

Московский Государственный технический университет им. Н. Э. Баумана

Л.Н.Климов

ИЗМЕРЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРОЗРАЧНЫХ ТЕЛ

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Методические указания к лабораторной работе О-7

Под редакцией Л.К.Мартинсона

Издательство МГТУ, 1991

Излагается интерференционный метод измерения геометрических параметров поверхностей прозрачных тел; сферических линз и микропузырьков воздуха в слюде.
Для студентов 2-го курса всех специальностей МГТУ им. Н.Э.Баумана.

Цель работы - изучение явления интерференции при отражении света от тонкого прозрачного слоя однородного и изотропного вещества.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Если выпуклую сферическую поверхность линзы привести в соприкосновение с плоскопараллельной стеклянной пластинкой и направить по нормали к пластинке пучок монохроматического света, то в свете, как в проходящем через данную систему, так и отраженном от нее, можно наблюдать интерференционную картину чередующихся концентрических светлых и темных колец. По имени их первого исследователя они получили название колец Ньютона.

Радиусы колец Ньютона зависят от их порядкового номера, длины волны падающего света и от радиуса кривизны выпуклой поверхности линзы, касающейся пластинки. Чтобы установить эту зависимость, предварительно рассмотрим, каким образом при освещении параллельным пучком света прозрачной плоскопараллельной пластинки или пленки малой толщины возникает интерференция света.

Будем использовать понятие оптической длины l_0 пути луча (т.е. длины пути луча в вакууме), на котором содержалось бы столько же длин волн, сколько их содержится на пути l того же луча в данной среде с абсолютным показателем преломления света n . По определению

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda_0 \nu}{\lambda \nu} = \frac{\lambda_0}{\lambda}$$

где c и v - скорости света в вакууме и в данной среде соответственно; λ_0 и λ - длины волн в вакууме и в данной среде соответственно; ν - частота колебаний световой волны.

Пусть луч света ОА с длиной волны λ_1 , падающий на поверхность плоскопараллельной пластинки малой толщины h , имеет угол падения i и угол преломления r (рис. 1). Предположим, что пластинка имеет абсолютный показатель преломления n_2 , а окружающая ее однородная прозрачная среда - абсолютный показатель преломления n_1 . Образовавшиеся отраженные лучи 1,2,3... и проходящие 1', 2', 3', ..., будучи когерентными, могут интерферировать. Вследствие большой потери интенсивности при каждом отражении от двух граней (для прозрачных пластинок потеря интенсивности отраженного луча может достигать 95%) влиянием лучей 3,4..., так же как и 3', 4', ... на результат интерференции можно пренебречь, т.е. можно рассматривать в отраженном свете только лучи 1 и 2, а в проходящем - лучи 1' и 2'.

Допустим, что $n_2 > n_1$. Тогда оптическая разность хода Δ лучей 1 и 2 (см. рис. 1) имеет вид

$$\begin{aligned}
\Delta &= (AC + CB)n_2 - \left(AD - \frac{\lambda_1}{2}\right)n_2 = \frac{2hn_2}{\cos r} - n_1 AB \sin i + \frac{\lambda_1 n_1}{2} = \\
&= \frac{2hn_2}{\cos r} - n_1 2htgr \frac{n_2}{n_1} \sin r + \frac{\lambda_1 n_1}{2} = \frac{2hn_2}{\cos r} (1 - \sin^2 r) + \frac{\lambda_1 n_1}{2} = \\
&= 2hn_1 \cos r + \frac{\lambda_1 n_1}{2} = 2hn_2 \sqrt{1 - \sin^2 r} + \frac{\lambda_1 n_1}{2} = \\
&= 2hn_2 \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2 i} + \frac{\lambda_1 n_1}{2} = 2h\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \frac{\lambda_1 n_1}{2}
\end{aligned} \tag{1}$$

В случае, если $n_2 < n_1$, имеем

$$\Delta = \left(AC + CB + \frac{\lambda_2}{2}\right)n_2 - ADn_1 = 2h\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \frac{\lambda_2 n_2}{2}, \tag{2}$$

где λ_2 - длина волны света в среде с показателем преломления n_2 .

