНИЕ ЕСТЕСТВЕННОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Цель: *изучение явления естественного вращения плоскости поляризации света и определение концентрации раствора.*

Введение

В некоторых кристаллах (например, кварце) распространение света вдоль оптической оси сопровождается поворотом плоскости поляризации. Это явление свойственно и некоторым органическим жидкостям (например, раствору сахара). Такие вещества называются *оптически активными*, а само явление — *естественным вращением плоскости поляризации*.

Для оптически активных растворов угол поворота плоскости поляризации определяется формулой

$$\varphi = [\alpha]\, c\, l, \qquad (10.1)$$

где c — концентрация раствора (масса активного вещества в единице объема раствора); l — длина пути света в веществе; $[\alpha]$ — коэффициент, называемый удельным вращением плоскости поляризации и численно равный углу поворота (в град.) при $c = 1$ г/см^3 и $l = 1$ дм. Этот коэффициент зависит от природы вещества, температуры и длины волны света.

Естественное вращение плоскости поляризации можно наблюдать, поместив оптически активное вещество между поляризаторами P и P'. Если плоскости поляризаторов взаимно перпендикулярны, то плоскополяризованный свет, прошедший поляризатор P, в отсутствие оптически активного вещества будет целиком задержан поляризатором P'. Введение оптически активного вещества приводит к повороту плоскости поляризации, благодаря чему свет пройдет через поляризатор P' и на экране возникнет светлое пятно. Интенсивность прошедшего света определяется законом Малюса (см. формулу (34) разд. 1.6). Повернув поляризатор P' вокруг светового

пучка так, чтобы светлое пятно на экране исчезло, можно найти угол поворота плоскости поляризации в исследуемом веществе.

Описание установки

Работа выполняется на лабораторных оптических комплексах — ЛКО-1 и ЛКО-1М. Описание ЛКО-1 и ЛКО-1М, а также функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». Из набора функциональных модулей установки ЛКО-1(М) в работе используются модули М12, М13.

Схема установки приведена на рис. 10.1. Монохроматический свет от лазера *1* проходит через поляризатор *2* (модуль М12). Поляризованный свет проходит через трубку с раствором сахара *3* (объект 44), установленную на поворотном столике *6* (модуль М13). Затем свет попадает на поляризатор *4* (модуль М12) и на экран *5*. В качестве экрана можно использовать объект 45, установленный в держателе любого модуля.

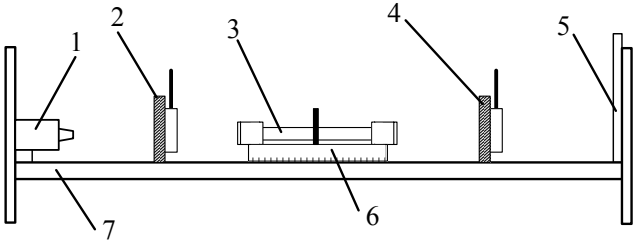


Рис. 10.1

В комплекте имеется четыре трубки с раствором сахара известной концентрации, одна трубка с раствором, концентрацию которого предстоит определить в результате данной работы, а также трубка с дистиллированной водой.

Задание

Определение угла поворота плоскости поляризации

1. Отъюстируйте установку (см. в разделе «Описание лабораторных комплексов»).

2. Прежде всего, необходимо определить нулевой отсчет при наличии трубки с растворителем. Для этого возьмите трубку с дистиллированной водой и установите ее на поворотный столик *6* между двумя поляризаторами *2* и *4*.

3. Поворотом поляризатора *4* (см. рис. 10.1) добейтесь максимального затемнения на экране. Снимите отсчет по шкале поляризатора *4*. Методику измерений смотри в разделе «Описание лабораторных комплексов» “Функциональные модули”. Это измерение проделайте не менее трех раз. Среднее значение этих измерений определяет нулевой отсчет φ_0.

4. Установите на поворотный столик *6* трубку с раствором сахара. На экране появится светлое пятно, так как плоскость поляризации световой волны поворачивается в растворе сахара на некоторый угол. Провести измерения аналогично п. 3.

Эту операцию проделайте для всех трубок с растворами сахара различной концентрации (включая раствор неизвестной концентрации). Результаты измерений занесите в табл. 10.1.

Таблица 10.1

№	c, г/см^3	φ_i, град			$<\varphi>$, град.	$\Phi = <\varphi> - <\varphi_0>$, град.
1	0					
2						
…						

5. Вычислите для каждого раствора угол поворота плоскости поляризации по формуле $\Phi = <\varphi> - <\varphi_0>$.

6. Постройте график зависимости Φ от концентрации c. Соединив экспериментальные точки отрезками, получите градуировочный график.

7. Найдите по этому графику неизвестную концентрацию раствора.

8. Вычислите по формуле (10.1) для каждого раствора удельное вращение $[\alpha]$ и его среднее значение (длина трубки указана на установке).

Контрольные вопросы

1. Какие вещества называют оптически активными?
2. Каким образом можно наблюдать естественное вращение плоскости поляризации?
3. От чего зависит угол поворота плоскости поляризации при прохождении света через оптически активное вещество?
4. Свет проходит через поляризатор, оптически активное вещество и отражается от зеркала в обратном направлении. Будет ли поляризатор задерживать отраженный свет?

Работа 11

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Цель: *исследование явления магнитного вращения плоскости поляризации света и определение постоянной Верде воды.*

Введение

В 1846 г. Фарадей обнаружил, что оптически неактивное вещество, помещенное в магнитное поле, поворачивает плоскость поляризации проходящей световой волны. Это явление наблюдается в любых прозрачных веществах — твердых, жидких, газообразных. Таким образом, присутствие магнитного поля способствует превращению среды в оптически анизотропную.

Качественное объяснение эффекта Фарадея заключается в следующем. Линейно поляризованный свет можно представить как суперпозицию двух лево- и правополяризованных по кругу компонент. В присутствии магнитного поля эти компоненты распространяются в веществе с различными фазовыми скоростями, приобретая разность хода, линейно зависящую от оптической длины пути. В результате плоскость поляризации линейно поляризованного монохроматического света поворачивается на некоторый угол φ. Величина поворота определяется соотношением:

$$\varphi = \frac{f\,\omega\cos\theta}{2cn_0} lH\,, \qquad (11.1)$$

где ω — частота света; H – напряженность магнитного поля, n_0 — показатель преломления среды в отсутствие магнитного поля; c — скорость света в вакууме; l — длина пути света в веществе; θ — угол между вектором магнитного поля и направлением распространения волны; f — постоянная, зависящая от природы вещества. Постоянная f может быть как отрицательной, так и положительной. Если $f > 0$ и векторы $\vec{H}$ (внешнего магнитного поля) и $\vec{k}$ параллельны друг другу ($\cos\theta = 1$), то направление вращения плоскости поляризации связано с направления вектора $\vec{k}$ правилом правого винта, т.е. если смотреть вдоль вектора $\vec{k}$, плоскость поляризации поворачивается по часовой стрелке. Такие вещества называются *правовращающими*. В случае левовращающих веществ $f < 0$, и плоскость поляризации поворачивается против часовой стрелки.

Из выражения (11.1) вытекает, что абсолютная величина угла поворота максимальна, когда волновой вектор $\vec{k}$ коллинеарен вектору магнитного поля $\vec{H}$. Коэффициент $\rho = f\omega/2cn_0$ называют *постоянной Верде*. Следовательно, при $\cos\theta = 1$ формулу (11.1) можно записать в виде:

$$\varphi = \rho lH\,. \qquad (11.2)$$

Отметим, что при заданном направлении магнитного поля направление вращения плоскости поляризации в случае изменения знака $\vec{k}$ меняется на обратное: правое вращение переходит в левое, и наоборот. Поэтому, если луч проходит один путь дважды (например, после отражения от зеркала), то суммарный угол поворота φ будет вдвое больше, чем после одного прохождения.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Работа проводится на лабораторных оптических комплексах ЛКО-1 и ЛКО-1М с использованием модуля расширения МРО-5. Описание ЛКО-1 и ЛКО-1М, а также функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов».

Схема установки для изучения магнитного вращения плоскости поляризации приведена на рис. 11.1.

Свет от лазера *1* проходит через поляризатор *2*, соленоид *3*, поляризатор *4* и попадает на экран *5*. Все перечисленные приборы укреплены на оптической скамье *6*. Соленоид обеспечивает создание магнитного поля. Длина соленоида *L* и число витков *N* указаны на модуле расширения МРО-5. В канал соленоида наливают исследуемую жидкость. В нашем случае — дистиллированную воду. Соленоид подключают к блоку питания *7*. Для этого штекеры *8* шнура соленоида вставляют в гнёзда блока питания.

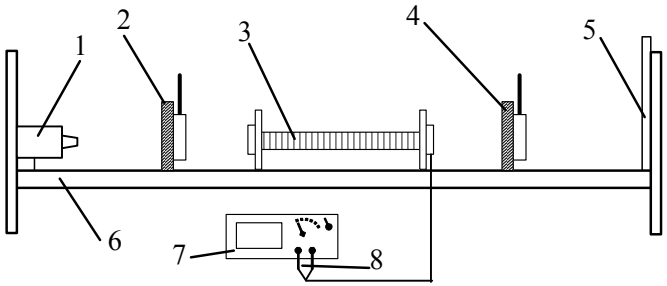


Рис. 11.1

Блок питания содержит трансформатор с переключаемыми обмотками, выпрямитель и амперметр. На передней панели блока питания расположены: амперметр с пределом шкалы 3 А, переключатель напряжения (положения “0-1-2-3-0”), гнёзда для подключения нагрузки (“+ / —”).

Для изменения направления тока в соленоиде нужно отключить питание, а затем поменять штекеры *8* местами.

ВНИМАНИЕ! Категорически запрещается вынимать штекеры соленоида из гнёзд блока питания при включенном питании — это приведет к резкому увеличению напряжения, что вызовет обгорание контактов, а студент будет отстранен от выполнения работы как нарушивший технику безопасности.

ЗАДАНИЕ

Исследование вращения плоскости поляризации

1. Отъюстируйте установку (см. в разделе «Описание лабораторных комплексов»).

2. Установите поляризатор *2* (модуль М12) на оптической скамье *6* (см. рис. 11.1).

3. Поляризатор *4* (модуль М12) установите скрещенным по отношению к поляризатору *2*, добиваясь минимальной интенсивности прошедшего излучения. В качестве экрана для наблюдения следа пучка лазерного излучения можно использовать объект 45, установленный в держателе любого свободного модуля.

4. Установите соленоид *3* на оптической скамье *6* между двумя поляризаторами. Если интенсивность пятна увеличилась, подстройте поляризатор *4* до получения минимальной интенсивности. Подключите соленоид к блоку питания *7*.

5. Снимите отсчет по круговой шкале и нониусу поляризатора *4*, соответствующий положению “0” переключателя напряжения блока питания. Методику измерения смотри в разделе «Описание лабораторных комплексов» “Функциональные модули”. Измерения проведите не менее трех раз.

6. Переведите переключатель напряжения в положение “1”. Пропуская по обмотке соленоида ток, настройте поляризатор *4* на минимум интенсивности на экране *5* и определите угол поворота поляризатора φ. Для увеличения точности результата проделайте несколько однотипных измерений.

7. Проведите измерения для остальных значений тока (положения переключателя “2” и “3”).

8. Отключите блок питания и измените направление тока в соленоиде, переставив штекеры *8*. Повторите измерения пп. 5, 6, 7, меняя положения переключателя в обратном порядке “0-3-2-1”.

Все измерения занесите в заранее подготовленную табл. 11.1.

9. Рассчитав средние значения $< \varphi_i >$ для каждого значения силы тока в соленоиде, найдите углы поворота плоскости поляризации по формуле $\Phi = < \varphi_i > - < \varphi_0 >$.

Таблица 11.1

Направление тока	Прямое				Обратное			
Положение переключателя	0	1	2	3	0	3	2	1
Ток I, А	0				0			
Отсчеты по шкале φ, град.								
$< \varphi_i >$, град.								
$\Phi = < \varphi_i > - < \varphi_0 >$, град.								

10. По полученным данным постройте график зависимости $\Phi(I)$. График должен иметь вид прямой. По графику определите коэффициент наклона прямой $k = \Delta\Phi/\Delta I$.

11. Вычислите постоянную Верде: $\rho = k / N$, где ρ — в угл.мин./А; N — полное число витков соленоида. Последнее соотношение следует из (11.2), где $H = nI$, $n = N/l$ — число витков на единицу длины соленоида.

12. Рассчитайте погрешность измерения постоянной Верде. Сравните найденное в работе значение ρ с табличным.

Контрольные вопросы

1. Что такое эффект Фарадея?
2. От чего зависит угол поворота плоскости поляризации при прохождении линейно поляризованного света через образец, помещенный в магнитное поле?
3. Почему в эксперименте необходимо использовать монохроматический свет?
4. Какие вещества называются правовращающими?
5. На какой угол повернется плоскость поляризации при повторном прохождении канала соленоида, если сразу за соленоидом установить зеркало?

Работа 12

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ФОТОУПРУГОСТИ

Цель: *исследование явления фотоупругости, определение коэффициента фотоупругости стекла.*

Введение

Под действием механических напряжений первоначально изотропные твердые тела (в том числе полимеры) становятся оптически анизотропными. Это явление, называемое фотоупругостью, было открыто немецким ученым Т.И. Зеебеком в 1813 г. и независимо от него английским физиком Д. Брюстером в 1816 г.

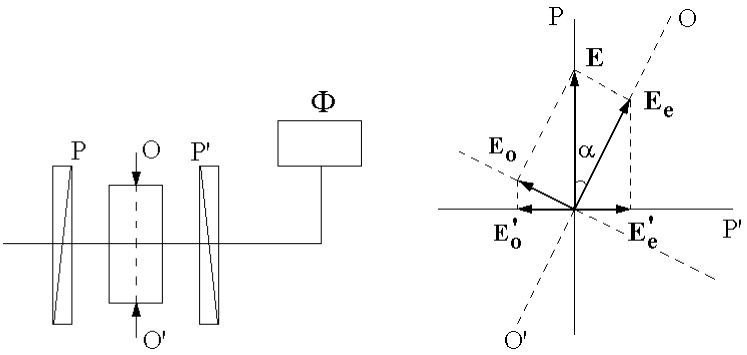
Благодаря фотоупругости осуществляется взаимодействие света и ультразвука в твердых телах. Это явление используется при исследовании напряжений в механических конструкциях, расчет которых слишком сложен.

Явление фотоупругости проявляется в виде возникающего под действием механических нагрузок *двойного лучепреломления*. При одноосном растяжении или сжатии изотропное тело приобретает свойства оптически одноосного кристалла с оптической осью, параллельной оси растяжения или сжатия. Свет в деформированной среде разлагается на *обыкновенный* и *необыкновенный* лучи, которые линейно поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях и распространяются с различными скоростями. Подробнее о двойном лучепреломлении см. разд. 1.6.

Обычно явление фотоупругости наблюдают с помощью схемы, показанной на рис. 12.1, *а*. Исследуемый образец помещают между поляризаторами левым (входным) P и правым (выходным) P'. Интенсивность прошедшего через систему света измеряют с помощью фотоприемника Φ. Если поляризаторы скрещены, т.е. их плоскости составляют между собой угол $\pi/2$, то при отсутствии деформации в образце, свет, прошедший через поляризатор P, полностью задержится поляризатором P'.

Если теперь образец подвергнуть сжатию вдоль оси OO', составляющей некоторый угол α $(\alpha \neq 0, \alpha \neq \pi/2)$ с направлением плоскости поляризатора P, то линейно поляризованный свет испытает в образце двойное лучепреломление, в результате чего его

поляризация изменится, и он частично пройдет через поляризатор P'. Поясним это векторной диаграммой, приведенной на рис. 12.1, *б*. Амплитуда напряженности колебания световой волны, прошедшего через поляризатор P, изображается вектором $\vec{E}$, лежащим в плоскости P. При распространении света через образец возникают две волны, поляризованные во взаимно перпендикулярных направлениях. В одной из которых направление колебаний перпендикулярно к оптической оси и амплитуда равна $\vec{E}_o$ (обыкновенный луч), а во второй параллельно оси и амплитуда равна $\vec{E}_e$ (необыкновенный луч). Пренебрегая отражением света на гранях образца, $\vec{E} = \vec{E}_o + \vec{E}_e$. Рассмотрим практически важный случай $\alpha = \pi/4$. Тогда амплитуды обоих колебаний будут одинаковы: $E_o = E_e = E\cos(\pi/4) = E/\sqrt{2}$. Через второй поляризатор пройдут составляющие колебаний $\vec{E}_o$ и $\vec{E}_e$, параллельные плоскости P' (см. рис. 12.1, *б*). Амплитуды этих составляющих равны: $E'_o = E'_e = E/2$.



а) б)

Рис. 12.1

Оба колебания возникают из одного линейно поляризованного колебания $\vec{E}$, поэтому они когерентны и при сведении к одному направлению могут интерферировать. Так как в образце обе волны распространяются с различными скоростями, то для них различны и

показатели преломления n_o и n_e. Поэтому после прохождения образца между волнами возникает разность фаз, $\delta = 2\pi l(n_o - n_e)/\lambda_0$, где λ_0 — длина волны в вакууме, а l — толщина образца в направлении распространения света.

В интересующем нас случае скрещенных поляризаторов проекции векторов $\vec{E}'_o$ и $\vec{E}'_e$ на направление P' имеют разные знаки (см. рис. 12.1, *б*). Это означает, что помимо разности фаз δ возникает дополнительная разность фаз, равная π. В результате, квадрат амплитуды (интенсивность) результирующей волны определяется соотношением $E'^2 = E_o'^2 + E_e'^2 + 2E_o'^2 E_e'^2 \cos(\delta + \pi) = E^2 \sin^2(\delta/2)$, т.е.

$$I'/I = \sin^2(\delta/2). \qquad (12.1)$$

Для малых одноосных растяжений и сжатий справедливо соотношение Брюстера, согласно которому разность показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн пропорциональна нормальному напряжению:

$$n_o - n_e = kF/S = kF/(lh),$$

где F — сила, действующая на образец; h — размер образца в поперечном направлению распространения света направлении; k — коэффициент фотоупругости, характеризующий оптические свойства деформируемого вещества и зависящий от длины волны света. В результате, разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами равна:

$$\delta = 2\pi kF/(h\lambda_0). \qquad (12.2)$$

Таким образом, зная приложенную нагрузку и оптическую разность фаз, можно определить коэффициент фотоупругости k. Этот коэффициент обычно измеряют в брюстерах (Бр): 1 Бр = $= 10^{-12}$ м^2 / Н.

Другой способ определения коэффициента фотоупругости основан на измерении зависимости интенсивности света, прошедшего через систему от приложенной нагрузки. Подставив разность фаз (12.2) в формулу (12.1), получим:

$$\sqrt{I'/I} = \sin\left(\pi kF/\left(h\lambda_0\right)\right).$$

При малых нагрузках синус можно заменить аргументом:

$$\sqrt{I'/I} \approx \beta F ,$$

где

$$\beta = \pi k / \left(h\lambda_0 \right). \qquad (12.3)$$

Следовательно, построив график зависимости амплитуды прошедшей волны от приложенной к образцу силы, аппроксимировав его начальный участок прямой линией и определив угловой коэффициент этой прямой, можно найти коэффициент фотоупругости. Однако для нахождения коэффициента k таким способом необходимо знать еще интенсивность I света, распространяющегося через образец, которая практически равна максимальному значению $I_{\max}$ интенсивности волны, прошедшей поляризатор P'.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Данная работа выполняется на лабораторном оптическом комплексе ЛКО-1 (или ЛКО-1М) с использованием модуля расширения МРО-3 "Фотоупругость". Модуль МРО-3 предназначен для изучения искусственной анизотропии и определения констант фотоупругости различных материалов. Описание ЛКО-1 и ЛКО-1М, а также функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов».

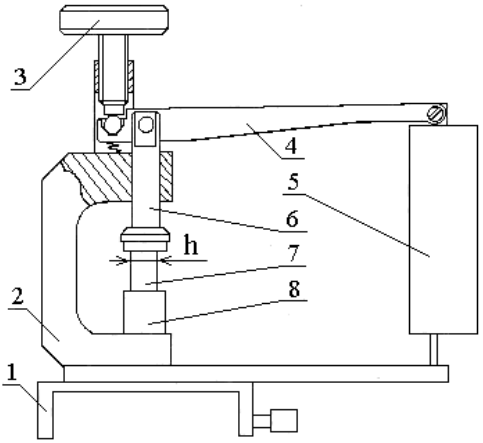


Рис. 12.2

Устройство модуля МРО-3 показано на рис. 12.2. На рейтере *1* установлена скоба *2*, на которой крепятся столик *8* и подвижный шток *6*. Винт *3* посредством рычага *4* давит на шток, который, в свою очередь, давит на образец *7*, установленный в углублении столика под штоком. Конец рычага соединен с динамометром *5*. Соотношение плеч рычага таково, что усилие, прикладываемое к образцу, превосходит показания динамометра в 10 раз. Диапазон показаний динамометра от 0 до 10 кг, соответственно, нагрузка на образец может изменяться от 0 до 100 кг.

Модуль устанавливают на оптическую скамью комплекса ЛКО-1 (ЛКО-1М) между двумя поляризаторами. В работе используются два образца, каждый из которых представляет собой прямоугольный параллелепипед из стекла с основанием 8×8 мм и высотой 16 мм. Образец должен быть закреплен так, чтобы излучение проходило через его прозрачные грани.

Задание

Определение коэффициента фотоупругости стекла

1. Отъюстируйте установку в соответствии с методикой, описанной в разделе «Описание лабораторных комплексов».

2. Закрепите первый образец в модуле МРО-3, не нагружая его. Установите два поляризатора (модули М12) и модуль МРО-3 на оптическую скамью лабораторного комплекса в соответствии со схемой рис. 12.1, *а*. Поворотом ручки модуля М12 установите плоскость входного поляризатора под углом 45° к горизонту. Получите изображение пучка на экране и убедитесь в том, что световой пучок проходит через образец.

3. Укрепите цифровой фотоприемник на задней стенке комплекса, напротив микропроектора М3. Тогда показания фотоприемника будут пропорциональны интенсивности прошедшего через систему пучка. Вращая выходной поляризатор, убедитесь в том, что минимум освещенности будет наблюдаться тогда, когда входной и выходной поляризаторы скрещены. Установите плоскость выходного поляризатора под углом 135° к горизонту и запишите в лаборатор-

ный журнал показание фотоприемника, соответствующее минимальному значению интенсивности $I_{\min}$.

4. Затягивая винт *3*, постепенно увеличивайте нагрузку на образец. Определите зависимость интенсивности I' прошедшего через систему света от величины приложенной силы $F = mg$ (приняв, ускорение свободного падения $g = 9{,}8$ м/с^2). Проведите порядка $15 \div 20$ измерений в интервале от 0 до 10 дел. Результаты занесите в табл. 12.1.

Таблица 12.1

Показания динамометра m, дел									
Показания фотоприемника I'									

5. Определите максимальное значение интенсивности прошедшего пучка $I'_{\max}$ и то значение силы $F_{1/2}$, при котором оно достигается. При этом разность фаз $\delta = \pi$ и образец становится полуволновой пластинкой. С помощью формулы (12.2) определите коэффициент фотоупругости образца. Найдите также величину силы $F_{1/4}$, при которой интенсивность прошедшего света $I' = I_{\max}/2$, в этом случае образец превращается в четвертьволновую пластинку. Снова определите коэффициент фотоупругости.

Таблица 12.2

θ, °										
I'										

6. При действующей на образец силе, равной $F_{1/4}$, определите зависимость интенсивности прошедшего пучка от угла θ, под которым ориентирована плоскость «выходного» поляризатора. Проведите порядка 10 измерений в интервале углов от 0 до 180°. Ре-

зультаты занесите в табл. 12.2. Сделайте вывод о поляризации прошедшего через систему света.

7. Выполните задания пп. 2 — 5 для второго образца.

8. По данным табл. 12.2 для первого образца постройте график зависимости интенсивности прошедшего пучка от угла θ.

