

Самарский государственный аэрокосмический университет  
имени академика С.П.Королева

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ  
ЛАЗЕРНЫХ ЗЕРКАЛ

Методические указания к лабораторной работе  
и практическим занятиям по курсу "Оптика лазеров"

С а л а р а 1993

Автор-составитель В.И. А н и с и м о в

УДК 535.312:621.373.826

Измерение коэффициентов отражения лазерных зеркал: Метод. указания /ИПЦ "Авиатор". Авт.-сост. В.И. А н и с и м о в. Самара, 1993. 16 с.

Методические указания включают теоретическую часть, оптические схемы, методики измерений и конкретные задания по выполнению работы, позволяющие изучить сущность вопроса, выполнить необходимые измерения и провести расчеты коэффициентов отражения зеркал.

Предназначены для студентов четвертого курса (специальность 13.12 "Лазеры") по курсу "Оптика лазеров", а также для инженерно-технических работников, проходящих переподготовку по лазерной технике на ФПК СТАУ.

Рецензенты: О.А. Журавлев  
Л.П. Муркин

**Ц е л ь р а б о т ы:** изучить физические явления при падении лазерного излучения на оптические поверхности; изучить схемы и методики эксперимента для определения коэффициента отражения; собрать схему установки для измерения коэффициента отражения, провести измерения и рассчитать коэффициенты отражения трех лазерных зеркал.

Оптические свойства веществ характеризуются отражением, преломлением и поглощением излучения. Эти явления могут быть макроскопически описаны оптическими характеристиками вещества – показателями преломления и поглощения. Как будет видно из дальнейшего, оба эти параметра зависят от частоты излучения. В общем случае можно рассматривать также зависимость их от мощности излучения. Однако в большинстве задач от нелинейности оптических сред можно отвлечься, считая показатели преломления и поглощения не зависящими от напряженности поля электромагнитной волны.

Рассматривая оптические свойства веществ, можно пользоваться как классическим, так и квантовым подходом. С классической точки зрения заряженные частицы, находясь в веществе (положительные и отрицательные ионы, а также электроны), под действием переменного поля электромагнитной волны могут совершать колебания относительно положения равновесия, поглощая и рассеивая электромагнитную энергию. Этот процесс носит резонансный характер и проявляется в поглощении излучения на определенных частотах. Резонансное поглощение, обусловленное колебаниями ионов, наблюдается в ИК-области спектра. Такое же резонансное поглощение возможно при колебаниях связанных электронов, однако оно соответствует поглощению в более коротковолновой области спектра – в видимой или ультрафиолетовой. В этих же областях наблюдается поглощение, обусловленное внутренним фотоэффектом – переходом валентных электронов, а также электронов с внутренних оболочек в зону проводимости.

# 1. ОТРАЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СРЕД

Из уравнений Максвелла следует, что напряженность электрического поля плоской монохроматической волны с круговой частотой  $\omega = 2\pi\nu$ , распространяющейся в среде в направлении оси  $Z$ , изменяется по закону

$$E(Z) = E(0) e^{i\omega t} e^{-i\frac{\omega Z}{v}}, \quad (1)$$

где

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon'}}, \quad (2)$$

$v$  - скорость распространения волны в среде;  $c$  - скорость света в вакууме;  $\epsilon'$  - комплексная диэлектрическая проницаемость:

$$\epsilon' = \epsilon + i \frac{\sigma}{\omega}, \quad (3)$$

$\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость;  $\sigma$  - электрическая проводимость среды. Величина  $\epsilon'$  связана с показателями преломления  $n$  и поглощения  $k$  следующим образом:

$$\sqrt{\epsilon'} = n + ik. \quad (4)$$

Амплитудный коэффициент отражения от поверхности вещества при падении волны по нормали из вакуума или воздуха ( $n_{\text{возд}} = 1,0003 \approx 1$ ) описывается соотношением

$$r = \frac{E_{\text{отр}}}{E_{\text{пад}}} = \frac{\sqrt{\epsilon'} - 1}{\sqrt{\epsilon'} + 1}, \quad (5)$$

