

## Лабораторная работа 3-12

### КОЛЬЦА НЬЮТОНА

*Е.В. Данилова*

#### Цель работы

Изучить явление интерференции света. Определить радиус кривизны плоско-выпуклой линзы при наблюдении колец Ньютона в монохроматическом свете известной длины волны; определить неизвестную длину волны монохроматического света при заданном радиусе кривизны линзы.

#### Теоретическое введение

Согласно волновой теории, свет представляет собой электромагнитные волны, причем составляющая электромагнитной волны – напряженность электрического поля  $\vec{E}$  (световой вектор) – ответственна за большинство наблюдаемых оптических явлений.

В электромагнитной волне вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}$  зависит от координат и времени согласно выражению:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi), \quad (12.1)$$

где  $E_0$  - амплитуда волны,  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  - циклическая частота,  $\vec{k}$  - волновой вектор ( $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  - волновое число),  $\varphi$  - начальная фаза,  $T$  - период,  $\lambda$  - длина волны.

Если амплитуда, частота, длина волны и начальная фаза не меняются со временем, то вышеприведенное выражение описывает *плоскую монохроматическую волну*. Реально эти условия не выполняются, т.е. монохроматическая волна является идеализацией. Электрическая

составляющая световой волны  $\vec{E}$  заметно изменяется при распространении света в различных средах, при прохождении через препятствие, при сложении волн.

При распространении в пространстве нескольких волн результирующее колебание в любой точке представляет собой геометрическую сумму колебаний, т.е. *суперпозицию волн*.

Особый интерес представляет сложение волн, при котором наблюдается явление *интерференции* света когда, происходит перераспределение энергии светового потока в пространстве, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Эта картина называется *интерференционной*.

При суперпозиции двух волн, интерференционная картина возникает при выполнении следующих условий: волны когерентны (разность начальных фаз  $\varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$ ); волны имеют одинаковую циклическую частоту ( $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ ); волны имеют одинаковую поляризацию вектора  $\vec{E}$  ( $\vec{E}_1 \parallel \vec{E}_2$ ).

Результирующее колебание в точке  $P$  в данный момент времени  $t$ , возникающее при сложении двух световых волн, приходящих их разных точек  $P_1$  и  $P_2$ , есть:

$$\vec{E}(P, t) = \vec{E}_1(P_1, t) + \vec{E}_2(P_2, t). \quad (12.2)$$

Введем понятие оптической разности фаз:

$$\Delta\varphi = k(r_2 - r_1) + (\varphi_1 - \varphi_2), \quad (12.3)$$

и оптической разности хода:

$$\Delta l = n_2 r_2 - n_1 r_1, \quad (12.4)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  - показатели преломления сред, в которых распространяются первая и вторая волны.

Если среда – воздух, то  $n_1 = n_2 \cong 1$ , тогда  $\Delta l = r_2 - r_1$ .

В дальнейшем положим, что  $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ . В этом случае оптическая разность фаз между двумя волнами будет:

$$\Delta\varphi = k\Delta l = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1). \quad (12.5)$$

Интенсивность световой волны  $I$  пропорциональна квадрату ее амплитуды  $E_0$ , т.е.  $I \sim E_0^2$ . Возводя (12.2) в квадрат, будем иметь, с учетом (12.1):

$$E_0^2 \cos^2(\omega t - \vec{k}\vec{r} + y) = (E_{01}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \Delta\varphi + E_{02}^2) \cos^2(\omega t - \delta), \quad (12.6)$$

где  $E_{01}$  и  $E_{02}$  – амплитуды складываемых волн,  $\text{tg}\delta = \frac{E_{01} \sin(\vec{k}_1 \vec{r}_1 - \varphi_1) + E_{02} \sin(\vec{k}_2 \vec{r}_2 - \varphi_2)}{E_{01} \cos(\vec{k}_1 \vec{r}_1 - \varphi_1) + E_{02} \cos(\vec{k}_2 \vec{r}_2 - \varphi_2)}$ , а  $\Delta\varphi$

дается выражением (12.3).