9. Для каждого образца по данным табл. 12.1 постройте график зависимости величины $\sqrt{(I' - I_{\min}) / (I_{\max} - I_{\min})}$ от приложенной силы F. Считая зависимость линейной при малых значениях силы F (практически при $F \le F_{1/4}$), определите ее угловой коэффициент наклона β графическим методом. При этом необходимо исключить из рассмотрения первые две точки, интенсивность в которых сравнима с минимальным значением. При помощи формулы (12.3), определите коэффициент фотоупругости. Сравните его со значениями, найденными в п. 5. Оцените погрешности полученных результатов.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит явление двойного лучепреломления? Как ориентирована плоскость поляризации в обыкновенном и необыкновенном лучах?

2. Какую роль играет поляризатор P' в схеме рис. 12.1, *а*?

3. Чему будет равна амплитуда прошедшей через систему, изображенную на рис. 12.1, *а*, если поляризаторы P и P' не скрещены, а параллельны?

4. Почему угол α, между направлением сжатия образца и плоскостью пропускания поляризатора P, не может быть равным нулю или 90°?

Р а б о т а 13

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ И ДИФРАКЦИИ В ОПЫТЕ ЮНГА

Цель: *изучение явлений интерференции и дифракции, исследование распределения интенсивности в интерференционной картине и определение длины волны излучения лазера.*

ВВЕДЕНИЕ

Опыт Юнга, проведенный в начале XIX в., впервые показал возможность наблюдения интерференции света от двух источников, и таким образом экспериментально подтвердил волновую природу света. Юнг пропустил солнечный свет в темную комнату через отверстие, сделанное булавкой и выполнявшее роль первичного источника. Свет от этого источника попадал на непрозрачный экран, который содержал два булавочных отверстия, расположенных близко друг к другу и симметрично относительно источника. Свет дифрагировал на этих отверстиях, которые служили вторичными источниками. На стене за экраном Юнг наблюдал интерференционные полосы. Необходимость первого экрана с отверстием была обусловлена тем, что солнечный свет обладает недостаточной пространственной когерентностью. Измерение ширины интерференционных полос позволило Юнгу вычислить длины волн λ красной границы видимой части спектра 0,7 мкм и фиолетовой границы 0,4 мкм. Подробно опыт Юнга описан в разд. 2.3.

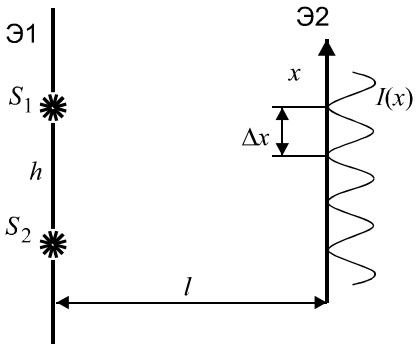


Рис. 13.1

В данной работе изучается интерференция излучаемого лазером света, который обладает высокой степенью временной и пространственной когерентности, поэтому дополнительный экран не используется. Кроме того, вместо круглых отверстий применяются параллельные щели, что обеспечивает более эффективное использование падающего светового потока.

Когерентные световые волны возникают при освещении двух щелей S_1 и S_2 в экране Э1 светом лазера, а наблюдение ведется на экране Э2 (рис. 13.1).

При прохождении света через одиночную щель непрозрачного экрана на экране Э2 наблюдается дифракционная картина, поперечный размер которой определяется формулой (85) (см. разд. 3.1):

$$h_{\mathrm{D}} \sim \lambda l / d,$$

где l — расстояние между экранами Э1 и Э2; d — ширина щели. Дифракционные картины от двух щелей, накладываясь друг на друга, образуют интерференционную картину при условии, что расстояние между щелями $h < h_D$. Так как на практике $h >> d$, то чтобы наблюдать интерференционную картину от двух щелей, необходимо выполнение следующего условия: $d^2/\lambda l << 1$ – дифракции Фраунгофера. Однако дифракция Фраунгофера (см. разд. 3.4) наблюдается не только на больших расстояниях $l >> d^2/\lambda$ (дифракция в параллельных лучах), но в плоскости изображений центрированной оптической системы, изображающей точечный источник (дифракция в сходящейся волне).

В данном варианте работы наблюдается дифракция в сходящейся волне.

Распределение интенсивности $I_1(x)$ в дифракционной картине от одной щели определяется (см. разд. 3.7) выражением:

$$I_1 = I_0 \frac{\sin^2(\pi x d/(\lambda l))}{(\pi x d/(\lambda l))^2}, \qquad (13.1)$$

где d — ширина щели.

Для одинаковых щелей интенсивности I_1 дифрагировавших волн равны, тогда согласно формуле (54) (см. разд. 2.2) интенсивность света от двух щелей на экране Э2 имеет вид:

$$I = 2I_1(1+\cos\delta) = 4I_1\cos^2\delta/2, \qquad (13.2)$$

где $\delta = 2\pi\Delta/\lambda$ — разность фаз колебаний полей двух волн в точке экрана с координатой x. Значение δ определяется оптической разностью хода волн Δ, которая вычисляется по формуле:

$$\Delta = hx/l \quad \text{при} \quad h, \quad |x| << l,$$

где h — расстояние между щелями, l — расстояние между экранами Э1 и Э2.

Таким образом, интенсивность (13.2) записывается так

$$I = 4I_0\frac{\sin^2(\pi xd/(\lambda l))}{(\pi xd/(\lambda l))^2}\cos^2(\pi xh/(\lambda l)). \qquad (13.3)$$

На рис. 13.2 построено распределение интенсивности дифракционной картины от одной щели по формуле (13.1).

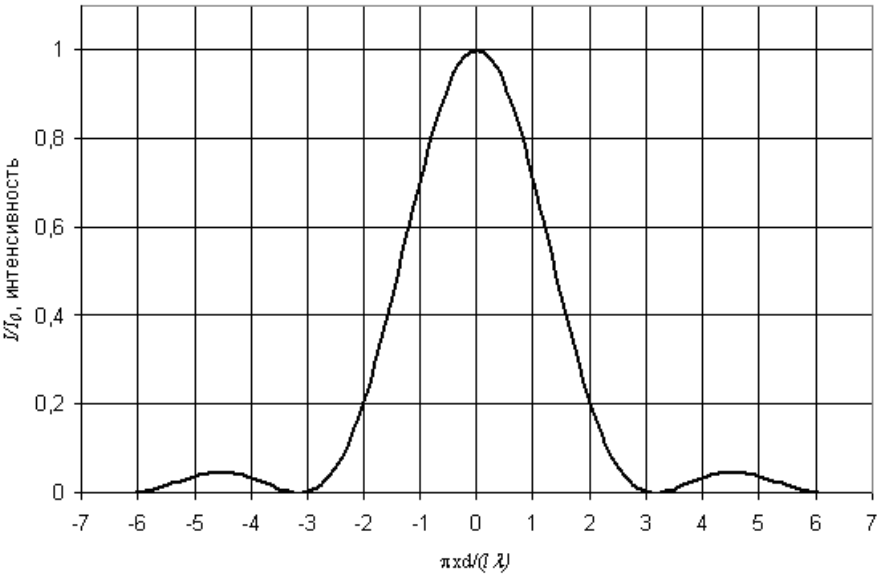


Рис. 13.2

Интенсивность интерференционной картины от двух щелей построена на рис. 13.3 по формуле (13.3) при $h/d = 4$. Видно, что в центре интерференционной картины интенсивность в четыре раза

выше, чем интенсивность в центре дифракционной картины от одной щели.

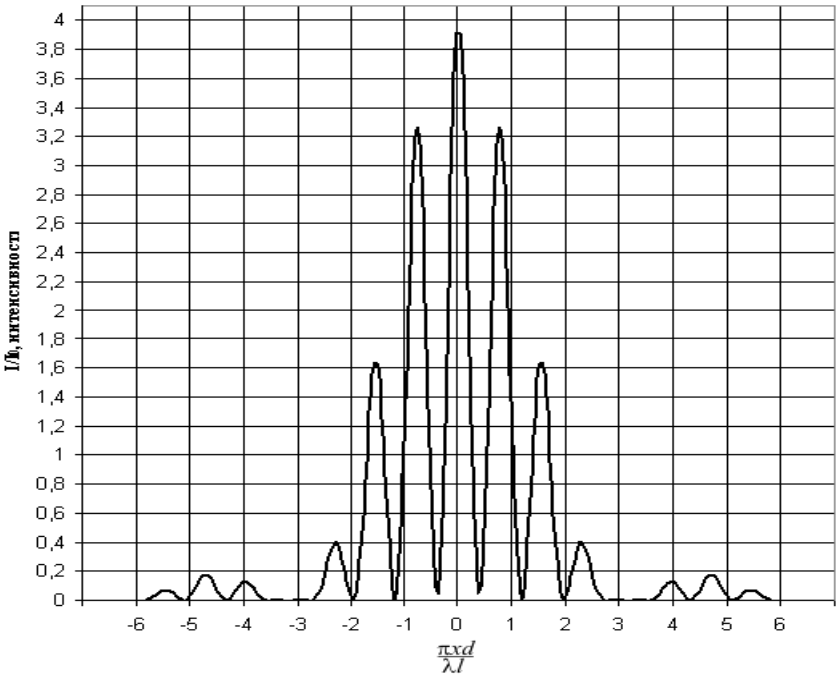


Рис. 13.3

Ширина интерференционной полосы на экране в соответствии с (58) (см. разд. 2.3):

$$\Delta x = \lambda \frac{l}{h}. \qquad (13.4)$$

Измерив l, h и Δx, можно найти длину волны:

$$\lambda = \Delta x\, h/\, l. \qquad (13.5)$$

Описание установки

Работа выполняется на лабораторных оптических комплексах — ЛКО-1 или ЛКО-1(М). Описание ЛКО-1, ЛКО-1М и функцио-

нальных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». Используются съемные модули: М3 — микропроектор, проецирующий изображение на экран Э3 фотоприемника; М5 — конденсор; М6 — объектив; М8 — кассета, в которую помещаются: раздвижная щель 25, двойные щели 27 и 28. Схема расположения модулей и объектов показана на рис. 13.4.

Методика измерений

Продольные размеры определяются по шкале оптической скамьи. Непосредственно измеряют координату z указателя, соответствующего характерным плоскостям оптических элементов.

Поперечные размеры дифракционной и интерференционной картин измеряются по шкалам на экране Э3 фотоприемника. Непосредственно измеряют координаты x характерных точек — максимумов и минимумов интенсивности. Если h_3 — размер картины на экране Э3, то на экране Э1 ему соответствует размер $h_1 = h_3 / \beta_3$, где β_3 — поперечное увеличение, которое определяется в задании 1 (если β_3 не было ранее найдено в работе 4).

Распределение интенсивности на экране Э3 определяется только вдоль горизонтальной оси x. Интенсивность I измеряют фотоприемником, перемещая линзу микропроектора с помощью барабана модуля М3. Отсчеты по барабану микропроектора делают через 0,02 ÷ 0,1 деления. Вследствие инерционности фотоприемника при каждом изменении его положения необходимо подождать до тех пор, пока показания фотоприемника не перестанут изменяться (могут остаться незначительные флуктуации). Параметры, регистрируемые при каждом измерении: координата по отсчетному устройству микропроектора; показания фотоприемника.

Измерение параметров экранов. Установите на оптической скамье микропроектор (модуль М3) в положение с координатой риски 67,0 см, а перед ним модуль М5 (конденсор) так, чтобы лазерный пучок расширился и осветил в объектной плоскости микропроектора площадку диаметром 5 ÷ 10 мм (для этого возможно придется приблизить модуль 5 к объектной плоскости микропроектора Э1). При этом на экране Э3 будет освещена площадка диаметром несколько сантиметров. Барабан микропроектора должен находиться

в положении: указатель — цифра 3, шкала — 0. Размещая в кассете микропроектора различные объекты, получают на экране Э3 их увеличенное изображение. Измерив размер изображения H_3 на экране Э3, по формуле $h_1 = h_3 / \beta_3$ рассчитывают размер предмета h_1.

Задание 1

Определение увеличения микропроектора

Это задание выполняется, если в предыдущих работах студент не определял увеличения микропроектора и цены деления его отсчетного устройства.

1. Установите линзу микропроектора (модуль М3) в среднее положение (координата 3 мм). Проведите два этапа юстировки в соответствии с методикой настройки, описанной в разделе «Описание лабораторных комплексов».

2. После настройки установки поставьте на оптическую скамью модуль М5 (конденсор с линзой Л1), модуль М6 (объектив О) (см. рис. 13.4). Рекомендуется модуль М5 поместить в крайнем левом положении на оптической скамье.

3. Найдите такое положение объектива О, при котором на объектной плоскости Э1 сфокусируются лучи, прошедшие через объектив О, при этом на экране Э2 должна наблюдаться яркая точка. Таким образом, луч лазера будет сфокусирован в объектной плоскости Э1 линзы Л2. Установите фотоприемник на месте правого визирного креста экрана Э2. На экране Э3 должна наблюдаться яркая точка.

4. Определение цены деления отсчетного устройства микропроектора в миллиметрах на экране Э3. Винтами модуля М6 поместите яркую точку в центр горизонтальной миллиметровой шкалы экрана Э3. Запишите координату яркой точки x_1. Поверните барабан модуля М3 на несколько оборотов так, чтобы точка не выходила за пределы шкалы, измерьте её координату x_2. Ценой деления барабана будет $\Delta_{\text{оси}} = |x_2 - x_1|/n$, где n — число оборотов барабана (целых делений) отсчётного устройства микропроектора. Повторите измерения три раза. В качестве окончательного результата возьмите среднее значение. Оцените погрешность цены деления.

5. Определение увеличения микропроектора. Передвинув по оптической скамье объектив О (модуль М6), получите на экране Э3 светлое пятно, превышающее по размеру экран фотоприёмника. Поместите в объектную плоскость Э1 модуля М3 объект 2 (сетку прямоугольную, шаг которой h указан на экране объекта). Измерьте шаг изображения сетки H_3 на экране Э3. Определите увеличению микропроектора β_3 по формуле:

$$\beta_3 = \frac{H_3}{h}.$$

Задание 2

Наблюдение дифракционной картины

1. Проведите юстировку установки.

2. Поставьте на оптическую скамью модуль М5 (конденсор с линзой Л1), модуль М6 (объектив О), модуль М8 (двухкоординатный держатель с объектной плоскостью Э′) (рис. 13.4). Модуль М5 установите в крайнем левом положении на оптической скамье, а модуль М3 разместите так, чтобы z_3 = 67 см.

Найдите такое положение объектива О, при котором на объектной плоскости Э1 сфокусируются лучи, прошедшие через объектив О. При необходимости поместите в плоскость Э1 лист бумаги, на котором следует получить яркую точку наименьших размеров. Таким образом, луч лазера будет сфокусирован в объектной плоскости Э1 линзы Л2.

3. Установите фотоприемник в пазы на задней стенке на месте правого визирного креста экрана Э3. На экране Э3 должна наблюдаться яркая точка. В кассету модуля М8 поместите щель (объект 25). Ориентируйте щель вертикально поворотом кассеты модуля М8 вокруг оптической оси системы. На экране Э3 вместо яркой точки появится дифракционная картина от одной щели (см. разд. 3.7). Она состоит из центрального дифракционного максимума и ряда побочных максимумов по обе стороны от центрального, расположенных симметрично в направлении, перпендикулярном к щели. Размер центрального максимума определяется соотношением дифракции: если излучение с длиной волны λ проходит через

отверстие размером d, то возникает дифракционная расходимость (см. разд. 3.1), определяемая углом дифракции $\theta_Д$, порядок величины которого

$$\theta_Д \sim \lambda/d. \qquad (13.6)$$

4. Проверьте соотношение (13.6), измерив размер центрального максимума H_3 на экране Э3 (расстояние между первыми минимумами) и расстояние $l = z_3 - z_8$ между экранами Э′ и Э1 (z_8 и z_3 — координаты рисок модулей М8 и М3). Тогда

$$\theta_Д = \frac{H_3}{2\beta_3 \cdot l}, \qquad (13.7)$$

где β_3 — поперечное увеличение микропроектора, найденное ранее.

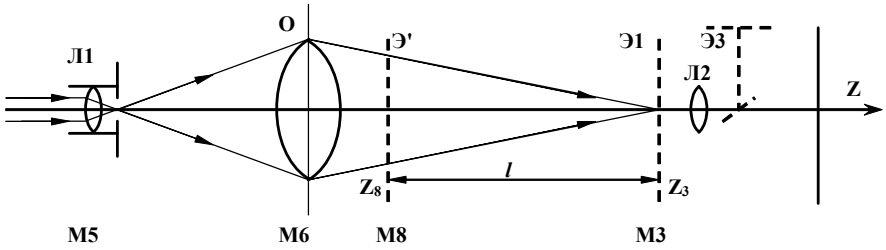


Рис. 13.4

На установке ЛКО-1 ширина щели d определяется непосредственно по отсчетному устройству экрана 25М. На установке ЛКО-1М экран 25 не имеет отсчетного устройства, поэтому ширину щели d следует определять по «методике измерений».

Задание 3

Наблюдение интерференционной картины

1. Установите в кассете модуля М8 экран с двумя щелями (объект 28). Аккуратно закрывая и открывая одну из щелей (например, краем листа бумаги), постарайтесь заметить, чем отличаются распределения интенсивности от одной и от двух щелей.

Первая и вторая щели, открытые раздельно, дают одинаковые распределения интенсивности с угловой шириной максимума, определяемой (13.6). Если же открыты две щели, то картина на экране оказывается «изрезанной» интерференционными полосами. Иными словами, интенсивности излучения от двух щелей не складываются: $I \neq I_1 + I_2$ (соотнесите наблюдаемую картину с распределениями интенсивности на рис. 13.2 и 13.3) Это и есть явление интерференции.

2. *Измерение ширины интерференционной полосы.* Модуль М8 придвиньте поближе к объективу О (модуль М6) для того, чтобы расстояние l от объекта до плоскости Э2 было наибольшим. Измерьте это расстояние $l = z_3 - z_8$. Для двух объектов (27 и 28) найдите ширину интерференционной полосы Δx. Для этого определите на экране фотоприемника Э3 разность координат Δx_M между минимумами, разнесенными на M полос, четко видимыми в пределах центрального дифракционного максимума. Тогда ширина интерференционной полосы $\Delta x = \Delta x_M / (\beta_3 M)$. Результаты измерений занесите в заранее самостоятельно подготовленную таблицу. Найдите среднее значение $<\Delta x>$ для каждого объекта (27 и 28).

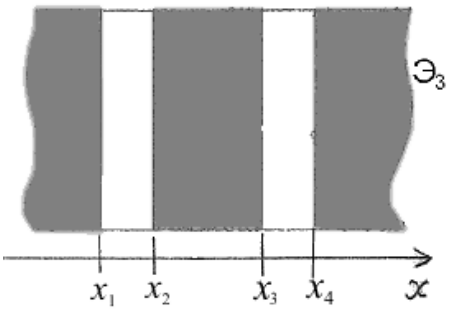


Рис. 13.5

3. Поместите в объектную плоскость Э1 (в кассету держатель микропроектора М3) исследуемый объект (27, 28). Переместите объектив О (модуль М6) так, чтобы расфокусировать точечное изображение и получить освещенную плоскость Э1 микропроектора. Измерьте на экране Э3 параметры изображений щелей x_1, x_2, x_3, x_4 (рис. 13.5): определите ширину щелей d и расстояние h между ними. В качестве h следует взять расстояние от края одной до соответствующего края другой щели:

$$h = \frac{|x_4 + x_3 - x_2 - x_1|}{2\beta_3}, \quad d = \frac{|x_4 + x_2 - x_3 - x_1|}{2\beta_3}.$$

Оцените приборную погрешность Δh и Δd, учитывая, что цена деления шкалы экрана Э3 1 мм.

4. На основе результатов измерений ширины интерференционной полосы Δx, расстояния h между щелями для экранов 27 и 28 вычислите длину волны λ по формуле (13.5). Оцените погрешность $\Delta\lambda$.

Задание 4

Исследование распределений интенсивности в интерференционной и дифракционной картинах

1. Подключите кабель питания фотоприёмника к разъёму СГ-5. Установите тумблер в верхнем положении переключателя. Зафиксируйте уровень фона $J_{\text{фона}}$, когда на окно датчика не попадает лазерное излучение. При дальнейших измерениях рекомендуется проверять уровень фона. Восстановите такое положение объектива О (модуля М6), при котором на объектной плоскости фокусируются лучи, прошедшие через объектив.

2. Установите в кассету модуля М8 объект с двумя щелями (27 или 28). На экране Э3 получится интерференционная картина. Винтами модуля М6 сместите ее на окно фотоприемника и, следуя «методики измерений», измерьте распределение интенсивности J от двух щелей с шагом 0,02 деления отсчетного устройства микропроектора в пределах центрального дифракционного максимума и двух максимумов 1-го порядка. Измерения следует проводить, поворачивая барабан микропроектора в одну сторону, начав с минимума второго порядка. Результаты измерений занесите в заранее подготовленную табл. 13.1. Вследствие полупрозрачности экранов 27 и 28 на экране Э3 наблюдается, кроме интерференционной картины, яркая точка. При измерении распределения интенсивности избегайте попадания яркой точки на окно датчика, что может привести к «зашкаливанию» фотодатчика.

3. Постройте график $I(\xi)/I_{\max}$, где $I_{\max}$ — наибольшее значение.

4. Замените в держателе экран с двумя щелями на объект 25 (или 25М) с раздвижной щелью. Подберите ширину щели так, чтобы при перемещении дифракционной картины по экрану Э3 не

происходило «зашкаливания» фотодатчика (отсчеты по фотоприемнику должны быть менее 2000 единиц). Аналогично п. 2 проделайте измерения интенсивности дифракционной картины с шагом 0,1 деления отсчетного устройства микропроектора в пределах центрального дифракционного максимума и двух максимумов 1-го порядка. Результаты измерений занесите в табл. 13.2.

Таблица 13.1

Измерение	1	2	...
Показания отсчётного устройства М3, ξ_i, дел.			
Показания фотоприёмника J, дел.			
$J_{\text{фона}}$, дел.			
$I = J - J_{\text{фона}}$, дел.			

Таблица 13.2

Измерение	1	2	...
Показания отсчётного устройства М3 ξ_i, дел.			
Показания фотоприёмника J, дел.			
$J_{\text{фона}}$, дел.			
$I = J - J_{\text{фона}}$, дел.			
$x = (\xi - \xi_{\max})\Delta_{\text{оси}} / \beta_3$			

5. На установке ЛКО-1 измерьте размер щели d по отсчетному устройству экрана 25М с точностью не менее 0,05 мм. На установке ЛКО-1М измерьте ширину щели d согласно «методике измерений».

6. Определите отсчёт $\xi_{\max}$, соответствующий центру дифракционной картины, где интенсивность максимальна. Постройте графики $I_1(x)$ экспериментальной зависимости и $I_{T1}(x)$ теоретической зависимости интенсивности от координаты, которая вычисляется по формуле (13.1). При вычислении $I_{T1}(x)$ интенсивность в центре дифракционной картины I_0 выбирается равной максимальному значению экспериментальной интенсивности I_1.

Контрольные вопросы

1. В чем отличие интерференционной системы полос от дифракционной картины от одной щели?
2. Чему равна угловая ширина центрального дифракционного максимума?
3. Чему равна ширина интерференционной полосы?
4. Чему равна интенсивность в центре интерференционной картины от двух щелей, если интенсивность в центре дифракционной картины от одной щели равна I_0?

Работа 14

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА МЕТОДАМИ ДЕЛЕНИЯ АМПЛИТУДЫ И ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Цель: *изучение явления интерференции света при отражении от стеклянной пластины и с помощью бипризмы Френеля, определение показателя преломления пластины, определение длины волны света и угловой ширины зоны интерференции,*

Введение

Интерференция света при отражении от стеклянной пластины

Одним из методов наблюдения интерференции, является метод деления амплитуды (см. разд. 2.1).

