

Министерство образования Российской Федерации  
Томский политехнический университет  
Кафедра экспериментальной физики

---

«УТВЕРЖДАЮ»

Директор ИШЯТ

\_\_\_\_\_ О.Ю. Долматов

\_\_\_\_\_ 2018 г.

**ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА  
С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА**

Методические указания к выполнению лабораторной работы О - 10  
по разделу «Оптика» курса «Общей физики»  
для студентов всех специальностей

Томск 2018

УДК 531

Изучение интерференции света с помощью колец Ньютона. Методические указания к выполнению лабораторной работы О -10, по разделу «Оптика» курса «Общей физики» для студентов всех специальностей.

Томск, изд. ТПУ 2018. – 16 с.

Составитель: доцент Кравченко Н.С.  
доцент Шамшутдинова В.В.

Рецензент:

Методические указания рассмотрены и рекомендованы методическим семинаром кафедры теоретической и экспериментальной физики.

« \_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2018г.

## ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** зная длину волны падающего света, определить радиус кривизны линзы. Сменив источник монохроматического излучения, определить излучаемую им длину волны графическим методом.

**Приборы и принадлежности:** микроскоп ПОЛАМ-Р-312, светофильтры, источник белого света, микрометр окулярный винтовой МОВ-1-16Х или окуляр со шкалой, объект – микрометр, ячейка для получения колец Ньютона, блок питания для лампы осветителя.

### Теоретическое содержание работы

Явление интерференции света наблюдается при сложении двух или нескольких одинаково направленных когерентных световых волн, в результате которого в одних точках пространства происходит увеличение, а в других – уменьшение амплитуды результирующей волны. Волны называются *когерентными*, если они имеют равные частоты и постоянную разность начальных фаз. Источники когерентных волн называются когерентными источниками. (Термин когерентность отражает согласованность протекания во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов). Чтобы наблюдать интерференцию, необходимо, чтобы волны распространялись вдоль одного направления, а колебания светового вектора напряженности  $\vec{E}$  электромагнитного поля интерферирующих волн совершались в одной плоскости.

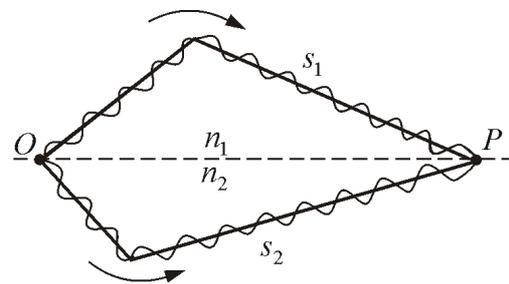
Реальные источники света состоят из огромного множества излучающих атомов и молекул, которые в общем случае (кроме лазеров) излучают независимо и не настолько согласованно, чтобы создать когерентные волны. Излучение атомов обрывается и возникает со случайно изменяющейся фазой, следовательно, не является строго монохроматическим, хотя за время одного акта излучения оно близко к гармоническому колебанию. Таким образом, волны двух источников или одного протяженного не когерентны между собой. Свет, испускаемый обычными (не лазерными) источниками, не бывает строго монохроматическим.

Как можно создать условия, необходимые для возникновения интерференции световых волн от реальных источников света? Для получения когерентных световых волн применяют метод деления волны, излучаемой реальным источником на две части, которые после прохождения разных оптических путей накладываются друг на друга, т.е. интерферируют. Экспериментальные методы получения когерентных пучков из одного светового пучка, основанные на принципе Гюйгенса – Френеля можно условно разделить на: метод деления волнового фронта и метод деления амплитуды. Метод деления волнового фронта заключается в том,

что исходящий из источника пучок делится на два, например, системой двух близко расположенных узких щелей (опыт Юнга), или путем отражения от зеркальных поверхностей (зеркала Френеля) и т. д.. Если волна падает на границу раздела сред с различными показателями преломления, то в точке падения волна делится на отраженную и преломленную, имеющих одинаковую амплитуду (метод деления амплитуды). В любом случае образовавшиеся два пучка при наложении интерферируют, так как являются когерентными (имеют равные частоты и постоянную разность начальных фаз).

**Условия наблюдения интерференции для монохроматических волн.**

Пусть в точке  $O$  произошло разделение волны на две когерентные волны, которые в точке  $P$  накладываются друг на друга.