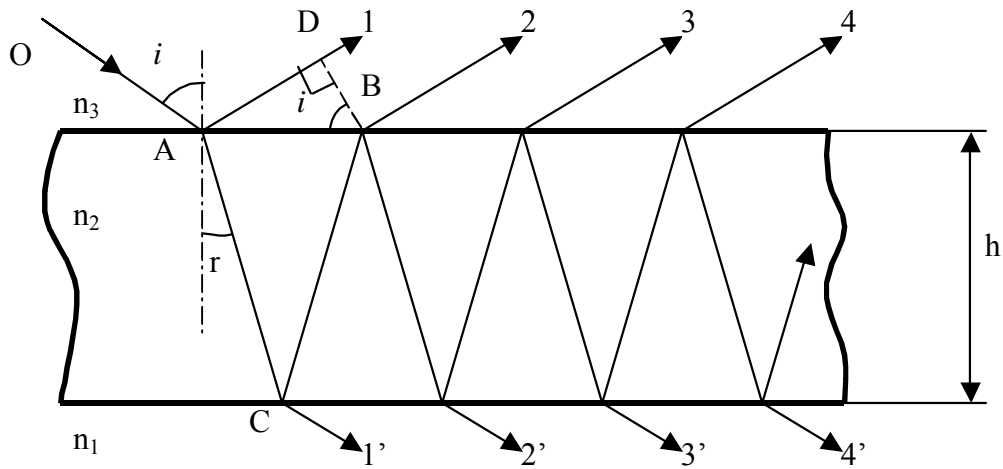


Рис.1

Примечание. При отражении от оптически более плотной среды фаза световой волны изменяется на π . Этот факт можно расценить либо как «потерю» полволны, либо как «приобретение» полволны в оптическом ходе отраженного луча. В начале вывода формул (1) и (2) $\lambda_1/2$ имеет знак «-» («потеря»), а $\lambda_2/2$ имеет знак «+» («приобретение») для того, чтобы знак последнего члена в этих формулах оказался одинаковым.

Если в формулах (1) и (2) меньший показатель преломления принять равным единице, что соответствует, как обычно, воздушной среде, а больший показатель преломления обозначить через n , то получим оптическую разность хода лучей 1 и 2 (см. рис. 1), отраженных от тонкой пластинки, окруженной воздухом:

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}, \tag{3}$$

а оптическую разность хода лучей 1 и 2, отраженных от тонкого плоскопараллельного слоя воздуха, заключенного между двумя толстыми прозрачными пластинами:

$$\Delta = 2h\sqrt{1^2 - n^2 \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2} \tag{4}$$

В формулах (3) и (4) n - показатель преломления пластин; λ - длина волны света в воздухе (в формуле (1) при $n_1=1$ $\lambda_1=\lambda$, в формуле (2) при $n_2=1$ $\lambda_2=\lambda$); h - толщина тонкой пластинки (в формуле 3) (или толщина тонкого слоя воздуха) в формуле (4).

Нетрудно показать для прошедших лучей 1' и 2' следующее: аналогично формулам (1) или (2) можно получить

$$\Delta' = 2h\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i}; \quad (5)$$

подобно формуле (3) написать

$$\Delta' = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 i}; \quad (6)$$

аналогично формуле (4) получить

$$\Delta' = 2h\sqrt{1^2 - n^2 \sin^2 i}. \quad (7)$$

Из приведенных равенств следует, что оптическая разность хода Δ (или Δ') является функцией i , h , n .

В оптических схемах, где обеспечено постоянство i и n оптическая разность хода может меняться только за счет изменения h . Тонкая пластинка с непараллельными гранями (например, клин) может иметь на поверхности геометрические места точек, для каждого из которых толщина пластинки будет иметь одинаковое значение h . Интерференционные полосы, соответствующие этим геометрическим местам точек, называются полосами равной толщины.

В тех оптических схемах, где константами является h и n , изменения оптической разности хода могут быть только за счет изменения угла i . Каждому значению угла падения i при всевозможных плоскостях падения будет соответствовать интерференционная полоса, называемая полосой равного наклона.

В общем случае, когда i , h , n не являются константами, наблюдаются интерференционные полосы смешанного типа.

Пусть выпуклая поверхность радиуса кривизны R_1 линзы $Л_1$, касается плоской поверхности стеклянной пластинки Π (рис. 2). Образование колец Ньютона при нормальном падении света длиной волны λ на тонкий слой воздуха между линзой и пластинкой можно приближенно объяснить на основании формул (4) или (7).

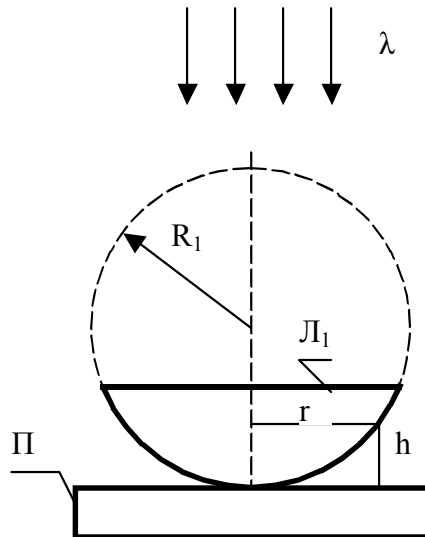


Рис.2

Поскольку картина колец Ньютона в отраженных лучах более контрастна чем в проходящих наблюдение колец в данной работе производят в отраженном свете. Их образование в этом случае можно объяснить с помощью уравнения (4).