Этот метод может применяться с протяженными источниками. Интерференцию света по методу деления амплитуды наблюдать проще, чем в опытах с делением волнового фронта. В опыте Поля свет от источника S отражается двумя поверхностями прозрачной плоскопараллельной пластины. В точку наблюдения P, находящуюся с той же стороны от пластины, что и источник, приходят две волны, которые образуют интерференционную картину (рис. 14.1).

При малом коэффициенте отражения ρ (например, для стекла при нормальном падении $\rho = 0{,}04$) можно повторные отражения от внутренних поверхностей пластины не принимать во внимание вви-

ду ничтожной энергии пучков, испытавших два и более отражений. Интерферирующие лучи имеют приблизительно одинаковые интенсивности, так как коэффициенты отражения от поверхностей равны, а поглощение света внутри пластины мало, поэтому на экране Э образуется четкая интерференционная картина. Для определения вида полос можно представить, что лучи выходят из мнимых изображений S_1 и S_2 источника S, создаваемых поверхностями пластинки. Расстояние между мнимыми источниками равно h. На удаленном экране, расположенном параллельно пластинке, интерференционные полосы имеют вид концентрических колец с центрами на перпендикуляре к пластине, проходящем через источник S.

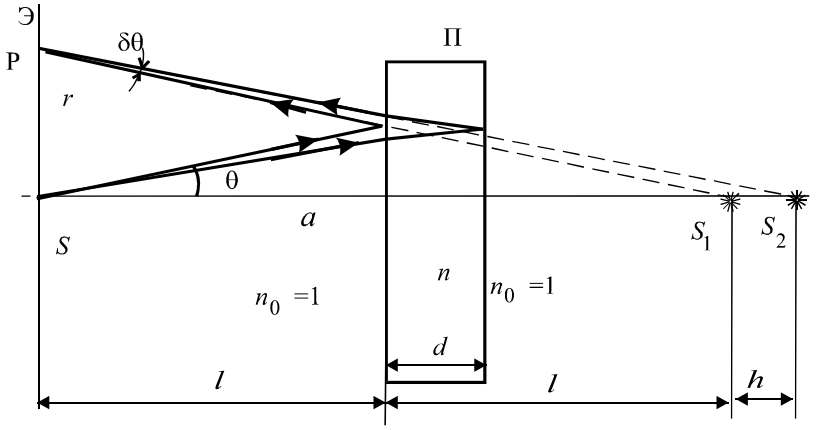


Рис. 14.1

На рис. 14.1 расстояние от источника до пластины a показано равным расстоянию от пластины до экрана l. Для определенности будем считать, что пластина находится в воздухе, показатель преломления которого n_0 можно считать равным единице.

Особенно важен случай, когда точка наблюдения P находится на бесконечности, т.е. наблюдение ведется на экране, расположенном в фокальной плоскости собирающей линзы (рис. 14.2). В этом случае оба луча, идущие от S к P, порождены одним падающим лучом и после отражения от передней и задней поверхностей пластинки параллельны друг другу.

Оптическая разность хода волн между параллельными лучами в точке P такая же, как на линии DC (см. рис. 14.2):

$$\Delta = n\,(AB + BC) - AD, \qquad (14.1)$$

где n — показатель преломления пластинки; $AB = BC = d/\cos\theta'$; $AD = 2d\,\mathrm{tg}\,\theta'\sin\theta$; θ, θ' — углы падения и преломления. По закону преломления света $\sin\theta = n\sin\theta'$.

Подстановка значений AB, BC и AD в выражение (14.1) с учетом закона преломления дает, что

$$\Delta = 2nd\cos\theta'.$$

Следует учесть, что при отражении от верхней поверхности пластины ее фаза меняется на π, т.е.:

$$\delta = 2nd\cos\theta'\cdot 2\pi/\lambda_0 + \pi, \qquad (14.2)$$

где λ_0 — длина волны в вакууме.

Темные полосы будут наблюдаться при условии, что $\delta = (2m + 1)\pi$, тогда из (14.2) получим:

$$2nd\cos\theta' = m\,\lambda_0. \qquad (14.3)$$

Используя закон преломления, запишем это выражение через угол падения θ.

Так как $\cos\theta' = \sqrt{1-\sin^2\theta'} = \dfrac{1}{n}\sqrt{n^2-\sin^2\theta}$, то

$$2d\sqrt{n^2-\sin^2\theta} = m\,\lambda_0, \quad m = 1, 2, \ldots \qquad (14.4)$$

В соответствии с формулой (14.2) светлые полосы расположены в местах, для которых $\delta = 2m\pi$ и $2nd\cos\theta' = (m + 1/2)\,\lambda_0$. Полоса, соответствующая данному порядку интерференции, обусловлена светом, падающим под вполне определенном углом θ. Поэтому такие полосы называют *интерференционными полосами равного наклона.*

Точно такие же полосы можно наблюдать в опыте Поля, поместив источник и экран на большом удалении от пластины ($d << l$), и при малых углах падения θ ($\theta << 1$). Тогда приходящие в точку P (см. рис. 14.1) лучи можно считать почти параллельными, так как $\delta\theta \approx h\sin\theta/S_1P = \theta\,d/l$ и $\delta\theta << \theta$.

При малых углах падения $\sin\theta \approx \theta$ и $\theta' \approx \theta/n$, используя формулу приближенных вычислений: $\cos\theta' \approx 1 - \theta'^2/2$, из (14.3) получим:

$$\theta'^2 / 2 = 1 - \frac{m\lambda_0}{2nd}.$$

Так как радиус темного кольца $r_m = 2\,\theta\, l$ (см. рис. 14.1), то

$$\frac{r_m^2}{8n^2 l^2} = 1 - \frac{m\lambda_0}{2nd}. \qquad (14.5)$$

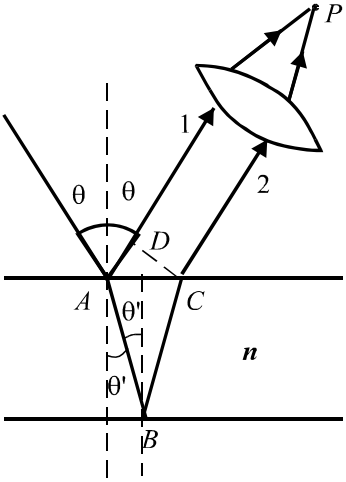


Рис. 14.2

Из этой формулы видно, что r_m^2 линейно растет с уменьшением порядка интерференции m. Максимальный порядок $m_{\text{макс}} = [2dn/\lambda_0]$, отвечающий максимальной оптической разности хода световых волн $\Delta_{\text{макс}} = 2dn$, формально соответствует темному кольцу радиуса $r = 0$. Если пронумеровать кольца в порядка возрастания их радиусов r_N , начиная с некоторого, например, с кольца наименьшего радиуса, т.е. $N = 1$ соответствует $m = m_{\text{макс}}$, то порядок интерференции N-го кольца $m = m_{\text{макс}} - N + 1$. А это, в свою очередь, означает, что r_m^2 линейно зависит от номеров колец N. Поэтому, если построить график зависимости r_N^2/l^2 от N, то угловой коэффициент наклона этого графика дает возможность определить показатель преломления пластины.

Угловой коэффициент графика зависимости r_N^2 от N можно получить из формулы (14.5):

$$k = \frac{\Delta r_N^{\,2}}{\Delta N} = \frac{4n\lambda_0 l^2}{d}. \qquad (14.6)$$

Из формулы (14.6) показатель преломления пластины вычисляется по формуле:

$$n = \frac{kd}{4\lambda_0 l^2}. \qquad (14.7)$$

На этом основан графический метод определения показателя n стеклянной пластины.

Бипризма Френеля

Другим методом наблюдения интерференции является метод деления волнового фронта (см. разд. 2.1). В данной работе деление волнового фронта осуществляется при помощи так называемой *бипризмы Френеля*. Бипризма Френеля — оптическое устройство, представляющее собой двойную призму с очень малыми преломляющими углами θ. При малых преломляющих углах $\theta << 1$ угол отклонения луча φ после прохождения через бипризму зависит от показателя преломления материала бипризмы n и преломляющего угла бипризмы θ, и при малых углах падения не зависит от угла падения:

$$\varphi = (n-1)\theta \,. \tag{14.8}$$

Пусть на призму с малым преломляющим углом падает свет от точечного источника S (рис. 14.3).

После прохождения света через такую призму, в результате преломления, световая волна распространяется, как бы исходя из точечного источника S' — мнимого изображения источника S.

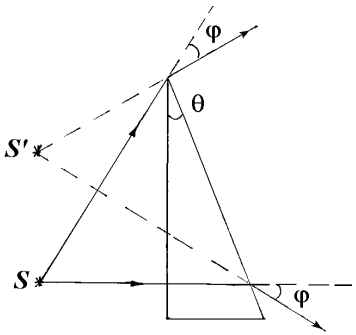


Рис. 14.3

Если соединить две такие призмы, то получится бипризма Френеля, с помощью которой можно получить два мнимых источника S_1 и S_2 (рис. 14.4).

В результате возникают две когерентные волны, которые частично перекрываются, образуя зону интерференции, угловая ширина которой

$$2\varphi = 2(n-1)\theta \,. \tag{14.9}$$

Поместив после бипризмы экран на расстоянии l от мнимых источников, будем наблюдать на нем интерференционную картину

в виде чередующихся темных и светлых полос. Ширина интерференционной полосы Δx определяется формулой (58), которую можно использовать для определения длины волны монохроматического света λ:

$$\lambda = \frac{\Delta x\, d}{l}, \qquad (14.10)$$

где d — расстояние между мнимыми источниками (см. рис. 14.4).

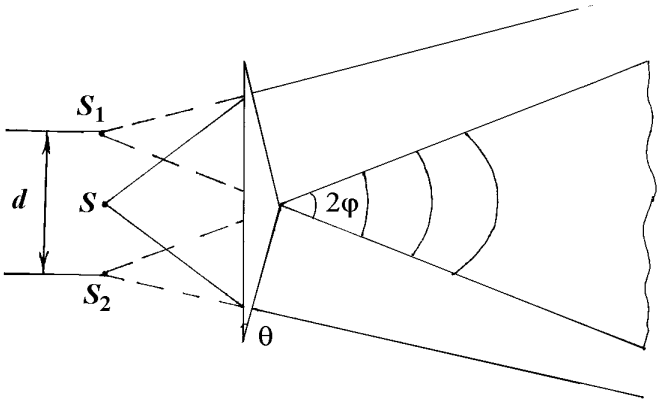


Рис. 14.4

Поместив после бипризмы микропроектор, будем наблюдать на фотоприемнике интерференционную картину в виде чередующихся темных и светлых полос.

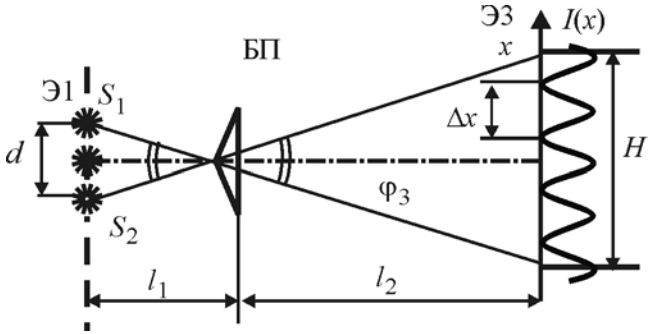


Рис. 14.5

Ширина полосы (рис. 14.5)

$$\Delta x = \lambda(l_1 + l_2)/d\,, \tag{14.11}$$

где d — расстояние между мнимыми источниками:

$$d = l_1\varphi_3\,. \tag{14.12}$$

Ширина зоны интерференции

$$H = l_2\varphi_3 = d\,l_2/l_1\,. \tag{14.13}$$

Количество полос в зоне интерференции

$$N = H/\Delta x = d^2 l_2/(\lambda l_1(l_2 + l_1))\,. \tag{14.14}$$

Описание установки

Работа выполняется на лабораторных оптических комплексах — ЛКО-1 или ЛКО-1М. Описание ЛКО-1, ЛКО-1М и функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». Необходимые элементы приведены в соответствующих заданиях.

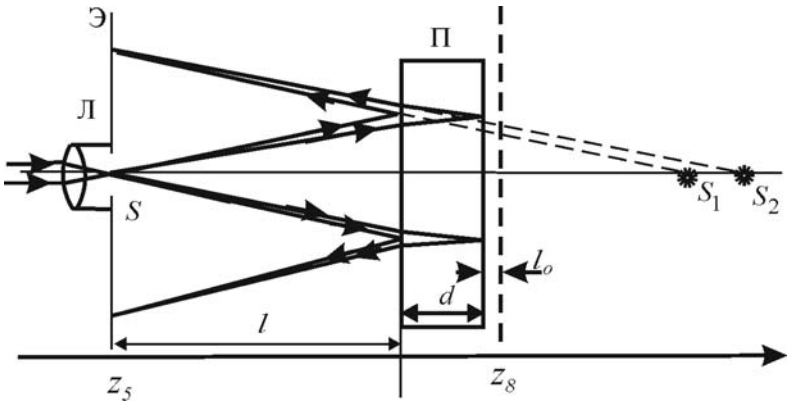


Рис. 14.6

На ЛКО-1 источником света служит одномодовый гелий-неоновый лазер, подвешенный под оптической скамьей. Излучение лазера выводится на оптическую ось с помощью зеркала модуля М2, установленного на оптической скамье. На ЛКО-1М источни-

ком света служит полупроводниковый лазер, установленный на оптической скамье.

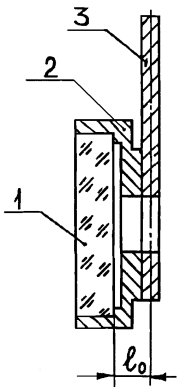


Рис. 14.7

Схема наблюдения опыта Поля приведена на рис. 14.6**.** На оптической скамье устанавливаются конденсор (модуль М5) и модуль М8, в кассете двухкоординатного держателе которого располагается плоскопараллельная стеклянная пластина П (объект 5) толщиной *d*. Толщина пластины указана на экране объекта (рис. 14.7). Пластина смонтирована на кронштейне *2*. Ближайшая к экрану поверхность пластины находится на расстоянии l_0 = 9 мм от средней плоскости экрана *3*.

Входная линза Л конденсора (модуль М5) с экраном Э формирует точечный источник *S* в плоскости экрана. Излучение точечного источника *S* (см. рис. 14.6) 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.

ЗАДАНИЕ 1

Определение показателя преломления стеклянной пластины

1. Отъюстируйте установку.

2. Соберите схему согласно рис. 14.6, для чего установите на оптическую скамью конденсор (М5) в крайнем левом положении. Возьмите лист белой бумаги и, удерживая его на расстоянии порядка 30 см от конденсора, с помощью регулировочных винтов модуля М5 получите на нем равномерно освещенный круг (на установке ЛКО1-М наблюдается равномерно освещенный эллипс).

Запишите в журнал координату z_5 конденсора.

3. Поместите пластину (объект 5) в кассету в двухкоординатном держателе (М8).

Установите модуль М8 на скамью. Перемещая пластину вдоль оптической скамьи, наблюдайте изменение радиусов интерференционных колей на экране.

Подберите положение, наиболее удобное для измерений (должны быть четко видны 4-5 колец). Запишите в журнал координату z_8. Вычислите расстояние $l = z_8 - l_0 - d$, где d — толщина пластины.

4. Пронумеруйте (в лабораторном журнале) темные кольца, радиусы которых подлежат измерению. Номера $N = 1, 2, 3$ и т.д. приписывают темным кольцам в порядке возрастания их радиусов (номер $N = 1$ приписывают, например, первому темному кольцу вблизи отверстия экрана).

5. После этого измерьте радиусы первых пяти темных колец с помощью двух перпендикулярных шкал на поверхности экрана, по горизонтальной — x_1 и x_2 и по вертикальной — y_1 и y_2, результаты измерений занесите в табл. 14.1. На установке ЛКО1-М некоторые кольца могут быть видны не полностью так, что измерить радиусы можно лишь по одной шкале. Для измерения радиусов по другой шкале поверните рукоятку *4* полупроводникового лазера (см. «Описание лабораторных комплексов»).

Таблица 14.1

N	1	2	3	...
x_1, мм				
x_2, мм				
y_1, мм				
y_2, мм				
r_N				
r_N^2				

6. Найдите значение радиуса каждого темного кольца r_N по формуле:

$$r_N = \frac{(y_2 + y_1) + (x_2 + x_1)}{4},$$

где x_1 — отсчет кольца по правой горизонтальной шкале экрана Э; x_2 — отсчет кольца по левой горизонтальной шкале экрана Э; y_2 — верхняя вертикальная координата кольца; y_1 — нижняя координата.

Вычислите для каждого кольца r_N^2. Постройте график зависимости r_N^2 от номера N кольца. График должен быть линейным.

7. Из наклона прямой вычислите отношение $\Delta r_N^2/\Delta N$ и по формуле (14.7) найдите показатель преломления n и его погрешность Δn. Длина волны излучения лазера $\lambda_0 = 632{,}8$ нм (для ЛКО-1), толщина стеклянной пластины d указана на экране *5*.

8. Используя найденное значение n, вычислите максимальный порядок интерференции, который определяется выражением $k_{\max} = [2dn/\lambda_0]$. Обратите внимание на полученный результат. Оцените нижнюю границу длины когерентности лазерного излучения $l_{\text{ког}}$, исходя из того, что интерференция волн наблюдается, если оптическая разность хода $\Delta = k_{\max}\lambda_0 \le l_{\text{ког}}$.

Задание 2

Определение увеличения микропроектора

Если Вы ранее не определяли увеличение микропроектора, определите его увеличение β_3.

1. Установите фотоприемник на месте правого визирного креста экрана Э2.

2. На рельс оптической скамьи установите микропроектор (модуль М3), а перед ним — модуль М5 так, чтобы лазерный пучок расширился и осветил в объектной плоскости микропроектора площадку диаметром 5 ÷ 10 мм, при этом на экране будет освещена площадка диаметром несколько сантиметров.

3. Поместите в кассету микропроектора калибровочную сетку (объект 2), шаг которой h указан на экране объекта. Изображение сетки должно располагаться по центру шкалы фотоприемника на экране Э3. По шкале фотоприемника измерьте координаты x_1 и x_2 двух соседних узлов сетки. Увеличение β_3 определите по формуле:

$$\beta_3 = \frac{(x_2 - x_1)}{h}.$$

Измерения проведите не менее трех раз. Результаты занесите в табл. 14.2.

Таблица 14.2

Номер измерения			
x_1, мм			
x_2, мм			
β_{3i}			
$<\beta_3>$ =			

ЗАДАНИЕ 3

Определение длины волны излучения лазера

1. Отъюстируйте установку.

2. В соответствии со схемой опыта, приведенной на рис. 14.8, установите на оптическую скамью конденсор с экраном (модуль М5) в ее начале и бипризму (объект 11), установленную в модуле М8. Входная линза Л (модуль М5) формирует «точечный источник» в плоскости экрана, бипризма (БП) дает интерференционную картину в объектной плоскости Э1 линзы Л1 микропроектора (модуль М3), расположенного на оптической скамье. Картина наблюдается в увеличенном виде на экране Э3 фотоприемника.

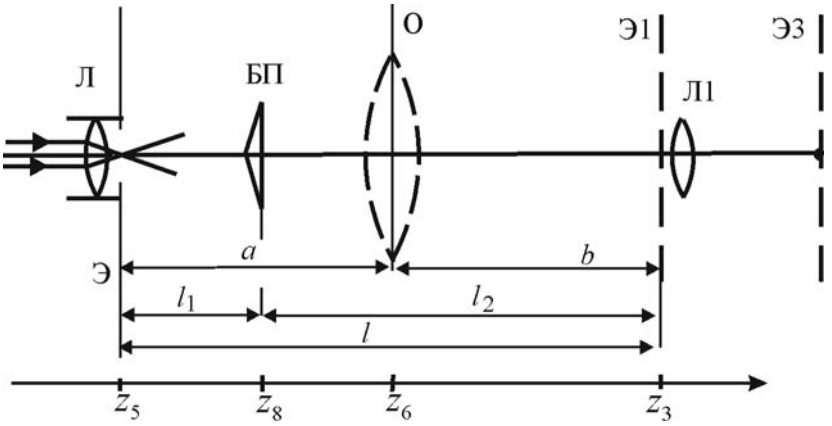


Рис. 14.8

3. Перед проведением измерений посмотрите, как зависит ширина интерференционных полос от положения бипризмы (БП) (см. рис. 14.8). Подберите удобное для измерений положение бипризмы, так чтобы интерференционная картина была яркой и четкой и занимала весь экран фотоприемника. Запишите координаты конденсора — z_5, бипризмы — z_8, микропроектора — z_3. Найдите расстояния $l_1 = z_8 - z_5$ и $l_2 = z_3 - z_8$.

4. Получив на экране фоторегистратора интерференционную картину, измерьте координаты минимумов x_3' и x_3'', разнесенных на несколько полос. Ширину полосы определите по формуле:

$$\Delta x = \frac{\left| x_3' - x_3'' \right|}{\beta_3 m},$$

где m — количество светлых полос между x_1 и x_2; β_3 — коэффициент увеличения микропроектора. Измерения повторите не менее трех раз для разных значений m. Результаты измерений занесите в табл. 14.3.

Таблица 14.3

Число полос m			
Номер измерения			
x_1, мм			
x_2, мм			
$\langle \Delta x \rangle_i =$			
$\langle \Delta x \rangle =$			

Определите число видимых интерференционных полос — N.

5. Для измерения расстояния d между мнимыми источниками S_1 и S_2 расположите модуль М6 с объективом О между бипризмой и микропроектором так, чтобы на экране фоторегистратора Э3 получилось изображение двух точечных источников в виде двух ярких точек. Это изображение можно получить при двух положениях объектива. Выберете такое положение, при котором расстояние d_1 между изображениями источников было удобным для измерения

(изображения должны умещаться на миллиметровой шкале фотоприемника). Запишите координату объектива — z_6.

6. Измерьте расстояние d_1 между изображениями. Найдите расстояния $a = z_6 - z_5$ и $b = z_3 - z_6$. При расчете d нужно учесть не только увеличение микропроектора β_3, но и увеличение объектива β_0, которое можно определить по формуле $\beta_0 = \dfrac{b}{a}$ (см. разд. 1.5 теоретической части):

$$d = \frac{d_1}{\beta\beta_0}.$$

Длина волны излучения лазера вычисляется по формуле:

$$\lambda = \frac{\Delta x d}{(l_1 + l_2)}.$$

7. По формулам (14.13) и (14.14) определите ширину зоны интерференции и количество полос в зоне интерференции N, сравните с наблюдаемым.

Контрольные вопросы

1. Как изменяется порядок интерференции при отражении от стеклянной пластинки с ростом радиуса колец?
2. Почему при наблюдении интерференции методом деления амплитуды в данной работе используется отраженный свет, а не прошедший?
3. Почему при наблюдении полос равного наклона можно использовать протяженный источник света?
4. Где локализованы полосы равного наклона?
5. Что произойдет с интерференционной картиной, если половину бипризмы прикрыть тонкой прозрачной пластиной толщиной 1 мкм?
6. Почему преломляющий угол бипризмы мал?
7. Что может определять максимальное число полос наблюдаемой интерференционной картины?
8. На каком расстоянии наблюдается максимальное число полос, если поперечный размер бипризмы D = 8 мм?

Работа 15

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА НЕКОГЕРЕНТНОГО ИСТОЧНИКА С ПОМОЩЬЮ БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ

Цель: *изучение явления интерференции света, определение длины волны света и угловой ширины зоны интерференции.*

Введение

В настоящей работе интерференционная картина наблюдается методом деления волнового фронта (см. разд. 2.1) с помощью так называемой *бипризмы Френеля*. Бипризма Френеля — оптическое устройство, представляющее собой двойную призму с очень малыми преломляющими углами θ. При малых преломляющих углах $\theta << 1$ угол отклонения луча φ после прохождения через бипризму зависит от показателя преломления материала бипризмы n и преломляющего угла бипризмы θ, и не зависит от угла падения:

$$\varphi = (n-1)\,\theta\,. \qquad (15.1)$$

Пусть на призму с малым преломляющим углом падает свет от точечного источника S (рис. 15.1).