где  $E_{\text{отр}}$  и  $E_{\text{пад}}$  - комплексные амплитуды отраженной и падающей волн на отражающей поверхности. Падение волны по нормали к поверхности вещества является частным и простейшим, но наиболее распространенным на практике случаем. Коэффициентом отражения по мощности  $R$  называют отношение мощностей отраженной и падающей волн. Поскольку мощность бегущей волны пропорциональна квадрату ее амплитуды, величина

$$R = |r|^2 = \frac{|\sqrt{\epsilon'} - 1|^2}{|\sqrt{\epsilon'} + 1|^2}. \quad (6)$$

Возможны различные случаи отражения волны от поверхности среды и распространения ее в среде.

1. В случае идеального диэлектрика  $\sigma = 0$ . Величина  $\epsilon'$ , описывается уравнением (3), является действительной величиной,  $\epsilon' = \epsilon$ . Рассмотрим два случая:  $\epsilon > 0$  и  $\epsilon < 0$ .

При  $\mathcal{E} > 0$  показатель преломления  $n'$  — действительная величина:  $n' = n$ . Коэффициент отражения по (6) оказывается равным

$$R = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (7)$$

Выражение (7) представляет собой частный случай формул Френеля. Уравнение (1), определяющее амплитуду распространяющейся волны в такой среде, с учетом (2) принимает вид

$$E(z) = E(0) e^{i\omega \left( t - \frac{n}{c} z \right)} \quad (8)$$

свидетельствующий о распространении волны в среде без изменения амплитуды вдоль оси  $z$ . Перед поверхностью среды в результате интерференции падающей и отраженной волн образуется стоячая волна, как показано на рис. 1, а, б, с минимумом или максимумом поля  $|E|$  на границе раздела соответственно при  $\mathcal{E} > 1$  или  $1 > \mathcal{E} > 0$ . Часть энергии поступает в среду в виде бегущей волны.

При  $\mathcal{E} < 0$  показатель преломления  $n = \sqrt{\mathcal{E}} = in$ , является мнимой величиной. Коэффициент отражения от поверхности равен единице, поскольку при мнимом значении  $\sqrt{\mathcal{E}}$  модули в числителе и знаменателе в (6) одинаковы:

$$R = \frac{|in_1 - 1|^2}{|in_1 + 1|^2} = 1. \quad (9)$$

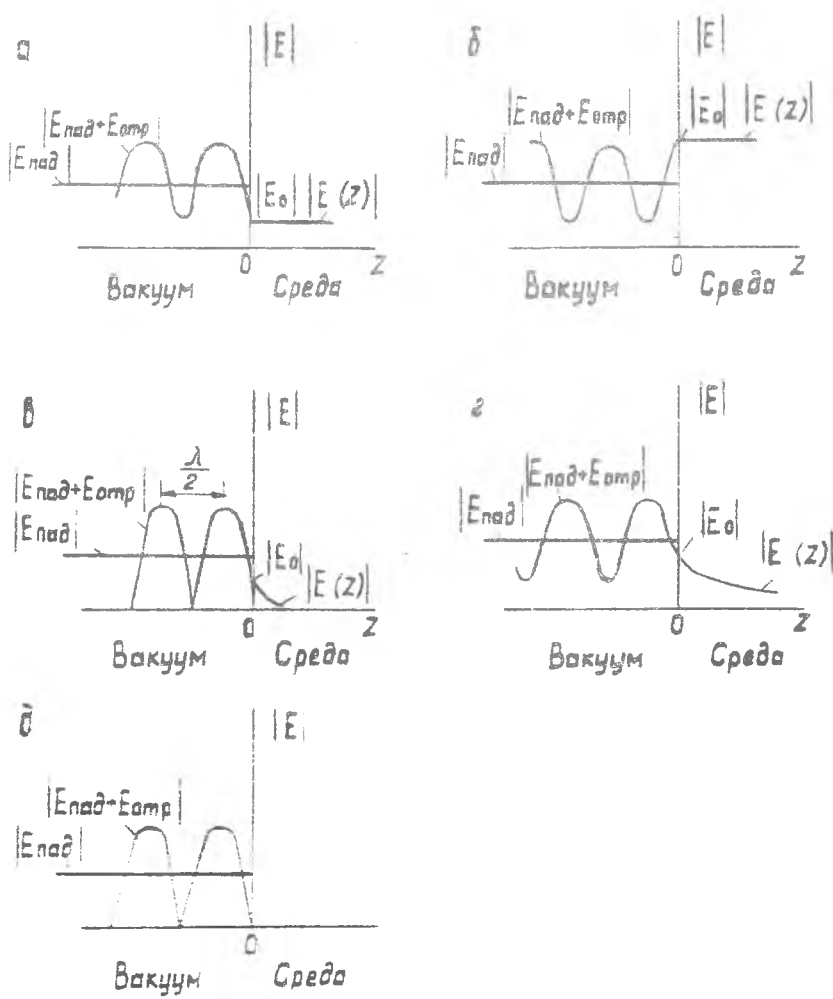
Согласно (2) мнимой оказывается и скорость распространения волны  $U$ . Физический смысл мнимых значений  $n$  и  $U$  выясняется при рассмотрении амплитуды поля внутри среды. В соответствии с (1) при  $\mathcal{E} < 0$  имеем