При большом радиусе кривизны R_1 можно приближенно считать, что пучок света, падающий нормально к поверхности линзы в точке ее касания с плоскостью стекла, будет нормален и в других точках этой поверхности, близких к точке касания. Поэтому, полагая в формуле (4) $i=0$, получим

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda}{2} \quad (8)$$

Это выражение при переменном значении h может быть условием образования интерференционных полос равной толщины в отраженном свете. В данной установке (см. рис. 2) определенной толщине h воздушного слоя будет соответствовать геометрическое место точек на сферической поверхности линзы - окружность радиуса r . В зависимости от h оптическая разность хода Δ может содержать четное или нечетное число полуволен, а это приводит к появлению в отраженных лучах либо интерференционного максимума (т.е. светлого кольца), либо минимума (т.е. темного кольца) соответственно. Очевидно, что

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (\text{где } k=1, 2, 3 \dots) \quad (9)$$

есть условие образования светлого кольца Ньютона в отраженных лучах (условие максимума) и

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad \text{или} \quad 2h = k\lambda \quad (\text{где } k=0, 1, 2, 3, \dots) \quad (10)$$

есть условие образования темного кольца Ньютона в отраженных лучах (условие минимума).

На основании примечания к формулам (1) и (2) вместо (9) можно использовать равноценное условие

$$\Delta = 2h - \frac{\lambda}{2} = (k - 1)\lambda \quad (\text{где } k=1, 2, \dots) \quad (\text{max}), \quad (11)$$

а вместо (10) - условие

$$\Delta = 2h - \frac{\lambda}{2} = (2k - 1) \frac{\lambda}{2} \quad \text{или} \quad 2h = k\lambda \quad (\text{где } k=0, 1, 2, \dots) \quad (\text{min}). \quad (12)$$

Правые части уравнений (11) и (12) написаны в таком виде для того, чтобы число k являлось номером кольца, так же как в (9) и (10).

Из условия (10) или (12) следует, что в отраженном свете в центре колец Ньютона ($k=0$) наблюдатель увидит темное пятно.

Если бы между линзой и стеклянной пластинкой вместо воздуха находилась жидкость, а их абсолютными показателями преломления были бы n_L , n_J , n_P соответственно, то в отраженном свете в центре колец Ньютона при $n_L > n_J < n_P$ (или при $n_L < n_J > n_P$) наблюдалось бы темное пятно, а при $n_L > n_J > n_P$ (или при $n_L < n_J < n_P$) - светлое пятно (в проходящем свете эти же условия дадут обратный результат). К этим выводам можно прийти, если: 1) допустить, что в точке касания линзы и пластинки прослойка воздуха (или жидкости) имеет толщину $h \ll \lambda/2$, но не равную нулю; 2) выяснить, на какой из границ раздела сред «теряется» полволны в каждом случае.

Из рис. 2 видно, что R_1 , r и h связаны соотношением

$$\frac{2R_1 - h}{r} = \frac{r}{h} \quad (13)$$

Пренебрегая h по сравнению с $2R_1$, получим $2R_1/r = r/h$ или

$$R_1 = \frac{r^2}{2h} \quad (14)$$

Используя условие максимума (9) или (11), получим формулы для определения радиуса R_1 кривизны выпуклой поверхности линзы по радиусу r светлого кольца в отраженных лучах (или по его диаметру $d=2r$)

$$R_1 = \frac{r^2}{\left(k - \frac{1}{2}\right)\lambda} = \frac{d^2}{4\left(k - \frac{1}{2}\right)\lambda}, \quad (15)$$

где k - номер светлого кольца; λ - длина световой волны. Используя условие минимума (10) или (12), получим формулу для определения радиуса R_1 кривизны выпуклой поверхности линзы по радиусу r темного кольца в отраженных лучах (или по его диаметру $d=2r$)

$$R_1 = \frac{r^2}{k\lambda} = \frac{d^2}{4k\lambda} \quad (16)$$

где k - номер темного кольца; λ - длина световой волны.

При проведении эксперимента рекомендуется измерять диаметры темных колец Ньютона. Из уравнения (16) видно, что d^2 есть линейная функция номера k темного кольца:

$$d^2 = 4\lambda R_1 k = C_1 k \quad (17)$$

где

$$C_1 = 4\lambda R_1 \quad (18)$$

Коэффициент пропорциональности C_1 , можно найти, построив график линейной зависимости $d^2=f(k)$ по полученным из опыта значениям d^2 и k для первых четырех темных колец Ньютона (при $k>4$ нарушается условие $i=0$ и зависимость $d^2=f(k)$ уже отличается от линейной).