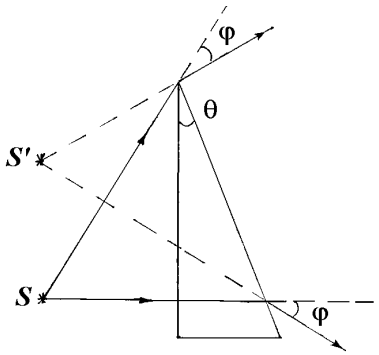


Рис. 15.1

После прохождения света через такую призму, в результате преломления, световая волна распространяется, как бы исходя из точечного источника S' — мнимого изображения источника S.

Если соединить две такие призмы, то получится бипризма Френеля, с помощью которой можно получить два мнимых источника S_1 и S_2 (рис. 15.2). Источником света служит ярко освещенная узкая щель в непрозрачном экране (использование узкой щели вместо круглого отверстия позволяет увеличить световой поток на бипризму). Мнимые изображения получаются в плоскости щели.

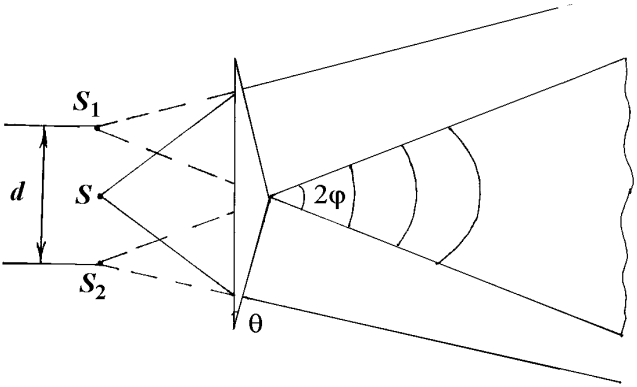


Рис. 15.2

В результате возникают две когерентные волны, которые частично перекрываются, образуя зону интерференции, угловая ширина которой

$$2\varphi = 2(n-1)\,\theta\,. \qquad (15.2)$$

Если в этой зоне расположить экран параллельно плоскости щели на расстоянии l от нее, то на нем будет наблюдаться система интерференционных полос шириной Δx.

Для определения длины волны монохроматического света λ можно использовать формулу (58) (см. разд. 2.3), из которой следует:

$$\lambda = \frac{\Delta x d}{l}\,. \qquad (15.3)$$

Входящие в (15.3) величины Δx и l могут быть измерены непосредственно.

Немонохроматичность света и конечная ширина щели приводит к уменьшению контрастности интерференционной картины и её

постепенному размытию по мере удаления от центрального максимума (см. разд. 2.4). Число интерференционных полос, наблюдаемых на экране, $N = 2m + 1$ определяется наибольшим порядком интерференции m, значение которого не превосходит $m_{\max}$, определяемого по формуле

$$m_{\max} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \qquad (15.4)$$

где $\Delta\lambda$ — интервал длин волн источника излучения.

Описание установки

Работа выполняется на лабораторных оптических комплексах — ЛКО-1, ЛКО-1М и ЛКО-2 с использованием модуля расширения МРО-4. Описание ЛКО-1, ЛКО-1М, ЛКО-2 и функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов».

В состав модуля расширения МРО-4 входят:

источники некогерентного излучения (светодиодные фонари): КФ — красный фонарь (объект 21), ЖФ — желтый фонарь (объект 22), ЗФ — зеленый фонарь (объект 23) и СФ — синий фонарь (объект 24);

модуль М7 (отражатель), содержащий полупрозрачное зеркало, поворачиваемое вокруг вертикальной оси, и спаренный держатель объектов (модуль обеспечивает вывод излучения перпендикулярно к оптической скамье для удобства наблюдения, а также немного удлиняет оптическую скамью за счет излома луча);

окуляр-микрометр (модуль М29), устанавливаемый в кассету держателя объектов модуля М7 (окуляр-микрометр (рис. 15.3) предназначен для наблюдения с увеличением и для измерения координат объектов, изображаемых в объектной плоскости *P* — *P*, совмещенной со шкалой и подвижным визиром; изображения рассматривают через линзу-лупу *3*, фокальная плоскость которой близка к плоскости *P* — *P*; координаты визира отсчитываются по шкале и отсчетному барабану с разрешением 0,01 мм; корпус *1* прибора установлен на держателе *2*, с помощью которого прибор можно закрепить в функциональном модуле М7).

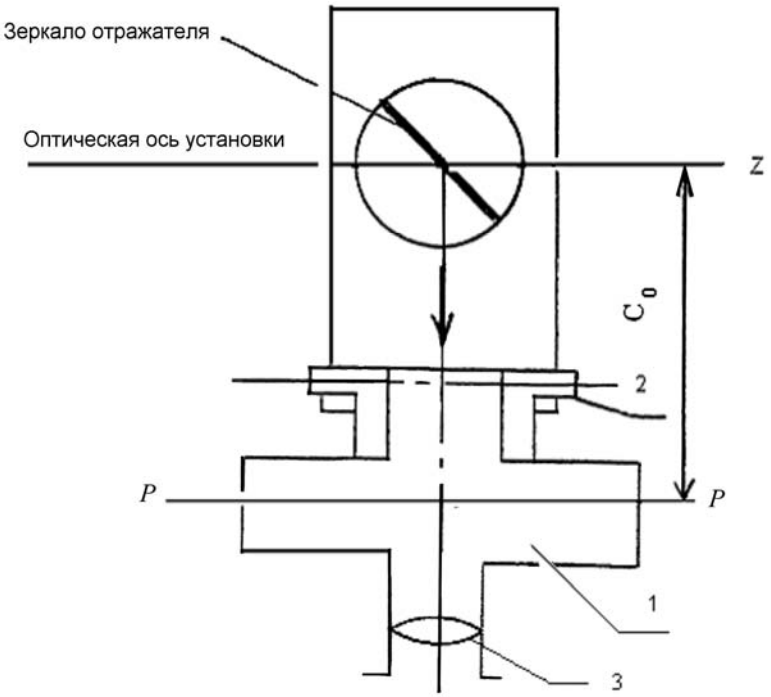


Рис. 15.3

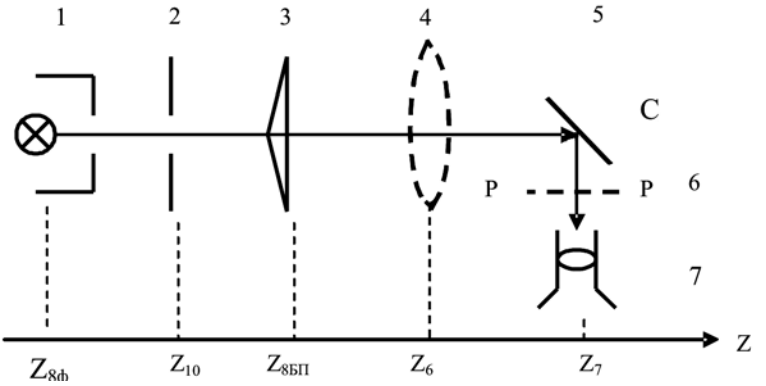


Рис. 15.4

Схема опыта с бипризмой с некогерентным источником приведена на рис. 15.4. Здесь *1* — осветитель (светодиоды 21 — 24), *2* — раздвижная щель (объект 25), *3* — бипризма (объект 11), *4* — объектив (модуль М6), *5* — полупрозрачное зеркало (отражатель — модуль М7), *6* — объектная плоскость окуляра-микрометра, *7* — окуляр-микрометр (модуль М29), *Z* — координатная ось, параллельная линейке оптической оси.

Фонари закрепляются в кассете двухкоординатного держателя (модуль М8). Излучение фонарей освещает раздвижную щель (объект 25), которая установлена в кассете поворотного держателя модуля М10 (или любого другого свободного модуля). На щели происходит дифракция света, в результате чего возникает расходящийся пучок. Поэтому щель можно считать источником света. Далее световая волна падает на бипризму (объект 11), которая закреплена в кассете другого двухкоординатного держателя (модуль М8). Бипризма создает два мнимых источника, расположенных в плоскости Z_{10}. После бипризмы волна падает на полупрозрачное зеркало (отражатель — модуль М7), после которого часть светового пучка отражается в окуляр-микрометр (модуль М29), в объектной плоскости *P* — *P* которого наблюдается интерференционная картина. Объектив (модуль М6) устанавливают для определения расстояния между двумя мнимыми изображениями щели в бипризме. Щель может быть установлена вертикально и горизонтально. Соответственно ориентируются бипризма и окуляр-микрометр.

На передней панели ЛКО помещен реостат и два гнезда питания фонарей с указанием полярности. Реостат регулирует ток лазера и ток питания фонарей, при этом максимуму тока лазера отвечает минимум тока подключенного фонаря. Фонари подвешиваются в держателях на рейтерах. **Для светодиодных фонарей следует соблюдать полярность питания: красный штекер подключают к «плюсу», черный — к «минусу»**.

Для наблюдения интерференции важно:

установить ребро бипризмы параллельно щели;

установить малую ширину щели.

Для расчетов нужно знать расстояние от точки *C* (точки падения света на полупрозрачное зеркало) до объектной плоскости *P* - *P* окуляра-микрометра (C_0 на рис. 15.3): C_0 = 68 мм. Для облегчения

юстировки прибора можно выбрать следующие координаты объектов (см. рис. 15.4):

$$Z_{8ф} = 40 – 60 \text{ мм}; \quad Z_{10} = 100 – 120 \text{ мм};$$
$$Z_{8бп} = 300 – 350 \text{ мм}; \quad Z_7 = 520 – 550 \text{ мм}.$$

Задание 1

Юстировка установки

1. Соберите схему установки (см. рис. 15.4). Установите на оптической скамье красный фонарь, поместив его в кассету в двухкоординатном держателе (модуль М8). Поместите раздвижную щель (объект 11) в кассету модуля М10 и установите его на оптическую скамью. Поместите бипризму (объект 11) в кассету другого модуля М8 и установите его на оптическую скамью. Установите отражатель (модуль М7) на оптическую скамью, в стойку с пазами для объектов (см. рис. 15.3) поместите окуляр-микрометр (модуль М29).

2. Подключите кабель питания фонаря-светодиода к гнёздам на панели регулятора тока. Включите установку.

3. Расширьте щель. Перемещая фонарь регулировочными винтами модуля М8, добейтесь максимально яркого и равномерного освещения щели (по крайней мере, ее середины).

Придвинув бипризму непосредственно к щели, отцентрируйте ее по высоте. Придвиньте окуляр-микрометр непосредственно к бипризме. При юстировке, вращая поворотный держатель зеркала (см. рис. 15.3), направьте световой луч в окуляр-микрометр. Затем окуляр-микрометр отодвиньте на конец скамьи, а бипризму на 15 ÷ 20 см от щели.

4. Перемещая бипризму перпендикулярно к продольной оси установки регулировочными винтами, установленными на модуле М8, добейтесь того, чтобы в середине экрана окуляра-микрометра наблюдалась светлая полоса, соответствующая центральному дифракционному максимуму. После этого, уменьшая ширину щели, и слегка поворачивая держатель бипризмы вокруг горизонтальной оси, получите в поле зрения окуляра-микрометра (в пределах центрального дифракционного максимума) максимально отчетливую интерференционную картину — систему полос.

ВНИМАНИЕ! Если установка отъюстирована и готова к измерениям, этот пункт задания не следует выполнять.

Дополнительной юстировкой положения бипризмы на оптической скамье и ширины щели добейтесь того, чтобы число полос стало как можно больше. Яркость фонаря при этом должна быть наиболее удобной для наблюдения, т.е. такой, чтобы можно было четко различить 7 ÷ 9 интерференционных полос.

Задание 2

Измерение ширины интерференционной полосы

1. Сфокусировав окуляр-микрометр на четкое видение визирного креста, снимите отсчеты x_1 и x_2 минимумов, отстоящих друг от друга на $m = 5 - 10$ полос. Чтобы избежать систематических ошибок, следует вращать винт в одну сторону. Результаты измерений запишите в табл. 15.1.

Таблица 15.1

Источник света	Красный фонарь			…		
Число полос m						
x_1, мм						
x_2, мм						
$\Delta x = \dfrac{(x_2 - x_1)}{m}$, мм						
$\langle \Delta x \rangle$, мм						

2. Повторите еще дважды описанные измерения, работая с выбранными минимумами интерференционной картины.

Замените красный фонарь желтым, зеленым и синим, и повторите все измерения.

3. Рассчитайте среднее значение ширины интерференционной полосы $\langle \Delta x \rangle$ для каждого фонаря.

ЗАДАНИЕ 3

Определение расстояния между мнимыми изображениями щели

1. Установите на оптическую скамью объектив (модуль М6) между бипризмой и окуляром-микрометром (см. рис. 15.4). Перемещая объектив, добейтесь такого положения, при котором в объектной плоскости P — P окуляра-микрометра получится двойное резкое изображение входной щели (без параллакса относительного визирного креста). Запишите в заранее подготовленную таблицу следующие координаты: Z_{10} — координату щели, Z_6 — координату объектива, Z_7 — координату падения светового пучка на полупрозрачное зеркало по рискам на рейтерах.

Снимите с помощью окуляра-микрометра отсчеты x_1 и x_2 середин этих изображений, повторите эти измерения не менее трех раз. Результаты измерений занесите в табл. 15.2.

Таблица 15.2

Положение объектива $Z_{6,i}$	$Z_{6,1}$			$Z_{6,2}$		
x_1, мм						
x_2, мм						
$\Delta x = (x_2 - x_1)$, мм						
d_i, мм						

2. Перемещая объектив, найдите еще одно его положение, при котором в объектной плоскости окуляра-микрометра получится резкое двойное изображение входной щели (без параллакса относительного визирного креста). Повторите измерения, указанные в п. 1. Результаты измерений занесите в табл. 15.2. Рассчитайте увеличение β_i объектива для двух положений по формуле:

$$\beta_i = \frac{Z_7 + C_0 - Z_{6i}}{Z_{6i} - Z_{10}}, \qquad (15.5)$$

где C_0 — расстояние между точкой падения луча на полупрозрачное зеркало и объектной плоскостью окуляра-микрометра.

Расстояние между двумя изображениями входной щели вычисляется по формуле:

$$d_i = \frac{\langle (x_2 - x_1) \rangle_i}{\beta_i}. \qquad (15.6)$$

В формулах (15.5) и (15.6) β_i — увеличение объектива при значении координаты объектива Z_{6i}:

$$d = \frac{\langle d_1 \rangle + \langle d_2 \rangle}{2}. \qquad (15.7)$$

3. По результатам измерений, занесенных в табл. 15.2, вычислите среднее значение для двух значений $< d_1 >$ и $< d_2 >$, полученных для двух положений объектива. Вычислите расстояние d между мнимыми изображениями щели по формуле (15.7), взяв в качестве d_1 и d_2 их средние значения.

Рассчитайте длину волны света для каждого светодиода по формуле (15.3), взяв в качестве Δx среднее значение ширины интерференционной полосы для каждого фонаря, найденные в задании 2, и $l = z_7 + C_0 - z_{10}$.

Угловую ширину зоны интерференции определите по формуле:

$$2\varphi = \frac{d}{Z_{8БП} - Z_{10}},$$

где d — расстояние между мнимыми источниками, $Z_{8БП} - Z_{10}$ — расстояние между щелью и бипризмой.

Определите максимальное количество полос в зоне интерференции N по формуле:

$$N = \frac{2\varphi\,(Z_7 + C_0 - Z_{8БП})}{\langle \Delta x \rangle},$$

где 2φ — угловая ширина зоны интерференции; $< \Delta x >$ — ширина полосы.

Сравните полученное значение с наблюдаемым количеством полос.

Объясните причину возможных расхождений.

Контрольные вопросы

1. Почему бипризму делают с очень малым преломляющим углом?
2. Что произойдет с интерференционной картиной, если одну половину бипризмы перекрыть тонкой прозрачной пластинкой (толщиной порядка нескольких длин волн)?
3. Что может определять максимальное число полос наблюдаемой интерференционной картины?
4. Зачем в данной работе используется раздвижная щель?

Работа 16

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ МЕТОДОМ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель: *изучение явления интерференции света и определение радиуса кривизны линзы.*

Введение

При сложении двух или большего числа монохроматических волн наблюдается явление *интерференции*, заключающееся в том, что интенсивность I результирующей волны не равна сумме интенсивностей I_1 и I_2 складываемых волн (см. разд. 2.1).

Существуют два общих метода получения интерферирующих волн от одного источника. В одном из них волна делится, проходя сквозь близко расположенные друг к другу отверстия. Такой метод — метод *деления волнового фронта* — пригоден только при малых размерах источников. В другом способе волна делится на одной или нескольких частично отражающих поверхностях. Этот метод — метод *деления амплитуды* — может применяться с протяженными источниками.

В настоящей работе интерференционная картина, полученная методом деления амплитуды (см. разд. 2.1 и 2.6), возникает при отражении падающего света от двух границ воздушной прослойки, образованной между поверхностью плоской полированной пла-

стинки и соприкасающейся с ней выпуклой сферической поверхностью линзы (рис. 16.1).

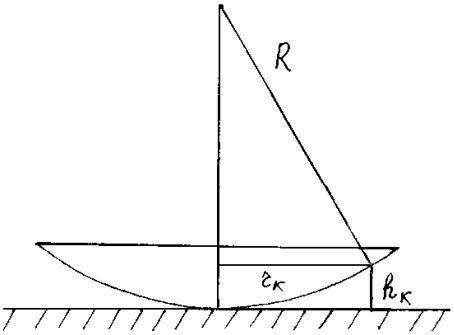


Рис. 16.1

Если разность хода волн, отраженных от границ воздушной прослойки, меньше длины когерентности падающей волны, то отраженные от обеих поверхностей прослойки световые волны являются когерентными, и поэтому будут интерферировать.

Темные кольца в отраженном свете (при нормальном падении монохроматического света на систему) возникают в тех местах, где оптическая разность хода лучей, отраженных от верхней и нижней поверхностей воздушной прослойки, составляет нечетное число полуволн $\frac{\lambda}{2}$. Для k-го темного кольца эта оптическая разность хода равна (принимая показатель преломления воздуха за единицу) $2h_k + \frac{\lambda}{2}$, где h_k — толщина прослойки в месте расположения данного кольца (см. рис. 16.1), а $\lambda/2$ — дополнительная разность хода, возникающая в связи с тем, что одна из интерферирующих волн отражается от оптически более плотной среды, чем та в которой она распространяется, испытывая при этом скачок фазы на π («потеря полуволны»).

Таким образом, условие образования k-го темного кольца:

$$2h_k + \frac{\lambda}{2} = (k + \frac{1}{2})\lambda, \qquad (16.1)$$

где k — порядок интерференции (k = 0, 1, 2, ...).

Толщину воздушной прослойки h_k можно выразить через радиус k -го темного кольца r_k и радиус кривизны поверхности линзы R (см. рис. 16.1) по формуле:

$$h_k = \frac{r_k^2}{2R}. \qquad (16.2)$$

Комбинируя (16.1) и (16.2), получим:

$$r_k^2 = k\lambda R. \qquad (16.3)$$

Измерив r_k и зная k и λ, по формуле (16.3) можно определить радиус кривизны линзы R.

Однако практически трудно добиться идеального контакта сферической поверхности линзы и пластинки (вследствие упругой деформации стекла и попадания в место соприкосновения пылинок). Поэтому непосредственно использовать формулу (16.3) для вычислений нельзя: k-му темному кольцу в действительности может соответствовать не k-й порядок интерференции, а $k + p$, где p — неизвестное целое число, одинаковое для всех колец.

Для исключения возможной ошибки вычисление R производят по разности квадратов радиусов колец. В этом случае неизвестное p исключается, и расчетная формула принимает вид:

$$R = \frac{(r_m^2 - r_n^2)}{\lambda(m-n)}, \qquad (16.4)$$

где m и n — номера колец.

Описание установки

Работа выполняется на лабораторных комплексах по оптике ЛКО-1, ЛКО-1М с использованием модуля расширения МРО-4. Описание ЛКО-1, ЛКО-1М и функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов».

В состав модуля расширения МРО-4 входят:

источники некогерентного излучения (светодиодные фонари): КФ — красный фонарь (объект 21), ЖФ — желтый фонарь (объект 22), ЗФ — зеленый фонарь (объект 23) и СФ — синий фонарь (объект 24);

модуль М7 (отражатель), содержащий полупрозрачное зеркало, поворачиваемое вокруг вертикальной оси, и спаренный держатель объектов. Модуль обеспечивает вывод излучения перпендикулярно к оптической скамье, а также немного удлиняет оптическую скамью за счет излома луча;

окуляр-микрометр (модуль М29), устанавливаемый в держатель объектов модуля М7.

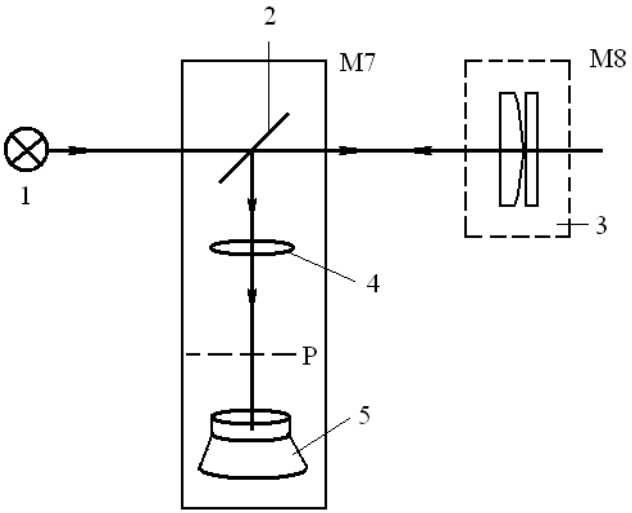


Рис. 16.2

Схема опыта и расположение устройств показаны на рис. 16.2.

В качестве источника света *1* используются фонари-светодиоды разного цвета — красный (КФ), желтый (ЖФ), зеленый (ЗФ) и синий (СФ).

Свет частично проходит через полупрозрачную пластинку – отражатель *2* модуля М7 и попадает на объект 46 «Кольца Ньютона», установленный в держателе М8. Объект 46 представляет собой смонтированные в держателе плоскую стеклянную пластину и длиннофокусную линзу. В держателях модуля М7 устанавливаются окуляр-микрометр *5* (модуль М29) и короткофокусная линза *4* (объект 13).

Интерференционная картина, локализованная вблизи отражающих поверхностей объекта 46, изображается линзой *4* в объектной плоскости окуляра-микрометра.

Для определения размеров картины необходимо знать коэффициент увеличения оптической системы. Он определяется с помощью калибровочной сетки (объект 2), который устанавливается вместо объекта 46.

Задание 1

Настройка установки

1. Вставьте источник света (например, желтый фонарь ЖФ) в кассету одного из модулей (М10, М13). Установите модуль с фонарем на оптическую скамью. Фонарь подключите к блоку питания (клеммы «Фонарь» — красный провод к красной клемме «+») на передней панели установки. Ручкой реостата «Ток» регулируют ток питания фонаря.

2. На расстоянии 40-50 см от источника света установите отражатель — модуль М7 с полупрозрачным зеркалом. В держателях модуля М7 поместите линзу (объект 13) и окуляр-микрометр М29 (см. рис. 16.2).

3. Почти вплотную к модулю М7 поместите объект 46 в двухкоординатном держателе модуля М8.

4. Включите установку тумблером «Сеть» и осветите зеркало модуля М7.

5. Поворотом зеркала модуля М7 получите освещенное пятно, обусловленное отражением света от объекта 46, в центре поля зрения окуляра-микрометра.

6. Перемещая объект 46 вдоль оптической скамьи, получите резкое изображение колец Ньютона в окуляре-микрометре.

Задание 2

Определение увеличения оптической системы

1. Вместо объекта 46 «Кольца Ньютона» установите в держателе модуля М8 калибровочную сетку (объект 2), шаг которой h указан на экране объекта.

2. Получите резкое изображение сетки, аккуратно перемещая модуль М8 вдоль оптической скамьи.