$$E(z) = E(0) e^{i\omega t} e^{-\frac{\omega n}{c} z}, \quad (10)$$

откуда видно, что внутри среды поле убывает вдоль оси  $z$  без изменения фазы. Следовательно, выражение (10) описывает нераспространяющуюся волну. Распределение амплитуды волны перед поверхностью среды и в среде показано на рис. 1, в. В результате полного отражения перед поверхностью существует чисто стоячая волна, однако поле частично проникает и внутрь среды.

2. Для поглощающей среды

$$\mathcal{E}' = \mathcal{E} + i \frac{2\sigma}{\omega}, \quad \sqrt{\mathcal{E}'} = n + in\kappa.$$



Р и с. 1. Типичные случаи отражения монохроматической электромагнитной волны от поверхности среды и распространения в среде: а, б — идеальный диэлектрик,  $\sigma = 0$ ; распространение волны без потерь с частичным отражением а)  $\epsilon > 1$ ; б)  $1 > \epsilon > 0$ ; в — идеальный диэлектрик,  $\sigma = 0$ ; ослабление поля в среде при отсутствии потерь и полном отражении ( $\epsilon < 0$ ); г — поглощающая среда с комплексной  $\epsilon$ ; распространение волны с потерями; д — идеальный проводник,  $\sigma = \infty$ ; полное отражение волны без потерь

Коэффициент отражения от поверхности оказывается равным

$$R = \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} = \frac{(n-1)^2 + n^2 z^2}{(n+1)^2 + n^2 z^2}. \quad (II)$$

Можно представить выражение (II) в другом виде, удобном при рассмотрении металлов. Для этого выразим  $n$  и  $n z$  через  $\sigma$  и  $\gamma$ . Из (3) и (4) получаем

$$\varepsilon + i \frac{2\sigma}{\gamma} = (n + i n z)^2. \quad (I2)$$

Разделяя действительную и мнимую части в (I2), находим

$$\left. \begin{aligned} n^2 &= \frac{1}{2} \left( \sqrt{\varepsilon^2 + \frac{4\sigma^2}{\gamma^2}} + \varepsilon \right), \\ n^2 z^2 &= \frac{1}{2} \left( \sqrt{\varepsilon^2 + \frac{4\sigma^2}{\gamma^2}} - \varepsilon \right). \end{aligned} \right\} \quad (I3)$$

Если проводимость  $\sigma$  весьма велика, как это имеет место в случае металлов, то  $\varepsilon \ll \frac{\sigma}{\gamma}$ . Тогда вместо (I3) получаем

$$n \approx n z \approx \sqrt{\frac{\sigma}{\gamma}}. \quad (I4)$$

С учетом соотношения (I4) коэффициент отражения (II) равен

$$R \approx 1 - 2 \sqrt{\frac{\gamma}{\sigma}} \approx 1 - \frac{2}{n} \approx 1 - \frac{2}{n z}. \quad (I5)$$

Таким образом, коэффициент отражения оказывается зависящим от частоты. В области малых частот и при большой величине  $\sigma$  коэффициент отражения близок к единице.

