

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ПО ВЫСШЕМУ ОБРАЗОВАНИЮ

КЕМЕРОВСКИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ПИЩЕВОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Кафедра физики

Бахтин Н.А., Кирсанов Г.Я., Осинцев А.М.

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ОПТИКЕ

учебное пособие

Кемерово 1996

УДК: 535 (07)

Печатается по решению Редакционно-издательского совета Кемеровского технологического института пищевой промышленности.

Рецензенты: профессор КемГУ, Б.П. Невзоров; канд. физ.-мат. наук
КГМА Б.Г. Андреев

Лабораторный практикум по оптике/ Н.А. Бахтин, Г.Я. Кирсанов,
А.М. Осинцев. Кемеровский технологический институт пищевой
промышленности. - Кемерово, 1996, -58 с.

ISBN 5-89289-005-8

Теоретический материал, необходимый для изучения основных разделов курса оптики в техническом вузе, представлен в учебном пособии в достаточном объеме и в форме, удобной для самостоятельной работы студентов. формы обучения.

Б 1604060000
У50(03)–96

© – Кемеровский технологический
институт пищевой промышленности

ISBN 5-89289-005-8

1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Прохождение света в неоднородной среде сопровождается изменениями некоторых его характеристик. Эти изменения объясняются волновой теорией света, базирующейся на уравнениях Максвелла.

Во многих областях оптики волновые свойства света можно не учитывать и рассматривать его как совокупность световых лучей, т.е. линий, вдоль которых распространяется световая энергия. **Раздел оптики, в котором законы распространения света основываются на представлении о световых лучах, называется лучевой или геометрической оптикой.** Все основные законы геометрической оптики следуют из уравнений Максвелла, если в них перейти к пределу при длине волны света стремящейся к нулю. Таким образом, геометрическая оптика является предельным случаем волновой оптики.

В однородной среде световой луч распространяется вдоль прямой линии. На границе раздела двух оптических сред направление луча изменяется. Геометрическое построение хода лучей в этом случае основывается на законах отражения и преломления света. Падающий, отраженный и преломленный лучи лежат в одной плоскости с нормалью к границе раздела сред в точке падения луча. Эта плоскость называется *плоскостью падения*. Углы падения, отражения и преломления отсчитываются от нормали.

Закон отражения: Угол отражения луча от границы раздела сред равен углу падения.

Закон преломления: При любом угле падения i луча на границу раздела сред, угол преломления r таков, что отношение их синусов остается неизменным для данных двух сред.

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{21} \quad (1.1)$$

Величина n_{21} называется показателем преломления второй среды относительно первой или *относительным показателем преломления*. Согласно волновой теории света, относительный показатель преломления характеризует оптические свойства этих сред и показывает, во сколько раз скорость света в первой среде отлична от скорости света во второй среде.

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1.2)$$

В практических целях часто приходится формировать световые пучки и управлять ими. Это управление осуществляется с помощью оптических систем, одним из элементов которых является *линза*.

Линза – прозрачное тело, ограниченное двумя правильными (обычно сферическими) поверхностями.

Прямая, проходящая через центры сферических поверхностей линзы, называется *главной оптической осью линзы*.

Расстояние между поверхностями линзы, измеренное вдоль главной оптической оси, называется *толщиной линзы*. Линзы, у которых толщина весьма мала по сравнению с радиусами кривизны ее поверхностей, называются *тонкими*. У бесконечно тонкой линзы обе поверхности совпадают и пересекают главную оптическую ось в одной и той же точке, называемой *оптическим центром линзы*.

Лучи, падающие на линзу параллельно, преломляются в ней и пересекаются в одной точке, называемой *фокусом* линзы (для рассеивающей линзы пересекаются продолжения лучей).

Фокус линзы, лежащий на главной оптической оси, называется *главным фокусом линзы*. Все фокусы линзы лежат в одной плоскости, перпендикулярной главной оптической оси и проходящей через главный фокус. Эта плоскость называется *фокальной плоскостью*. Расстояние F от оптического центра до главного фокуса линзы называется *главным фокусным расстоянием* линзы. Величина $D=1/F$, обратная главному фокусному расстоянию, называется *оптической силой* линзы и измеряется в диоптриях. Оптической силой в одну диоптрию обладают линзы с фокусным расстоянием, равным одному метру.

С помощью линз можно получать изображения светящихся (собственным или отраженным светом) предметов. Фокусное расстояние, расположение предмета и его изображения относительно тонкой линзы задается *формулой тонкой линзы*:

$$D = \frac{1}{F} = (n_{21} - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f} - \frac{1}{d}, \quad (1.3)$$

где d – расстояние от линзы до предмета, f – расстояние от линзы до изображения, R_1 и R_2 – радиусы кривизны преломляющих поверхностей линзы. Величины отсчитываются от центра линзы и принимаются положительными, если отсчет производится по ходу луча. Если отсчет производится против хода луча, то эти величины – отрицательны.

Изображения предметов, даваемые различными линзами, могут быть построены и графически. Для этого необходимо знать ход лучей через линзу, а также ее фокусное расстояние. При построении изображения необходимо руководствоваться следующими **правилами**:

1) луч, падающий на линзу параллельно ее главной оптической оси, после преломления проходит через главный фокус линзы;

2) луч, проходящий через главный фокус и падающий на линзу, преломившись, идет параллельно главной оптической оси;

3) луч, проходящий через оптический центр линзы, не преломляется;

4) ход лучей через линзу обратим, т.е., если поместить предмет в той точке, где ранее было изображение, то новое изображение получится в точке, где ранее находился предмет. Если в первом случае изображение было увеличенным, то во втором оно окажется во столько же раз уменьшенным.

Примеры построения изображения в собирающей ($D>0$) и рассеивающей ($D<0$) линзах приведены на рис. 1 (а,б).

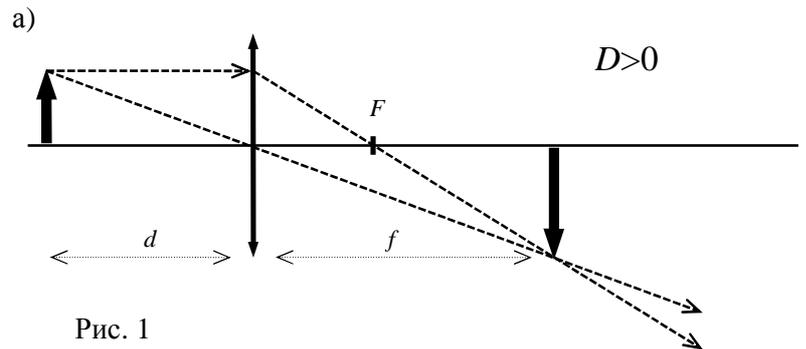
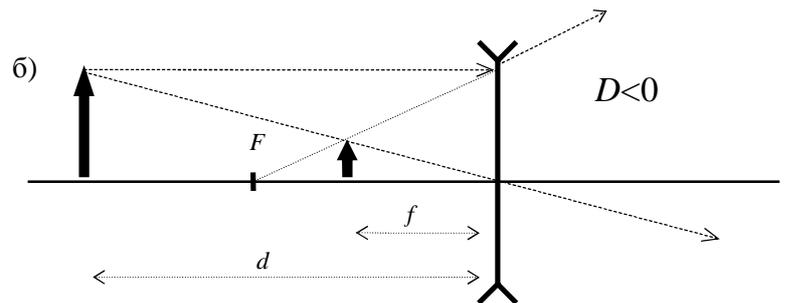


Рис. 1



Эти правила, как и формула (3), справедливы только для идеализированного случая, а именно:

а) пучок света, падающий на линзу, должен быть *параксиальным*, т.е. лучи должны падать на линзу вблизи главной оптической оси;

б) свет должен быть монохроматическим;

в) показатель преломления не должен зависеть от длины волны падающего света.

Все эти условия не всегда соблюдаются на практике, поэтому изображения, даваемые линзами, оказываются *искаженными*.

Искажения в реальных линзах (абберации).

Сферическая абберация.

Если выходящие из одной точки лучи падают не только на центральную часть линзы, но и на ее края, то параксиальные (1) и краевые (2) лучи, преломившись, пересекаются в различных точках (рис. 2), в результате чего изображение точки оказывается размытым.

Искажения такого типа называются *сферической абберацией*. Различают *продольную абберацию*, когда изображение точки растянуто вдоль оптической оси, и *поперечную*, когда изображение деформировано в перпендикулярном направлении.

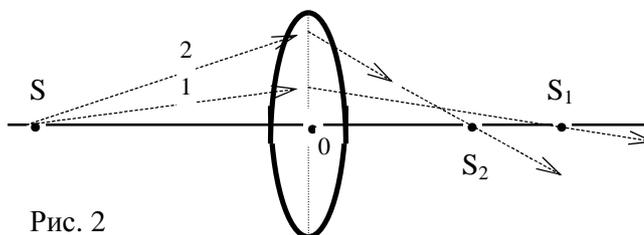


Рис. 2

Хроматическая абберация.

Так как материал линзы обладает дисперсией, то лучи различных цветов преломляются под различными углами и линза вместо единственного изображения точки дает множество изображений (для каждого цвета свое изображение), смещенных одно относительно другого (рис. 3).

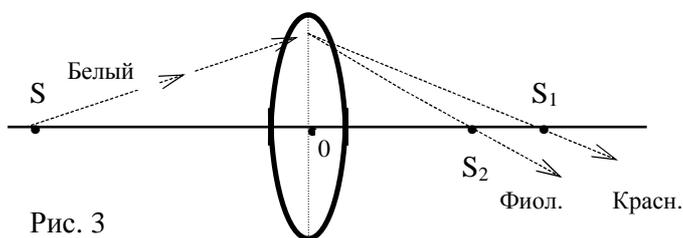


Рис. 3

В результате частичного наложения смещенных друг относительно друга цветных изображений, даваемое линзой изображение оказывается окрашенным по краям. Искажения такого типа называются *хроматической абберацией*.