Таким образом, радиус кривизны R_1 выпуклой поверхности линзы определяется равенством

$$R_1 = \frac{C_1}{4\lambda} \quad (19)$$

Если необходимо найти радиус кривизны R_2 вогнутой поверхности линзы L_2 , то для этого на ее вогнутую поверхность помещают выпуклую линзу L_1 , имеющую известный радиус кривизны выпуклой поверхности R_1 , меньший, чем R_2 (рис. 3).

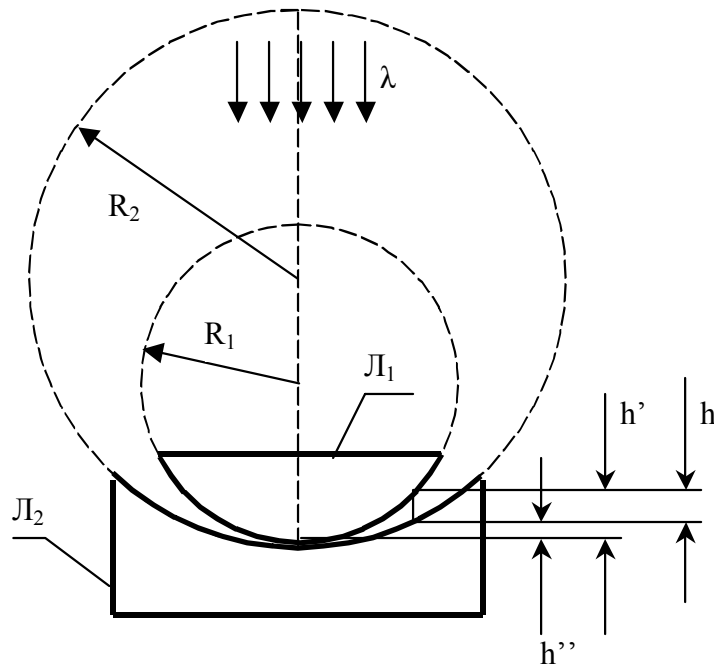


Рис. 3

В этом случае аналогично формуле (13) можно написать формулы

$$\frac{2R_1 - h'}{r} = \frac{r}{h'}; \quad \frac{2R_2 - h''}{r} = \frac{r}{h''}$$

где r - радиус кольца Ньютона в том месте воздушной прослойки между линзами L_1 и L_2 , где ее толщина равна $h=h'-h''$ (см. рис. 3). Пренебрегая h' по сравнению с $2R_1$, и h'' по сравнению с $2R_2$, имеем

$$\frac{2R_1}{r} = \frac{r}{h'}; \quad \frac{2R_2}{r} = \frac{r}{h''}$$

Следовательно,

$$h' = \frac{r^2}{2R_1}; h'' = \frac{r^2}{2R_2}$$

откуда

$$h' - h'' = \frac{r^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (20)$$

Если r - радиус темного кольца, то на основании (10) или (12) имеем

$$2(h' - h'') = k\lambda \quad (21)$$

Из (20) и (21) следует, что

$$\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} = \frac{k\lambda}{r^2} \quad (22)$$

или

$$\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} = \frac{4k\lambda}{d^2} \quad (23)$$

где d - диаметр темного кольца Ньютона ($d=2r$).

Примечание. Из формулы (23) можно, как частный случай, получить формулу (16), положив $R_2 = \infty$.

Таким образом,

$$d^2 = \frac{4\lambda}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}} k = C_2 k, \quad (24)$$

где

$$C_2 = \frac{4\lambda}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}} \quad (25)$$

Построив по полученным из эксперимента значениям k и d^2 график $d^2 = C_2 k$ на тех же осях координат, что и график $d^2 = C_1 k$, находят C_2 , а затем и радиус кривизны R_2 вогнутой поверхности линзы L_2 по формуле, полученной из соотношения (25),

$$R_2 = \frac{1}{\frac{1}{R_1} - \frac{4\lambda}{C_2}} \quad (26)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для измерения диаметров колец Ньютона в данной работе используется бинокулярный микроскоп МБС-9 (рис. 4).

Линза 3 (см. рис. 4) помещается на стеклянную пластинку 2, лежащую на предметном столике 1. Для того чтобы обеспечить нормальное ($i=0$) падение света на линзу и пластинку, осветитель 8 - небольшая лампочка в специальном патроне - вставляется вместо одного из окуляров микроскопа. Свет от осветителя 8 через светофильтр направляется в объектив 4, из которого выходит на линзу 3. Отразившись, свет возвращается в объектив 4 и затем через окуляр 7 попадает в глаз наблюдателя. Питание лампочки осветителя 8 осуществляется от трансформатора 9, имеющего тумблер включения 11, регулятор силы тока 10 и вилку включения в сеть 12. Окуляр 7 имеет шкалу (цена деления которой известна), позволяющую измерить диаметр наблюдаемого кольца Ньютона. Четкого изображения окулярной шкалы можно добиться вращением верхней головки окуляра 7. Вращением винта 5 можно установить объектив нужной кратности увеличения. По окружности винта 5 нанесены цифры (0,6; 1; 2; 4; 7), и, если, например, нужен объектив с увеличением в 7 раз (семи-