Выражение для амплитуды поля в среде с комплексной диэлектрической проницаемостью получаем из (I):

$$E(z) = E(0) e^{i\omega(t - \frac{n}{c}z)} e^{-\frac{2\pi n z}{\lambda} z} = E(0) e^{i\omega(t - \frac{n}{c}z)} e^{-\frac{2\pi z}{\lambda_{cp}} z} \quad (I6)$$

Здесь  $\lambda$  и  $\lambda_{cp} = \frac{\lambda}{n}$  — длины волн излучения в вакууме и в среде. Это выражение описывает волну, распространяющуюся вдоль оси  $z$  с ослаблением амплитуды по экспоненциальному закону (рис. 1, г). Расстояние  $\delta$ , на котором амплитуда волны убывает в  $e$  раз, называют толщиной скин-слоя:

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi n z} = \frac{\lambda_{cp}}{2\pi z}. \quad (I7)$$

Учитывая (14), можно записать  $\delta$  иначе:

$$\delta = \frac{c}{2\pi\sqrt{\sigma}}. \quad (18)$$

Ослабление волны в поглощающей среде удобнее записывать для мощности (потока энергии излучения)  $P(z)$ , а не для амплитуды волны:

$$P(z) = P(0)e^{-\frac{4\pi n z}{\lambda}} \quad (19)$$

Степень ослабления мощности характеризуют коэффициентом поглощения  $k$ , имеющим размерность обратной длины и равным

$$k = \frac{4\pi n z}{\lambda} = \frac{4\pi z}{\lambda_{cp}}. \quad (20)$$

Величина  $1/k$  представляет собой расстояние, на протяжении которого мощность убывает в  $e$  раз.

Глубина проникновения поля в металл чрезвычайно мала. Например, как следует из (18), излучение с длиной волны 1 мкм проникает внутрь меди ( $\sigma = 5,14 \times 10^{17} \text{ с}^{-1}$ ) всего на  $\delta = 120$  нм. С ростом частоты глубина проникновения поля  $\delta$  убывает пропорционально  $\nu^{-1/2}$ . Однако в области высоких частот начинает убывать и проводимость металлов (по величине порядка  $\sigma \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ). Поэтому толщина скин-слоя с ростом частоты меняется сложным образом и на оптических частотах может быть такого же порядка или даже больше, чем в микроволновой области спектра.

По закону сохранения энергии сумма мощностей отраженного и прошедшего потоков, а также потока, поглощенного в образце, равна мощности падающей волны. Поэтому всегда должно выполняться соотношение

$$R + T + A = 1, \quad (21)$$

где  $T$  и  $A$  - величины прозрачности (пропускания) и поглощения, представляющие собой отношения проходящей и поглощаемой мощностей к мощности падающей волны. Так как все металлические образцы, кроме очень тонких пленок, можно считать непрозрачными ( $T = 0$ ), то с учетом (15), (17) и (20) можно получить

$$A = 1 - R = 2\sqrt{\frac{\sigma}{\epsilon}} = \frac{2}{n z} = \frac{8\pi}{\lambda k} = \frac{4\pi}{\lambda} \delta. \quad (22)$$

Итак, поля поглощенной мощности пропорциональна толщине скин-слоя. Чем меньше проводимость металла  $\sigma$  (выше его электрическое сопротивление), тем больше поглощение мощности падающей волны. Физическая при-



рода поглощения в металле состоит в том, что под действием электрического поля волны возникает ток проводимости, вызывающий джоулевы потери.

3. Для идеального проводника  $\sigma = \infty$ . В этом случае  $A = 0$  и  $\delta = 0$ ; поглощение отсутствует и поле не проникает внутрь. Коэффициент отражения от поверхности равен единице. Перед поверхностью образуется чисто стоячая волна, как показано на рис. 1, д.