Кома.

Если продольная абберация линзы полностью исправлена для пучков света, исходящих от точечного объекта, лежащего на оптической оси системы, то она может еще сохраниться для точечных объектов, лежащих вне оптической оси системы. Сечение изображения вне осевого пучка плоскостью, перпендикулярной к оптической оси, представляет

собой вытянутое пятно, несколько напоминающее по виду комету с хвостом, поэтому aberrация во внеосевых пучках носит название *кома* (от греческого **κομα**, что означает прядь волос (ср. комета – "волосатая звезда").

Астигматизм.

Пучки света, преломленные оптической системой, кроме указанных aberrаций, обладают обычно *астигматизмом*. При наличии астигматизма изображение точечного объекта имеет вид либо короткой черточки, либо размытого кружка.

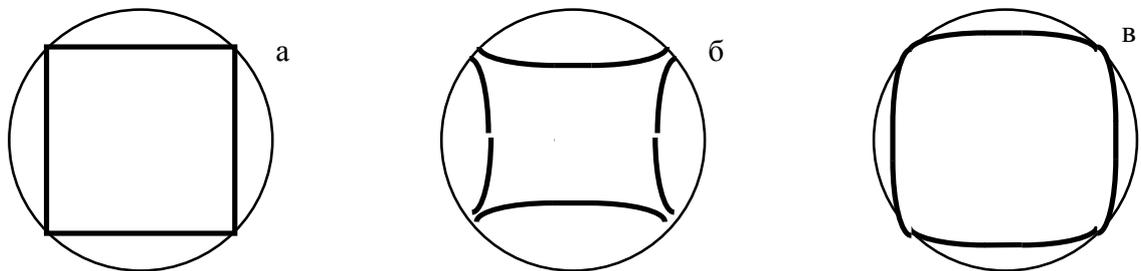
Астигматизм появляется при наличии у линзы цилиндричности преломляющих поверхностей. Астигматизм системы может быть исправлен посредством соответствующего подбора радиусов кривизны преломляющих поверхностей и их оптических сил.

Дисторсия и кривизна поля.

Кривизной поля называют искажение, которое проявляется в том, что объекту в виде плоскости, перпендикулярной к оси системы, соответствует изображение в виде части кривой поверхности.

Дисторсия представляет собой искажение, вызванное неодинаковостью линейного увеличения в пределах всего поля изображения. Дисторсия нарушает геометрическое подобие между объектом и его изображением. Если объектом является квадрат, расположенный перпендикулярно к оптической оси (рис. 4,а), то изображение представляет собой фигуру, образованную системой кривых линий (рис. 4,б и рис. 4,в).

Рис. 4.



Коррекция aberrаций.

Для устранения недостатков линз собираются оптические системы, состоящие из нескольких линз, одни из которых компенсируют недостатки, вносимые другими.

Лабораторная работа №1

Определение главного фокусного расстояния собирающей и рассеивающей линз.

Приборы и принадлежности: оптическая скамья, исследуемые собирающая и рассеивающая линзы на рейтерах, экран, осветитель, диафрагмы, измерительная линейка.

В данной работе требуется определить фокусные расстояния линз. Фокусные расстояния определяются двумя способами, в которых так или иначе используется формула тонкой линзы.

Измерения выполняются на оптической скамье, вдоль которой могут перемещаться рейтеры с линзами и экран. Перед началом измерений центры всех линз необходимо установить на одинаковой высоте и проследить за тем, чтобы они располагались на одной линии.

Плоскости экрана и диафрагмы должны быть перпендикулярны оптическим осям линз. Положение линз и экрана на оптической скамье отмечается по шкале указателями на рейтерах. Схема установки приведена на рис. 5.

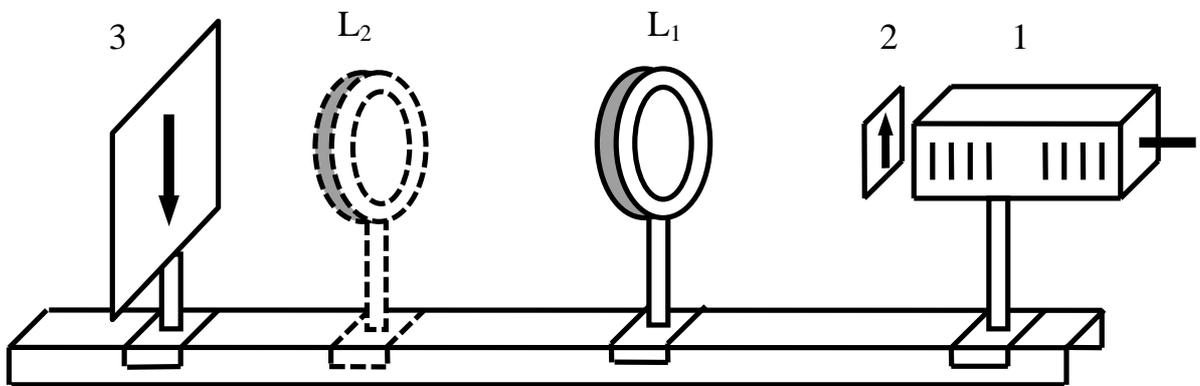


Рис. 5.

Определение фокусного расстояния собирающей линзы.

Для определения фокусного расстояния собирающей линзы используется метод непосредственного измерения. На оптической скамье устанавливают осветитель 1 с предметной диафрагмой 2 и экран 3 на расстоянии 100 - 150 см друг от друга. Между ними помещают рейтер с собирающей линзой L₁ (линза L₂ в этом опыте не используется).

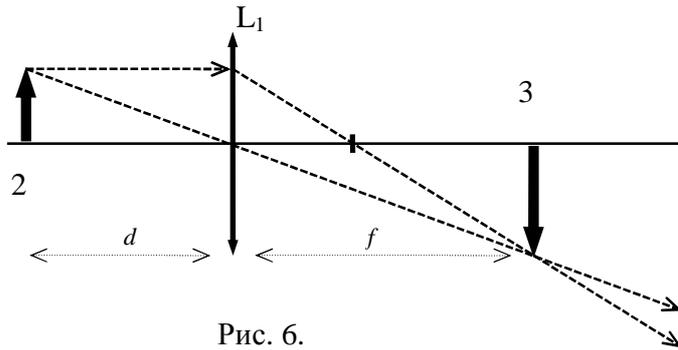


Рис. 6.

Перемещая линзу L_1 , находят такое ее положение, при котором получается наиболее резкое изображение предмета – стрелки. По шкале оптической скамьи измеряют расстояния d и f (рис. 6) и вычисляют фокусное расстояние F по формуле (1.3):

$$D = \frac{1}{F} = (n_{21} - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f} - \frac{1}{d}. \text{ Обратите внимание на знаки величин } f \text{ и } d. \text{ Опыт прово-}$$

дят 4 - 6 раз как для уменьшенного, так и для увеличенного изображения предмета. Результаты заносят в таблицу.

№ опыта	d	f	F	ΔF	$\Delta F/F$
Средние значения					

Определение фокусного расстояния рассеивающей линзы

Определение фокусного расстояния рассеивающей линзы усложняется тем, что она не дает действительного изображения предметов. Эту трудность преодолевают использованием вспомогательной собирающей линзы.

Собирают установку согласно рис. 5. Находят положение собирающей линзы L_1 , при котором на экране получается четкое изображение A_1B_1 . По шкале оптической скамьи отмечают положение экрана. Затем на пути лучей, выходящих из собирающей

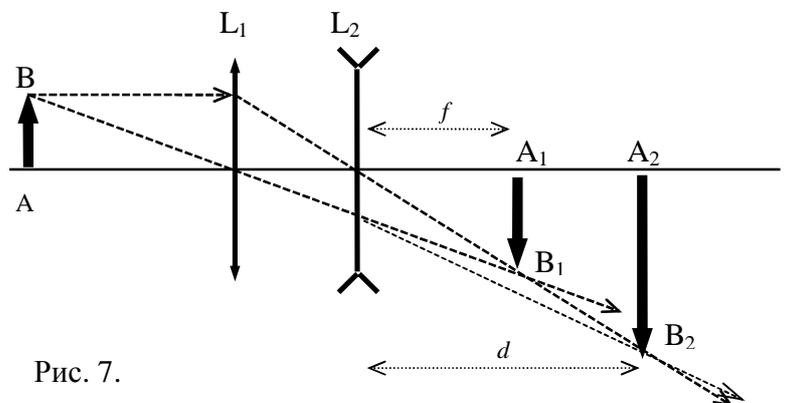


Рис. 7.

линзы L_1 , помещают исследуемую рассеивающую линзу L_2 и, перемещая экран (или экран и

линзу L_2), находят такое его новое положение (рис.7), при котором вновь получается четкое изображение предмета A_2B_2 .

Вследствие обратимости хода лучей можно рассматривать лучи, дающие изображение A_1B_1 , как лучи распространяющиеся от предмета A_2B_2 . Тогда изображение A_1B_1 – есть мнимое изображение предмета A_2B_2 , поэтому расстояние от линзы L_2 до A_1B_1 равно f , а от линзы L_2 до A_2B_2 – равно d . Эти величины измеряются непосредственно при проведении опыта.

Фокусное расстояние рассеивающей линзы определяют по формуле (1.3), преобразовав ее к виду: $F = \frac{d \cdot f}{d - f}$. При вычислениях необходимо учитывать, что "предметом" является изображение A_2B_2 , т.е. расстояния d и f отсчитываются против хода лучей (т.е. $d < 0$ и $f < 0$).

Выполняют измерения и для 4 - 6 положений линзы L_2 . Результаты заносят в таблицу.