Наблюдаемая (регистрируемая) на опыте интенсивность света представляет собой среднее значение  $I$ , взятое за промежуток времени  $\Delta t \gg T$  ( $T = 2\pi/\omega$  – период световой волны). Усредняя выражение (12.6) по времени, получим:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \Delta\varphi + E_{02}^2$$

или

$$I = I_1 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi + I_2. \quad (12.7)$$

В данном месте пространства получаем условие максимальной интенсивности (*условие максимума*), если  $\cos \Delta\varphi = 1$ , откуда

$$\Delta\varphi = \pm 2m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (12.8)$$

и условие минимальной интенсивности (*условие минимума*), если  $\cos \Delta\varphi = -1$ , откуда

$$\Delta\varphi = \pm(2m+1)\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (12.9)$$

где  $m$  – номер (порядок) спектра.

Но  $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta l$ , следовательно, оптическая разность хода, соответствующая максимуму

интенсивности:

$$\Delta l_{\max} = \pm m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (12.10)$$

а оптическая разность хода, соответствующая минимуму интенсивности:

$$\Delta l_{\min} = \pm(2m + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (12.11).$$

Таким образом, *максимум интенсивности* при интерференции наблюдается тогда, когда оптическая разность хода равна четному числу полуволн, а *минимум интенсивности* – нечетному числу полуволн.

Существуют различные способы получения интерференционной картины. Частный случай – интерференционные «полосы равной толщины» (геометрическое место точек, в которых имеет место интерференция), примером которых являются «кольца Ньютона».

В данной работе наблюдается интерференционная картина, возникающая при отражении световой волны от верхней и нижней поверхностей тонкого клина. На рис. 12.1 приведены возможные варианты отражения световых лучей от поверхности клиновидной пластинки. В первом случае (рис. 12.1а) интерференционные полосы локализируются над верхней поверхностью клина, во втором случае (рис. 12.1б) – под нижней поверхностью клина.

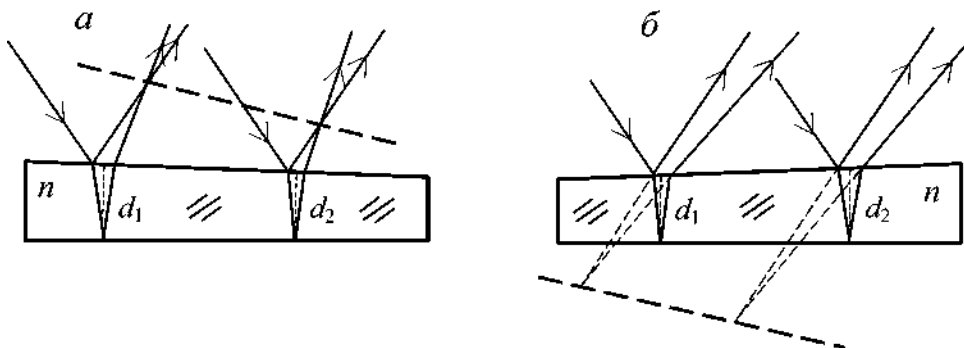


Рис. 12.1. Локализация полос равной толщины (жирная штриховая линия) при отражении параллельных пучков света от тонкой клиновидной

пластинки:  $a$  – над верхней поверхностью клина ( $d_1 > d_2$ );  $b$  – под нижней поверхностью клина ( $d_1 < d_2$ ).

Таким клином служит воздушная прослойка, образованная поверхностью плоской стеклянной пластины и соприкасающейся с ней выпуклой сферической поверхностью линзы большого радиуса кривизны  $R$  (рис. 12.2).