До точки  $P$  первая волна проходит в среде с показателем  $n_1$  расстояние  $s_1$ , а вторая в среде с показателем преломления  $n_2$  расстояние  $s_2$ . Если в точке  $O$  начальная фаза колебаний  $\varphi_{01} = \varphi_{02} = 0$ , то первая волна возбудит в точке  $P$  колебание

$$E_1 = E_{01} \cos \omega \left( t - \frac{s_1}{v_1} \right) = E_{01} \cos \varphi_1, \quad \text{а вторая} \quad E_2 = E_{02} \cos \omega \left( t - \frac{s_2}{v_2} \right) = E_{02} \cos \varphi_2,$$

где  $v_1 = \frac{c}{n_1}$ ,  $v_2 = \frac{c}{n_2}$  – фазовые скорости первой и второй волн.

В точке  $P$  волны складываются, амплитуда результирующей волны  $E^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$  определяется разностью фаз  $\delta = \varphi_2 - \varphi_1$  складываемых колебаний. Отметим, что интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды.

Следовательно, разность фаз волн, складываемых в точке  $P$  равна:

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

Учитывая, что  $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  получим выражение для разности фаз

двух когерентных волн  $\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta,$

где  $\Delta = n_2 s_2 - n_1 s_1 = L_2 - L_1$  – оптическая разность хода,  $L$  – оптическая длина пути,  $s$  – геометрическая длина пути.

Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме  $\Delta = \pm m\lambda_0$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ),

то  $\delta = \pm 2m\pi$ , и колебания, возбуждаемые в точке  $P$  обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе, результирующая амплитуда при этом условии максимальна. Данные условия являются *условием интерференционного максимума*.

Если оптическая разность хода  $\Delta = \pm(2m + 1)\frac{\lambda_0}{2}$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ),

то  $\delta = \pm(2m + 1)\pi$ , и колебания, возбуждаемые в точке  $P$  обеими волнами, будут происходить в противофазе, результирующая амплитуда при этом условии минимальна (*условие интерференционного минимума*).

В результате интерференции когерентных волн наблюдаются интенсивные максимумы и минимумы, т.е. происходит перераспределение энергии. Перераспределение энергии результирующей волны в результате интерференции происходит за счет того, что разность фаз когерентных волн в каждой точке пространства остается постоянной во времени.

Существует несколько способов наблюдения интерференции света.

### Методы наблюдения интерференции

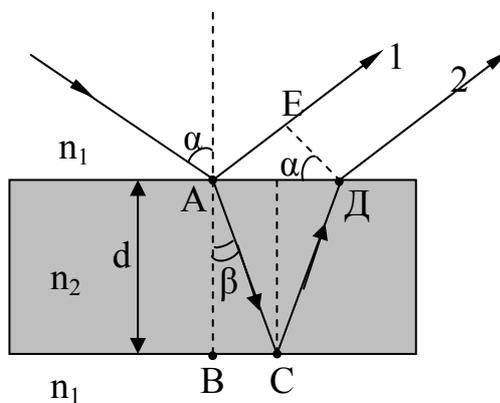
#### Интерференция в тонких пленках. Полосы равного наклона.

Рассмотрим интерференцию света при отражении от тонкой пластинки.

Плоскопараллельная пластинка толщиной  $d$  освещается монохроматическим светом длины волны  $\lambda$ . Свет падает под углом  $\alpha$ . В точке падения луча световая волна делится на две части: отраженную под углом  $\alpha$  к поверхности и преломленную под углом  $\beta$  ( $\beta < \alpha$ , если показатель преломления пластинки  $n_2$  больше показателя преломления  $n_1$  среды, окружающей пластинку) в соответствии с законом преломления

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}.$$

Лучи 1 и 2, отраженные от обеих поверхностей пластинки, когерентны и параллельны. Если на пути лучей 1 и 2 поставить собирающую линзу (или глаз наблюдателя), то в фокальной плоскости линзы (в фокусе зрачка на сетчатке глаза) наблюдается интерференционная картина.