№ опыта	d	f	F	ΔF	$\Delta F/F$
Средние значения					

Контрольные вопросы

1. Какие линзы называются тонкими?
2. Дать определения основных точек, линий и плоскостей, характеризующих тонкую линзу (оптический центр, оптическая ось, фокус, фокальная плоскость и т.д.).
3. Вывести формулу тонкой линзы.
4. Построить изображение предмета, получаемого с помощью различных линз при различных положениях предмета.
5. Построить изображение точки, лежащей на главной оптической оси.
6. Охарактеризовать недостатки линз и оптических систем.
7. Изменится ли (если изменится, то как ?) изображение в линзе, если закрыть половину линзы?
8. Изменится ли (если изменится, то как ?) оптическая сила стеклянной линзы, если ее поместить в воду ?

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

Свет с точки зрения классической электродинамики представляет собой *поперечные электромагнитные волны*. В электромагнитной волне колеблются два вектора: вектор напряженности электрического поля E и вектор напряженности магнитного поля H . Вектор E часто называют световым вектором, т.к. именно им в основном определяется действие света на вещество (фотохимическое, фотоэлектрическое и др.). Уравнение, записанное для проекции этого вектора на определенное направление называют *уравнением световой волны*

$$E = A \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot r + \phi) \quad , \quad (2.1)$$

где A – амплитуда колебаний светового вектора, r – расстояние, отсчитываемое вдоль направления распространения волны, $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота колебаний, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, ϕ – начальная фаза колебаний, ν и λ – частота и длина волны.

Пусть две волны одинаковой частоты, колебания светового вектора в которых происходят в одной плоскости, накладываются в некоторой точке пространства, возбуждая в ней колебания $E = A \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot r + \phi)$, где, согласно (2.1), $\phi_1 = -k_1 r_1 + \phi$ и $\phi_2 = -k_2 r_2 + \phi$. Амплитуда результирующего колебания, как известно, определяется выражением

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \delta \quad , \quad (2.2)$$

где $\delta = \phi_1 - \phi_2 = k_2 r_2 - k_1 r_1$ – разность фаз колебаний. Учитывая, что длина волны света зависит от его скорости u в данной среде $\lambda = \frac{u}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda_0}{n}$, где λ_0 и c – длина волны и скорость света в вакууме, а n – показатель преломления среды, для разности фаз получим выражение

$$\delta = 2\pi \left(\frac{r_2}{\lambda_2} - \frac{r_1}{\lambda_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 r_2 - n_1 r_1) \quad . \quad (2.3)$$

Величина, равная произведению показателя преломления на геометрическую длину пути световой волны называется *оптической длиной пути*

$$L = n r \quad . \quad (2.4)$$

Тогда разность фаз может быть записана через *оптическую разность хода* $\Delta = L_2 - L_1$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad . \quad (2.5)$$

Интенсивностью света в данной точке называют среднее по времени значение светового потока через единицу площади поверхности, перпендикулярной к направлению распространения волн. Ее величина пропорциональна усредненному по времени квадрату амплитуды

ды $I \sim \langle A^2 \rangle$ (здесь и далее угловые скобки означают усреднение по времени). Тогда выражение (2.2) можно представить в следующем виде

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 \cos \delta . \quad (2.6)$$

Если разность фаз колебаний δ не зависит от времени, то в точках пространства, для которых $\cos \delta > 0$, I будет превышать $I_1 + I_2$, а в точках, для которых $\cos \delta < 0$, I будет меньше $I_1 + I_2$.

Волны *одинаковой частоты* и *постоянной во времени разности фаз* называются **когерентными**.

Наложение световых волн, ведущее к такому перераспределению световой энергии в пространстве, при котором возникает устойчивая во времени картина усиления света в одних точках и ослабления в других, называется **интерференцией света**.

Из вышесказанного следует, что интерференция света возможна только при наложении поляризованных в одной плоскости когерентных волн.

Для получения когерентных волн необходимы когерентные источники. Однако независимые когерентные источники света получить практически невозможно в силу особенностей излучения волн светящимися телами. Любой источник света состоит из огромного числа атомов и молекул, которые хаотически "вспыхивают" и "гаснут" независимо друг от друга, излучая в пространство *цуги* волн ("обрывки" гармонических волн) различных частот, амплитуд и начальных фаз. Разность фаз между отдельными цугами до фиксированной точки пространства так же будет хаотически меняться со временем, т.е. δ принимает с равной вероятностью любые произвольные значения, и, следовательно, $\langle \cos \delta \rangle = 0$. В этом случае из (2.3) получается обычный закон сложения интенсивностей

$$I = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \cos \delta . \quad (2.7)$$

Таким образом, устойчивого интерференционного максимума или минимума при наложении некогерентных волн не возникает. Тем более *некогерентными* являются волны, испускаемые двумя независимыми реальными источниками света.

Для наблюдения интерференции необходимо, чтобы оптическая разность хода волн была меньше длины цуга, т.е. $\Delta < L_0$, где $L_0 \approx 3$ м (для высокомонокроматического света). Если оптическая разность хода больше длины цуга, то интерференция не наблюдается, так как в наблюдаемой точке встречаются некогерентные цуги.

Результирующая амплитуда колебаний при интерференции двух волн зависит от разности фаз этих волн и выражается формулой (2.2). Максимальное значение амплитуды $A = A_1$

+ A_2 результирующее колебание имеет в том случае, когда $\cos \delta = 1$, т.е. $\delta = 2m\pi$, где m – произвольное целое число. Тогда, согласно (2.5), получим следующее **условие максимума интерференции**:

$$\Delta = k\lambda_0 = 2k \frac{\lambda_0}{2}. \quad (2.8)$$

Следовательно, *интерференционные максимумы будут наблюдаться при оптической разности хода, равной целому числу длин волн, т.е. четному числу длин полуволн*. Минимальное значение $A = |A_1 - A_2|$ амплитуда результирующего колебания имеет в том случае, когда $\cos \delta = -1$, т.е. $\delta = (2m+1)\pi$, где m – произвольное целое число. Откуда получается следующее **условие минимума интерференции**:

$$\Delta = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0 = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}. \quad (2.9)$$

Значит, *интерференционные минимумы будут наблюдаться при оптической разности хода, равной полуцелому числу длин волн, т.е. нечетному числу длин полуволн*. Условия (2.8) и (2.9) записаны для случая, когда начальные фазы обеих когерентных волн равны. Число m определяет порядок интерференционного максимума или минимума.

В точках наблюдения, где оптическая разность хода равна четному числу полуволн, в соответствие с (2.6), (2.8) и (2.9) наблюдается максимум интенсивности света, а в точках, для которых оптическая разность хода равна нечетному числу полуволн, наблюдается минимум интенсивности света. Особенно ярко это проявляется при одинаковых интенсивностях интерферирующих волн. Действительно, согласно (2.6), при $I_1 = I_2 = I_0$ максимуму интерференции соответствует интенсивность $I_{\max} = 4I_0$, а минимуму интерференции – интенсивность $I_{\min} = 0$.

Практическое получение когерентных волн оказывается возможным, если волну, излучаемую отдельным источником света, "раздвоить" (или "размножить"). Эти волны, налагаясь друг на друга, могут интерферировать. Принцип получения когерентных волн разделением волны на две или несколько частей может быть осуществлен различными методами: с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих поверхностей (метод Юнга, метод зеркал Френеля, метод зеркала Ллойда, метод бипризмы Френеля, метод тонких пленок и др.).

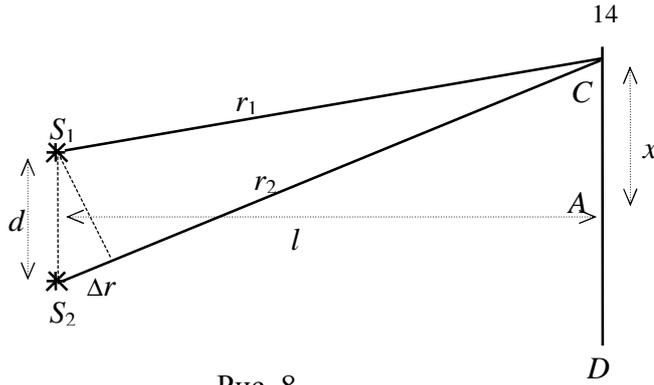


Рис. 8.

Принципиальный расчет интерференционной картины для всех методов один и тот же. Пусть две точечных когерентных источника волн S_1 и S_2 расположены друг от друга на расстоянии d (рис. 8).

Колебания в точках S_1 и S_2 совершаются в одной фазе. Результат интерференции наблюдается на экране D , расположенном от точек S_1 и S_2 на расстоянии $l \gg d$.

Определим разность хода Δr , с которой волны приходят в точку экрана C , отстоящую от его середины A на расстоянии x . При условии $d \ll l$ и $x \ll l$ приближенно получим:

$\frac{\Delta r}{d} = \frac{x}{l}$, откуда $\Delta r = \frac{d}{l}x$. Тогда оптическая разность хода равна

$$\Delta = n \frac{d}{l}x, \quad (2.10)$$

где n - показатель преломления среды, в которой распространяются световые волны от источников S_1 и S_2 .

По условию (2.8) в точке C будет светлая полоса, если $\Delta = n \frac{d}{l}x = m\lambda_0$, откуда

$$x_m = m \frac{1}{n} \frac{l}{d} \lambda_0. \quad (2.11)$$

Темные полосы будут располагаться между светлыми. Расстояние между соседними светлыми (соответственно и темными) полосами, называемое *шириной интерференционной полосы*, будет равно

$\Delta x = x_{m+1} - x_m = \frac{1}{n} \frac{l}{d} \lambda_0$, откуда

$$\lambda_0 = n \frac{d}{l} \Delta x. \quad (2.12)$$

Кольца Ньютона

Если плосковыпуклую линзу малой кривизны положить выпуклой поверхностью на хорошо отполированную плоскую стеклянную пластинку, то между линзой и пластинкой образуется воздушная прослойка, утолщающаяся от точки соприкосновения к краям (рис. 9).