При нормальном падении монохроматического света на плоскую поверхность линзы в отраженном свете наблюдаются полосы равной толщины в виде чередующихся концентрических темных и светлых колец, называемых *кольцами Ньютона*. Зазор между линзой и плоской пластиной равен  $(d \pm d_0)$ . Идеальный контакт отсутствует. Мы должны взять  $(+d_0)$  в случае, если в область контакта попадает пылинка, и  $(-d_0)$  – в случае

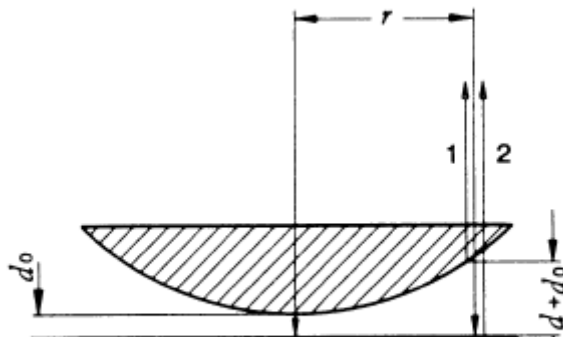


Рис. 12.2. Ход лучей в отраженном свете при получении колец Ньютона.

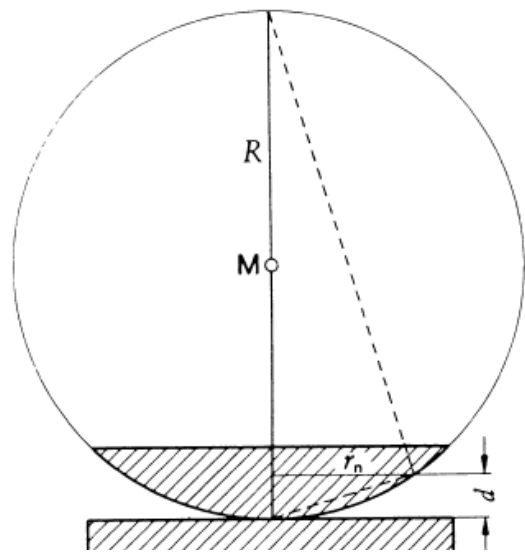


Рис 12.3. Геометрические построения при сильном «прижатии» линзы к поверхности пластины,  $d_0 = 0$ ,

сильного «прижатия» линзы к поверхности пластины.

В результате мы имеем две интерферирующие волны: первая возникает при отражении падающей волны от нижней поверхности линзы, вторая – при прохождении волны внутрь

воздушного клина и последующего отражения от плоской пластины. Эти две волны имеют оптическую разность хода:

$$\Delta l' = 2(d \pm d_0).$$

Следует учесть, что при отражении от оптически более плотной среды фаза отраженной электрической составляющей волны скачком изменяется на  $\pi$ , что равносильно дополнительной разности хода  $\frac{\lambda}{2}$ . При отражении от оптически менее плотной среды фаза отраженной электрической составляющей волны не изменяется.

Таким образом, полная оптическая разность хода волн 1 и 2 (рис. 12.2) равна:

$$\Delta l = (2d \pm 2d_0) + \frac{\lambda}{2}. \quad (12.12)$$

Условие максимума интерференции (12.10) запишется в виде:

$$\Delta l_{\max} = (2d \pm 2d_0) + \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda, \quad (12.13)$$

где  $m$  – порядок интерференции (номер кольца Ньютона)

Соответственно, условие минимума интерференции (12.11) – в виде:

$$\Delta l_{\min} = (2d \pm 2d_0) + \frac{\lambda}{2} = \pm(m + \frac{1}{2})\lambda. \quad (12.14)$$

В дальнейшем будем обозначать радиус колец Ньютона через  $r_m$ , радиус линзы –  $R$ . На рис. 12.3 видно, что  $r_m$  перпендикулярен диаметру  $2R$ ,  $r_m$  опущен из вершины прямоугольного треугольника, т.е.  $r_m^2 = (2R - d)d = 2Rd - d^2$ . Поскольку  $d \ll R$ , то  $r_m^2 \approx 2Rd$ ;  $d = \frac{r_m^2}{2R}$ .