3. Измерьте несколько раз координаты двух ее штрихов x_1 и x_2 , разнесенных на возможно большее число шагов N вдоль горизонтальной оси.

4. Определите линейное увеличение оптической системы по формуле:

$$\beta = |x_2 - x_1|/Nh \, . \qquad (16.5)$$

Определите погрешность линейного увеличения $\Delta\beta$.

ЗАДАНИЕ 3

Определение радиуса кривизны линзы

1. Установите объект 46 в держателе модуля М8. Получите четкое изображение колец Ньютона. Винтами модуля М8 поместите центр колец в центр освещенного пятна.

2. Перемещая визирный крест окуляра-микрометра, измерьте координаты n-го темного кольца $x_{лев}$ и $x_{прав}$ (слева и справа от центра картины). Проведите измерения для 6 ÷ 8 колец. Перемещение визирного креста должно осуществляться в одну сторону. Данные запишите в табл. 16.1.

Таблица 16.1

Желтый фонарь $\lambda =$ нм

n	$x_{лев}$, мм	$x_{прав}$, мм	r_n,	r_n^2	$\Delta(r_n)^2$
1					
2					
3					
...	...	...	...	...	...

3. Для одного из колец координату $x_{прав}$ измерьте несколько раз. Найдите среднее значение и рассчитайте погрешность разброса $\Delta x_{разб}$ и сравните ее с погрешностью отсчета окуляра-микрометра

$\Delta x_{\text{пр}} = 0{,}01$ мм. В качестве погрешности измерений Δx принять наибольшую из этих двух.

4. Определите радиус каждого кольца по формуле:

$$r_n = |\, x_{\text{лев}} - x_{\text{прав}} \,|/2\beta\,. \qquad (16.6)$$

Принять в качестве погрешности $\Delta r_n = \Delta r \approx \Delta x/\beta$.

5. Для определения радиуса кривизны линзы R, можно воспользоваться графическим методом. Постройте график, отложив по оси ординат квадраты радиусов колец, а по оси абсцисс — их номера. На графике укажите погрешность $\Delta(r_n)^2 = 2r_n\,\Delta r$. Зависимость ${r_n}^2$ должна иметь вид прямой. Угловой коэффициент, например, может быть найден методом парных точек:

$$k_i = \frac{r_m^2 - r_n^2}{m - n}\,, \qquad (16.7)$$

где m и n — номера колец, радиусы которых r_m и r_n. Вычислите среднее значение k и погрешность Δk.

Радиус кривизны линзы определите по формуле:

$$R = \frac{k}{\lambda}\,, \qquad (16.8)$$

где λ — длина волны света для данного фонаря. Оцените погрешность ΔR.

Задание 4

Определение длины волны излучения источника света

1. Замените фонарь-светодиод и повторите все измерения п. 2 предыдущего задания с другими светодиодами. Результаты измерений занесите в самостоятельно подготовленную таблицу.

2. Для каждого фонаря постройте график зависимости ${r_n}^2$ (см. пп. 4, 5 задания 3) и определите угловой коэффициент наклона $k_\text{ф}$.

3. Рассчитайте для каждого фонаря длину волны $\lambda_\text{ф}$ по формуле:

$$\lambda_\text{ф} = \frac{k_\text{ф}}{k}\lambda\,, \qquad (16.9)$$

где λ — длина волны света желтого фонаря, k — угловой коэффициент, найденный в задании 3. Оцените погрешность $\lambda_ф$.

Контрольные вопросы

1. Почему расчет длины волны в данной работе нельзя проводить по формуле (16.3)?
2. Какова причина постепенного исчезновения колец по мере удаления от центрального пятна?
3. Как изменится наблюдаемая картина, если воздушную прослойку заполнить водой с показателем преломления $n = 1{,}33$?
4. Почему при расчете колец Ньютона принимается во внимание интерференция волн, отраженных от поверхностей воздушной прослойки и не рассматривается волна, отраженная от верхней поверхности линзы?

Работа 17

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАХА — ЦЕНДЕРА

Цель: *ознакомление с устройством и работой интерферометра Маха — Цендера, измерение очень малых смещений и деформаций, определение показателя преломления воздуха.*

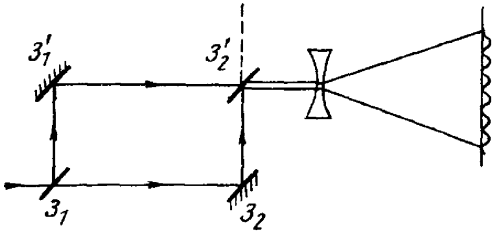
Введение

Интерферометрами называют оптические приборы, действие которых основано на явлении интерференции света. Они предназначены для точных измерений длин, углов, показателей преломления сред, спектрального состава излучения и т.п.

Используемый в работе интерферометр Маха — Цендера состоит из двух пар зеркал: $З_1$, $З_1'$ и $З_2$, $З_2'$ (рис. 17.1); в каждой паре одно из зеркал полупрозрачно ($З_1$ и $З_2'$). Входящий световой пучок расщепляется полупрозрачным зеркалом $З_1$ на два пучка равной интенсивности, которые после отражения сводятся вместе вторым полупрозрачным зеркалом $З_2'$. Если зеркала $З_1$ и $З_2'$, $З_1'$ и $З_2$ попарно параллельны друг другу, то на выходе получим два коге-

рентных параллельных пучка (две плоские световые волны), распространяющихся в одном направлении.

Рис. 17.1



На практике выходящие пучки не параллельны, и мы наблюдаем интерференцию двух плоских волн (см. разд. 2.2). Известно, что интерференционная картина в этом случае представляет собой ряд параллельных полос. Поскольку диаметр пучков чрезвычайно мал (менее 1 мм), то наблюдать интерференционную картину невооруженным глазом невозможно. Для увеличения размеров интерференционной картины на пути двух пучков помещают линзу (рассеивающую или собирающую — безразлично) с малым фокусным расстоянием. Тогда на экране наблюдается интерференционная картина вполне приемлемых размеров (размер пятна на экране относится к диаметру пучка так же, как расстояние до экрана относится к фокусному расстоянию линзы). Поставив рассеивающую линзу, превратим плоские волны в сферические, т.е. линза создает два мнимых точечных источника, которые не совпадают друг с другом, так как исходные плоские волны (пучки) слегка не параллельны друг другу. Световые волны от этих точечных источников, складываясь, дают наблюдаемую интерференционную картину.

В данной работе источником света служит лазер, излучение которого имеет высокую степень монохроматичности и обладает большой пространственной когерентностью (см. разд. 2.4 и 2.5). Длина когерентности зависит от настройки лазера, но в любом случае превосходит длину когерентности обычных источников.

Основная идея измерений с помощью интерферометра состоит в том, что создается дополнительная разность хода между нижним и верхним пучком, что приводит к смещению интерференционных полос.

Пусть на пути одного пучка перпендикулярно к нему стоит стеклянная пластинка толщиной d и показателем преломления n. При повороте ее на угол i возникает дополнительная разность хода:

$$\Delta = d\left(1 - \cos i + \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - n\right). \qquad (17.1)$$

Интерференционная картина сместится на m полос, что соответствует изменению разности хода на

$$\Delta = m\lambda, \qquad (17.2)$$

где λ — длина волны света в воздухе.

При условии $m\lambda << d$, и для не слишком больших углов ($i < 30°$) поворота i ($i < 30°$) из предыдущих двух формул, используя формулу приближённых вычислений, можно определить показатель преломления пластины:

$$n = \frac{\cos^2(i/2)}{\left(1 - \dfrac{m\lambda}{2d\sin^2(i/2)}\right)}. \qquad (17.3)$$

В этой работе используется еще одна возможность изменения разности хода: при прогибе плиты, на которой укреплены зеркала, происходит поворот зеркал (рис. 17.2). Оптический путь верхнего пучка становится меньше, и мы наблюдаем смещение полос. Расчет показывает, что если в центре плиты приложить нагрузку F, то плита прогнется так, что ее концы (а следовательно, и зеркала) повернутся относительно друг друга на угол

$$\theta = \frac{3}{4}\frac{FL^2}{Eba^3}, \qquad (17.4)$$

где b — ширина плиты; a — ее толщина; L — расстояние между опорами; E — модуль Юнга материала плиты.

При этом возникает дополнительная разность хода

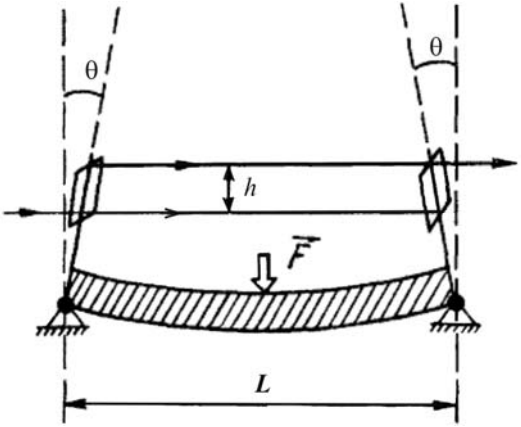
$$\Delta = 2\theta h, \qquad (17.5)$$

где h — расстояние между верхним и нижним пучками.

Если мы подберем нагрузку так, чтобы интерференционная картина сместилась на m полос, то разность хода $\Delta = m\lambda$, и из формул (17.4) и (17.5) получим:

$$E = \frac{3hL^2}{2\lambda ba^3}\frac{F}{m}. \qquad (17.6)$$

Рис. 17.2



Отсюда видно, что число полос, на которое смещается интерференционная картина, прямо пропорционально нагрузке. Построив график зависимости F от m, можно определить отношение F/m и затем рассчитать модуль Юнга материала плиты.

Если в один из пучков излучения в интерферометре поместить кювету с воздухом длиной l, то при изменении давление воздуха на Δp его показатель преломления изменяется на величину $\Delta n \sim \Delta p$. В свою очередь, изменение показателя преломления воздуха определяет дополнительную разность хода луча, что приводит к смещению интерференционной картины на $\Delta m = (l/\lambda)\Delta n$ полос. Это позволяет найти показатель преломления воздуха с помощью соотношения:

$$n(p_0) = 1 + p_0(\lambda / l)(\Delta m / \Delta p), \qquad (17.7)$$

где p_0 — атмосферное давление.

Описание установки

Работа выполняется на лабораторных оптических комплексах — ЛКО-1 или ЛКО-1М, на которые устанавливается модуль расширения МРО-1 «Интерферометр Маха — Цендера». Описание ЛКО-1 и ЛКО-1М и функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». В состав МРО-1 входят: интер-

ферометр Маха — Цендера, экран съемный, подставка для гирь, гири, пневмоблок, кювета для воздуха.

Устройство интерферометра показано на рис. 17.3. Основание *1* установлено на подставке на опорах *2*. На основании установлены поворотный столик *3* и кронштейны *4* для зеркал интерферометра. Зеркала A и D — глухие, зеркала B и C — полупрозрачные. Все зеркала установлены в двухосевых держателях, обеспечивающих юстировку прибора. Расстояния между центрами зеркал: L = 250 мм, h = 80 мм. На выходе излучения из интерферометра установлена рассеивающая линза *5* на подвижном кронштейне, позволяющем вводить линзу в пучок излучения и подбирать её положение. Съёмный экран *6* устанавливается в держателе на оптической скамье установки ЛКО-1(М) на расстоянии 20 ÷ 30 см от выхода пучка излучения из интерферометра. На экран наклеиваются листки бумаги (липкие наклейки), на которых регистрируется положение интерференционных полос.

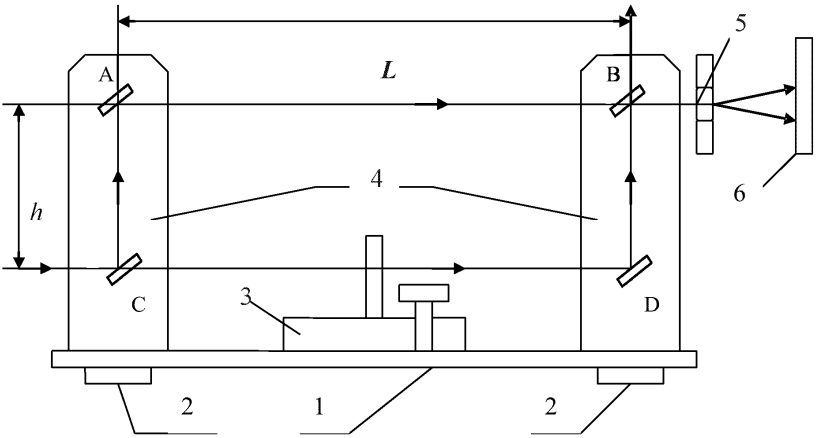


Рис. 17.3

Смонтированный на плите поворотный столик *3* предназначен для установки объектов с возможностью поворота вокруг вертикальной оси, а также для отсчета угловых координат (углов поворота). Методика снятия отсчета угловых координат такая же, как и для модуля М13 (см. раздел «Описание лабораторных комплексов»).

Пневмоблок, входящий в комплект МРО-1, предназначен для изменения и измерения давления воздуха в кювете. Он содержит резиновую помпу с поворотным клапаном и манометром. При затянутом клапане нагнетается воздух в кювету, затем приоткрывают клапан и, медленно понижая давление, проводят измерения.

Подставка для гирь вставляется в кронштейны поворотного столика *3* (см. рис. 17.3). Размещая гири на полке подставки, создают контролируемую нагрузку на опорную плиту *1*.

Задание 1

Настройка установки

1. Отъюстируйте установку (ЛКО).
2. Установите интерферометр на оптическую скамью. Поместите в кассету держателя любого модуля (М8, М10, М13) съёмный экран с экраном-наклейкой и установите этот модуль на расстоянии 20-30 см от интерферометра. На экране должно наблюдаться несколько полос шириной приблизительно 0,5 ÷ 1,0 см.
3. Если интерференционная картина не наблюдается, необходимо провести юстировку интерферометра.

Прежде всего убедитесь в том, что пучки излучения проходят через окна зеркал, не задевая их оправ. В противном случае проведите юстировку установки ЛКО заново с установленным интерферометром.

4. Если интерференционная картина не наблюдается, ослабьте винт крепления кронштейна с линзой и призмой, поворотом кронштейна удалите линзу *5* из пучка излучения, затем проведите настройку зеркал интерферометра в следующей последовательности.
5. Установите экран вплотную к выходному зеркалу В интерферометра и винтами зеркала А (см. рис. 17.3) совмещают пучки на экране. Отодвигают экран от интерферометра, и винтами зеркала В снова совмещают пучки. Эти операции, по необходимости, повторяют несколько раз до тех пор, пока при перемещении экрана *6* не будет наблюдаться расходимость пучков. Затем вновь устанавливают в пучок излучения линзу *5*. На плите — основании установки должно появиться пятно размерами несколько сантиметров, пересеченное интерференционными полосами. Регулировочными вин-

тами зеркал уточняют настройку, добиваясь горизонтальной или вертикальной ориентации полос и удобных для измерений размеров полос.

ЗАДАНИЕ 2

Определение модуля Юнга

1. Установите в кронштейне поворотного столика подставку для гирь. Убедитесь, что при лёгком нажатии на полку столика интерференционная картина смещается. Наклейте на съёмный экран свежий экран-наклейку и проведите на нём линию, перпендикулярно к полосам. Отметьте на ней положение центра (или края) одной из полос.

2. Аккуратно положите на полку гирю 50 г и проследите, как сместилась отмеченная полоса. (Гири подобраны так, что смещение составляет примерно одну полосу.) Затем добавьте поочерёдно остальные пять гирь, каждый раз подсчитывая, сколько полос (или частей полос) проходит через первоначальную отметку*. Суммарная нагрузка составит 300 г. Результаты измерений занесите в табл. 17.1.

3. Постройте график зависимости $m(F)$, где m – относительное смещение полосы (смещение, делённое на ширину полосы); F – нагрузка, Н.

4. По формуле (17.6) найдите модуль Юнга материала, из которого сделано основание 1 интерферометра, приняв $a = 9{,}0$ мм, $b = 80$ мм, $\lambda = 0{,}665$ мкм (для ЛКО-1М).

Таблица 17.1

Масса гирь, г	50	100	150	200	250	300
Нагрузка F, Н						
Смещение m						

* Можно также поместить на полке сразу все гири, а затем снимать их по одной. При этом легче предохранить интерференционную картину от случайных смещений при прикосновениях к интерферометру.

Задание 3

Определение показателя преломления стеклянной пластинки

1. В кронштейн поворотного столика вставьте стеклянную пластинку — объект 4 комплекса ЛКО. Установите её перпендикулярно к нижнему пучку интерферометра. Для этого нужно совместить вертикальную риску рычага, укрепленного на основании *1* интерферометра, с нулевым делением основной шкалы поворотного столика.

2. Отметьте на экране положение какой-либо полосы. Осторожно поворачивая столик, запишите углы поворота, соответствующие смещению картины на 5, 10, 15, 20 и 25 полос. Толщина пластинки d указана в описании установки ЛКО. Занесите данные в табл. 17.2.

3. По формуле (17.3) вычислите показатель преломления пластинки. В качестве окончательного результата примите среднее значение показателя преломления.

Таблица 17.2

Угол поворота i , град.	0	5	10	15	20	25
Смещение полос m						
Показатель преломления n						

Задание 4

Определение показателя преломления воздуха

1. В кронштейнах поворотного столика интерферометра установите кювету с воздухом, соединённую двумя резиновыми трубками с пневмоблоком — манометром и резиновой помпой с поворотным клапаном.

2. С помощью помпы осторожно доведите избыточное давление в кювете до $\Delta p \approx 300$ мм рт. ст.

3. Аккуратно приоткройте кран помпы пневмоблока так, чтобы давление в кювете медленно уменьшалось. При этом следите за перемещением полос через отметку на экране, сделанную в начале работы.

4. Запишите в табл. 17.3 показания манометра при прохождении края (или центра) очередной полосы. В результате получается зависимость числа прошедших полос m от избыточного давления Δp.

5. Постройте график этой зависимости (она должна быть линейной) и определите угловой коэффициент $\Delta m/\Delta p$.

6. Найдите соответствующий коэффициент $(\lambda/l)\Delta m/\Delta p$ в зависимости показателя преломления n от давления p. Длина кюветы $l = 120$ мм , $p_0 = 760$ мм рт. ст.

7. По формуле (17.7) найдите показатель преломления воздуха при атмосферном давлении.

Таблица 17.3

Смещение m	1	2	…	…	…
Избыточное давление Δp, мм рт. ст.					

Контрольные вопросы

1. Объясните причину появления интерференционной картины на экране в данной установке.

2. Какой разности хода соответствует смещение интерференционной картины на одну полосу?

3. При введении толстого стекла в один из пучков интерференционная картина не пропадает. Как это характеризует лазерное излучение?

4. Что будет с интерференционной картиной, если пары зеркал начать отводить друг от друга, сохраняя параллельность?

5. Если пары зеркал на рис. 17.1 отъюстированы и выходящие пучки параллельны, то может случиться, что эти две волны находятся в противофазе — тогда результирующая интенсивность будет равна нулю! Куда девается в этом случае энергия?

6. Увеличивается или уменьшается оптическая длина при повороте стеклянной пластинки?

7. Объясните, почему показатель преломления воздуха зависит от его давления?

Работа 18

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ В ОПЫТЕ ЮНГА С НЕКОГЕРЕНТНЫМ ИСТОЧНИКОМ

Цель: *изучение интерференции и дифракции света, определение длины волны источника-светодиода, оценка радиуса когерентности.*

Введение

Опыт Юнга впервые показал возможность наблюдения интерференции от двух естественных источников. Юнг пропустил солнечный свет через отверстие, сделанное булавкой и выполнявшее роль первичного источника. Свет от него попадал на непрозрачный экран, который содержал два близко расположенных отверстия, которые служили вторичными источниками. На стене за экраном Юнг наблюдал интерференционные полосы.

Подробное описание опыта Юнга содержится в разд. 2.3 (см. также введение к лабораторной работе 13 «Изучение интерференции и дифракции в опыте Юнга»). Для нас существенным является то, что в опыте Юнга наблюдается дифракция Фраунгофера от двух источников — в нашей установке от двух щелей. Первый экран с входной щелью формирует волну, падающую на экран с двумя щелями. Эта волна в том месте, где находятся две щели, имеет радиус когерентности ρ, который определяется размером первой щели и длиной волны λ:

$$\rho = \frac{\lambda}{\varphi}. \qquad (18.1)$$

Здесь φ — угловой размер первой щели, наблюдаемый из точки расположения экрана с двумя щелями (далее экран Э1).

Таким образом, первая щель не только является источником светового излучения, но и увеличивает его радиус когерентности. Для наблюдения интерференции он должен превышать расстояние h между двумя щелями экрана Э1 (рис. 18.1).

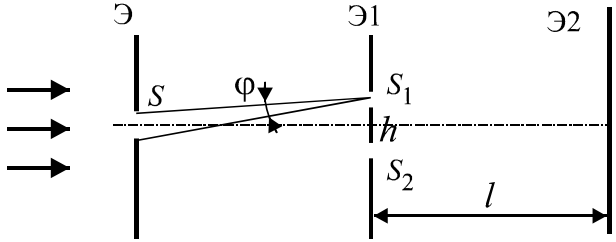


Рис. 18.1

Ширина интерференционной полосы в классической схеме Юнга пропорциональна расстоянию l между экраном Э1 и экраном Э2, на котором наблюдается интерференция (см. рис. 18.1):

$$\Delta x = \lambda \frac{l}{h}. \tag{18.2}$$

Особенность нашего опыта состоит в том, что экран Э2 располагают в точке фокусировки сходящейся волны, падающей на экран Э1 с двумя щелями. Эта сходящаяся волна формируется дополнительной линзой-объективом, которую устанавливают между экраном с одной щелью и экраном Э1 с двумя щелями.

Докажем теперь, что и в этих условиях реализуется дифракция Фраунгофера.

Пусть световая волна от точечного источника S падает на отверстие радиуса r, удаленное от S на расстояние l. Тогда для точки наблюдения *P*, находящейся на расстоянии l_1 от отверстия по другую сторону от него, число (m) открытых зон Френеля равно:

$$m = \frac{r^2}{\lambda L} \tag{18.3}$$

(см. разд. 3.5 «Дифракция света»).

Здесь *L* — характерная длина, которая связана с расстояниями l и l_1 формулой:

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{l} + \frac{1}{l_1}. \tag{18.4}$$

Пусть теперь сходящаяся волна с точкой фокусировки S падает на экран Э1 с отверстием (рис. 18.2).

Если l — расстояние от этого экрана до экрана Э2, на котором наблюдают интерференцию, а l_1 — до точки фокусировки S, то вычисление числа открытых зон Френеля приводит к той же формуле (18.3), в которой теперь

$$\frac{1}{L}=\left|\frac{1}{l_1}-\frac{1}{l_2}\right|. \quad (18.5)$$

Если $l_1 = l$, то число m обращается в нуль, что, как известно, является условием наблюдения дифракции Фраунгофера (см. разд. 3.7 «Дифракция Фраунгофера от щели»).

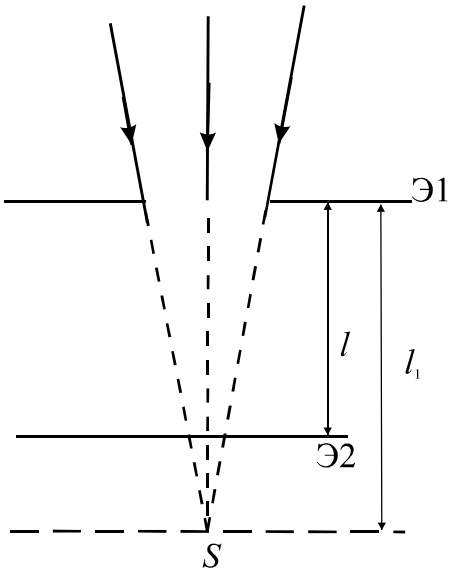


Рис. 18.2

Итак, если экран Э2 расположить в точке фокусировки сходящейся волны S, то дифракционную картину на этом экране можно наблюдать с помощью, например, окуляра-микрометра, для которого Э2 является объектной плоскостью.