Результат интерференции определяется оптической разностью хода лучей 1 и 2. Луч 1 прошел расстояние  $AE$  за то же время, за какое луч 2 прошел расстояние  $AC+CD$ . Оптическая разность хода между ними равна разности оптических путей

$$\Delta = (AC + CD)n_2 - AE \cdot n_1$$

В отраженном свете луч 1 отражается от более плотной среды, поэтому теряет  $\frac{\lambda}{2}$ , тогда имеем  $\Delta = (AC + CD)n_2 - AE \cdot n_1 - \frac{\lambda}{2}$ . Из рисунка

определим  $AC$ ,  $CD$  и  $AE$ :  $|AC| = |CD| = \frac{2d}{\cos \beta}$ ,  $|AE| = 2d \cdot \operatorname{tg} \beta \sin \alpha$  и используя закон преломления  $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$ , получаем для разности хода

$$\Delta = 2n_2 d \cdot \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = 2d \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}.$$

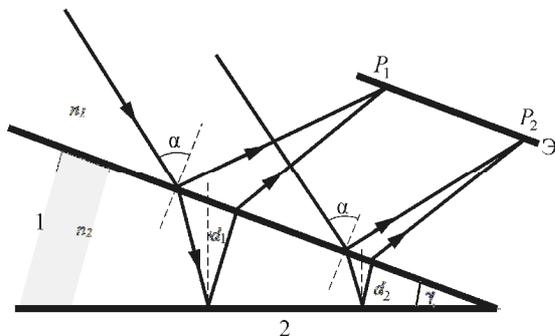
Если в оптической разности хода укладывается целое число длин волн (четное число полуволин – условие максимума)

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m \lambda \quad (m - \text{любое целое число}), \quad m - \text{порядок интерференции}.$$

$$\text{Или } 2n_2 d \cdot \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = 2d \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = \Delta = 2m \frac{\lambda}{2}.$$

Полоса, соответствующая данному порядку интерференции, обусловлена светом, падающим на пластинку под вполне определенным углом  $\alpha$ . Поэтому такие полосы называют *интерференционными полосами равного наклона*.

Полосы равного наклона можно наблюдать не только в отраженном свете, но и в свете, прошедшем сквозь пластинку. В этом случае один из лучей проходит прямо, а другой – после двух отражений на внутренней стороне пластинки. Оптическая разность хода интерферирующих лучей тогда равна:  $\Delta = 2n_2 d \cdot \cos \beta = 2d \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha}$ . **В проходящем свете** оптическая разность хода  $\Delta$  отличается от  $\Delta$  для **отраженного света** на  $\lambda/2$ . Следовательно, максимумам интерференции в отраженном свете соответствуют минимумы интерференции в проходящем свете и наоборот.



### Интерференция в клине. Полосы равной толщины.

Рассмотрим интерференционную картину, получаемую от пластинок переменной толщины (от клина). Пусть пластинка (или пленка) имеет сечение клина с малым углом  $\gamma$ . Разность хода лучей, определяемая фор-

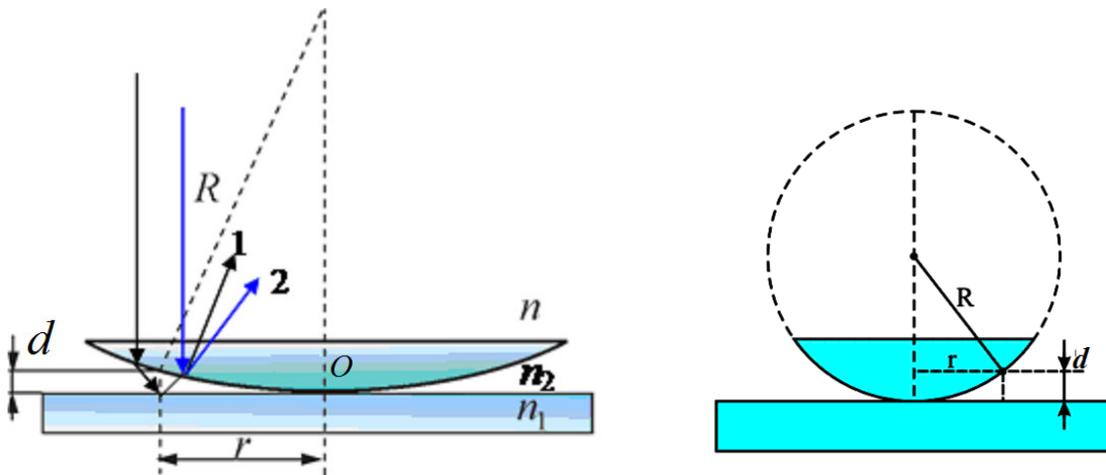
мулой  $\Delta = 2n_2 d \cdot \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}$ , применима и здесь, но только для определенной толщины клина  $d$ .