Если на эту систему падает свет, то части одной и той же световой волны, отраженные от границ воздушной прослойки, будут интерферировать между собой. При этом наблюдается система

концентрических радужных (немонохроматический свет) или чередующихся темных и светлых (монохроматический свет) колец. *Кольца Ньютона* являются классическим примером *полос равной толщины*. Они наблюдаются и в проходящем и в отраженном свете, причем каждому темному кольцу в

отраженном свете соответствует светлое кольцо в проходящем свете. В отраженном свете картина интерференции значительно контрастнее по сравнению с картиной интерференции в проходящем свете.

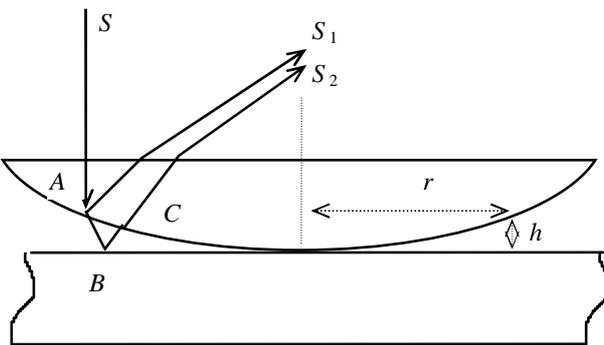


Рис. 10.

Рассмотрим нормальное падение света на поверхность линзы (рис. 10). Найдем оптическую разность хода лучей S_1 и S_2 , учитывая, что при отражении от оптически более плотной среды (стеклянная пластинка) в точке B возникает до-

полнительная разность хода в половину длины волны, т.е. $\frac{\lambda}{2}$. Здесь и далее под λ понимается длина волны света в вакууме (для простоты индекс n будем опускать).

$$\Delta = n (A B + B C) + \frac{\lambda}{2}$$

При нормальном падении света вблизи области контакта линзы и пластинки, где их поверхности "почти параллельны" $AB=BC=h$, а отраженные лучи S_1 и S_2 нормальны к поверхности пластинки. Тогда

$$\Delta = 2nh + \frac{\lambda}{2}. \quad (2.13)$$

Если оптическая разность хода равна целому числу полуволен, то в отраженном свете будем наблюдать светлое или темное кольцо

$$k \frac{\lambda}{2} = 2nh + \frac{\lambda}{2}, \quad (2.14)$$

где $k=1, 2, 3, 4 \dots$.

Из рис. 9 следует, что при $r \ll R$ и $h \ll R$ (R – радиус кривизны линзы) приближенно

$$h = \frac{r^2}{2R}. \quad (2.15)$$

Подставляя (2.15) в (2.14), получим выражение для k -го кольца Ньютона

$$r_k = \sqrt{(k-1)R \frac{\lambda}{2} \frac{1}{n}}. \quad (2.16)$$

Из (2.16) следует, что при $k=1$ (разность хода равна одной полуволне), $r=0$, т.е. имеем центральную темную точку в отраженном свете. При $k=2$ получаем первое светлое кольцо, и т.д.

Окуляр - микрометр

Для измерения линейных размеров изображений малых объектов пользуются *окуляр - микрометром*, который может применяться вместо окуляра микроскопа или самостоятельно как лупа.

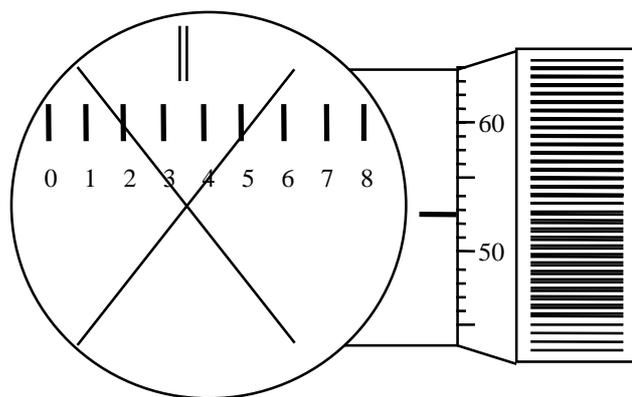


Рис. 11.

В фокальной плоскости лупы окуляр - микрометра (рис.11) находится неподвижная сетка с делениями (шкала) и подвижная прозрачная пластинка с визиром – перекрестие и биштрих (двойной штрих). Перекрестие (и вместе с ним биштрих) перемещается с помощью барабана окуляр - микрометра. Поворот барабана на

один оборот соответствует перемещению визира на одно деление окулярной шкалы. Одно деление окулярной шкалы соответствует 1 мм.

Окулярная шкала имеет 8 делений, т.е. перемещение визира от 0 до 8 соответствует 8 мм. Барабан микровинта разбит на 100 делений, т.е. одно деление барабана соответствует 0,01 мм. Например, показание визира на рис. 11 соответствует относительному положению объекта – 3,53 мм.

Для измерения линейных размеров изображений совмещают визир сначала с одной границей изображения, а затем – с другой. При каждом совмещении визира с границей изображения фиксируют показания окулярной шкалы и шкалы барабана, определяющие относительное положение, а затем находят их разность.

Окуляр - микрометр позволяет измерять линейные размеры изображения с точностью до 0,01 мм, при этом, с учетом увеличения оптического прибора, на котором устанавливается окуляр - микрометр, точность отсчета может быть повышена в несколько раз.

Лабораторная работа №2

Определение длины световой волны при помощи бипризмы Френеля.

Приборы и принадлежности: оптическая скамья, источник света с щелевой диафрагмой, собирающая линза с $F=15$ см, бипризма Френеля, окуляр - микрометр, светофильтры.

Бипризма представляет собой две одинаковые призмы с малыми преломляющими углами, сложенными своими основаниями.

Пучок света, падающий на бипризму БП от щелевой диафрагмы источника S (рис. 12), вследствие преломления в бипризме, разделяется на два перекрывающихся пучка, как бы исходящими от двух мнимых источников S_1 и S_2 .

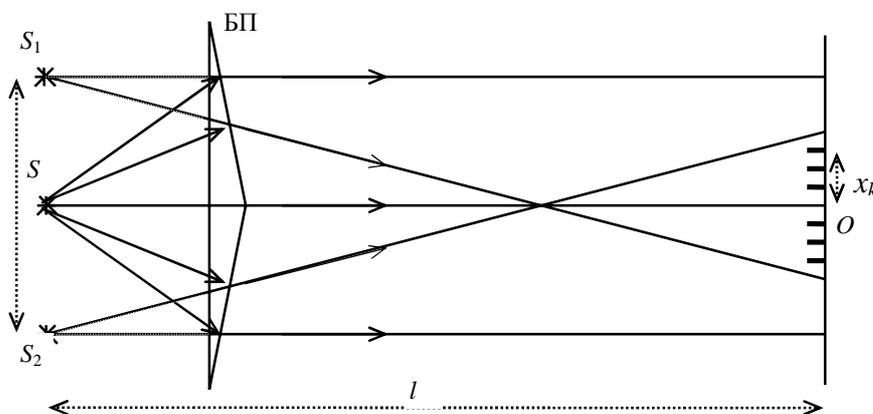


Рис. 12

За бипризмой, во всей области наложения пучков света, будет наблюдаться интерференционная картина в виде чередующихся параллельных светлых и темных полос. В случае белого света полосы будут радужными.

Для определения длины световой волны воспользуемся формулой (2.12). Так как бипризма находится в воздухе, показатель преломления которого близок к единице, то выражение (2.12) примет вид

$$\lambda = \frac{d}{l} \Delta x, \quad (2.17)$$

где Δx – ширина интерференционной полосы.

Пользуясь этой формулой, можно экспериментально определить длину волны монохроматического света. В данной работе Δx отсчитывают по шкале окуляр - микрометра (см.

выше). Расстояние d между мнимыми источниками S_1 и S_2 измеряется косвенным методом, используя собирающую линзу (рис. 13).

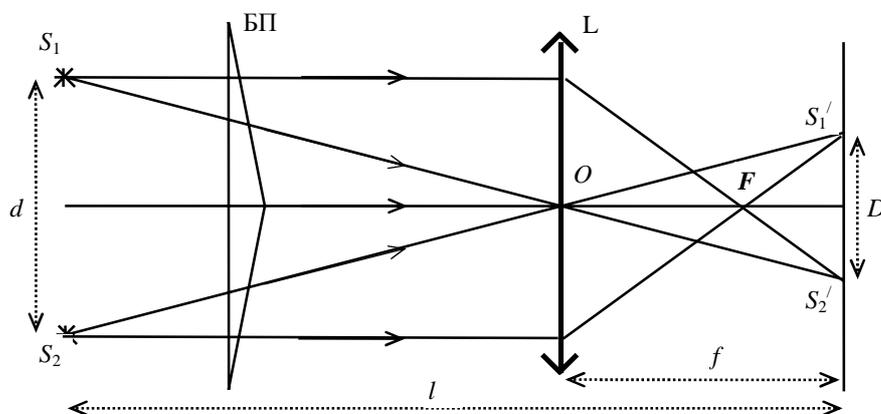


Рис. 13.

Если между би-призмой и экраном поместить собирающую линзу, то при некотором ее положении в поле зрения окуляр - микрометра получается четкое изображение двух мнимых источников S_1' и S_2' .