Существенно, что формула (18.2) при этом по-прежнему применима, а расстояние l, фигурирующее в ней, является, как и ранее, расстоянием между экраном с двумя щелями Э1 и экраном Э2, на котором наблюдают интерференцию.

Описание установки

Данная работа выполняется на лабораторном оптическом комплексе ЛКО-1 (ЛКО-1М) с использованием модуля расширения МРО-4.

На направляющих рельсах лабораторного комплекса ЛКО-1 (или ЛКО-1М) размещают все необходимые модули и объекты, входящие в состав МРО-4.

Схема опыта изображена на рис. 18.3. Излучение светодиода *1*, установленного в кассете поворотного стола (модуля М13), падает

на вертикальную щель *2* (объект 25), установленную в кассете модуля М10, который располагают сразу за поворотным столом. Объектив *3* (модуль М6) помещают на рельсы на таком расстоянии от щели *2*, чтобы получить сходящуюся волну с точкой фокусировки в объектной плоскости *P* — *P* окуляра-микрометра *6*, который размещен в кассете модуля М7, находящегося на правом конце направляющих рельсов. До попадания в окуляр-микрометр световая волна отражается от зеркала *5* (отражатель), который входит в состав модуля М7.

Далее производят настройку установки. Сначала отражатель *5* модуля М7 поворачивают вокруг вертикальной оси до тех пор, пока отраженный от его зеркала световой поток не попадает в поле зрения окуляра-микрометра. После этого, перемещая по направляющим рельсам объектив *3*, добиваются четкого изображения щели *2* в объектной плоскости *P* — *P* окуляра-микрометра.

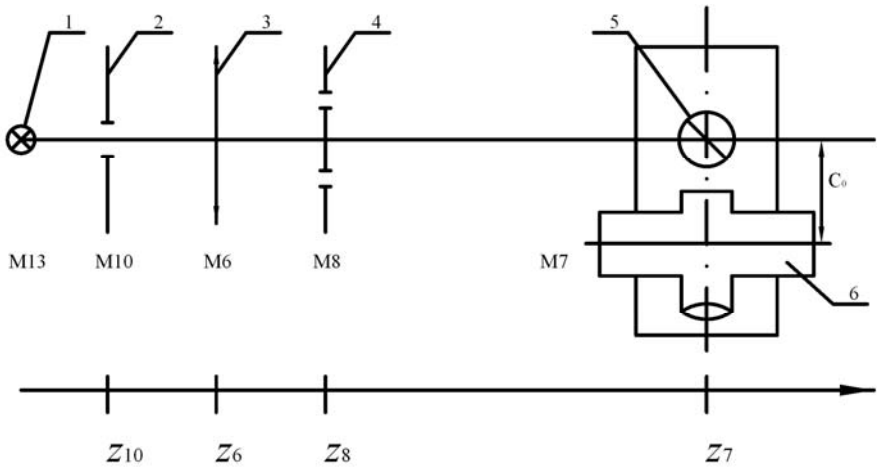


Рис. 18.3

Затем устанавливают пару щелей *4* (объект 27, либо 28) в кассете модуля М8 непосредственно за объективом.

Для наблюдения интерференции нужно установить щели *4* параллельно щели *2*, причем так, чтобы область перекрытия световых пучков, прошедших через пару щелей *4*, попала в окно окуляра-микрометра. Для этого используют регулировочные винты модуля

М8, которые позволяют перемещать объект с парой щелей перпендикулярно к оптической оси установки. Для расчетов нужно знать координату z_p объектной плоскости P — P окуляра-микрометра. Для этого к координате z_7 модуля М7 нужно добавить расстояние $C_0 = 68$ мм от оптической оси установки до объектной плоскости P — P: $z_p = z_7 + C_0$ (см. рис. 18.3).

Задание 1

Определение длины волны светодиода

1. Измерьте координаты, указанные на рис. 18.3 по миллиметровой линейке комплекса ЛКО:

$z_{10} =$; $z_6 =$; $z_8 =$; $z_7 =$

и вычислите расстояние $l = z_7 + C_0 - z_8$.

2. С помощью окуляра-микрометра измерьте и занесите в табл. 18.1 координаты x_0 и x_N середин светлых полос, разделенных N темными полосами ($N = 4 - 10$ полос). Измерения повторите не менее трех раз для того, чтобы оценить случайную погрешность ширины полосы:

$$\Delta x = \frac{x_N - x_0}{N}.$$

Таблица 18.1

Светодиоды	Красный фонарь			…		
Число полос N						
x_0, мм						
x_N, мм						
$\Delta x = \frac{(x_N - x_0)}{N}$, мм						
$\langle \Delta x \rangle$, мм						

Замените красный фонарь на желтый, зеленый и синий фонари и повторите все измерения.

3. Зная расстояние h между центрами пары щелей (1,0 мм для объекта 27 и 2,0 мм для объекта 28), вычислите по формуле (18.2) длину волны λ, соответствующую примененному светодиоду.

Задание 2

Оценка радиуса когерентности источника света

Угловой размер источника, фигурирующий в формуле (18.1), равен:

$$\varphi = \frac{H}{z_6 - z_{10}},$$

где H — ширина входной щели, так что для радиуса когерентности волны в месте ее падения на объектив получаем из (18.1):

$$\rho = \frac{\lambda\left(z_6 - z_{10}\right)}{H}. \qquad (18.6)$$

Оцените предельный размер щели H_m, при котором интерференционная картина размывается. Задание выполняется только с одним светодиодом — КФ.

1. Поворачивая барабан входной щели, цена деления которого 0,05 мм, сделайте два отсчета h_0 и h_1. Отсчет h_0 соответствует началу открывания щели, h_1 — исчезновению интерференционной картины. Определите предельную ширину щели $H_m = h_1 - h_0$.

2. Повторите процедуру измерения величины H_m другим способом. Для этого используйте тот факт, что экран Э1 с парой щелей слегка прозрачен за пределами щелей, поэтому изображение щели-источника видно на фоне интерференционной картины. Картина размывается, когда ширина этого изображения сравнивается с шириной интерференционной полосы.

Измерьте размер H'_m изображения щели окуляром-микрометром. Рассчитайте H_m, используя формулу тонкой линзы:

$$H_m = H'_m \frac{(z_6 - z_{10})}{z_p - z_6}.$$

3. Вычислите радиус когерентности ρ по формуле (18.6) и сравните его с расстоянием между щелями.

Контрольные вопросы

1. Какого типа дифракция реализуется в рассматриваемом опыте?
2. Как и под каким углом нужно ориентировать отражатель *5* (см. рис. 18.3), чтобы можно было увидеть в поле зрения окуляр-микрометра изображение щели *2*?
3. Почему целесообразно размещать окуляр-микрометр подальше от щелей *4*?
4. Что такое радиус когерентности, и какая характеристика источника определяет его величину?
5. Какому условию должен удовлетворять радиус когерентности, чтобы наблюдалась интерференционная картина?

Работа 19

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДИФРАКЦИИ

Цель: *знакомство с основными закономерностями дифракции, наблюдение различных видов дифракции, изучение дифракции Френеля и Фраунгофера на препятствиях разной формы, исследование распределения интенсивности в дифракционной картине.*

Введение

Дифракцией света называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики (см. разд. 3).

Поставим на пути плоской монохроматической волны (светового пучка лазерного излучения) экран Э′ с узкой щелью ширины *d* и будем наблюдать за изменением картины на экране Э1 по мере увеличения расстояния *l* от Э′ до Э1.

При значении $l << d^2 / \lambda$ согласно законам геометрической оптики на экране Э1 наблюдается четкое изображение щели.

При увеличении расстояния l до значений порядка *длины дифракции* $L_Д$:

$$L_д = d^2 / \lambda , \qquad (19.1)$$

на экране Э1 появляются параллельные краям темные и светлые полосы — дифракционная картина Френеля. Причем в центре картины может находиться как минимум, так и максимум интенсивности (темная или светлая полоса).

При дальнейшем увеличении l ($l >> L_Д$) на экране Э1 возникнет дифракционная картина Фраунгофера в виде центрального (наиболее яркого) максимума шириной Δx и системы симметричных относительно него максимумов различных порядков (рис. 19.1).

В общем случае, когда на экран Э′ с отверстием, имеющим характерный размер d, падает сферическая волна, характер распределения интенсивности в дифракционной картине на экране Э1 зависит от безразмерного параметра дифракции

$$m = L_д / L = d^2 / (\lambda L) , \qquad (19.2)$$

где величина L определяется по формуле (98) (разд. 3.2).

Для расходящейся волны (рис. 19.2):

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{l} + \frac{1}{l_1} , \qquad (19.3)$$

где l — расстояние от отверстия до экрана Э1; l_1 — расстояние от отверстия до точечного источника.

Для сходящейся волны:

$$\frac{1}{L} = \left| \frac{1}{l} - \frac{1}{l_1} \right| . \qquad (19.4)$$

При этом, если $l = l_1$ (центр схождения волны находится в плоскости Э1), $L \to \infty$ и $m \to 0$, наблюдается дифракция Фраунгофера.

Таким образом, область за экраном с отверстием можно разбить на три участка:

1) $L << L_Д$; $m >> 1$ — область геометрической оптики;

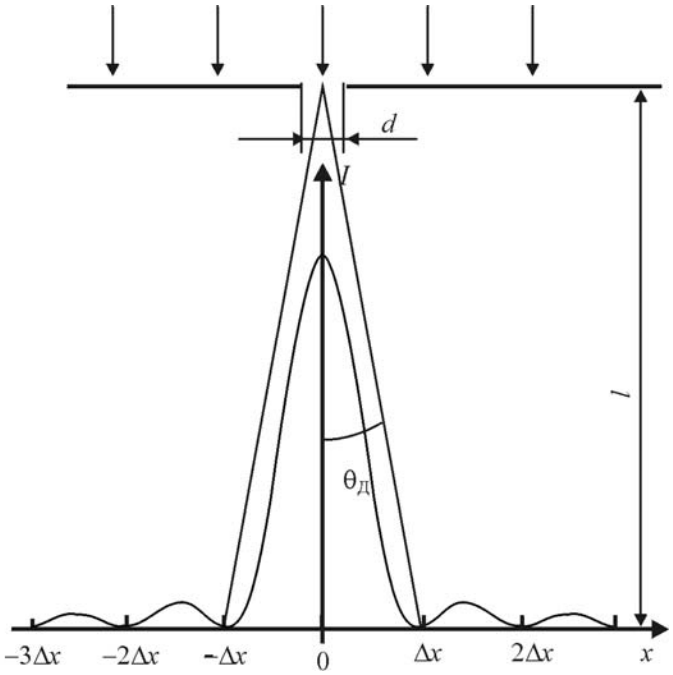


Рис. 19.1

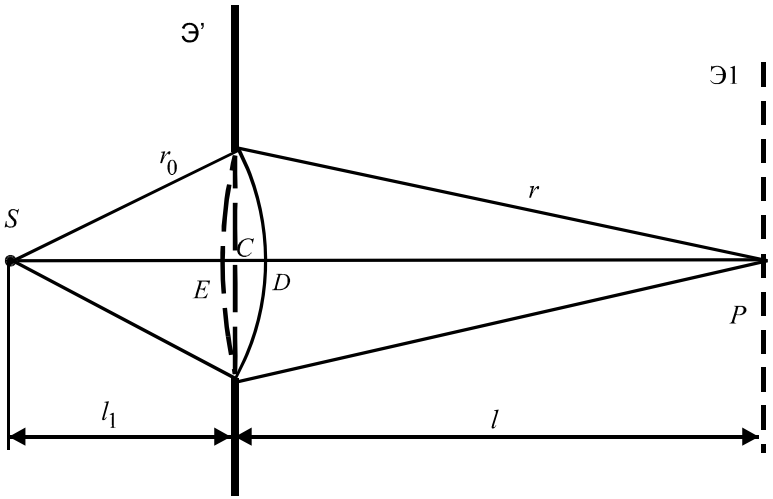


Рис. 19.2

2) $L \sim L_Д$; $m \sim 1$ — область дифракции Френеля или ближняя зона дифракции;

3) $L >> L_Д$; $m << 1$ — область дифракции Фраунгофера или дальняя зона дифракции.

Дифракция Фраунгофера на щели и на нити. Дифракционная картина состоит из дифракционных полос разной интенсивности. Центральная полоса — яркая и примерно вдвое шире остальных светлых полос (см. рис. 19.1). При малых углах дифракции θ: $\sin\theta \cong \theta \cong x/l$. Из условия (112) найдем координаты x_k минимумов интенсивности: $x_k = k\lambda\, l/d$. Расстояние между соседними k-м и $(k + 1)$-м минимумами

$$\Delta x = \lambda\, l/d \qquad (19.5)$$

и называется *шириной дифракционной полосы*.

Согласно теореме Бабине дифракционная картина вне области прямого пучка от препятствия в виде стержня, нити или волоса будет такой же, как и от щели, ширина которой равна толщине нити (см. разд. 3.4).

Дифракция Френеля на круглом отверстии. Поставим между точечным источником S и экраном Э1 непрозрачный экран Э′ с круглым отверстием радиуса ρ так, чтобы источник S находился на оси симметрии отверстия PC (C — центр отверстия) (рис. 19.2). Вследствие осевой симметрии отверстия дифракционная картина имеет вид концентрических темных и светлых колец с центром в точке P, расположенной на оси отверстия. Открытую часть волнового фронта разобьем на m зон Френеля (m — произвольное число, необязательное целое).

Число m зон Френеля определим из условия: $m\,\lambda/2 = r - DP$. Из точек S и P как из центров опишем сферы радиусами r_0 и r, соответственно, проходящие через край отверстия. E и D — точки пересечения этих сфер с осью SP. Тогда $r - DP = ED = m\lambda/2$. По известной геометрической теореме для прямоугольного треугольника:

$$\rho^2 = CD\cdot(2\,r_0 - CD), \quad \rho^2 = CE\cdot(2\,r - CE).$$

Пренебрегая квадратами CD и CE, получим:

$$ED = CD + CE = \rho^2/(2\,r_0) + \rho^2/(2\,r).$$

Поскольку радиус отверстия ρ мал по сравнению с r_0 и r, то $r_0 \approx l_1$, $r \approx l$, где l_1, l — расстояния от центра отверстия C до точек S и P. Число зон Френеля

$$m = \frac{\rho^2}{\lambda}\left(\frac{1}{l} + \frac{1}{l_1}\right). \qquad (19.6)$$

Если на отверстие падает сходящаяся волна, т.е. фокус волны S расположен справа (мнимый источник), то $ED = |CD - CE|$ и число зон Френеля

$$m = \frac{\rho^2}{\lambda}\left|\frac{1}{l} - \frac{1}{l_1}\right|. \qquad (19.7)$$

Можно видеть, что число зон Френеля

$$m = \frac{\rho^2}{\lambda L} \qquad (19.8)$$

совпадает с безразмерным параметром дифракции (19.2), если принять за характерный размер круглого отверстия его радиус (здесь использованы обозначения (19.3), (19.4)).

Колебания волн, приходящих в точку P от участков волновой поверхности, граничащих с экраном, запаздывают по фазе относительно колебания волны, приходящей от точки D, на величину $\delta = k(r - CD) = k\,m\,\lambda/2 = \pi m$. Амплитуда колебаний в точке P определяется по диаграмме на рис. 23, *б* (см. разд. 3):

$$A_P = 2A \sin(\delta/2). \qquad (19.9)$$

Интенсивность из условия (90) с учетом, что $\delta = \pi m$:

$$I_P = 4I_0 \sin^2(\delta/2) = 4I_0 \sin^2(\pi m/2), \qquad (19.10)$$

где I_0 — интенсивность света в точке P в отсутствии экрана.

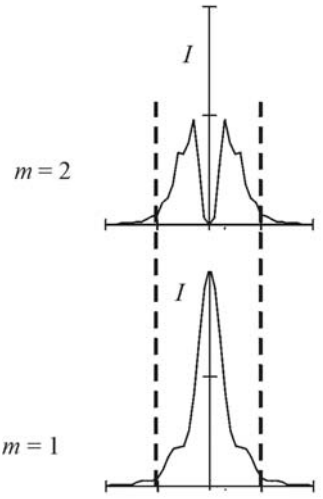


Рис. 19.3

Нечетное число открытых зон дает в центре дифракционной картины максимум интенсивности ($I_P = 4I_0$), четное — минимум ($I_P = 0$). Распределение интенсивности на экране Э1 для $m = 1$ и $m = 2$ представлено на рис. 19.3 (пунктирной линией показана граница геометрической тени).

Дифракция Френеля на краю экрана. Отклонения от геометрической оптики наблюдаются вблизи края геометрической тени в виде колебаний интенсивности в «области света» (видны параллельные краю темные и светлые полосы) и плавного спадания интенсивности в «области тени». График распределения интенсивности приведен в разд. 3 (см. рис. 26). Положения максимумов и минимумов интенсивности определяются по формулам (108) и (109).

Наибольшая интенсивность $I_1 = 1{,}37I_0$ наблюдается на расстоянии $x_{\max 1} = 0{,}86\sqrt{\lambda L}$ от края геометрической тени, минимальная $I_2 = 0{,}78I_0$ при $x_{\min 1} = 1{,}33\sqrt{\lambda L}$. Следующие максимум и минимум при $x_{\max 2} = 1{,}66\sqrt{\lambda L}$ и $x_{\min 2} = 1{,}92\sqrt{\lambda L}$.

Дифракционная картина Фраунгофера на круглом отверстии или круглом экране имеет вид центрального яркого светлого пятна, окруженного темными и светлыми кольцами. Светлые кольца наблюдаются значительно менее яркими по сравнению с центральным пятном (см. рис. 31 разд. 3.8).

Описание установки

Работа выполняется на лабораторном оптическом комплексе — ЛКО-1, ЛКО-1М. Описание ЛКО-1 и ЛКО-1М, а также функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов». Конкретные схемы и методика измерений приведены в соответствующих заданиях.

Задание 1

Изучение перехода от дифракции Френеля к дифракции Фраунгофера

1. Проведите юстировку установки в соответствии с методикой, описанной в разделе «Описание лабораторных комплексов».

2. Установите на оптической скамье конденсор (модуль М5) и объектив (модуль М6) и создайте с их помощью расширитель пучка (если работа выполняется на ЛКО-1М, то расширитель пучка можно не использовать). Для этого придвиньте М5 как можно ближе к выходу лазерного пучка, а объектив М6 расположите на фокусном расстоянии f от М5 (рис. 19.4). Фокусное расстояние М6 было измерено в работе 3. Таким образом, сформируется параллельный пучок (плоская волна). Проверьте это, взяв лист белой бумаги и перемещая его вдоль оптической скамьи — размер светового пятна на листке не должен изменяться.

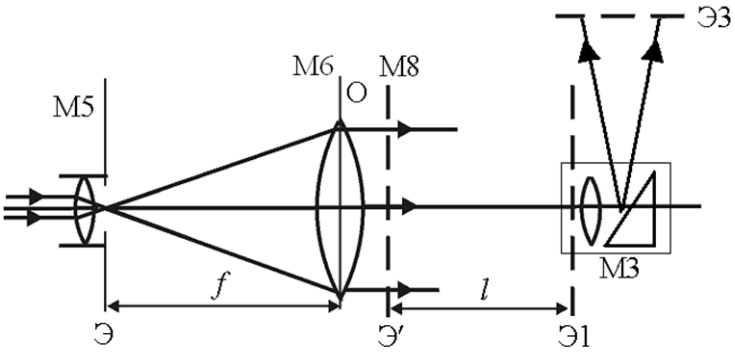


Рис. 19.4

3. В кассету микропроектора М3 вставьте раздвижную щель (О25) и установите ширину щели равной 10 ÷ 17 мм (по экрану фотоприемника Э3). Напомним, что для корректного отображения картины на экран фотоприемника Э3 объектная плоскость М3 (Э1) должна находиться в точке с координатой 67,0 см по шкале оптической скамьи, а барабан М3 должен находиться в положении 3,0 дел (см. «Описание лабораторных комплексов»). Измерьте ширину щели по экрану Э3.

4. Переставьте щель в кассету модуля М8, который поставьте на оптическую скамью вплотную к микропроектору. При перестановке будьте осторожны, чтобы случайно не изменить ширину раздвижной щели.

5. Медленно отодвигая М8 с раздвижной щелью от микропроектора, наблюдайте за изменением картины на экране фотоприемника.

Определите координату модуля М8 z_1, при которой картина станет существенно отличаться от геометрического изображения щели (например, когда станут хорошо видны темные полосы), и координату z_2, при которой произойдет переход от дифракции Френеля к дифракции Фраунгофера. Разность координат объектной плоскости микропроектора и координат z_1 и z_2 даст расстояния L_1 и L_2 от щели до экрана. Считая длину волны лазера известной (для ЛКО-1 λ = 0,6328 мкм, для ЛКО-1М λ = 0,655 мкм), и зная ширину щели (напомним, что увеличение микропроектора на экране фоторегистратора находилось в работе 2), определите, согласно (19.2), для каждого из двух случаев параметр дифракции m. Сделайте вывод о значении m при переходе от геометрической оптики к дифракции Френеля и от дифракции Френеля к дифракции Фраунгофера.

Задание 2

Наблюдение дифракции Фраунгофера на щели

1. Снимите с оптической скамьи все модули. На входе лазерного пучка на оптическую скамью установите модуль М8 с кассетой для экранов. На противоположном конце оптической скамьи установите модуль М5 с круглым экраном Э со шкалой, повернутой в сторону падающего пучка света.

2. Установите в кассете М8 раздвижную щель (объект 25). Регулировочными винтами держателя М5 расположите щель в середине пучка излучения. Изменяя ширину щели винтом, пронаблюдайте соответствующие изменения дифракционной картины — появление дифракции Фраунгофера от щели на экране Э. Подобрав удобный для измерений размер щели, а также расстояния между щелью и экраном, так чтобы наблюдалось не менее четырех минимумов интенсивности в каждую сторону, измерьте по шкале экрана Э координаты k-х минимумов x_k и x_{-k}, расположенных по разные стороны от центрального максимума (для ЛКО-1М не менее трех минимумов). Чтобы наблюдениям не мешал прямой пучок лазера, регулировочными винтами экрана М5 направьте его в отверстие на экране. Отметим, что для облегчения измерений экран М5 можно крутить вокруг его оси. При этом в отверстие экрана М5 не должен попасть ни один из минимумов. Для того чтобы убедиться в этом,

перед измерениями необходимо поставить перед М5 лист белой бумаги, на который будет проецироваться вся дифракционная картина. Если в отверстие попадает хоть один минимум, то необходимо винтами М5 сдвинуть экран или изменить ширину щели. Измерьте расстояние l между модулями М5 и М8. Результаты измерений занесите в табл. 19.1. Вычислите среднее расстояние между соседними минимумами Δx.

Таблица 19.1

k	x_k, мм	x_{-k}, мм	$\Delta x = (x_k + \lvert x_{-k} \rvert) / 2k$, мм
1			
2			
3			
…	…	…	…

3. Измерьте ширину щели с помощью микропроектора М3. При перестановке раздвижной щели в держатели микропроектора будьте осторожны, чтобы не изменить случайно ее ширину.

4. Определите длину волны лазера. В качестве приборной погрешности измерения величины x_k возьмите 1 мм.

Задание 3

Дифракция плоской волны на круглом отверстии

1. С помощью конденсора и объектива (М5 и М6) создайте плоскую световую волну (рис. 19.4, см. п. 2 задания 1).

2. Разместите в кассете М8 экран Э′ с отверстием диаметром 1 или 2 мм (объекты 18 или 19). С помощью регулировочных винтов М8 установите отверстие на оси пучка света и с помощью микропроектора получите на экране фотоприемника дифракционную картину. Расстояние l между экраном с круглым отверстием и предметной плоскостью М3 можно изменять, перемещая модуль М8 с экраном Э1. Сначала установите его на максимальном удалении от микропроектора, а затем, передвигая М8, определите поло-

жение z_8, при котором в центре дифракционной картины появляется темное пятно — $m = 2$, далее наиболее светлое пятно — $m = 3$, следующее темное пятно — $m = 4$, и т.д. Измерьте координату z_8 риски М8 (положение плоскости Э1). Определите значения $l = |z - z_8|$, при которых открыты $m = 2, 3, 4$ и т.д. зоны Френеля. Результаты измерений занесите в табл. 19.2.