Лучи отраженные от верхней и нижней границы клина не параллельны, поэтому они встречаются и, следовательно, интерференционную картину при отражении от клина можно наблюдать и без использования линзы, если поместить экран в плоскость точек пересечения лучей (хрусталик глаза помещают в нужную плоскость).

Пусть угол падения  $\alpha = 0$ , т.е. лучи падают нормально на клин (строго говоря, падают нормально на нижнюю поверхность клина), тогда  $\Delta$  и, следовательно, условие *max* и *min* будет определяться  $d$ ; и интерференционная картина представляет собой чередование светлых и темных полос, локализованных на поверхности клина и параллельных ребру клина. Каждая интерференционная полоса соответствует определенной толщине клина  $d$ . Интерференционная картина называется “*полосами равной толщины*”.

**Кольца Ньютона (разновидность полос равной толщины).**

*Кольцевые полосы равной толщины, наблюдаемые в зазоре между соприкасающимися выпуклой сферической поверхностью линзы малой кривизны и плоской поверхностью стекла, называют кольцами Ньютона.*



Если поместить линзу с очень малой кривизной на плоскую стеклянную пластину, то между линзой и пластиной около точки их соприкосновения  $O$  образуется клин. Если линза освещается монохроматическим светом длины волны  $\lambda$ , падающим *нормально* к поверхности клина, то отраженные лучи  $I$  и  $I'$ , являясь когерентными, будут интерферировать. (Лучи  $I$  и  $I'$  разделены в пространстве для наглядности). Интерференционные полосы равной толщины, возникающие при этом, имеют вид

концентрических окружностей с центром в точке  $O$ . Их называют **кольцами Ньютона**

Оптическая разность хода интерферирующих лучей, при прохождении зазора толщиной  $d$  в отраженном свете (смотри интерференцию в плоскопараллельной пластинке) будет равен  $\Delta = 2d n_2 \cos \beta + \frac{\lambda}{2}$  (знак  $+\frac{\lambda}{2}$ , т.к. от более плотной среды отражается луч 2). При нормальном падении света на установку  $\cos \beta = 1$ ; тогда  $\Delta = 2d \cdot n_2 + \frac{\lambda}{2}$ .

Радиус кольца  $r$  связан с радиусом кривизны линзы  $R$  и толщиной прослойки  $d$  простым соотношением  $r^2 = R^2 - (R - d)^2$ ,

$$2Rd - d^2 = r^2 \quad \text{или} \quad \frac{2Rd}{r^2} - \frac{d^2}{r^2} = 1, \quad \text{учитывая } \frac{d}{r} \ll 1, \text{ находим}$$

$$r^2 = 2Rd, \quad \text{отсюда} \quad d = \frac{r^2}{2R}.$$

Кольцо радиуса  $r$  будет **светлым**, если в оптической разности хода укладывается целое число  $\lambda$  (четное число  $\lambda/2$ ), т.е.  $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$  или

$$2d n_2 \pm \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad \text{где } m \text{ – порядковый номер кольца } (m = 1, 2, 3, \dots).$$

$$\text{Подставляя } d = \frac{r^2}{2R}, \text{ получим } (r)_{cs} = \sqrt{\frac{1}{n_2} \left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda R}.$$

Кольцо радиуса  $r$  в отраженном свете будет **темным**, если в оптической разности хода укладывается нечетное число полуволен, т.е.  $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ , или  $2d n_2 + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ , тогда радиус темного кольца

$$(r)_m = \sqrt{\frac{1}{n_2} m \lambda R}.$$

Если установка для наблюдения колец Ньютона находится в воздухе, то  $n_2 = 1$  (показатель преломления среды в клине), тогда в **отраженном свете**

$$(r)_{cs} = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda R} = \sqrt{(2m - 1) \frac{\lambda}{2} R} \text{ - радиус светлого кольца,}$$

$$(r)_m = \sqrt{m \lambda R} \text{ - радиус темного кольца,}$$

где  $m$  – порядковый номер кольца ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ).