кратный), то винт 5 надо повернуть так, чтобы его цифра 7 оказалась против красной (или белой) точки, нанесенной на корпусе микроскопа. Фокусировка изображения колец Ньютона осуществляется винтом 6. Если требуется небольшое горизонтальное перемещение линзы 3 (например, для совмещения диаметра колец Ньютона с окулярной шкалой), то удобнее, не трогая линзу 3, перемещать стеклянную пластинку 2, на которую положили эту линзу.

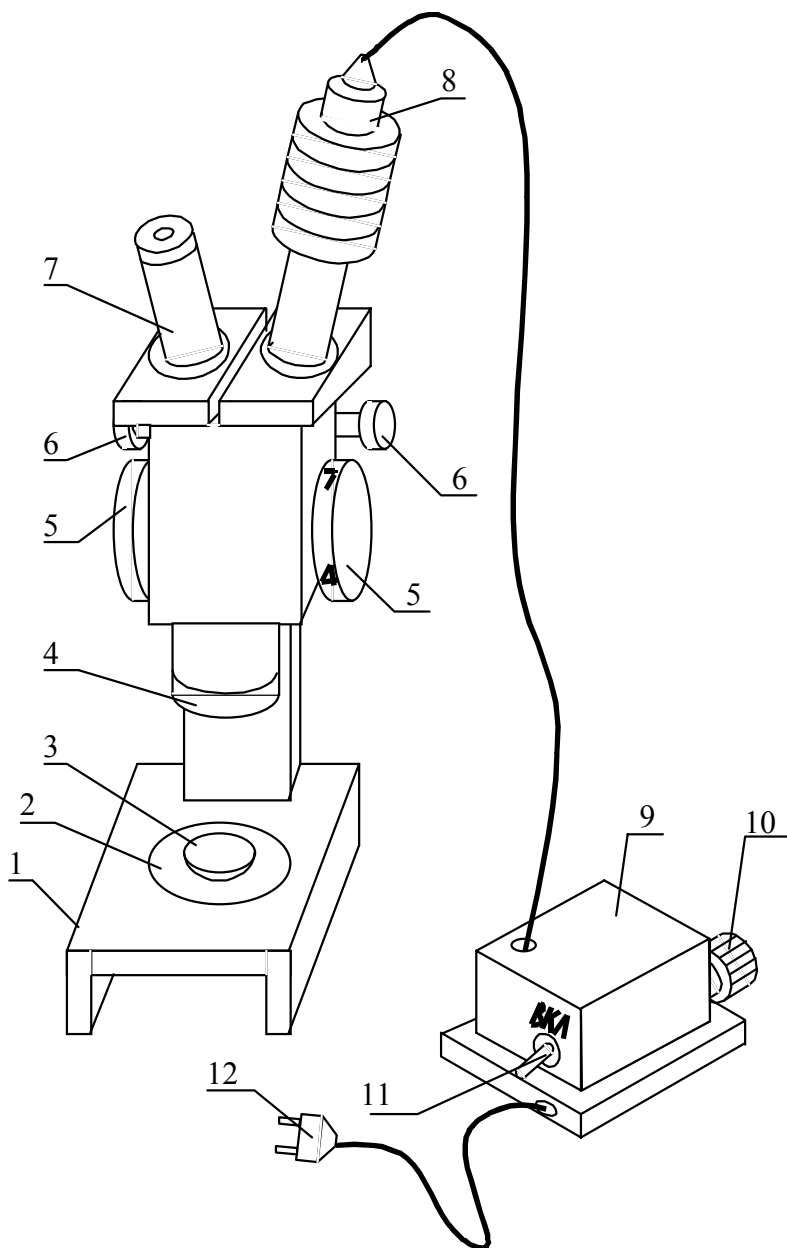


Рис. 4

А. Определение радиуса кривизны выпуклой поверхности линзы.

1. Положить линзу L_1 выпуклой поверхностью на стеклянную пластинку 2 предметного столика 1 (см. рис. 4).

Примечание. Для того, чтобы линза, находясь на пластине, не колебалась, ее положение нередко фиксирует специальными прижимными лапками имеющимся на предметном столике. Однако, прижимать линзу к стеклянной пластине можно лишь в том случае, если линза от этого не будет деформирована. Поэтому тонкие линзы (например, очковые) прижимать не рекомендуется. В дан-

ной установке незакрепленная линза не колеблется, находясь на пластине, потому что ее центр масс достаточно близок к точке касания из-за того, что линза выпукло-вогнутая. Если бы линза была плосковыпуклая, то ее центр масс был бы более поднят над точкой касания и возможность колебаний линзы от этого должна была бы увеличиться.