Таблица 19.2

m	z_8, см	L, см	$1/L$, см$^{-1}$	$m_{\text{теор}}$
2				
3				
4				
…	…	…	…	…

3. Измерьте с помощью микропроектора М3 диаметр отверстия. Постройте график зависимости m от $1/l$. На этом же чертеже постройте график теоретической зависимости (19.7), учитывая, что в данном случае $L = l$. Сравните полученные результаты с учетом их погрешности.

Задание 4

Дифракция сходящейся волны на круглом отверстии

Наблюдать дифракцию сходящейся волны практически удобнее, чем дифракцию плоской волны, поскольку для этого требуется установка меньшего размера, а условия проведения опыта легко варьируются.

1. Схема опыта показана на рис. 19.5. Конденсор М5 и объектив М6, расположенный от М5 на расстоянии большем фокусного f, создают сходящуюся в точке P' волну.

2. Микропроектор М3 поставьте в точку с координатой $z_3 = 67{,}0$ см. Подберите положение объектива О (М6) так, чтобы волна сфокусировалась в плоскости Э1 (на экране фотоприемника Э3 получите яркую точку). Тогда $l = l_1$, согласно (19.4) $L \to \infty$ и $m = 0$, что соответствует дифракции Фраунгофера в плоскости Э1.

3. Поставьте М8 между М6 и М3 как можно ближе к М6. Помещая в кассету держателя М8 (плоскость Э′) любые объекты, на экране Э3 будем наблюдать от них дифракционные картины Фраунгофера. Перепробуйте разные объекты, прилагаемые к установке.

4. Поместите в кассету держателя М8 экран с круглым отверстием (объект 18 или 19). Определите расстояние от отверстия до плоскости Э1 $l_1 = |z - z_8|$.

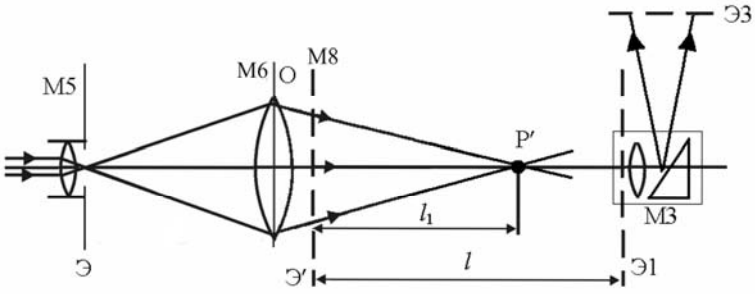


Рис. 19.5

5. Оставляя неизменным расстояние l_1 от отверстия до фокуса волны и передвигая микропроектор М3 (тем самым, изменяя l), будем наблюдать на экране Э2 (задняя стенка установки) переход от дифракции Фраунгофера к дифракции Френеля. Так же, как и в задании 3, определите значения l, при которых открыты $m = 2, 3, 4$ и т.д. зоны Френеля. Результаты измерений занесите в заранее самостоятельно подготовленную таблицу.

6. При помощи микропроектора М3, так же как и в задании 2, измерьте диаметр отверстия.

7. Найдите из (19.4) соответствующие значения L. Постройте график зависимости m от $1/L$. Сравните с теоретической зависимостью (19.8), так же как в п. 3 задания 3.

ЗАДАНИЕ 5

Измерение толщины волоса

1. Снимите с оптической скамьи все модули.

2. Отъюстируйте установку в соответствии с методикой, описанной в разделе «Описание лабораторных комплексов».

3. Закрепите в свободном экране (объект 45) с помощью пластилина кусок волоса или тонкой проволоки и, поместив объект 45 в кассету модуля М8, введите объект в пучок излучения лазера.

4. По ходу луча за модулем М8 поставьте на оптическую скамью модуль М5, повернутый круглым экраном в сторону падающего пучка света. Получите на экране М5 картину — дифракцию Фраунгофера на объекте. Подберите такое положение модулей на оптической скамье, чтобы на экране наблюдалось не менее четырех дифракционных минимумов в каждую сторону. Чтобы наблюдениям не мешал прямой пучок лазера, винтами М5 направьте его в отверстие на экране. В отверстие экрана М5 не должен попасть ни один из минимумов. Для того чтобы убедиться в этом, перед снятием измерений необходимо поставить перед М5 лист белой бумаги, на который будет проецироваться вся дифракционная картина. Измерьте по шкале М5 координаты x_k не менее четырех минимумов в каждую сторону (если работа выполняется на ЛКО-1М — не менее трех). Отметим, что для облегчения измерений экран М5 можно крутить вокруг его оси. Результаты занесите в табл. 19.3.

5. Измерьте расстояние l между модулями М5 и М8.

Таблица 19.3

k	x_k, мм	x_{-k}, мм	$\Delta x = (x_k + \lvert x_{-k} \rvert) / 2k$, мм
1			
2			
3			
…	…	…	…

Зная ширину максимума в дифракционной картине, длину волны лазера и расстояние от объекта М8 до экрана М5, определите с помощью (19.5) толщину волоса. В качестве приборной погрешности измерений координат минимумов взять 1 мм.

6. Проверьте этот результат с помощью микропроектора М3 аналогично пп. 2 — 3 задания 1. Сделайте вывод о совпадении результатов.

ЗАДАНИЕ 6

Наблюдение дифракции на крае экрана

1. Заново отъюстируйте установку. Центр увеличенного изображения пучка света совместите с центром шкалы фотоприемника. Перед началом юстировки убедитесь, что линза микропроектора М3 находится в центральном положении (риска на отметке 3,0 дел).

2. С помощью конденсора М5 и объектива М6 сформируйте плоскую световую волну (см. рис. 19.4). Проверьте это, перемещая лист бумаги вдоль оптической скамьи: размер светового пятна на листе не должен изменяться.

3. Установите на оптической скамье модуль М8 и в качестве полуплоскости вставьте в него наполовину экран с любым объектом. Край этого экрана будет создавать дифракционную картину на экране фотоприемника Э3. На экране Э3 будет наблюдаться яркое полукруглое размазанное пятно с параллельными краю темными и светлыми полосами. Расположите край объекта вертикально.

4. Подберите такое положение модуля М8, при котором ширина дифракционной полосы на экране фотоприемника Э3 была бы равной 5 ÷ 8 мм.

5. Перемещая объект в держателе М8 грубо (вручную), затем точно (винтами держателя), разместите дифракционную картину на шкале фотоприемника в положении, удобном для измерений. При этом необходимо убедиться, что:

а) полосы на экране действительно расположены вертикально;

б) на экране отсутствуют следы дифракции на пылинках (обычно в виде колец), которые могут осесть на линзе и объективе (в случае их наличия необходимо обратиться к дежурному сотруднику или преподавателю);

в) пятно света на Э3 достаточно широкое на уровне фоторегистратора, чтобы интенсивность первых 4 ÷ 6 полос не убывала.

6. Поворот барабана М3 смещает картину вдоль горизонтальной оси, что позволяет измерять интенсивность светового потока в этом направлении. Включите фотоприемник и поворотом барабана модуля М3, просканируйте дифракционную картину на экране Э3 в горизонтальном направлении, снимая показания фотоприемника

(пропорциональные интенсивности света) и отсчеты по барабану микропроектора.

ВНИМАНИЕ! Фотоприемник не сразу реагирует на изменение светового потока, поэтому при измерениях необходимо подождать пока его показания не стабилизируются. Также необходимо помнить, что барабан нужно вращать только в одну сторону во избежание влияния на результат систематической ошибки, связанный с люфтом.

После каждого измерения необходимо определить фоновое значение освещенности, перекрыв рукой пучок лазера. Фоновую освещенность потом необходимо будет вычесть из измеренного значения. Шаг измерений в области дифракционных полос не должен быть меньше 0,04 дел. по шкале барабана модуля М3. Начав со светлой области, просканируйте так не менее четырех светлых полос и приблизительно такое же расстояние в область геометрической тени. Результаты измерений занесите в заранее подготовленную табл. 19.4. Верните линзу микропроектора в центральное положение, выньте экран из модуля М8 и запишите показания фотоприемника J_0.

7. Постройте график зависимости интенсивности света в дифракционной картине. По оси абсцисс отложите координаты ξ по шкале барабана модуля М3. Укажите на оси абсцисс точку ξ_0, отвечающую границе геометрической тени, где $J = J_0/4$.

Таблица 19.4

Измерение	1	2	3	…
Показания отсчётного устройства М3 ξ_i, дел.				
Показания фотоприёмника J, дел.				
$J_{\text{фона}}$, дел.				
$I = J - J_{\text{фона}}$, дел.				

Сделайте вывод о соответствии дифракционной картины теории. Найдите по графику разность отсчетов $\Delta\xi$ между первым и

вторым максимумами, первым и вторым минимумами в дифракционной картине. Вычислите расстояния между максимумами и минимумами на экране Э1 объектной плоскости микропроектора, сравните их с теоретическими. Цена деления барабана $\Delta_{оси}$ и увеличение микропроектора β_3 были найдены в работе 4 или 13.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит условие применимости законов геометрической оптики; условия наблюдений дифракции Фраунгофера и дифракции Френеля?
2. Как определить какой вид дифракции наблюдается на экране?
3. Как выглядит на экране дифракционная картина от волоса?
4. В чем проявляется достоинство метода наблюдения дифракции сходящейся волны, используемого в этой работе?
5. Как зависит интенсивность в центре дифракционной картины при дифракции Френеля плоской волны на круглом отверстии от числа открытых зон Френеля?
6. Что происходит с дифракционной картиной от щели при увеличении ее ширины?

Работа 20

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА

Цель: *наблюдение дифракции Фраунгофера сходящейся волны, определение длины волны излучения лазера.*

Введение

Дифракция Фраунгофера сходящейся волны (см. разд. 3.4) наблюдается в плоскости изображений центрированной оптической системы, изображающей точечный источник, расположенный недалеко от оси. Наблюдать дифракцию Фраунгофера сходящейся волны удобнее, чем плоской, поскольку для этого требуется установка меньшего размера, а условия проведения опыта легко варьируются.

Пусть на экран Э′ (рис. 20.1) падает волна, сходящаяся в точке P_0. В плоскости, проходящей через точку P_0 параллельно Э′, расположим экран Э1. Расстояние между плоскостями Э′ и Э1 равно l. В этом случае выполнено условие (101) (см. разд. 3) и на экране Э1 наблюдается дифракционная картина Фраунгофера.

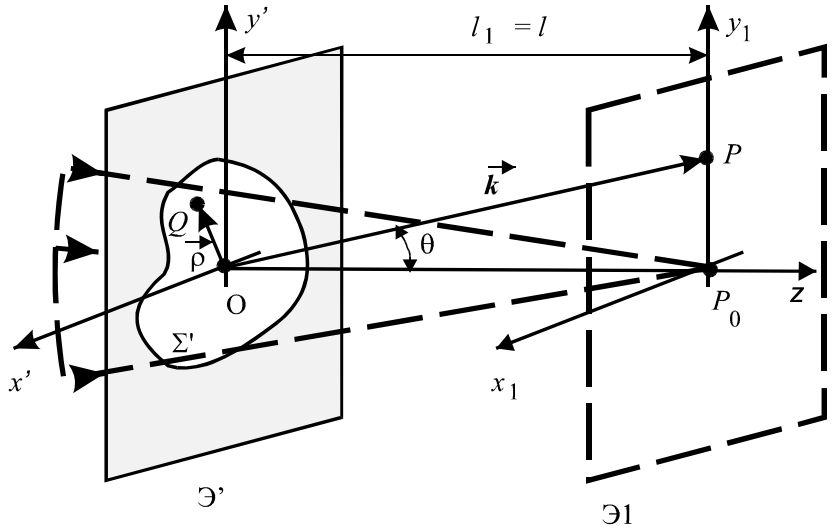


Рис. 20.1

Разность хода лучей от точек экрана Э′ до точки наблюдения P определяется направлением излучения, которое мы зададим углом θ. Положение точек на экранах будем задавать координатами x', y' и x_1, y_1. Каждой точке экрана Э1 соответствует определенное направление излучения $\vec{k}$ и значение θ.

Комплексная амплитуда колебаний в точке P вычисляется по формуле (102) (см. разд. 3.4):

$$A_P = C\int \mathrm{e}^{-i(k_x x' + k_y y')}\,dx'\,dy'\,. \qquad (20.1)$$

При малых углах дифракции:

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda}\sin\theta_x \cong \frac{2\pi}{\lambda}\theta_x \cong \frac{2\pi}{\lambda}\frac{x_1}{l},$$

$$k_y = \frac{2\pi}{\lambda}\sin\theta_y \cong \frac{2\pi}{\lambda}\theta_y \cong \frac{2\pi}{\lambda}\frac{y_1}{l}. \qquad (20.2)$$

Из (20.1) следуют некоторые общие свойства дифракционных картин Фраунгофера.

Дифракционная картина от отверстия *произвольной* формы обладает центральной симметрией. Действительно, из (20.1) следует, что

$$A(x_1, y_1) = A^*(-x_1, -y_1),$$

но так как интенсивность $I \sim |A|^2$, то $I(x_1, y_1) = I(-x_1, -y_1)$.

При произвольном поперечном перемещении (т.е. перпендикулярно к OP_0) экрана Э′ в выражении (20.1) появляется фазовый множитель, который не влияет на интенсивность. Поэтому дифракционная картина при перемещении Э′ не меняется.

Деформируем экран Э′, растянув его вдоль оси x' в γ раз, при этом элементы экрана переместятся в точки с большими значениями координаты x'. Чтобы значение интеграла (20.1) не изменилось, необходимо чтобы k_x уменьшилось в γ раз. Из (20.2) следует, что дифракционная картина сожмется в γ раз. Таким образом, при увеличении отверстия дифракционная картина уменьшается, а при уменьшении отверстия — увеличивается.

Дифракция на прямоугольном отверстии и на щели. Пусть в непрозрачном экране Э′ имеется прямоугольное отверстие размерами a вдоль оси x' и b вдоль оси y' (см. рис. 28, разд. 3.7). Выбрав системы координат так, как показано на рис. 28, и вычислив интеграл (20.1) по поверхности отверстия, получим (см. формулу (114)):

$$A(k_\perp) = Cab\frac{\sin(k_x a/2)}{k_x a/2}\cdot\frac{\sin(k_y b/2)}{k_y b/2}.$$

В пределе $k_x \to 0$ и $k_y \to 0$ каждая из дробей обращается в единицу ($\sin x \sim x$ при малых x), следовательно, произведение $Cab = A_0$ — амплитуда в центре картины. Учитывая, что $I \sim |A|^2$, выразим интенсивность в произвольной точке через интенсивность I_0 в центре картины:

$$I = I_0 \left(\frac{\sin(k_x a/2)}{k_x a/2} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin(k_y b/2)}{k_y b/2} \right)^2 . \qquad (20.3)$$

График распределения интенсивности по оси x_1 ($y_1 = 0$) приведен на рис. 28. Минимумы интенсивности ($I = 0$) наблюдаются при условии:

$$k_x a/2 = \pi m, \quad x_1 = l\lambda m/a \quad (m = \pm 1, \pm 2, ...),$$
$$k_y b/2 = \pi n, \quad y_1 = l\lambda n/b \quad (n = \pm 1, \pm 2, ...). \qquad (20.4)$$

Дифракционная картина имеет вид креста, состоящего из дифракционных максимумов (см. рис. 30 из разд. 3). Большей стороне отверстия соответствует меньшая ширина максимума.

При дифракции на щели ($a << b$) картина будет растянута в направлении оси x_1, а в направлении оси y_1 ее размер будет малым. Распределение интенсивности по оси x_1 определяется выражением (111).

Дифракция на круглом отверстии. Расчет интенсивности с помощью интеграла (20.1) дает:

$$I(k_\perp) = 4I_0 \, (J_1(k_\perp R)/ \, k_\perp R)^2, \qquad (20.5)$$

где R — радиус отверстия; J_1 — *функция Бесселя* первого порядка; $k_\perp = k \sin\theta = k \, \theta = 2\pi\theta / \lambda$ — проекция волнового вектора на нормаль к плоскости отверстия.

Распределение интенсивности представлено на рис. 31 (см. разд. 3.8). Дифракционная картина имеет вид концентрических темных и светлых колец. Радиусы темных колец определяются нулями функции Бесселя J_1. Радиусы первого и двух последующих темных колец на экране Э1:

$$r_1 = 0{,}610 \, \lambda \, l/R, \quad r_2 = 1{,}116 \, \lambda \, l/R, \quad r_3 = 1{,}619 \, \lambda \, l/R. \qquad (20.6)$$

Одномерная периодическая структура. Если дифракция происходит на цепочке из N одинаковых отверстий, расположенных на равных расстояниях d друг от друга (см. рис. 32, разд. 3.9), то интенсивность I определяется формулой (118). Расстояние d называется *периодом структуры*.

Точки, в которые от всех источников приходят синфазные колебания, называют *главными максимумами интенсивности*. Условие главного максимума порядка m:

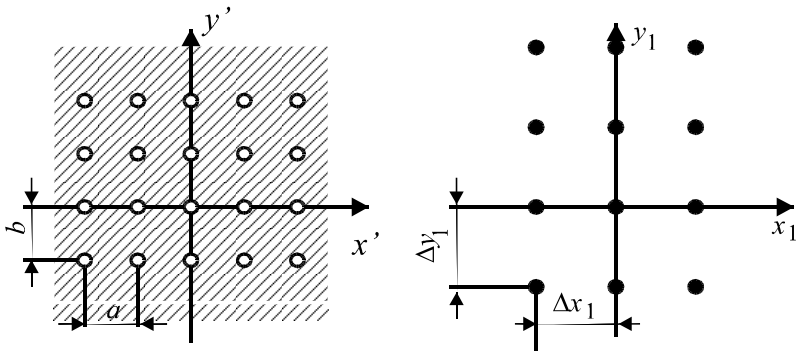
$$d \sin\theta = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots .$$

На экране Э1 главные максимумы наблюдаются в точках с координатами:

$$x_1 = m\lambda\, l/d. \tag{20.7}$$

Между соседними главными максимумами имеется $(N-1)$ минимумов (нулей) интенсивности, а между последними — $(N-2)$ *побочных* максимума малой интенсивности. График распределения интенсивности приведен на рис. 33 (см. разд. 3.9).

Двумерная периодическая структура. Рассмотрим дифракцию на экране Э′, отверстия в котором образуют периодическую структуру по двум ортогональным направлениям x' и y' с периодами a и b соответственно (рис. 20.2, *а*). Каждую цепочку, вытянутую вдоль оси y', будем рассматривать как элемент периодической структуры по оси x'. Тогда интенсивность излучения всей системы определяется выражением (118), где I_1 — интенсивность излучения одной цепочки, которая, в свою очередь, определяется аналогичным выражением для интенсивности излучения одного элемента цепочки.



а) б)

Рис. 20.2

Излучение всей системы будет максимальным в направлениях, удовлетворяющих двум условиям главных максимумов:

синфазность колебаний, приходящих от всех отверстий каждой цепочки:

$$k_y\, b = 2\pi m; \quad y_1 = m\lambda l/b, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \tag{20.8}$$

и синфазность колебаний, приходящих от всех цепочек:

$$k_x\, a = 2\pi n; \quad x_1 = n\lambda l/a, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots . \tag{20.9}$$

Условие (20.9) дает набор линий, перпендикулярных к оси x_1, расположенных с интервалом $\Delta x_1 = \lambda l/a$, а условие (20.8) — набор линий, перпендикулярных к оси y_1, расположенных с интервалом $\Delta y_1 = \lambda l/b$. Максимумы имеют вид точек, расположенных на пересечениях этих линий (рис. 20.2, *б*).

Описание установки

Работа выполняется на лабораторных оптических комплексах — ЛКО-1 или ЛКО-1М. Описание ЛКО-1, ЛКО-1М и функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов».

Схема опыта приведена на рис. 20.3. Пучок лазера превращается линзой Л (модуль М5) и объективом О (модуль М6) в волну, сфокусированную в объектной плоскости Э1 линзы микропроектора Л (модуль М3). При этом на экране Э3 наблюдается яркая точка малых размеров. Исследуемые объекты помещаются в кассете держателя модуля М8 в плоскости Э′. В плоскости Э1 образуется дифракционная картина, которая в увеличенном виде наблюдается на экране Э3.

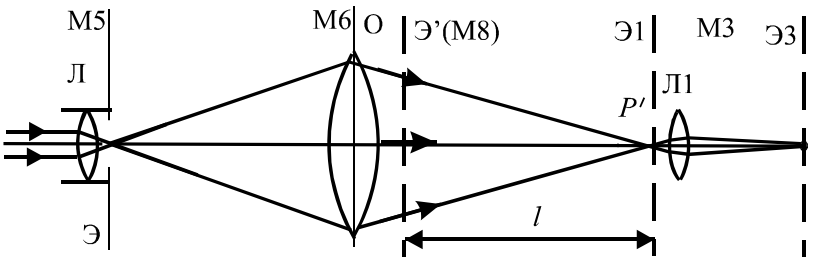


Рис. 20.3

Задание 1

Юстировка установки и подготовка ее к измерениям

1. Проведите юстировку установки в соответствии с методикой, описанной в разделе «Описание лабораторных комплексов».

2. Установите на оптическую скамью на входе лазерного пучка модуль М5. Перемещением модуля М6 по оптической скамье сфокусируйте лазерный луч в объектной плоскости Э1 модуля М3. При этом на экране Э3 должна появиться маленькая яркая светящаяся точка. Возможны два положения модуля М6, когда на экране Э3 наблюдается светящаяся точка. Из них необходимо выбрать то, при котором расстояние между модулями М3 и М6 будет максимальным. Зафиксируйте на оптической скамье модули М3, М5 и М6. Установите на оптическую скамью модуль М8 в соответствии с рис. 20.3. Установка подготовлена к измерениям.

Задание 2

Исследование закономерностей дифракции Фраунгофера

1. *Симметрия дифракционных картин.* Получите дифракционные картины от следующих отверстий: круг (объекты 18 и 19), квадрат (объект 20) и прямоугольник (объект 21). Для этого указанные объекты поочерёдно разместите в кассете держателя модуля М8. Зарисуйте эти картины.

2. *Дифракция на движущемся объекте.* В качестве Э′ при получении дифракционной картины используйте расчёску, либо объект 31. Перемещая эти объекты поступательно в плоскости Э′ перпендикулярно к оптической оси установки, убедитесь в неизменности наблюдаемой на экране Э3 дифракционной картины.

3. *Зависимость от расстояния l.* Для круглого отверстия исследуйте зависимость характерных размеров дифракционной картины от положения модуля М8 относительно модуля М3. Поместите в кассету держателя модуля М8 экран с круглым отверстием (объект 18) и пронаблюдайте, как меняются размеры яркого пятна и кон-

центрических с ним колец при увеличении или уменьшении расстояния l между модулями М3 и М8. Опишите свои наблюдения.

Задание 3

Изучение дифракции на квадратном и прямоугольном отверстиях

1. Установите в кассете держателя модуля М8 экран с квадратным отверстием (объект 20). На экране Э3 должен наблюдаться дифракционный «крест» в виде четырех взаимно перпендикулярных «лучей», состоящих из чередующихся дифракционных максимумов и минимумов интенсивности.

2. Расположите дифракционный «крест» вдоль координатных осей экрана Э3 с центром в начале координат. Измерьте координаты x_3 и y_3 (с учетом знаков) нескольких (по 4 – 5 в каждом «луче» креста) минимумов. Результаты измерений занесите в табл. 20.1.

Таблица 20.1

Порядок минимума m	x_3, мм	y_3, мм	x_1, мм	y_1, мм

3. Определите расстояние l между модулями М3 и М8.