Следовательно:

$$\Delta l = (\frac{r_m^2}{R} \pm 2d_0) \pm \frac{\lambda}{2}.$$

Условие максимума (12.13) приобретает вид:

$$\frac{r_{\max}^2}{R} \pm 2d_0 \pm \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda,$$

или

$$r_{\max}^2 = (m - \frac{1}{2})\lambda R \text{ и } 2d_0 R, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (12.15)$$

Соответственно, условие минимума (12.14) приобретает вид:

$$\frac{r_{\min}^2}{R} \pm 2d_0 \pm \frac{\lambda}{2} = \pm (m + \frac{1}{2})\lambda,$$

или

$$r_{\min}^2 = m\lambda R \text{ и } 2d_0 R, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (12.16)$$

При идеальном контакте  $d_0 = 0$ .

График зависимости  $r_m^2 = f(m)$  демонстрирует, каков контакт между линзой и плоской пластиной в выполняемом эксперименте.

Если интерференционная картина наблюдается в проходящем свете, то она будет обратной по отношению к картине в отраженном свете: там, где наблюдались темные кольца, будут наблюдаться светлые, и наоборот.

## Описание экспериментальной установки

Общий вид установки представлен на рис. 12.4.

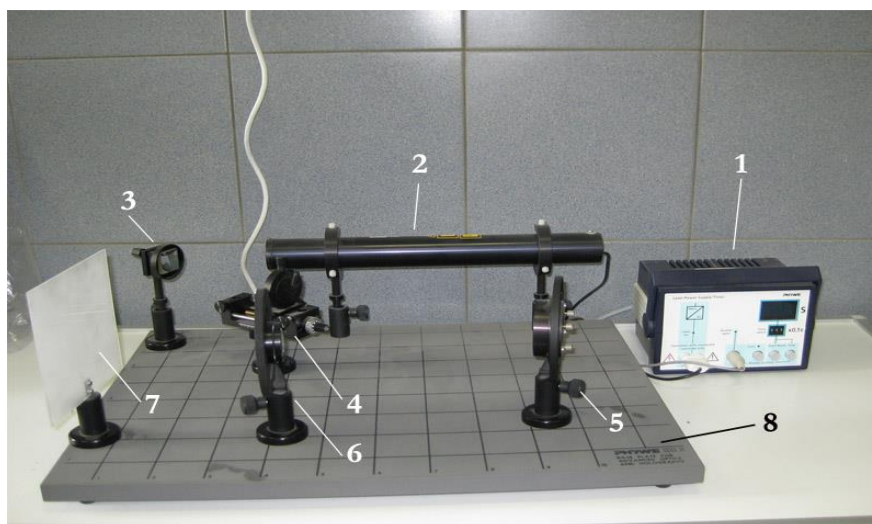


Рис 12.4. Общий вид экспериментальной установки.

Источником света служит лазер 2 с длиной волны  $\lambda = 632,8 \text{ нм}$ , питаемый от источника тока 1. Световой поток, выходя из лазера, падает на отражатель 3. Отражатель меняет направление распространения потока, в результате чего свет, проходя через диафрагму 4, падает на устройство 5, дающее интерференционную картину в виде колец Ньютона в отраженном свете. Затем, отраженный поток, пройдя линзу 6, попадает на полупрозрачный экран 7, где формируется увеличенное изображение интерференционной картины и измерительной линейки в масштабе 36:1. Плосковыпуклая линза большого радиуса кривизны и стеклянная пластина, с которой соприкасается линза, помещены в общий корпус и образуют единое устройство 5. Все элементы установки монтируются на столике 8 с магнитным покрытием.

Технические данные приборов занесите в табл. 12.1.

Таблица 12.1

**Технические данные приборов**

Название прибора	Пределы измерений	Число делений	Цена деления	Класс точности	Абсолютная приборная погрешность





кольца										
$D_1$ (мм)										
$r_1$ (мм)										
$r_1^2$ (мм <sup>2</sup> )										
$R$ (м)										
$D_2$ (мм)										
$r_2$ (мм)										
$r_2^2$ (мм <sup>2</sup> )										
$\lambda$ (нм)										

## Обработка результатов эксперимента

### 1. Расчет радиуса кривизны линзы $R$ (м)

Запишите длину волны источника света согласно индивидуальному заданию.