Поток излучения, распространяющийся в реальных диэлектриках, всегда испытывает некоторые потери за счет поглощения и рассеяния на неоднородностях и поэтому ослабляется (рис. 1 г). Соотношение (19) в применении к реальным средам называют законом Бугера-Ламберта:

$$P(z) = P(0) e^{-kz} \quad (23)$$

Коэффициент поглощения  $k$  в этом случае учитывает все виды потерь излучения в среде.

Как будет видно из дальнейшего, отражение излучения от поверхности одного и того же вещества и распространение в нем может соответствовать различным рассмотренным выше случаям в зависимости от области спектра.

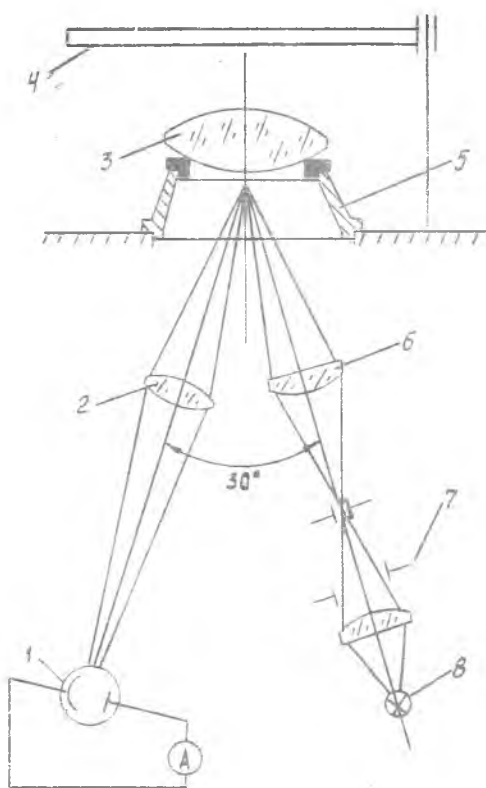
## 2. СХЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ

В лазерных приборах используют оптические элементы с широким диапазоном коэффициентов отражения. Для просветленной поверхности окон или линз лазеров коэффициент отражения составляет десятые доли процента. Для светоделительных зеркал и пластин его величина составляет десятки процентов. Для глухих лазерных зеркал величина коэффициента отражения равна 99,5 - 99,95 %. Кроме того, весьма часто задается его величина на нескольких длинах волн, а также под разными углами падения светового потока. Дополнительную трудность вносит различие радиусов кривизны измеряемых поверхностей.

Поэтому универсального средства или прибора для измерения коэффициента отражения лазерной оптики нет. В каждом конкретном случае приходится выбирать наиболее приемлемую схему установки, проводить ее аттестацию и после этого выполнять измерения.

Рассмотрим некоторые схемы для измерения коэффициентов отражения.

Интегральный коэффициент отражения просветленных деталей со сферическими и плоскими поверхностями измеряют на рефлексометре (рис. 2).



Р и с. 2. Оптическая схема рефлексометра для контроля коэффициента отражения просветленных поверхностей

Решения проверяемой детали  $\rho = \frac{A_u}{A_k} 4,2\%$ . В лазерной оптике, как правило, задается не интегральный коэффициент отражения, а его величина на заданной длине волны или в заданном диапазоне спектра длин волн. Поэтому проводить измерения лазерной оптики для видимого диапазона спектра с помощью рефлексометра можно, вводя в его схему узкополосный интерференционный фильтр с заданной длиной волны либо используя в качестве осветителя лазерный излучатель с заданной длиной волны.