Из принципа построения изображения мнимых источников следует, что треугольники S_1S_2O и $S_1'S_2'O$ подобны, т.е. $\frac{d}{D} = \frac{l-f}{f}$, откуда $d = \frac{l-f}{f} D$. Подставляя полученное выражение в (2.17), получим

$$\lambda = \frac{l-f}{lf} D \Delta x. \quad (2.18)$$

Для выполнения работы на оптической скамье собирается установка согласно рис.16

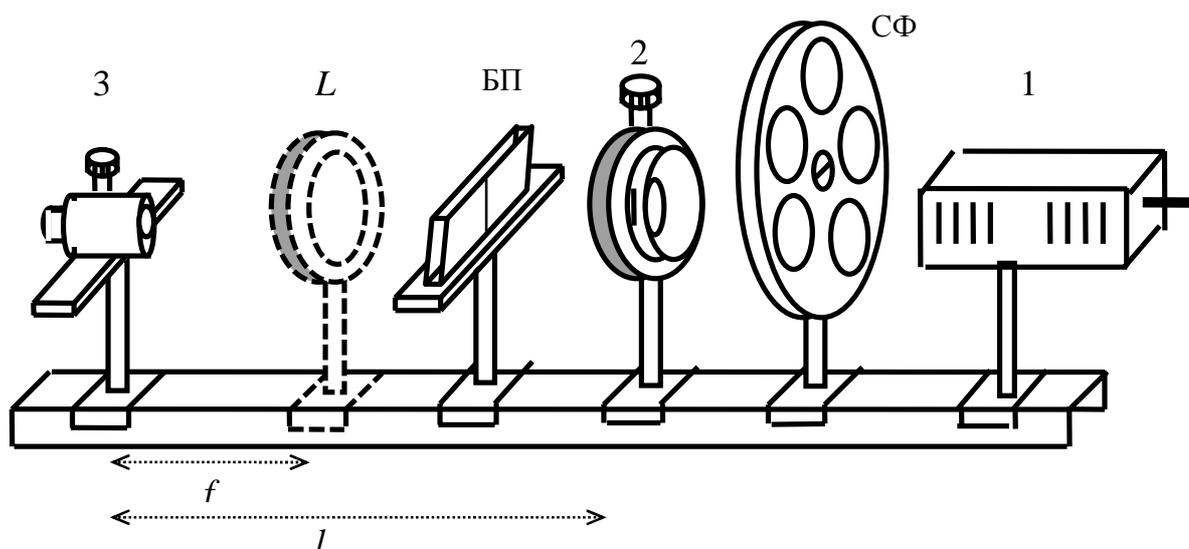


Рис. 14.

Определение расстояния между мнимыми источниками.

1. При убранной линзе L располагают на оптической скамье приборы вдоль оптической оси так, чтобы в поле зрения окуляр - микрометра 3 наблюдалась четкая интерференционная картина. Картина интерференции наблюдается в том случае, когда щелевая диафрагма 2 открыта минимально и параллельно преломляющему ребру бипризмы БП. Если картина размыта или очень бледная, то необходимо изменить ширину щели, а ее поворотом вокруг горизонтальной оси добиться параллельности с преломляющим ребром бипризмы.

2. Добившись четкой интерференционной картины, устанавливают один из светофильтров СФ, а между окуляр - микрометром 3 и бипризмой помещают собирающую линзу L . Перемещением рейтера с линзой вдоль оптической скамьи добиваются четкого изображения двух мнимых источников (щелей) в поле зрения окуляр - микрометра. Если расстояние между щелевой диафрагмой и шкалой окуляр - микрометра мало, то добиться четкого изображения щелей невозможно. В этом случае необходимо увеличить расстояние l .

3. По шкале и микрометрическому барабану окуляр - микрометра измеряют расстояние D между мнимыми изображениями щелей (описание окуляр - микрометра приведено выше). По шкале оптической скамьи измеряют расстояния f и l .

4. Проводят измерения расстояния между мнимыми изображениями щелей при различных светофильтрах.

5. Результаты измерений заносят в таблицу.

Определение длины световой волны.

1. Не изменяя положение приборов на оптической скамье, убирают линзу L . Если приборы расположены вдоль оптической оси, то в поле зрения окуляр - микрометра оказывается четкая интерференционная картина. В противном случае микровинтом переместить окуляр - микрометр в направлении, перпендикулярном оптической скамье (оптической оси), до получения интерференционной картины.

2. По шкале и микрометрическому барабану окуляр - микрометра измеряют ширину интерференционной полосы x для различных порядков интерференционных полос.

3. Проводят измерение ширины интерференционной полосы для различных спектральных цветов (для различных светофильтров).

4. Вычисляют длину световой волны для каждого спектрального цвета по формуле (2.18).

5. Результаты измерений и расчетов заносят в таблицу.

Светофильтр	Порядок спектра	l	f	D	Δx	λ	$\lambda_{\text{ср.}}$

Контрольные вопросы.

1. Что такое интерференция? Каковы условия, необходимые для получения интерференционной картины?
2. Методы получения интерференции света. Показать ход лучей в этих методах.
3. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников.
4. Что понимается под оптическим путем и оптической разностью хода лучей?

Лабораторная работа №3

Определение радиуса кривизны сферической линзы с помощью колец Ньютона.

Приборы и принадлежности: микроскоп с окуляр - микрометром, плоскопараллельная стеклянная пластинка, плосковыпуклая линза, осветитель, красный светофильтр.

Кольца Ньютона (полосы равной толщины) возникают при отражении или прохождении света в месте контакта выпуклой и плоской поверхностей. Они возникают из-за оптической разности хода лучей при прохождении воздушного клина между плоской и выпуклой поверхностями. В отраженном свете центральное кольцо является темным, а в проходящем - светлым. Картина интерференции может быть нарушена при плохом оптическом контакте вследствие возможной деформации стекла или вследствие попадания микроскопических пылинок между линзой и пластинкой. Этот незначительный зазор приводит к дополнительной оптической разности хода, поэтому пользоваться формулой (2.16) оказывается не всегда возможным.

Величину дополнительного зазора измерить непосредственно невозможно, но ее можно исключить. Если произвести расчет радиусов колец в отраженном (аналогично и в проходящем) свете, то в (2.16) появится дополнительный член, обусловленный неполным оптическим контактом. Если найти разность радиусов двух произвольных колец с порядковыми номерами k и m , то это слагаемое, одинаковое для обоих колец, сократится.

$$r_k^2 - r_m^2 = \frac{1}{n} R (k - m) \frac{\lambda}{2}$$

Учитывая, что показатель преломления воздуха $n=1$, получим

$$R = 2 \frac{(r_k - r_m)(r_k + r_m)}{(k - m)\lambda}. \quad (2.19)$$

Формула (2.19) оказывается справедливой как для темных, так и для светлых колец и в отраженном и в проходящем свете.

В нашей работе формула (2.19) используется для определения радиуса кривизны линзы.

Так как радиусы колец Ньютона, возникающие при интерференции в системе пластинка - линза, сравнительно малы, то для их наблюдения и измерения применяется микроскоп с окуляр - микрометром.

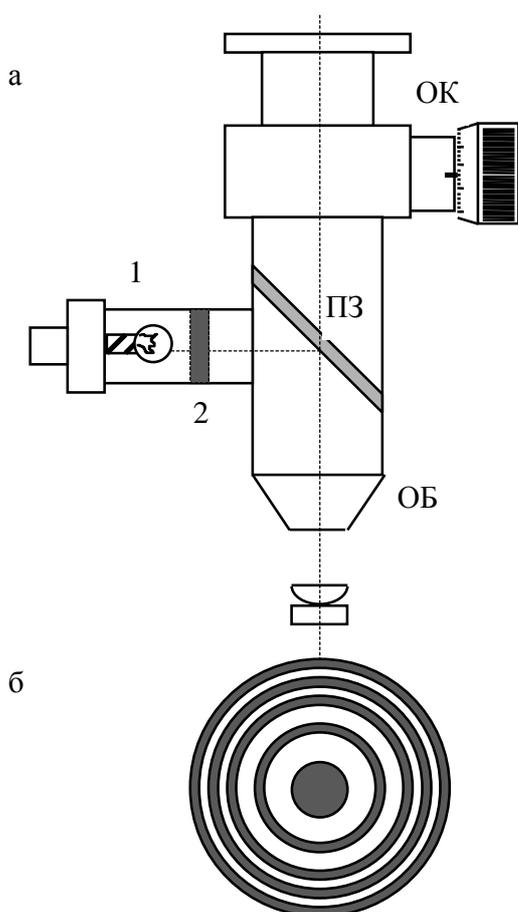


Рис. 15

Установка для получения и наблюдения колец Ньютона в отраженном свете схематично изображено на рис. 15, а.

В осветителе микроскопа свет от источника 1 проходит светофильтр 2, отражается от полупрозрачного зеркала ПЗ и, проходя через объектив микроскопа, параллельным пучком попадает на систему линза - пластинка. В окуляр - микрометре ОК наблюдаем картину интерференции в отраженном свете. На рис. 15, б приведена картина, видимая в поле зрения окуляр - микрометра.

Интерференционная картина рассматривается в микроскоп, поэтому кольца Ньютона будут видны в увеличенном виде. Коэффициент увеличения микроскопа в данной работе равен 10, поэтому, определив радиус кольца по шкале и микрометрическому барабану окуляр микро-

метра, полученное значение делят на коэффициент увеличения микроскопа, что будет соответствовать истинному (приведенному) радиусу кольца. Используемый в работе светофильтр пропускает свет в области $\lambda=6,7 \cdot 10^{-7}$ м.

Выполнение работы.

1. Включают осветитель микроскопа в сеть и с помощью *кремальберных винтов* грубой и точной настройки получают резкое изображение колец Ньютона. Интерференционную картину колец устанавливают в центре поля зрения окуляр - микрометра.

2. С помощью шкалы и микрометрического барабана окуляр - микрометра измеряют диаметры k -го и m -го четко видимых колец. Находят их приведенные радиусы.

3. Вычисляют радиус кривизны линзы по формуле (2.19).
4. Измерения проводят для различных пар колец не менее 5 раз.
5. Результаты измерений и расчетов заносят в таблицу.

№ кольца	d наблюдаем.	$r = d / 20$ приведен.	R	ΔR	$\Delta R / R$
Средние значения					

Контрольные вопросы

1. Вывести условие минимума и условие максимума интерференционной картины через оптическую разность хода и разность фаз.
2. Нарисовать ход лучей в системе пластинка - линза в отраженном и проходящем свете и вывести формулу для определения радиусов темных и светлых колец.
3. Изменяются ли радиусы колец Ньютона (если изменяются, то как?), если зазор между линзой и пластинкой заполнить прозрачной жидкостью?
4. Почему интерференционная картина исчезает при увеличении зазора между линзой и пластинкой?

3. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Дифракцией света называется явление отклонения световых лучей от законов прямолинейного распространения, проявляющееся при наличии препятствий на пути световых волн. Масштаб "загибания" волн зависит от отношения размеров преграды к длине волны. Возникающее в области за препятствием распределение интенсивности называется *дифракционной картиной*.

Строгое математическое решение этой задачи о распределении интенсивности света в дифракционной картине на основе электромагнитной теории Максвелла является сложным. Однако явление дифракции может быть довольно легко объяснено с помощью *принципа Гюйгенса-Френеля*, который состоит в следующем: *каждая точка среды, до которой распространилась световая волна, сама становится элементарным источником вторичных волн. Все точки фронта волны являются когерентными источниками, т.е. колеблются с одинаковой частотой и в одинаковой фазе. Интенсивность света в любой точке пространства является результатом интерференции вторичных волн, приходящих от всех точек фронта волны с учетом их амплитуд и фаз.*

Дифракционные явления по своему характеру разбиваются на два класса:

1. Дифракция в расходящихся (сходящихся) лучах, называемая *дифракцией Френеля*;
2. Дифракция в параллельных лучах, называемая *дифракцией Фраунгофера*.

Дифракция на круглом отверстии

Рассмотрим случай прохождения света через круглое отверстие (Рис. 16). Пусть S – точечный источник света, CC' – круглое отверстие в непрозрачном экране, лежащее от S на расстоянии r . Это отверстие пропускает часть сферической волны, исходящей из S. Для определения действия этой волны в точке M, лежащей на оси симметрии на расстоянии r_0 от фронта волны, мысленно разобьем волновую поверхность COC' на кольцевые зоны (*зоны Френеля*), построенные таким образом, чтобы расстояния от краев соседних зон до точки M отличались на половину длины волны, т.е.

$$r_1 - r_0 = r_2 - r_1 = \dots = r_k - r_{k-1} = \frac{\lambda}{2},$$

где k – порядковый номер зоны.

Тогда колебания, приходящие в точку М от соответствующих частей соседних зон, будут иметь оптическую разность хода $\lambda / 2$, т.е. придут в точку М *в противофазе*.

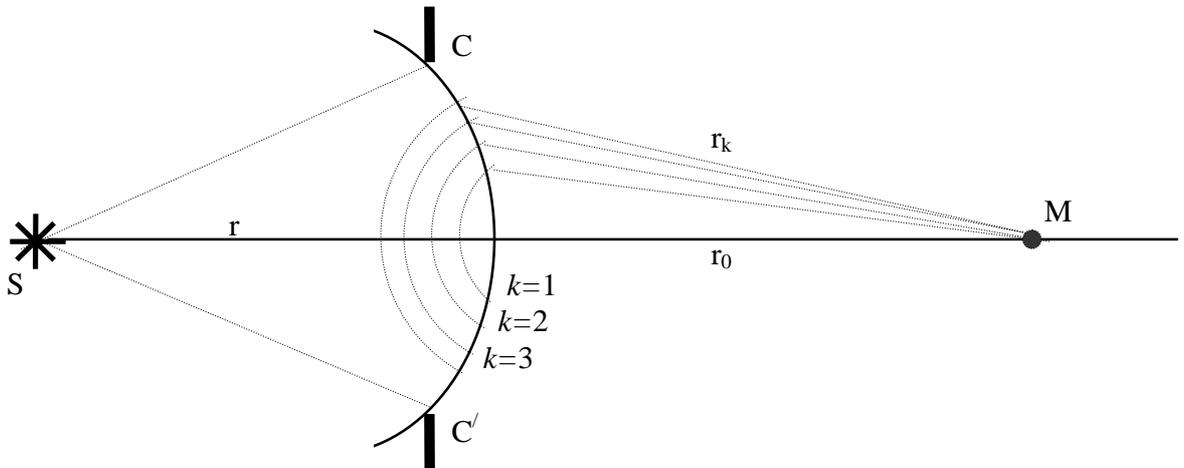


Рис. 16

Амплитуда колебаний, приходящих от отдельной зоны, зависит от площади зоны, от расстояния r_k от зоны до точки М и от угла наклона между r_k и нормалью к поверхности зоны.

Площади кольцевых зон в первом приближении ($r \gg \lambda$, $r_0 \gg \lambda$) не зависят от номера зоны k и приблизительно равны

$$\Delta S = \pi \frac{r_0 r}{r_0 + r} \lambda.$$

Так как с увеличением номера зоны k угол наклона между r_k и нормалью к поверхности зоны, а так же и само расстояние r_k монотонно возрастают, то амплитуда колебаний A_k , доходящих до точки М от отдельных зон, будет монотонно убывать до 0. Амплитуда суммарного колебания A в точке М зависит от числа открытых зон k . Колебания от соседних зон приходят в точку наблюдения в противофазе, следовательно, в тех точках М, для которых k – нечетно, амплитуда суммарного колебания больше, а в тех точках М, для которых k – четно, она меньше.

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$

Квадрат амплитуды колебаний определяют энергию колебаний, т.е. освещенность точек экрана. Таким образом, при продвижении экрана вдоль прямой SM или при изменении диаметра отверстия CC' , мы будем наблюдать то большие, то меньшие освещенности. В первом приближении можно считать, что амплитуда колебаний A_k линейно зависит от номера

зоны: $A_k = \frac{1}{2}(A_{k-1} + A_{k+1})$. Тогда, если в экране открыто k первых зон, амплитуда суммарного колебания в точке М равна

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_k}{2} \quad (k - \text{четное}).$$

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{k-1}}{2} - A_k \quad (k - \text{нечетное}).$$

Так как амплитуды двух соседних зон практически одинаковы, то

$$\frac{A_{k-1}}{2} - A_k \approx -\frac{A_k}{2},$$

тогда амплитуда суммарного колебания в точке М

$$A = \frac{A_1}{2} - (-1)^k \frac{A_k}{2}. \quad (3.1)$$

При больших k (при большом числе открытых зон) величина A_k очень мала, следовательно, освещенность в точке М будет создаваться лишь первой зоной (даже частью этой зоны), т.е. лучи из точки S в точку М приходят практически по прямой. Таким образом дифракционная теория объясняет прямолинейное распространение света.

Наибольший практический интерес представляют случаи дифракции, наблюдающиеся при прохождении параллельных лучей (плоской волны) сквозь щель и дифракционную решетку.

Дифракция на щели

Рассмотрим случай падения плоского фронта монохроматической волны на непрозрачный экран с одной узкой щелью шириной (рис. 17).

Лучи, прошедшие через щель, дифрагируют по различным направлениям. Выберем некоторое направление дифрагируемых лучей, которые образуют с направлением нормали к щели угол φ , называемый углом дифракции.

Разобьем волновой фронт, выделяемый щелью в направлении φ , на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных щели. Ширина каждой зоны такова, что оптическая разность хода лучей, идущих от краев каждой отдельной зоны в направлении φ , равна половине длины волны ($\lambda/2$).

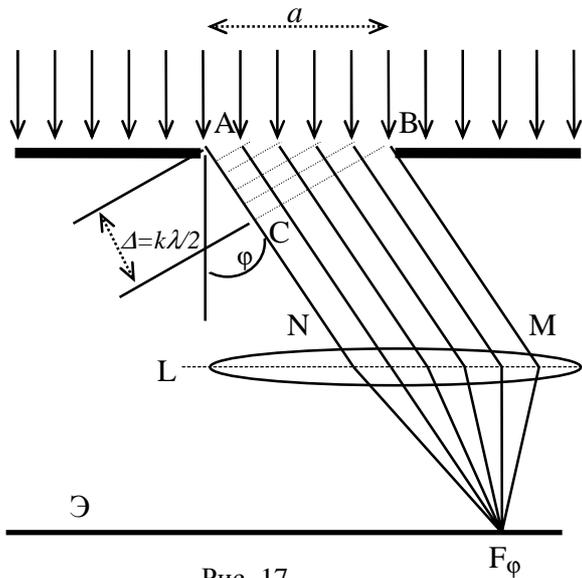


Рис. 17.

В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля точки щели являются источниками вторичных волн, колеблющихся в одной фазе, так как плоскость щели совпадает с фронтом падающей волны. На экране Э, установленном в фокальной плоскости линзы L, наблюдается система максимумов интенсивности света, разделенных темными промежутками. Все параллельные лучи, падающие на линзу под углом φ к ее главной оптической оси, собираются в побочном фокусе F_φ линзы, лежащем в фокальной плоскости.

Оптическая разность хода между крайними лучами AN и BM, идущими от щели в этом направлении, равна

$$\Delta = n AC = n a \sin(\varphi), \quad (3.2)$$

где n - показатель преломления среды. Так как все зоны Френеля в данном направлении излучают свет одинаково, то волны, идущие от каждых двух соседних зон, приходят в точку в противоположных фазах и гасят друг друга (*линза дополнительной оптической разности хода не вносит*). Таким образом, результат интерференции света в точке определяется тем, сколько зон Френеля укладывается в щели. Очевидно, что число зон Френеля, выделяемых щелью, равно числу полуволин $\frac{\lambda}{2}$, укладывающихся в оптической разности хода Δ , т.е.

$$n a \sin(\varphi) = k \frac{\lambda}{2}, \quad (3.3)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$. При четном k наблюдается дифракционный минимум, а при нечетном k - дифракционный максимум.

Значение угла $\varphi=0$ соответствует оптической разности хода $\Delta=k\frac{\lambda}{2}$. Это означает, что векторы амплитуд всех зон Френеля, укладывающихся на щели, направлены в одну сторону. В этом случае амплитуда результирующего колебания равна арифметической сумме амплитуд, т.е. принимает максимальное значение. Таким образом, в центре картины получается

максимальная освещенность. Центральный, или так называемый нулевой максимум, соответствует в (3.3) значению $k = 0$.