В отраженном свете в центре наблюдается темное пятно (минимум нулевого порядка). Оно окружено системой чередующихся светлых и темных колец, ширина и интенсивность которых постепенно убывают по мере удаления от центрального пятна.



в отраженном свете



в проходящем свете

В проходящем свете в центре интерференционной картины наблюдается светлое пятно (максимум), которое окружено системой чередующихся светлых и темных колец. Если линза освещается белым светом, то наблюдаемые кольца Ньютона цветные.

Кольца Ньютона используются для измерения радиусов кривизны поверхностей, для измерения длин волн света и показателей преломления среды, заполняющей клин.

1. **Известен радиус линзы  $R$ .** Для определения длины волны света с помощью интерференционных колец Ньютона необходимо измерить радиусы (или диаметры) нескольких (например, темных) колец Ньютона (например, второго, третьего, четвертого и т.д.) при освещении установки светом с длиной волны  $\lambda$ . Так как радиус, например, темного кольца с номером  $m$  равен  $(r)_m = \sqrt{m\lambda R}$ , то  $r_m^2 = m\lambda R$ , откуда  $\lambda = \frac{r_m^2}{mR}$ . Для увеличения точности измерений, измеряют несколько колец с номерами, например,  $m$  и  $n$ , тогда  $r_m^2 = m\lambda R$ , а  $r_n^2 = n\lambda R$ . Если  $n > m$ , то  $r_n^2 - r_m^2 = (n - m)\lambda R$ , откуда  $\lambda = \frac{r_n^2 - r_m^2}{(n - m)R}$ .

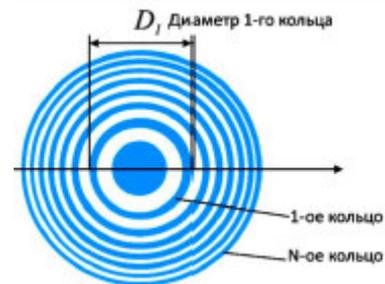
2. **Имеется два светофильтра: с известной длиной волны  $\lambda_3$  и неизвестной длиной волны  $\lambda_x$ .** Радиус линзы неизвестен. В этом случае измеряют радиусы колец Ньютона с одинаковыми номерами при освещении установки светом

длиной волны  $\lambda_3$  и  $\lambda_x$ :  $\lambda_3 = \frac{r_n^2 - r_m^2}{(n - m)R}$ , а

$\lambda_x = \frac{(r'_n)^2 - (r'_m)^2}{(n - m)R}$ . Решая уравнения совместно

(исключая  $R$ ) получим  $\lambda_x = \lambda_3 \frac{(r'_n)^2 - (r'_m)^2}{r_n^2 - r_m^2}$ , где

$r'_m, r'_n$  — радиусы колец, измеренные для неизвестной длины волны с номе-



рами  $m$  и  $n$ ,  $r_m, r_n$  – радиусы колец, измеренные для известной длины волны с теми же номерами  $m$  и  $n$ .

**3. Известна длина волны  $\lambda_3$ , необходимо определить радиус линзы  $R$ .** В этом случае измеряют радиусы колец Ньютона при освещении установки светом длиной волны  $\lambda_3$  и определяют радиус линзы :

$$R = \frac{r_n^2 - r_m^2}{(n - m)\lambda_3}.$$

3. Для определения  $n_2$  показателя преломления среды в зазоре между линзой и стеклянной пластинкой (в клине) также используется сравнительный метод: установку с известным показателем среды в клине освещают светом с известной длиной волны  $\lambda_3$ , измеряют радиусы нескольких колец Ньютона. Затем показатель преломления среды меняют и измеряют радиусы колец Ньютона, имеющие те же номера. Нетрудно самостоятельно вывести формулу для определения показателя преломления

неизвестной среды, воспользовавшись формулой  $(r)_m = \sqrt{\frac{1}{n_2} m \lambda R}$ .

### Описание экспериментальной установки

Целью лабораторной работы является определение радиуса кривизны линзы на установке по наблюдению колец Ньютона и определение длины волны падающего излучения.