2. Включить вилку 12 трансформатора в сеть, тумблер 11 поставить в положение «ВКЛ» и регулятором 10 добиться наибольшей силы света лампочки осветителя 8.

3. Вращая винт 5, позволяющий производить смену объективов, установить его цифру 7 точно против красной (или белой) точки на корпусе микроскопа. В этом случае используемый объектив имеет увеличение $\gamma=7$.

4. На стеклянную пластинку 2 положить выпуклой стороной линзу L_1 (так, чтобы ее центр находился примерно против центра объектива 4. В этом случае, если светофильтр осветителя красный, на поверхности линзы невооруженным глазом можно заметить красный след луча осветителя. Небольшим перемещением пластинки 2 можно добиться, чтобы этот след приходился на точку касания линзы и пластинки.

5. Вращая окуляр 7, поставить его в такое положение, при котором окулярная шкала была бы расположена горизонтально. У головки окуляра 7; предусмотрена (путем ее вращения) возможность фокусировки окулярной шкалы. Необходимо добиться резкого изображения ее делений.

6. Наблюдая через окуляр 7 кольца Ньютона, плавным вращением винтов 6 получить их резкое изображение.

Примечание. Если в центре колец будет видно не темное пятно, а светлое, то это означает следующее: 1) либо в месте соприкосновения между линзой и пластинкой есть пылинка размером $\lambda/4$, $3\lambda/4$, ...; 2) либо на касающейся поверхности есть такого же размера углубление (царапина). В 1-м случае линзу и пластинку надо протереть сухой, чистой, мягкой тряпочкой до появления в центре темного пятна; во 2-м - изменить место соприкосновения, немного переместив линзу. При этом добиваются контрастности всей картины колец, подбирая свет осветителя с помощью регулятора 10.

7. Слегка перемещая пластинку 2, совместить центр колец с центром окулярной шкалы.

8 С помощью окулярной шкалы измерить диаметры первых четырех темных колец. По этой шкале производят отсчеты N_1 и N_2 положений концов каждого диаметра d . В каждом случае

$$d = \frac{|N_2 - N_1|l}{\gamma}, \quad (27)$$

где l - цена деления окулярной шкалы (обычно $l=0,1$ мм): γ - увеличение объектива микроскопа (рекомендуется выбрать $\gamma = 7$).

Делая отсчеты N_1 и N_2 , необходимо учесть, что цифры окулярной шкалы 1,2,3, ..., означают 10,20,30, ... делений соответственно. Например, для второго ($k=2$) темного кольца, изображенного на рис. 5, $N_1=84$, $N_2=96$. Отсчеты N_1 и N_2 производят для точек, находящихся в середине кольцевой полосы.

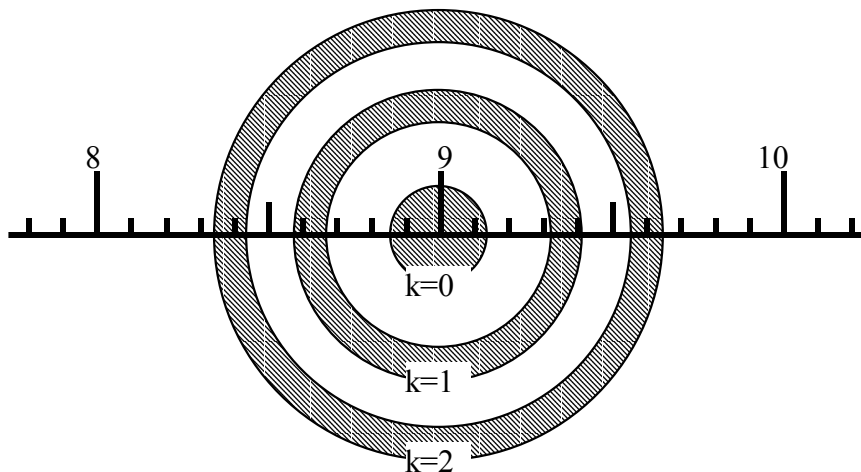


Рис. 5

9. Значения k , N_1 , N_2 , d , и d^2 занести в левую часть таблицы.

k	А				Б			
	N_1	N_2	d, мм	d^2 , мм ²	N_1	N_2	d, мм	d^2 , мм ²
1								
2								
3								
4								
$R_1 \pm \Delta R_1 = \dots$					$R_2 \pm \Delta R_2 = \dots$			

По данным таблицы построить прямолинейный график $d^2=C_1k$. Если из-за погрешностей эксперимента точки (k_i, d_i^2) не будут лежать строго на одной прямой, то прямую следует провести между ними так, чтобы количество точек по обе стороны от нее было одинаковым.