Постройте график зависимости  $r_1^2 = f(m)$ . Определите по нему контакт между линзой и плоской пластиной. Тангенс угла наклона этой прямой равен:

$$\lambda R = \frac{r_{\min}^2}{m}.$$

Среднее значение радиуса кривизны линзы:

$$\bar{R} = \frac{r_{\min}^2}{m\lambda} \quad (\text{м}).$$

Относительная погрешность определения  $R$ :

$$\delta_R = \frac{\Delta R}{R} \cdot 100\% = \left( \frac{\Delta\lambda}{\lambda} + \frac{2\Delta r_{\min}}{r} \right) \cdot 100\%$$

При расчете используйте данные табл. 12.1 и 12.2 с учетом 36-кратного увеличения линзой 6 изображения колец на экране.

Абсолютная погрешность  $\Delta R$  :

$$\Delta R = \frac{\delta_R \cdot \bar{R}}{100} \quad (\text{м}).$$

Ответ запишите в СИ в виде:

$$(\bar{R} \pm \Delta R) = \quad (\text{м}),$$

$$\delta_{\bar{R}} = \quad (\%).$$

## 2. Расчет длины волны $\lambda$

Запишите радиус кривизны линзы  $R$  (м).

Постройте график зависимости  $r_2^2 = f(m)$ . Определите по нему контакт между линзой и плоской пластиной. Тангенс угла наклона этой прямой равен:

$$\lambda R = \frac{r_{\min 2}^2}{m}$$

Среднее значение длины волны:

$$\bar{\lambda} = \frac{r_{\min 2}^2}{m} \cdot \frac{1}{R} \quad (\text{м})$$

Относительная погрешность:

$$\delta_{\bar{\lambda}} = \left( \frac{2\Delta r_{\min 2}}{r_{\min 2}} + \frac{\Delta R}{R} \right) \cdot 100\%$$

При расчете используйте данные табл. 12.1 и 12.2 с учетом 36-кратного увеличения линзой 6 изображения колец на экране.

Абсолютная погрешность  $\Delta \lambda$  :

$$\Delta\lambda = \frac{\delta_{\bar{\lambda}} \cdot \bar{R}}{100} \quad (\text{м})$$

Ответ запишите в СИ в виде:

$$(\bar{\lambda} \pm \Delta\lambda) = \quad (\text{м}),$$

$$\delta_{\bar{\lambda}} = \quad (\%).$$

## Библиографический список

### *а) основной*

1. *Савельев И.В.* «Курс общей физики» Кн. 4. М.: ООО «Издательство АСТ», 93 – 96 с, 119–121с.

2. *Капуткин Д.Е., Шустиков А.Г.*, Физика: Обработка результатов измерений при выполнении лабораторных работ. М.: МИСиС, 2007. 108 с. (№ 805)

### *б) дополнительный*

3. *Ландсберг Г.С.* Оптика: учеб. пособие для студ. физических спец. вузов. – 9-е изд., перераб. и доп. – М.: Физматлит. 2003. 848 с.

4. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике, книга 3. Излучение. Волны. Кванты. – М.: Мир. 1965. С.225.

5. *Наими Е.К.* Интерференция света при отражении от тонких пластинок и пленок.// Физическое образование в вузах. – 2013. Т.19. № 3. С. 123-130; – Сайт <http://sp.misis.ru> Институт Базового Образования. Кафедра физики. Студенческий Учебный Ресурс. Методические указания.

## Контрольные вопросы

1. Что такое когерентность?

2. Когда наблюдаются интерференционные полосы равной толщины? Приведите пример.

3. Что такое оптическая разность хода и оптическая разность фаз? Какова связь между ними?
4. В каких случаях при интерференции света в тонких пленках оптическая разность хода меняется на  $\lambda/2$  ?
5. Каковы условия максимума и минимума при наблюдении интерференционной картины?
6. Чем отличается интерференционная картина при наблюдении колец Ньютона в отраженном и проходящем свете?
7. Как меняются радиусы колец Ньютона при изменении длины волны света и показателя преломления среды при изменении заполнения среды между линзой и плоскопараллельной пластиной?