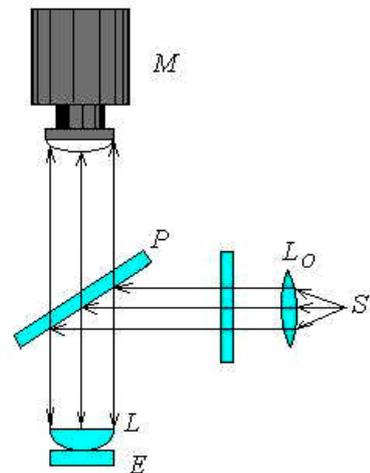
Экспериментальная установка собрана на основе поляризационного микроскопа ПОЛАМ-Р-312», который предназначен для наблюдения объектов в отраженном свете. Основные части установки: осветитель отраженного света (1) с блоком питания лампы осветителя (2); на предметный столик микроскопа помещена ячейка (3) для получения колец Ньютона, состоящей из плосковыпуклой линзы и плоскопараллельной пластинки; системой светофильтров (5); окуляр микроскопа (4) снабжен шкалой и микрометрическим винтом и служит для измерения радиусов наблюдаемых колец Ньютона. Наблюдения колец Ньютона производится в отраженном свете.



Экспериментальная установка: 1 – осветитель, 2 – блок питания осветителя, 3 – ячейка для получения колец Ньютона, 4 – окуляр микроскопа снабжен шкалой и микрометрическим винтом, 5 – набор светофильтров.

Оптическая схема установки представлена на рисунке.

Лучи света, идущие от источника  $S$ , пройдя линзу  $L_0$  и световой фильтр, параллельным пучком падают на полупрозрачную пластинку  $P$ . Отразившись от последней, световые лучи падают на плоско-выпуклую линзу  $L$ , лежащую на стеклянной пластинке  $E$  (линза и пластинка помещены в металлическую оправу). Интерференционные полосы в увеличенном виде наблюдаются через микроскоп  $M$ . Диаметры (или радиусы) колец измеряются с помощью окулярной шкалы.

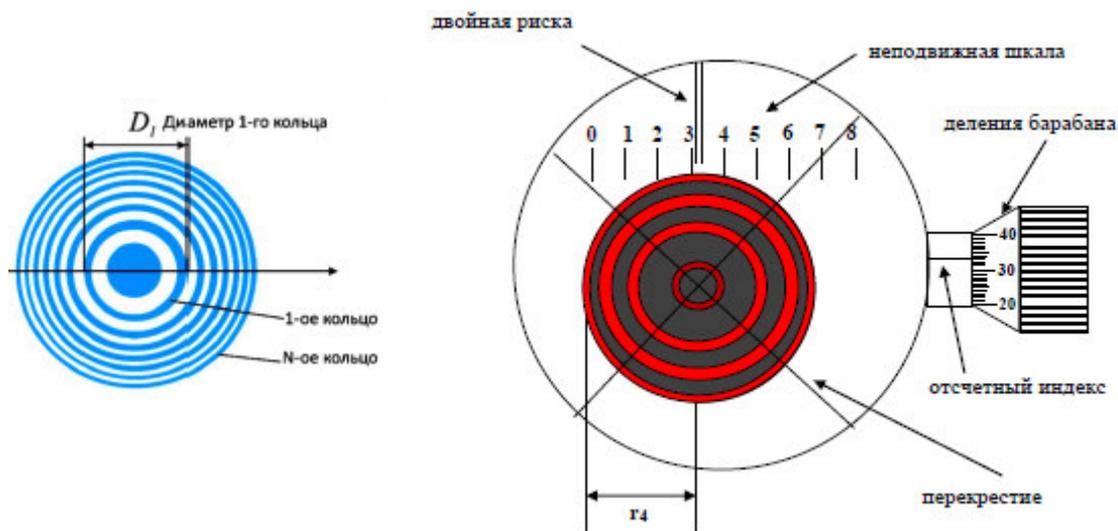
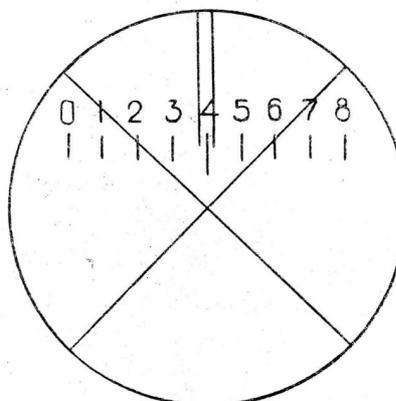