4. Постройте графики зависимости $x_1 = x_3/\beta_3$ и $y_1 = y_3/\beta_3$ от порядка минимума m, где β_3 – линейное поперечное увеличение микропроектора, найденное вами в предыдущих работах. Найдите из графиков методом парных точек угловые коэффициенты наклона $k = l\lambda/a$ ($k = l\lambda/b$) и их погрешности. Полагая длину волны излучения известной (для ЛКО-1 $\lambda = 0{,}6328$ мкм, для ЛКО-1М $\lambda = 0{,}655$ мкм), определите размер a отверстия.

5. Для экрана с прямоугольным отверстием (объект 21) повторите измерения по пп. 1, 2 и 3. Также постройте графики из п. 4 и определите размеры a и b отверстия.

Задание 4

Измерение диаметра стержня

1. Отрезок проволоки (гвоздь, булавку и т.п.) диаметром $d = 0{,}5 \div 2$ мм укрепите в свободном экране (объект 45). Установите его в кассете держателя модуля М8.

2. Измерьте на экране Э3 координаты x_3 нескольких минимумов, ближайших к центральному максимуму. Результаты измерений занесите в табл. 20.2.

Таблица 20.2

Порядок минимума m	x_3, мм	x_1, мм

3. Определите расстояние l между модулями М3 и М8.

4. Постройте график зависимости $x_1 = x_3/\beta_3$ от порядка минимума m, где β_3 — линейное поперечное увеличение микропроектора. Найдите из графика методом парных точек угловой коэффициент наклона $k = l\lambda/d$ и его погрешность. Полагая длину волны излучения известной, определите диаметр d проволоки.

5. Измерьте диаметр проволоки с помощью микрометра и сравните с результатами п. 4. Какое из выполненных измерений дает меньшую погрешность? Выполнив задание, освободите экран от объекта.

Задание 5

Изучение дифракции на круглом отверстии

1. Помещая в кассету держателя модуля М8 экраны с круглыми отверстиями (объекты 18 и 19), сравните дифракционные картины, получаемые от отверстий разных диаметров.

2. Для одного из отверстий по шкалам экрана Э3 определите координаты темных колец (по горизонтальной $x_3^{(1)}$ и $x_3^{(2)}$ и по вер-

тикальной $y_3^{(1)}$ и $y_3^{(2)}$). Результаты занесите в табл. 20.3. Определите расстояние от отверстия до плоскости Э1 l. Найдите радиусы темных колец дифракционной картины r_1, r_2, r_3. Оцените погрешность Δr.

Таблица 20.3

№ п/п	$x_3^{(1)}$, мм	$x_3^{(2)}$, мм	$y_3^{(1)}$, мм	$y_3^{(2)}$, мм	$r = \dfrac{x_3^{(1)} + x_3^{(2)} + y_3^{(1)} + y_3^{(2)}}{4\beta_3}$	Δr
...	...	...	...	...	...	

3. С помощью микропроектора измерьте диаметр отверстия. Для этого на оптической скамье расположите функциональные модули в следующей последовательности: модуль М5 — координата риски 5 см, модуль М6 — координата риски 35 см, модуль М3 — координата риски 67 см. При этом на экране Э3 видно широкое пятно поля излучения лазера. Поместив в кассету держателя модуля М3 объект с отверстием, на экране Э3 будет наблюдаться увеличенное в β_3 раз изображение отверстия.

Сравните измеренные радиусы темных колец с рассчитанными по формуле (20.6).

4. Для объекта 18 измерьте с помощью фотоприемника распределение интенсивности (показания фотоприёмника) $I(x)$ с шагом 0,05 мм в плоскости Э1 вдоль оси симметрии дифракционной картины, начав с центра картины. Результаты измерений занесите в заранее подготовленную табл. 20.4. Определение интенсивности фонового излучения производится через каждые пять измерений интенсивности в дифракционной картине.

Таблица 20.4

№ п/п	x_1, мм	Интенсивность в дифракционной картине	Интенсивность фонового излучения

Измерьте расстояние l между модулями М3 и М8. Постройте график зависимости $I(\theta)$, где $\theta = x_1/l$ — угол дифракции. Определите положение первого минимума θ_1, сравните с теоретическим значением $\theta_1 = 0{,}61\lambda/R$.

Задание 6

Изучение дифракции на одномерной периодической структуре

1. Помещая в кассету держателя модуля М8 объекты 31 и 32, получите дифракционные картины от линейных решёток. Зарисуйте эти картины и проведите их сравнение.

2. Получите дифракционную картину от одной из этих решеток. Измерьте координаты нескольких максимумов x_3 по шкале на экране Э3. Результаты измерений занесите в заранее самостоятельно подготовленную таблицу. Определите расстояние l между модулями М3 и М8.

3. С помощью микропроектора измерьте период d и ширину щелей b решетки (методика измерений представлена в п. 3 задания 5).

4. Рассчитайте среднее значение расстояния между главными максимумами Δx_1. Определите длину волны по формуле (20.7).

Задание 7

Изучение дифракции на двумерной периодической структуре

1. В качестве объекта используйте двумерную дифракционную решетку (объект 33 или 34). С помощью микропроектора определите периоды решетки a и b (методика измерений представлена в п.3 задания 5).

2. Измерьте координаты максимумов x_3 и y_3 (с учетом знаков) по шкалам на экране Э3. Результаты измерений занесите в таблицу, аналогичную табл. 20.1.

3. Определите расстояние l между модулями М3 и М8. Постройте графики зависимости $x_1 = x_3/\beta_3$ и $y_1 = y_3/\beta_3$ от порядка максимума m, где β_3 — линейное поперечное увеличение микропроектора. Полагая длину волны излучения известной и используя (20.8) и (20.9),

определите периоды решетки *a* и *b*. Сравните с результатами измерения *a* и *b* с помощью микропроектора.

Замечание. Объем заданий может быть уменьшен по согласованию с преподавателем.

Контрольные вопросы

1. Что происходит с дифракционной картиной при дифракции Фраунгофера при увеличении характерного размера препятствия?
2. Как изменится дифракционная картина при смещении отверстия в плоскости, перпендикулярной к оптической оси, при дифракции в параллельных лучах?
3. Как изменится дифракционная картина при смещении отверстия в плоскости, перпендикулярной к оптической оси, при дифракции сходящейся волны?
4. Как изменяется дифракционная картина от цепочки с увеличением числа отверстий в ней при неизменном периоде?
5. При каких условиях наблюдается дифракция Фраунгофера?

Работа 21

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ

Цель: *изучение явления дифракции света и определение скорости ультразвука в воде.*

Введение

При прохождении ультразвуковой волны через жидкость в ней возникают периодические оптические неоднородности, обусловленные разницей показателя преломления *n* в области сжатия и разрежения. Эти периодические неоднородности играют роль своеобразной дифракционной решетки.

Пусть плоская световая волна проходит через кювету с жидкостью, в которой распространяются ультразвуковые волны в направлении, перпендикулярном к падающему свету (рис. 21.1). При этом различные участки фронта световой волны, сохраняя неиз-

менной амплитуду колебаний, будут перемещаться с различной скоростью. Так как скорость V упругих волн ультразвуковой волны всегда значительно меньше скорости света, можно в первом приближении принять, что слоистая структура вещества, вызванная ультразвуковой волной, неподвижна. В результате из жидкости выйдет световая волна, волновая поверхность которой уже не плоская, а имеет синусоидальный профиль. Другими словами, при прохождении света через такую среду происходит пространственное модулирование фазы световой волны, и сама среда играет роль фазовой решетки (см. разд. 3.10).

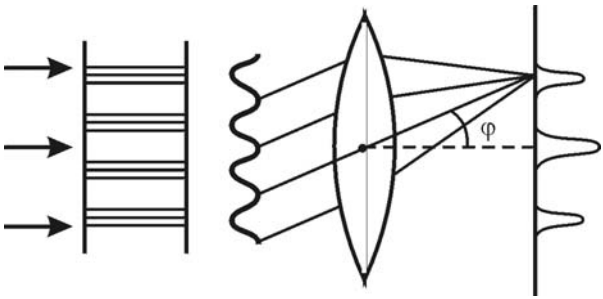


Рис. 21.1

В зависимости от различных условий в жидкости могут устанавливаться или бегущие, или стоячие волны, или те и другие одновременно. Однако в любом случае фазовая решетка будет иметь один и тот же период, равный длине ультразвуковой волны $d = \Lambda$.

Если на пути света, прошедшего эту жидкость, поставить объектив, то в его фокальной плоскости можно наблюдать дифракционную картину, состоящую из ряда максимумов (см. рис. 21.1).

Дифракционные максимумы возникают в тех направлениях φ, для которых оптическая разность хода волн, исходящих из соответствующих точек соседних участков волновой поверхности (рис. 21.2), равна целому числу световых длин волн λ (см. разд. 3.10):

$$\Lambda \sin \varphi_k = \pm k\lambda, \qquad (21.1)$$

где Λ — период «решетки» (длина ультразвуковой волны); k — порядок дифракционного максимума ($k = 0, 1, 2, \ldots$).

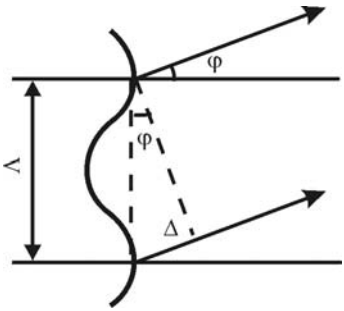


Рис. 21.2

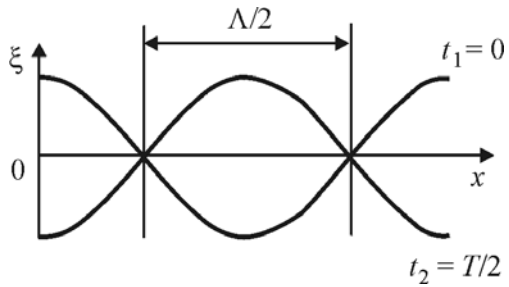


Рис. 21.3

Дифракция света на ультразвуке используется в данной работе для определения скорости распространения ультразвука в воде.

В заключение отметим два важных обстоятельства:

1) при постоянном освещении и визуальном наблюдении ультразвуковая решетка будет не видна, если она реализована бегущей волной. В этом случае, вследствие большой скорости этих волн и инерции зрительного восприятия, глаз будет видеть слившийся равномерно освещенный фон;

2) иначе обстоит дело в случае стоячих волн. Их узловые точки расположены на расстоянии Λ/2 друг от друга и неподвижны в пространстве. На рис. 21.3 показан график зависимости смещения ξ от координаты x (ось Ox перпендикулярна к направлению распространения света). Между узлами смещений расположены элементы среды, периодически (с большой частотой) образующие пучности смещений. Поэтому при визуальном наблюдении возможна регистрация лишь усредненной во времени пространственной картины

стоячих волн. Пространственный период этой картины, как показано на рис. 21.3, равен не Λ, а Λ/2.

Описание установки

Работа выполняется на лабораторных оптических комплексах — ЛКО-1 и ЛКО-1М, с использованием модуля расширения МРО-2. Описание ЛКО-1, ЛКО-1М и функциональных модулей содержится в разделе «Описание лабораторных комплексов».

МРО-2 содержит акустооптический модуль и генератор ультразвуковой частоты. **Генератор** вырабатывает колебания с частотой 2 ÷ 3 МГц и амплитудой 10 В. Точное значение частоты определяется резонансной частотой пьезоизлучателя и написано на панели генератора.

Корпус **акустооптического модуля** (рис. 21.4) состоит из двух частей, нижней — *6* и верхней — *3*. Нижняя часть установлена на рейтере. В неё вмонтирован пьезокерамический излучатель ультразвука 8 с вогнутой поверхностью. Излучатель подключен к кабелю *7*, через который он подключается к гнезду генератора УЗЧ.

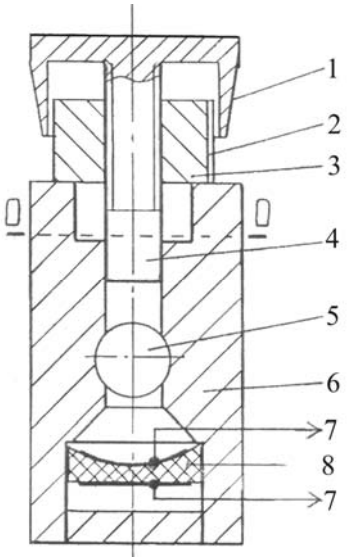


Рис. 21.4

Волны распространяются в вертикальном канале корпуса *6*. В корпусе имеется окно *5* для наблюдения за поведением жидкости под действием ультразвука и для изучения дифракции света на ультразвуке. Рейтер позволяет установить модуль на рельсы оптического комплекса ЛКО1(М).

Верхняя часть корпуса снимается, если ослабить винты на рейтере модуля МРО-2. В неё ввёрнут шток *4* с барабаном *1*, по которому с помощью шкалы *2* отсчитывается координата штока. Один оборот барабана смещает шток на 1 мм. Если жидкость полностью

заполняет область между излучателем и штоком, то при определённых положениях штока в столбе жидкости возникают стоячие волны.

Задание 1

Определение скорости ультразвука с помощью дифракции

Скорость ультразвука определяется формулой

$$V = \Lambda\nu, \tag{21.2}$$

где Λ — его длина волны; ν — частота. Если частота известна, то задача сводится к определению длины волны Λ.

С этой целью в данной работе используется вспомогательная дифракционная решетка, период которой d известен. При падении света на такую решетку образуется дифракционный спектр, состоящий из ряда максимумов. Направления на эти максимумы удовлетворяют условию (см. разд. 3.10)

$$d \cdot \sin\varphi'_k = \pm k\lambda, \tag{21.3}$$

где φ'_k — угол, под которым образуется максимум k-го порядка.

В нашем случае углы дифракции малы, поэтому $\sin\varphi'_k = \varphi'_k$. Из сравнения формул (21.1) и (21.3) следует, что

$$\Lambda / d = \varphi'_k / \varphi_k = \Delta x' / \Delta x, \tag{21.4}$$

где $\Delta x'$ и Δx — расстояния между соседними максимумами в дифракционной картине на экране, соответственно, для обычной и ультразвуковой решеток.

Определив $\Delta x'$, Δx и зная d, можно найти и Λ.

В данной работе используется дифракция Фраунгофера сходящейся световой волны.

1. Отъюстируйте установку. Поместите микропроектор (модуль М3) в точку с координатой z_3=70 см.

2. Соберите схему для наблюдения дифракции в сходящейся световой волне (рис. 21.5): с помощью линзы модуля М5 и объектива О (модуль М6) сфокусируйте лазерный луч в объектной плоскости Э1 модуля М3. На экране каркаса Э2 вы увидите яркую точку. Регулируя микрометрические винты модулей М5 и М6, совмес-

тите точку с серединой вертикальной оси экрана Э2. Такая фокусировка возможна при двух положениях объектива О. Из них нужно выбрать ближайшее к модулю М5.

Теперь, если на пути пучка, исходящего из объектива О, поместить дифракционную решётку, то на экране Э2 можно наблюдать увеличенную дифракционную картину.

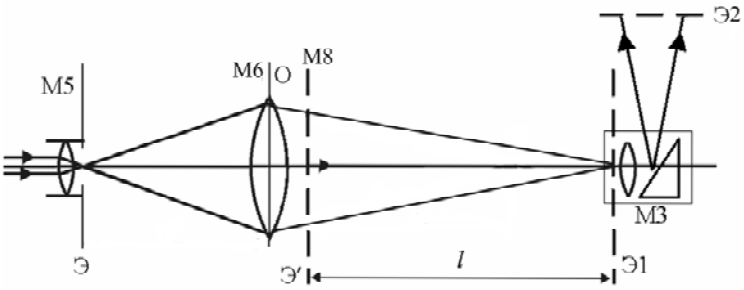


Рис. 21.5

3. Сначала установите на оптической скамье между объективом и микропроектором модуль М8. Поместите в него вспомогательную дифракционную решётку с шагом d = 0,6 мм (объект 32). На экране появится дифракционная картина. Запишите координату модуля М8. Если необходимо поверните кассету с дифракционной решёткой, чтобы дифракционная картина была вертикальна. Измерьте по вертикальной линейке положения двух-трёх последовательных максимумов y'_k, расположенных справа от центрального максимума, и столько же слева (учёт максимумов, расположенных дальше от центрального внесёт большую ошибку, так как микропроектор искажает расстояния тем больше, чем дальше мы отходим от центральной точки проектируемой картины). Результаты занесите в заранее подготовленную табл. 21.1.

4. Убедитесь, что в акустооптический модуль залита вода. Если в акустооптическом модуле отсутствует вода, то, ослабив крепёжные винты акустооптического модуля, снимите верхнюю часть его корпуса и налейте ≈5 см^3 воды в канал. Закройте модуль и затяните крепёжные винты акустооптического модуля (выполняется в присутствии преподавателя или дежурного сотрудника).

Уберите модуль М8 и *точно* на его место поместите акустооптический модуль.

Таблица 21.1

y'_k, мм	$<\Delta y'_k> \pm \Delta(\Delta y'_k)$, мм	y_k, мм	$<\Delta y_k> \pm \Delta(\Delta y_k)$, мм	$\Lambda \pm \Delta\Lambda$, мм	$V \pm \Delta V$, м/с

Подключите модуль к генератору (шнур *7* в гнездо «Выход»). Включите генератор. На экране фотоприемника возникнет дифракционная картина от ультразвуковой решётки. Измерьте положения максимумов y_k аналогично п.3. Данные занесите в табл. 21.1.

5. Запишите в лабораторный журнал значение частоты генератора УЗЧ (указана на передней панели). По данным табл. 21.1 вычислите средние значения $\Delta y'$ и Δy, а также их погрешности. Затем по формулам (21.4) и (21.2) найдите длину волны $\Lambda = d\langle \Delta y' \rangle / \langle \Delta y \rangle$ и скорость V ультразвука.

Задание 2

Определение скорости ультразвука путём непосредственного наблюдения ультразвуковой решетки

1. Переместите модуль М6 так, чтобы в плоскости Э1 осветить площадку размером 5-7 мм.

Помесите в микропроектор М3 дифракционную решётку — объект 32. На экране Э2 появится увеличенное изображение решётки. Определите положения $3 \div 5$ штрихов x'_k по горизонтальной шкале и занесите данные в самостоятельно подготовленную таблицу, аналогичную табл. 21.1.

2. С помощью модулей М5 и М6 сформируйте расширитель пучка, для этого поместите М6 на расстоянии, равном фокусному расстоянию его линзы.

Придвиньте вплотную к микропроектору акустооптический модуль. Включите генератор и вращением барабана добейтесь установления на экране чёткой картинки — стоячей волны (ввиду ма-

лости длины ультразвуковой волны, $\Lambda \approx 0{,}5$ мм, положения барабана, при которых возникает стоячая волна, отличаются на доли миллиметра).

3. Измерьте координаты не менее пяти полос y_k. Данные занесите в таблицу.

4. Рассчитайте расстояния между изображениями соседних штрихов дифракционной решётки $\langle \Delta x' \rangle$ и полос $\langle \Delta y \rangle$.

Найдите длину волны $\Lambda = 2d\,\Delta y / \Delta x'$ и по формуле (21.2) скорость V ультразвука.

5. Сравните результаты, полученные в первом и втором заданиях.

Контрольные вопросы

1. В чем отличие фазовой и амплитудной дифракционных решеток?

2. Покажите, что период ультразвуковой решетки одинаков как для бегущей, так и для стоячей волны и равен ее длине волны. Отличаются ли дифракционные картины от стоячей и бегущей ультразвуковых волн?

3. Почему в данной установке невозможно наблюдать бегущую звуковую волну? Можно ли наблюдать бегущие волны при стробоскопическом освещении?

4. Можно ли измерить скорость ультразвука с помощью визуального наблюдения решётки, не пользуясь вспомогательной решёткой? Приведите свой способ.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Светозаров В.В. Элементарная обработка результатов измерений. М.: МИФИ, 2005.

2. Светозаров В.В. Основы статистической обработки результатов измерений. М.: МИФИ, 2005

3. Бутиков Е. И. Оптика. М.: Высшая школа, 1986.

4. Крауфорд Ф. Волны. М.: Наука, 1974.

5. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.

6. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. М.: Наука, 1988.

7. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.4. Оптика. М.: Наука, 1980.

8. Фейнмановские лекции по физике. Вып.3. Гл. 26 — 36. М.: Мир, 1976.

9. Борн М., Вольф З. Основы оптики. М.: Наука, 1970.

С О Д Е Р Ж А Н И Е

ВВЕДЕНИЕ ... 3

ОСНОВНЫЕ ПРАВИЛА РАБОТЫ
В ЛАБОРАТОРИИ КАФЕДРЫ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ ... 3

ПРАВИЛА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ
ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН ... 6

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНЫХ КОМПЛЕКСОВ ... 15

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ ... 40

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ.
ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ... 40

1.1. Волновое уравнение ... 40
1.2. Плоская монохроматическая волна ... 41
1.3. Преломление и отражение электромагнитных волн
на границе двух диэлектриков ... 44
1.4. Перенос энергии в электромагнитной волне ... 45
1.5. Геометрическая оптика ... 46
1.6. Поляризация плоской монохроматической волны ... 55

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА ... 64

2.1. Интерференция световых волн ... 64
2.2. Интерференция плоских монохроматических волн ... 66
2.3. Схема опыта Юнга ... 70
2.4. Интерференция в случае квазимонохроматических волн.
Временная когерентность ... 72
2.5. Пространственная когерентность ... 75
2.6. Интерференционные опыты по методу деления амплитуды ... 77
2.7. Интерферометр Фабри — Перо ... 80

3. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА ... 84

3.1. Дифракция световых волн ... 84
3.2. Принцип Гюйгенса — Френеля ... 86
3.3. Зоны Френеля ... 89
3.4. Дифракция на простейших экранах ... 92
3.5. Дифракция Френеля на круглом отверстии ... 97
3.6. Дифракция Френеля на крае полуплоскости и щели ... 98
3.7. Дифракция Фраунгофера на щели
и прямоугольном отверстии ... 103
3.8. Дифракция Фраунгофера на круглом отверстии ... 105
3.9. Дифракция на периодических структурах ... 106
3.10. Дифракционная решетка ... 110

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ ... 115

Работа 1. Геометрическая оптика ... 115

Работа 2. Определение показателя преломления твёрдых тел и жидкостей ... 125
Работа 3. Изучение оптических приборов ... 131
Работа 4. Определение фотометрических характеристик лазерного излучения ... 142
Работа 5. Изучение законов геометрической оптики и простейших оптических объектов ... 153
Работа 6. Измерение фокусных расстояний тонких линз ... 168
Работа 7. Моделирование оптических систем ... 185
Работа 8. Моделирование микроскопа ... 194
Работа 9. Изучение поляризованного света ... 201
Работа 10. Изучение естественного вращения плоскости поляризации ... 213
Работа 11. Изучение магнитного вращения плоскости поляризации ... 216
Работа 12. Изучение явления фотоупругости ... 221
Работа 13. Изучение интерференции и дифракции в опыте Юнга ... 228
Работа 14. Изучение интерференции света методами деления амплитуды и волнового фронта ... 239
Работа 15. Изучение интерференции света некогерентного источника с помощью бипризмы Френеля ... 252
Работа 16. Изучение интерференции методом колец Ньютона ... 261
Работа 17. Изучение интерферометра Маха — Цендера ... 268
Работа 18. Интерференция и дифракция в опыте Юнга с некогерентным источником ... 277
Работа 19. Основные закономерности дифракции ... 283
Работа 20. Закономерности дифракции Фраунгофера ... 297
Работа 21. Исследование дифракции света на ультразвуке ... 308
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА ... 316

Лабораторный практикум

«ОПТИКА»

(для выполнения на модульных установках)

Под редакцией Д.А. Самарченко

Редактор Н.В. Шумакова
Оригинал-макет изготовлен М.В. Макаровой

Подписано в печать 02.10.2008. Формат 60x84 1/16
Печ.л. 20,0. Уч.-изд.л. 20,0. Тираж 1500 экз.
Изд. № 3/47 Заказ № 1-2065

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет).
115409, Москва, Каширское ш., 31

Типография издательства «Тровант».
г. Троицк Московской области