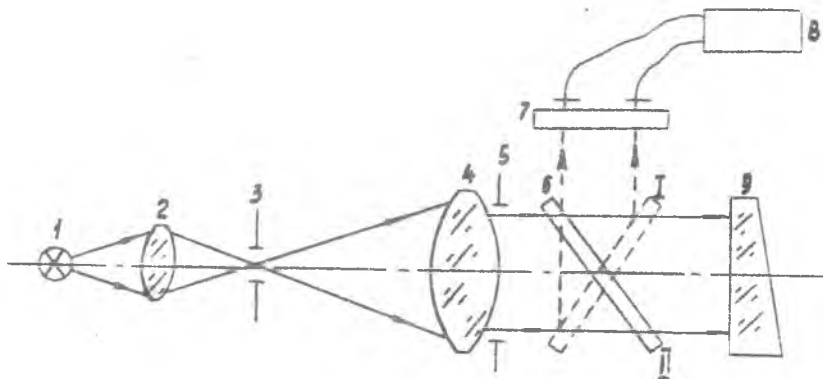
Более сложные оптические элементы контролируют, изучая спектральные зависимости коэффициентов отражения, измеренные на дополнительных

Рефлексометр содержит осветитель 8, диафрагму 7, проекционную систему 6, приемную систему 2, приемник лучистой энергии - фотоэлектронный умножитель 1, микроамперметр и стабилизированные блоки питания. Оси проекционной и приемной оптических систем развернуты под углами  $15^\circ$  относительно оси проверяемой детали 3. Для устранения влияния посторонних засветок на результаты измерения посадочное место закрывает поворотным экраном 4.

Перед контролем на поверхность конической диафрагмы 5 устанавливает эталонный образец в виде непрозрачной пластинки с клином из стекла К8, коэффициент отражения которой равен  $4,2\%$ . Силу фототока  $A_k$  фиксируют по показаниям микроамперметра. Затем устанавливают проверяемую деталь и также определяют силу фототока  $A_u$ . Коэффициент отражения

приставках зеркального отражения к специальным приборам – спектрофотометрам. Спектрофотометры выполняют для разных областей спектра: ультрафиолетовые, видимые и инфракрасные. Их недостатком является сложность контроля неплоских поверхностей и крупногабаритной оптики. Кроме того, указанные приборы позволяют контролировать коэффициент отражения под углом 12–15°, что является неприемлемым для ряда оптических изделий лазерного назначения.

На рис. 3 приведена схема измерения коэффициента отражения для падения светового потока на деталь под углом 90°. В этом случае просят два замера на фотоэлементе при двух положениях светоделительной



Р и с. 3. Схема измерения коэффициента отражения под углом падения 90°: I – осветитель; 2, 4 – линзы коллиматора; 3–5 – диафрагмы; 6 – светоделительная пластинка; 7 – фотоэлемент; 8 – измерительный прибор; 9 – испытуемое зеркало

пластины. Величину коэффициента отражения  $\rho$  определяют по формуле:

$$\rho = \frac{\Phi_{II}}{\Phi_I \tau}, \quad (24)$$

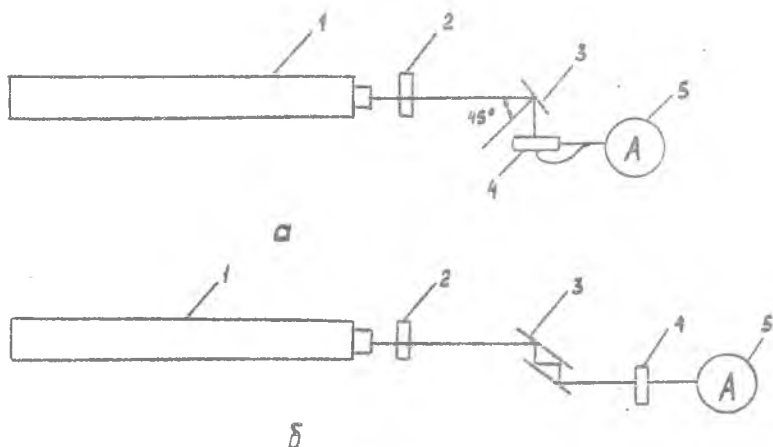
где  $\Phi_I$  – показания измерительного прибора в I положении светоделительной пластины;  $\Phi_{II}$  – показания прибора во II положении;  $\tau$  – коэффициент светопропускания пластины.