**Устройство окуляра.** В работе используется микроскоп, позволяющий производить измерение радиусов колец в отраженном свете с помощью окулярного микрометра. В поле зрения этого окуляра расположена неподвижная шкала от 0 до 8 делений. В этой же плоскости вторая подвижная шкала с перекрестием и индексом в

виде двух рисок. Подвижная шкала связана с точным механизмом микрометрического винта так, что при вращении винта перекрестие и риски перемещаются в поле зрения окуляра относительно неподвижной шкалы.

Шаг микрометрического винта выбран так, что при повороте барабана винта на **один оборот** риска и перекрестие в поле зрения окуляра перемещаются на одно деление неподвижной шкалы.

Следовательно, неподвижная шкала в поле зрения служит для отсчета **полных оборотов барабана** винта. Барабан винта, в свою очередь, разделен на 100 делений. Поворот барабана на 1 деление соответствует перемещению перекрестия на 0,01 деления неподвижной шкалы. Таким образом, полный отсчет по шкале окулярного микрометра складывается из отсчета по неподвижной шкале (сотни) и отсчета по барабану винта (десятки и единицы). **Цена деления барабана микрометрического винта указана на микроскопе. Цена деления шкалы барабана окулярного микрометра, используемого в данной лабораторной работе, 0,0015 мм.**



Для измерения диаметра (или радиуса) необходимо: наблюдая в окуляр (4) и одновременно вращая *микрометрический винт*, установить перекрестие слева на измеряемое кольцо. Определить цифру на *неподвижной шкале* слева от двойной риски. Аналогично провести измерения справа.

Отсчет положения перекрестия нитей окулярного микрометра снимается так: сотни делений – по неподвижной шкале (по положению двойной риски, ближайшее левое число), десятки и единицы – по делению шкалы барабана, приходящемуся против отсчетного индекса на винте микрометра. Для определения диаметра (радиуса) необходимо вычесть из большего значения меньшее. Полученное значение измерено в делениях микровинта. Посчитать среднее значение.

Пример: на рисунке отсчет по микрометру составляет 3 деления по шкале и 34 деления барабана, что составляет 334 деления.

### Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с описанием установки.
2. **ВНИМАНИЕ! Микроскоп настроен, не вращайте винты микроскопа!**
3. Включите осветитель. Под контролем лаборанта убедитесь, что в окуляр микроскопа видны кольца Ньютона. **Не пытайтесь самостоятельно настроить микроскоп!**

**Упражнение 1. Определение длины волны неизвестного светофильтра.** В комплект установки входит 3 светофильтра – красный, желтый и зеленый. Длина волны красного светофильтра известна и равна  $\lambda_{кр}=670$  нм. Необходимо определить длину волны для желтого и зеленого светофильтров.

4) Измерить диаметры пяти колец Ньютона (например, второго, третьего, четвертого и т.д.) при освещении установки светом с известной длиной волны  $\lambda_3$ . Данные записать в таблицу 1.

5). Сменив светофильтр (по указанию преподавателя), измерить кольца того же порядка при освещении установки светом неизвестной длины волны  $\lambda_x$ . Результаты занести в таблицу.