10. По двум (не соседним) значениям k ($k=m, k=n$) и соответствующим значениям d^2 (d_m^2 и d_n^2) найти C_1 :

$$C_1 = \frac{d_n^2 - d_m^2}{n - m}$$

Подставив значение C_1 , в равенство (19), рассчитать радиус кривизны R_1 выпуклой поверхности линзы L_1 по формуле

$$R_1 = \frac{d_n^2 - d_m^2}{4\lambda(n - m)} \quad (28)$$

где λ - длина волны света, пропускаемого светофильтром (для красного светофильтра $\lambda = 640 \text{ нм} = 6400 \text{ \AA}$).

11. Относительную погрешность измерения радиуса кривизны можно подсчитать по формуле

$$\varepsilon = \frac{\Delta R_1}{R_1} \approx \sqrt{\left(\frac{2d_m}{d_n^2 - d_m^2}\right)^2 (\Delta d_m)^2 + \left(\frac{2d_n}{d_n^2 - d_m^2}\right)^2 (\Delta d_n)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2},$$

где $\Delta d_m \approx \Delta d_n \approx \Delta d \approx \sqrt{2} (1/\gamma) \Delta N$ (см. формулу (27), для которой ΔN - погрешность окулярной шкалы); $\Delta \lambda$ - ширина полосы пропускания света фильтром.

В нашем случае светофильтр имеет довольно широкую полосу пропускания $\Delta \lambda \approx 20 \text{ нм} \approx 200 \text{ \AA}$. Поэтому при вычислении ε под корнем можно учитывать только последний член, т.е. считать, что

$$\varepsilon = \frac{\Delta R_1}{R_1} \approx \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$$

После вычисления $\Delta R_1 \approx R_1(\Delta \lambda/\lambda)$ окончательный результат записать в виде $R_1 \pm \Delta R_1$.

Примечание. В тех случаях, когда для получения колец Ньютона может быть использован достаточно монохроматический источник света, первый и второй члены под корнем необходимо учитывать.

Б. Определение радиуса кривизны вогнутой поверхности линзы.

1. На вогнутую поверхность линзы L_2 положить линзу L_1 так, чтобы ее выпуклая сторона касалась вогнутой поверхности линзы (см. рис. 3). При этом между касающимися поверхностями будет воздушный зазор, так как по условию $R_2 > R_1$.

2. Прделав те же измерения, что и в разделе А, занести результаты в правую часть (Б) – таблицы.

3. По построенному графику $d^2=C_2k$ найти C_2 (см. разд. А, п. 10).

4. По формуле (26) вычислить R_2 .

5. За относительную погрешность измерения радиуса кривизны R_2 линзы L_2 принять так же, как и для линзы L_1 ,

$$\varepsilon = \frac{\Delta R_2}{R_2} \approx \frac{\Delta \lambda}{\lambda}.$$

После вычислений $\Delta R_2 \approx R_2(\Delta \lambda/\lambda)$ окончательный результат записать в виде $R_2 \pm \Delta R_2$.

В. Оценка геометрических размеров микропузырьков воздуха в деформированной пластинке слюды.

1. На предметный столик микроскопа поместить пластинку слюды, имеющую следы деформации.
2. С помощью винтов 6 (см. рис. 4) получить резкое изображение интерференционных полос равной толщины, наблюдаемых в отраженном свете в местах деформации слюдяной пластинки. Среди этих полос можно увидеть отдельные маленькие системы, имеющие небольшое число колец (круглых или овальных). Перемещая диск, на который положили слюду, нужно найти подобную систему, например, из четырех, пяти, ... (не более десяти) колец, и получить ее резкое изображение. При этом резкость изображения окулярной шкалы должна быть получена ранее путем вращения верхней части окуляра (его головки).
3. Каждая система колец в данной слюдяной пластинке образуется в результате освещения маленького расплющенного пузырька воздуха, имеющегося в толще слюды и расположенного между ее тонкими плоскими слоями, суммарная толщина которых является толщиной слюдяной пластинки. С помощью окулярной шкалы (так же, как в разделах А и Б) определить диаметр d наибольшего светлого кольца, значение которого можно приближенно считать равным диаметру пузырька воздуха.
4. Зарисовать в увеличенном масштабе для наблюдения (рис. 6).