Трудность наблюдения дифракции Фраунгофера на щели заключается в малой интенсивности дифракционной картины. Для увеличения интенсивности дифракционной картины применяют дифракционные решетки.

Дифракционная решетка

Дифракционной решеткой называют всякую периодическую (или близкую к периодической) структуру, влияющую на распространение волн той или иной природы. Простейшая оптическая дифракционная решетка представляет собой стеклянную пластинку, на которой с помощью делительной машины нанесен ряд параллельных штрихов. Штрихи являются практически непрозрачными промежутками, так как они рассеивают свет. Промежутки между штрихами являются прозрачными частями пластинки – щелями. Таким образом, дифракционная решетка представляет собой совокупность большого числа щелей.

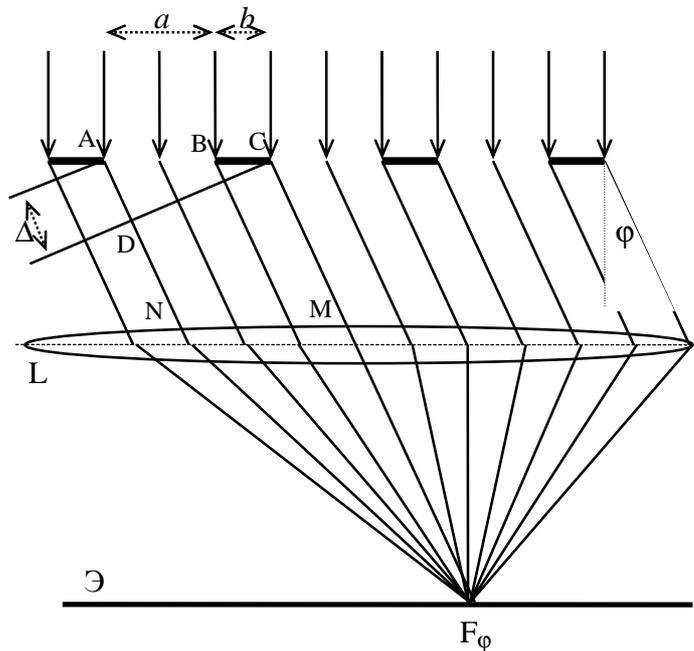


Рис. 18.

При нормальном падении плоской монохроматической волны на дифракционную решетку (рис. 18), рассмотренное выше явление дифракции на одной щели усложняется взаимной интерференцией волн, идущих от разных щелей. Каждую щель решетки можно рассматривать как самостоятельный источник когерентных колебаний.

Рассмотрим лучи AN и CM. Оптическая разность хода между этими лучами

$$\Delta = n AD = n (a + b) \sin \varphi .$$

Величина $d = a + b$, где a – ширина прозрачного участка (щели), b – ширина непрозрачного участка, называется *постоянной дифракционной решетки*.

постоянная дифракционной решетки.

Такая же разность хода будет между всеми соответствующими лучами этих щелей. Если оптическая разность хода лучей кратна $\frac{\lambda}{2}$, то $d \sin \varphi = m \frac{\lambda}{2}$. Для четных $m=2k$ при интерференции в фокальной плоскости линзы L волны усиливают друг друга. Тогда получаем следующее условие дифракционных максимумов (*уравнение дифракционной решетки*)

$$d \sin \varphi = k\lambda \quad (3.4)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ – порядок дифракционного спектра.

Направлениям, определяемым условием (3.4), соответствуют главные дифракционные максимумы. Очевидно, что минимумы освещенности будут на прежних местах (сравни со щелью), ибо те направления, по которым ни одна из щелей не посылает света, не получают его и при большом количестве щелей.

С увеличением числа щелей растет интенсивность главных максимумов, т.к. возрастает количество пропускаемого решеткой света. Однако, самое существенное изменение, вносимое большим числом щелей, состоит в превращении расплывчатых максимумов в резкие узкие максимумы, разделенные практически темными промежутками. Интерференция дифракционных пучков света приводит к перераспределению интенсивности света в промежуточных направлениях между главными минимумами. Таким образом, дифракционная картина, создаваемая решеткой, состоит из системы узких ярких полос, разделенных сравнительно широкими темными промежутками.

Если дифракционная решетка освещается белым светом, то в направлении нормали ($\varphi=0$) для всех длин волн удовлетворяется условие (3.4) при $k=0$ (*так называемый нулевой порядок*), и на экране будем наблюдаться максимум нулевого порядка в виде белой полосы. При $k = 1, 2, 3, \dots$. Для различных значений положения всех главных максимумов данного порядка не совпадают друг с другом. Поэтому возникают дифракционные спектры первого, второго и т.д. порядков, причем внутренняя область спектра каждого порядка фиолетовая, а наружная – красная. На экране будут наблюдаться две системы спектров слева и справа от нулевого порядка.

Дифракционные решетки применяются, в основном, для исследования спектров испускания и поглощения тел.

Лабораторная работа № 4

Определение длины световой волны при помощи дифракционной решетки

Приборы и принадлежности: дифракционная решетка, экран с миллиметровым масштабом, измерительная линейка, проекционный фонарь.

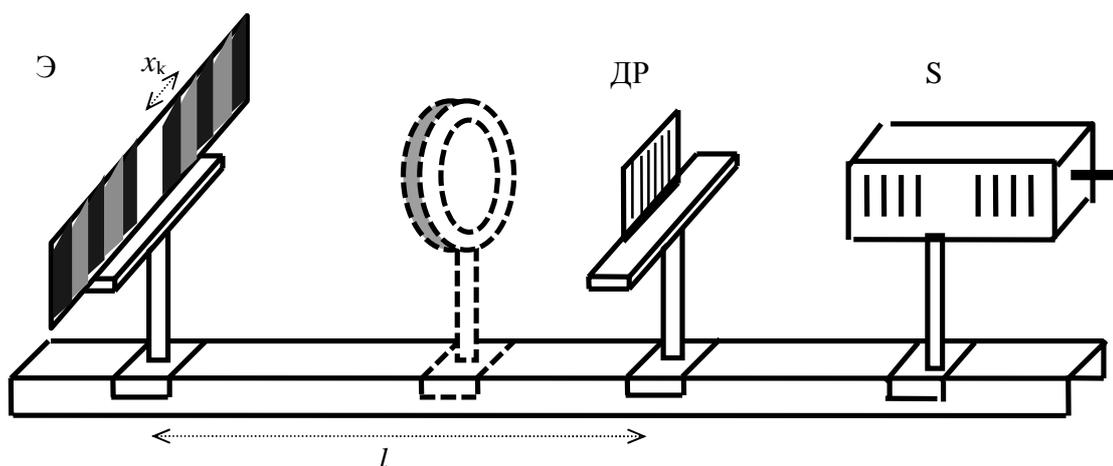


Рис. 19.

Рассмотрим один из методов определения длины световой волны при помощи дифракционной решетки. На рис. 19 схематически изображена лабораторная установка. ДР – дифракционная решетка, на которую падает параллельный пучок лучей от осветителя S, l – расстояние от решетки до экрана Э, x_k – расстояние между серединой нулевого максимума и одной из полос дифракционной картины k -го порядка.

Для определения длины волны λ по формуле (3.4) необходимо знать величину $\sin \varphi$. Учитывая, что $l \gg x$, получим $\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = x / l$. Тогда из (3.4) получим

$$\lambda = \frac{xd}{lk}, \quad (3.5)$$

где $d=10^{-5}$ м – постоянная дифракционной решетки, используемой в работе.

Порядок выполнения работы

1. Осветитель, дифракционную решетку и экран установить таким образом, чтобы на экране наблюдалась отчетливая дифракционная картина (конструкция осветителя позволяет обойтись без линзы, изображенной на рис 19).
2. Измерить расстояние l от экрана до дифракционной решетки.
3. Измерить линейкой на экране расстояние x_1 между центром нулевого максимума и центром красной полосы спектра 1 -го порядка.
4. Выполнить пункт 3 для синего и зеленого цветов спектров 1-го порядка.
5. Выполнить пункты 3 и 4 для спектра 2 -го порядка.
6. По формуле (3.5) рассчитать длину волны красного и синего. Результаты вычисления занести в таблицу.

l	Цвет	Порядок	$x_{\text{прав.}}$	$x_{\text{лев.}}$	$x_{\text{ср}}$	λ	$\lambda_{\text{ср.}}$
	Красный	1					
		2					
	Синий	1					
		2					

Контрольные вопросы.

1. В чем заключается явление дифракции?
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса - Френеля.
3. Расчет дифракции Френеля на круглом отверстии.
4. Расчет дифракции Фраунгофера на щели.
5. Что представляет собой дифракционная решетка? Вывод формулы дифракционной решетки.

4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

Как известно, свет представляет электромагнитные волны, которые распространяются благодаря взаимной индукции электрического и магнитного полей. В простейшем случае электромагнитное излучение получается в результате периодических колебаний электрических зарядов диполей. Волны, идущие от диполей, обладают тем свойством, что вектор напряженности электрического поля E всегда лежит в плоскости колебаний зарядов диполей, а вектор напряженности магнитного поля H перпендикулярен E , т.е. лежит в плоскости, перпендикулярной направлению колебаний зарядов диполей. Взаимная ориентация векторов E и H , а также вектора направления распространения луча (вектора скорости v распространения электромагнитных волн), образуют правую систему координат.

Свойства световой волны в разных плоскостях, проходящих через луч, различны. Фотохимическое действие, и следовательно, зрительное ощущение вызывается колебаниями вектора напряженности электрического поля E , поэтому в дальнейшем под световым вектором будем подразумевать только вектор E .

Плоскость, проходящая через луч и вектор напряженности электрического поля E , носит название *плоскости колебаний*. По историческим причинам плоскостью поляризации была названа не плоскость, в которой колеблется вектор E , а перпендикулярная к ней плоскость. В настоящее время *под плоскостью поляризации понимается плоскость колебаний вектора E* .