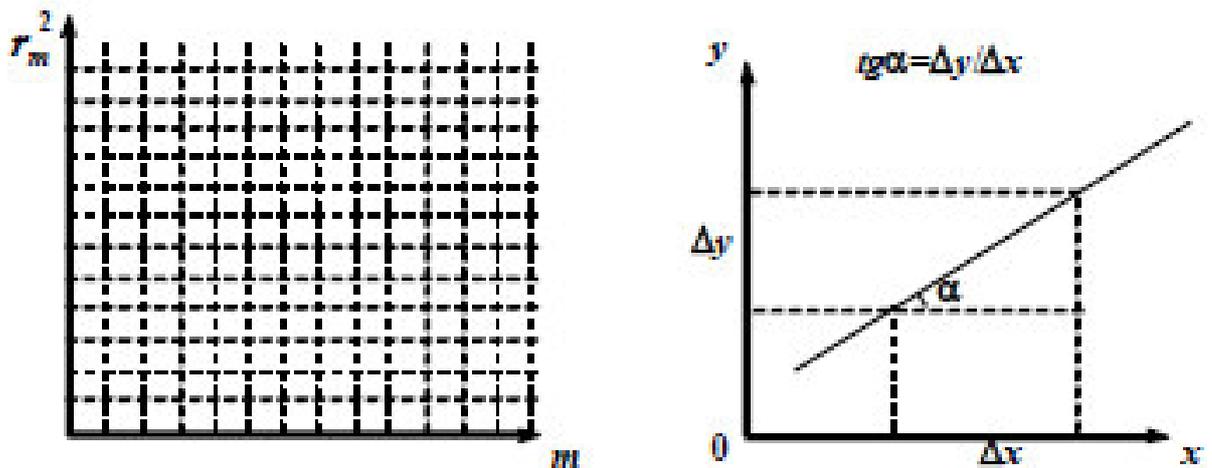
6). Рассчитайте по формуле  $\lambda_x = \lambda_3 \frac{(r'_m)^2 - (r'_n)^2}{(r_m)^2 - (r_n)^2} = \lambda_3 \frac{(D'_m)^2 - (D'_n)^2}{(D_m)^2 - (D_n)^2}$  длину волны для данного светофильтра, здесь  $D'_m, D'_n, r'_m, r'_n$  – диаметры и радиусы колец, измеренные для неизвестной длины волны с номерами  $m$  и  $n$ ,  $D_m, D_n, r_m, r_n$  – диаметры и радиусы колец, измеренные для известной длины волны с теми же номерами  $m$  и  $n$ . Сравнить значение полученной в эксперименте длины волны  $\lambda_x$  с длиной волны соответствующего цвета в спектре ртути. Таблица основных спектральных линий спектра ртути приведена в справочных материалах.

7). Вычислите по формуле  $R = \frac{r_n^2 - r_m^2}{(n - m)\lambda_3}$  радиус кривизны линзы, используя при этом результаты измерений радиусов колец с  $\lambda_3$  (таблица 1).



Свето- фильтр с неизвест- ной длиной волны (эта- лонный)  λ <sub>x</sub> = _____ —	2	1						
		2						
		3						
	3	1						
		2						
		3						
	4	1						
		2						
		3						
	5	1						
		2						
		3						
	6	1						
		2						
		3						

Графический способ обработки результатов.



### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как выглядит интерференционная картина при освещении линзы с пластинкой белым светом?
2. Увеличиваются или уменьшаются соответствующие диаметры колец, если источник монохроматического света, излучающий длину волны красного цвета заменить на источник, излучающий длину волны фиолетового цвета.
3. Как изменится формула (6), если пространство между линзой и пластинкой заполнить средой с показателем преломления  $n_2 > 1$

4. Подумайте, почему не рекомендуется измерять диаметры колец, близких к центру?

5. Как изменится картина интерференции, если линзу слегка приподнять над пластинкой?

6. Если линза едва касается пластинки, то, что наблюдается в отраженном (проходящем) свете в центре интерференционной картины – максимум или минимум? Что необходимо сделать, чтобы в центре интерференционной картины в отраженном свете поочередно наблюдать минимум и максимум?

7. Каким способом в данной лабораторной работе получают когерентные волны для наблюдения колец в отраженном и проходящем свете?

8. Почему интерференционная картина, получаемая на установке Ньютона, имеет вид концентрических колец?

9. Какие отличия в интерференционной картине можно наблюдать, если вести наблюдение в отраженном свете, а затем в проходящем?

10. Если установка для наблюдения колец Ньютона освещается белым светом, то как будут выглядеть кольца?

11. Если воздух между линзой и пластинкой заменить водой с большим показателем преломления, чем у воздуха, то, что изменится в интерференционной картине?

12. Как изменяются кольца Ньютона при изменении радиуса кривизны линзы, показателя преломления материала линзы, показателя преломления материала плоскопараллельной пластинки?

13. Кольца Ньютона – это полосы «равной толщины» или полосы «равного наклона»?