Данный метод применим для измерения коэффициентов отражения просветленных поверхностей и зеркал с невысоким коэффициентом отражения.

Для измерения зеркал с высоким коэффициентом отражения и уменьшения при этом погрешностей измерений используют многопроходную схему измерений. В этой схеме используется 3 зеркала с неизвестными, но при-

близительно равными коэффициентами отражения.

Рассмотрим и сравним точности измерений коэффициентов отражения при однопроходной и многопроходной схемах. Для наглядности на рис. 4 изображены однопроходная (а) и многопроходная (б) схемы измерения коэффициента отражения зеркал под углом  $45^\circ$ . Схемы содержат лазерный



Р и с. 4. Схемы измерения коэффициентов отражения лазерных зеркал при угле падения  $45^\circ$ ; а - однопроходная; б - многопроходная

излучатель 1 типа ЛГ-78 с длиной волны  $0,63 \text{ мкм}$ , ослабитель лазерного излучения 2, систему 3 из двух закрепленных параллельно друг другу зеркал, фотоприемник 4 и измерительный прибор 5.

При однопроходной схеме измерения спектрального коэффициента отражения  $\rho_\lambda^{(45^\circ)}$  осуществляют путем прямого измерения интенсивностей излучения, падающего  $J_0$  и отраженного от зеркала  $J_1$  излучения. Величину коэффициента отражения рассчитывают по формуле:

$$\rho_\lambda^{(45^\circ)} = \frac{J_1}{J_0} \quad (25)$$

Этот метод при измерении коэффициентов отражения зеркал, приближающихся к 1,0, становится все менее точным, так как он основан на измерении малой разницы больших сигналов. Для измерения высоких значений коэффициента отражения требуется фотоприемники с очень большим динамическим диапазоном входных сигналов (причем линейным).

Повысить точность измерения коэффициента отражения можно, исполь-

зую многопроходную схему измерений рис. 4 б. В этой схеме излучение многократно ( $n$ -раз) отражается от поверхностей двух зеркал с неизвестными коэффициентами отражения. На выходе из системы зеркал измеряется интенсивность  $J_{12}$ . Интегральный коэффициент отражения (после  $n$  отражений от двух зеркал) рассчитывается по формуле

$$\rho_{\lambda_{12}}^{(45^\circ)} = \frac{J_{12}}{J_0} \quad (26)$$

С другой стороны, если рассмотреть изменения интенсивностей при единичных отражениях от каждого из зеркал, можно вывести следующую формулу:

$$(\rho_{\lambda_1}^{45^\circ} \rho_{\lambda_2}^{45^\circ})^{n/2} = \rho_{\lambda_{12}}^{45^\circ} \quad (27)$$

Отсюда очевидно, что при выполнении трех экспериментов с тремя зеркалами мы получим три уравнения с тремя неизвестными коэффициентами отражения зеркал, из которых находятся искомые коэффициенты.

Точность данного способа будет выше, так как измеренная величина  $J_{12}$  будет более существенно отличаться от  $J_0$ , что позволяет повысить точность измерений в  $n/2$  раз.

## ЛАБОРАТОРНЫЕ ЗАДАНИЯ

### З а д а н и е I

Собрать схему измерения коэффициента отражения согласно рис. 4а. Включить лазер и провести поочередно замеры интенсивности лазерного излучения, падающего на зеркало  $J_0$  и отраженного от поверхности зеркала  $J_1$ ,  $J_2$  и  $J_3$  для трех зеркал. Зеркала устанавливать под углом  $45^\circ$  относительно оси падающего лазерного излучения в горизонтальной плоскости. Дважды повторить измерения, изменяя (уменьшая) интенсивность лазерного излучения  $J_0$  на 25–50%. Мощность излучения изменять при помощи диафрагм, поляризационных светофильтров или оптических ослабителей. Измеренные величины занести в табл. I. Вычислить коэффициент отражения зеркал как отношение интенсивности отраженного излучения к интенсивности падающего и внести значения в таблицу I.