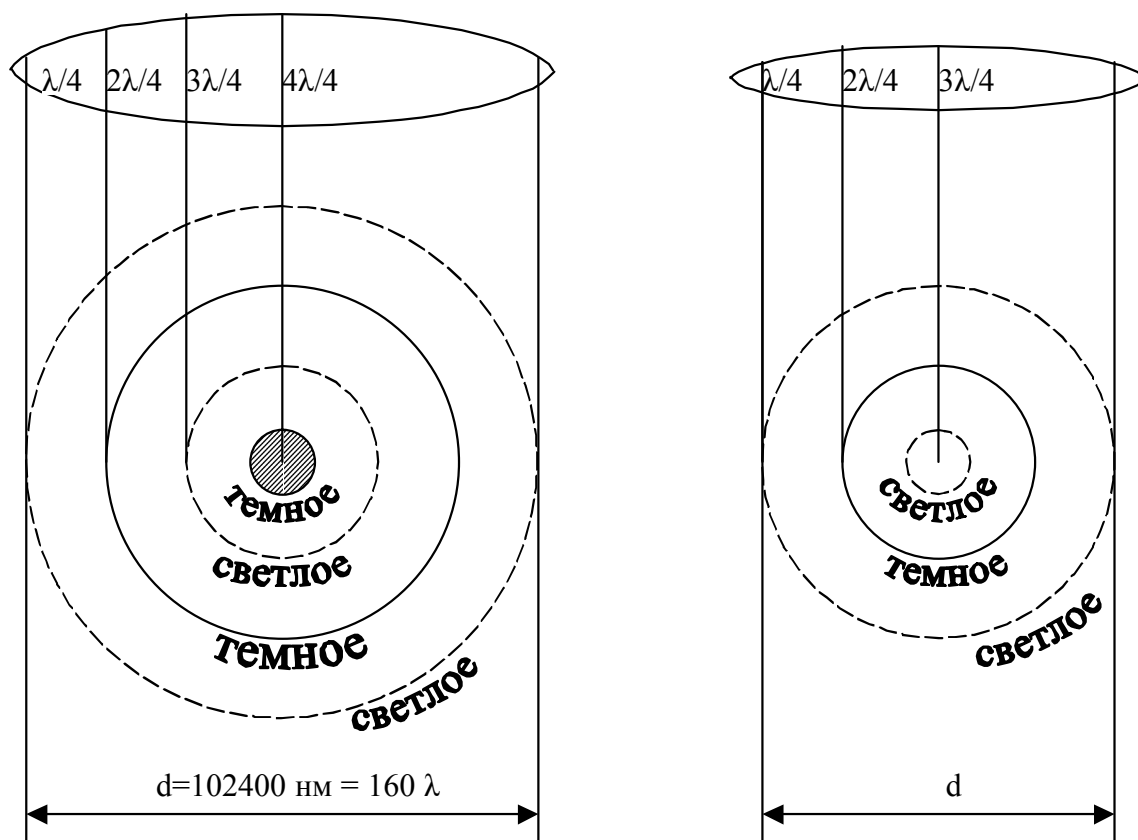


Рис. 6

Над ней изобразить возможное сечение воздушного пузырька, указав на нем, сколько четвертей длин волн света содержится в толщинах этого сечения, соответствующих каждому кольцу и центральному пятну. Указать на зарисовке значение диаметра d наибольшего светлого кольца (как в нанометрах, так и в длинах волн света λ).

5. Объяснить, почему в отраженном свете в тех местах, где толщина пузырька воздуха равна нечетному числу четвертей световой водные наблюдается светлое кольцо или светлое пятно, а там, где это число четное, - темное кольцо или темное пятно. Оценить максимальную толщину h (т.е. там, где наблюдается центральное пятно) пузырька (в нанометрах и в длинах волн света λ). Значе-

ние h указать на зарисовке (см. рис. 6).

Контрольные вопросы

1. При каких условиях возникают интерференционные полосы равной толщины и равного наклона? К какому типу полос относятся кольца Ньютона и кольца в слюдяной пластинке?
2. Как будут изменяться радиусы колец Ньютона, если в эксперименте А линзу будут очень медленно перемещать от стеклянной пластины к глазу наблюдателя?
3. Почему при возрастании номера кольца Ньютона расстояние между соседними кольцами убывает? При каких изменениях установки оно будет постоянным?
4. Как изменяются радиусы колец Ньютона, если воздух между линзой и пластинкой (А) или между двумя линзами (Б) заменить водой?
5. Почему в отраженном свете кольца Ньютона наблюдать лучше, чем в проходящем?
6. Почему в каждой системе концентрических колец, наблюдаемых в слюде, кольцо с максимальным диаметром светлое?
7. Чем отличаются кольца, наблюдаемые в слюде, от колец Ньютона? Является ли это отличие принципиальным? Какие практические выводы можно сделать при анализе этого различия?

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 2. М.: Наука, 1988. 496 с.
2. Калитиевский Н.И. Волновая оптика. М.: Высш. шк., 1978. 384 с.
3. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. 926 с.
4. Шишловский А.А. Прикладная физическая оптика. М.: Физматгиз, 1961. 822 с.