Т а б л и ц а I

Результаты эксперимента по определению  
коэффициента отражения однопроходным методом

№п.	Интенсивность падающего излучения			Интенсивность отраженного излучения			Коэффициенты отражения зеркал		
	$J_{01}$	$J_{02}$	$J_{03}$	$J_1$	$J_2$	$J_3$	$\rho_1$	$\rho_2$	$\rho_3$
1									
2									
3									

## З а д а н и е 2

Собрать схему измерения коэффициента отражения согласно рис. 4б. Включить лазер. Произвести установку зеркал 1 и 2 так, чтобы излучение не попадало на края зеркал и совершало 3-5 отражений ( $n$ ) от каждого зеркала. Произвести замер интенсивности отраженного излучения  $J_{12}$ . Затем убрать систему зеркал и замерить интенсивность падающего излучения  $J_0$ . Замеренные значения  $J_0, J_{12}$  и  $\rho_{12}$  записать в табл. 1. Поочередно заменяя зеркала 1 и 2 на 3, произвести описанные выше измерения с другой комбинацией зеркал и внести результаты в табл. 2. Дважды изменяя интенсивность излучения на 25-50%, повторить измерения. Затем по зависимостям (26), (27) рассчитать и внести в табл. 2 измеренные коэффициенты отражения.

## У к а з а н и я к о т ч е т у

При оформлении отчета лабораторной работы нужно привести схему измерения коэффициента отражения при однопроходном и многопроходном отражении светового луча от поверхности измеряемого зеркала. В табл. 1 зафиксировать значения относительной величины падающего и отраженного световых потоков от поверхности зеркала. В табл. 2 зафиксировать величины падающего и отраженного световых потоков от системы из двух зеркал и число отражений от поверхности зеркал. Привести расчетные формулы определения коэффициента отражения. После расчета коэффициентов отражения зеркал по многопроходному способу провести сравнение с ве-

Результаты эксперимента по определению  
коэффициента отражения многопроходным методом

№ оп.	Интенсивность падающего излучения			Интенсивность отраженного излучения			Число отражений светового потока от зеркала			Коэффициенты отражения зеркал		
				$J_{12}$	$J_{13}$	$J_{23}$	$n_{12}$	$n_{13}$	$n_{23}$			
	$J_{0(12)}$	$J_{0(13)}$	$J_{0(23)}$							$\rho_1$	$\rho_2$	$\rho_3$
1												
2												
3												

личной коэффициентом отражения для тех же зеркал по однопроходному методу. Выполнить анализ проведенной работы и оформить в виде выводов.

В о п р о с ы д л я с а м о п р о в е р к и

1. Какова физическая природа отражения световой волны?
2. Физические явления при отражении света от диэлектрика и формула расчета коэффициента отражения.
3. Особенности отражения от поглощающей среды.
4. Отражение от металла. Связь коэффициентов отражения с электрической проводимостью металла.
5. Доказать справедливость формулы (27).
6. Чем отличаются интегральный и спектральный коэффициенты отражения?
7. Какие методы применимы для определения спектрального коэффициента отражения?
8. Чем достигается более высокая точность определения коэффициента отражения при многопроходном методе?
9. Какие внешние факторы могут внести погрешность в измерение коэффициента отражения?

10. Какие требования необходимо предъявлять к фотоприемнику и измерительному прибору, а также к лазеру для реализации высокой точности измерения коэффициента отражения?

## ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ЗЕРКАЛ

Автор-составитель В.И. А н и с и м о в

Редактор Н.С. К у п р и я н о в а

Техн.редактор Н.М. К а л е н ъ к

Корректор Н.С.К у п р и я н о в а

Лицензия ПР №062080 от 22.01.93

Подписано в печать 26.11.93. Формат 60x84 1/16 .

Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл.п.л. 0,93.

Усл.кр.-отт. 1,0. Уч.-изд.л. 0,8. Тираж 100 экз.

Заказ 513. Арт. С-39/93.

Научно-производственный центр "Авиатор"

443001 Самара, ул. Ульяновская, 18.

Участок оперативной полиграфии НПЦ "Авиатор"

443001 Самара, ул. Ульяновская, 18.