Свет от естественных источников не может быть поляризованным. То один, то другой атом источника света испускает электромагнитные волны в данном направлении. Плоскость колебаний при этом непрерывно хаотически меняется.

Свет, в котором колебания вектора E происходят хаотически во всевозможных направлениях, перпендикулярных лучу, называется естественным.

Свет, в котором направления колебаний вектора E упорядочены каким-либо образом, называется поляризованным.

Если колебания вектора E происходят только в одной, проходящей через луч, плоскости, то свет называется **плоско-** (или **линейно-**) поляризованным.

Упорядоченность может заключаться в том, что вектор E поворачивается вокруг луча, одновременно пульсируя по величине, в результате чего конец вектора E описывает эллипс. Такой свет называется **эллиптически** поляризованным. Если конец вектора E описывает ок-

ружность, то свет называется поляризованным по кругу. Свет, в котором колебания вектора E в одном направлении преобладают над колебаниями в других направлениях, называется **частично** поляризованным.

Плоскополяризованный свет можно получить из естественного с помощью приборов, называемых поляризаторами. Эти приборы свободно пропускают колебания вектора E параллельные некоторому выделенному направлению (*плоскости пропускания поляризатора*) и задерживают колебания, перпендикулярные к этой плоскости. При вращении поляризатора вокруг направления естественного луча интенсивность прошедшего света остается одной и той же (т.к. в естественном свете равновероятны любые плоскости колебаний), изменяется лишь ориентация плоскости поляризации света, выходящего из прибора. Интенсивность поляризованного света, полученного при помощи поляризатора, очевидно равна *половине* интенсивности естественного (без учета поглощения).

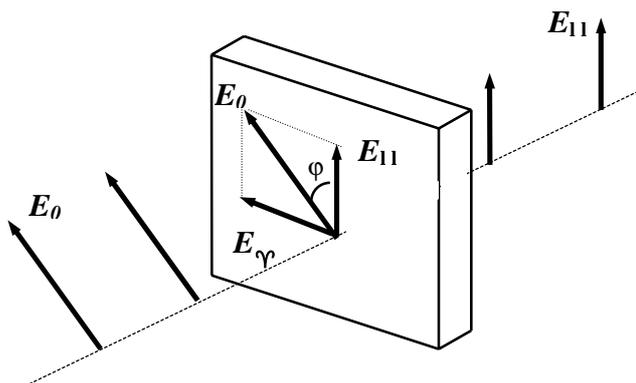


Рис. 20

Пусть на поляризатор падает плоскополяризованный свет, амплитуда колебаний светового вектора которого – E_0 и интенсивность – I_0 (рис.20). Пусть плоскость колебаний вектора E_0 в падающей волне составляет угол φ с плоскостью пропускания поляризатора, тогда сквозь поляризатор пройдет составляющая

$$E_{\parallel} = E_0 \cos \varphi .$$

Составляющая E_{\perp} будет задержана поляризатором.

Интенсивность волны определяется энергией волны, которая пропорциональна квадрату амплитуды колебаний вектора напряженности, т.е. $I \sim E^2$. Следовательно, для интенсивности света $I \sim E_{\parallel}^2$, прошедшего через поляризатор, получим

$$I = I_0 \cos^2 \varphi . \quad (4.1)$$

Соотношение (4.1) носит название **закона Малюса**.

Двойное лучепреломление

Прозрачные кристаллы с отличающейся от кубической кристаллической решеткой обладают свойством *двойного лучепреломления*, которое проявляется в том, что прошедший через кристалл луч света раздваивается. Два получившихся луча оказываются поляризованными во взаимно перпендикулярных плоскостях, причем один из них, названный *необыкновенным* (**e**), не подчиняется обычному закону преломления. Второй луч ведет себя согласно закону Снеллиуса (1.1) и называется *обыкновенным* (**o**). В двоякопреломляющих кристаллах существует направление, называемое *оптической осью* кристалла, при падении вдоль которого луч не раздваивается (*одноосные кристаллы*). Иногда таких направлений может быть два (*двуосные кристаллы*).

Необыкновенный луч преломляется даже тогда, когда падает нормально на поверхность кристалла (конечно же не вдоль его оптической оси). Такой случай изображен на рис. 21. На нем стрелками и точками указано направление колебаний вектора E . Видно, что в необыкновенном луче колебания происходят в плоскости, образованной направлением луча света и оптической осью OO' (*главная плоскость* или *главное сечение* кристалла), а в обыкновенном – перпендикулярно ей.

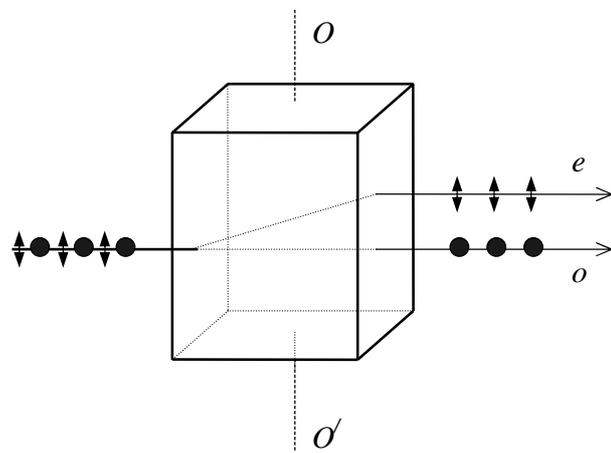


Рис. 21

Двойное лучепреломление обусловлено зависимостью скорости распространения света в кристалле от угла между направлением колебаний вектора E и оптической осью. Для обыкновенного луча этот угол всегда прямой и, следовательно, его показатель преломления постоянен.

В настоящее время для получения поляризованного света в оптической технике применяется способ изготовления *поляроидных пленок* (или так называемых *поляроидов*). Поляроид состоит из тонкой целлюлоидной пленки, в которую вкраплены микроскопические кристаллы турмалина или геропатита (сернокислого йод-хинина). Особой обработкой достигается одинаковое расположение оптических осей всех кристаллов, вкрапленных в эту пленку. Эти кристаллы практически полностью поглощают обыкновенный луч и пропускают

только необыкновенный (явление *дихроизма*). Таким образом падающий естественный свет, проходя через поляризатор, становится плоскополяризованным.

Поляризация света при отражении и преломлении

Электромагнитная волна (свет) падая на диэлектрик, вызывает колебания зарядов в атомах и молекулах вещества. Атомы и молекулы сами становятся излучателями вторичных электромагнитных волн. Эти вторичные волны излучаются электронами, колеблющимися в атомах и молекулах диэлектрика, причем направление колебаний электрона совпадает с направлением колебаний вектора напряженности электрического поля E падающей волны.

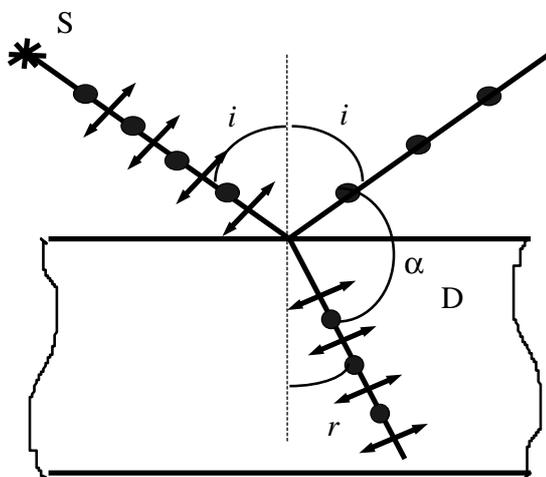


Рис. 22

Пусть на поверхность диэлектрика D падает естественный луч света от источника S (рис.22). В естественном луче света имеются колебания вектора E всевозможных направлений в плоскости, перпендикулярных лучу. Из всех возможных направлений вектора E выберем два взаимно перпендикулярных: одно в плоскости падения, другое в плоскости, перпендикулярной плоскости па-

дения. На рис. 22 черточками показаны колебания вектора E в плоскости чертежа (плоскость падения), а точками – в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Колебания вектора E , перпендикулярные плоскости падения, вызывают колебания диполей на поверхности диэлектрика. Эти диполи излучают вторичные волны в направлениях отраженного и преломленного лучей. Колебания вектора E , параллельные плоскости падения, вызывают колебания диполей, которые излучают волны преимущественно в направлении преломленного луча. По этим причинам в отраженном луче будут преобладать колебания перпендикулярные плоскости падения, а в проходящем (преломленном) луче – колебания параллельные плоскости падения. Следовательно, и отраженные и преломленные лучи будут частично поляризованы.

Брюстер установил, что, если лучи естественного света падают на диэлектрик под таким углом i , что угол между отраженным и преломленным лучами равен 90° , то отра-

женные лучи полностью поляризованы в плоскости перпендикулярной плоскости падения, т.е. $\alpha = 180^\circ - (i+r) = 90^\circ$ или $r = 90^\circ - i$. По закону преломления (1.1) имеем

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\sin(90^\circ - i)} = \frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tg} i = n_{21}.$$

Угол, при котором отраженный от диэлектрика луч полностью поляризован, называют **углом Брюстера**, а выражение

$$\operatorname{tg} i_{\text{бр}} = n_{21} \quad (4.2)$$

выражает математическую запись **закона Брюстера**.

Поскольку преломленный свет является наложением первичного естественного света и света, излучаемого диполями диэлектрика, то он в любом случае будет частично поляризован. Степень поляризации частично поляризованного света определяется выражением

$$\rho = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (4.3)$$

где и I_{\min} – максимальная и минимальная интенсивности света, прошедшего через анализатор. Как видно из определения для плоскополяризованного света $\rho = 1$ ($I_{\min} = 0$), а для неполяризованного $\rho = 0$ ($I_{\min} = I_{\max}$).

Оптическая активность

Некоторые вещества при прохождении через них плоскополяризованного света способны поворачивать его плоскость поляризации (например, твердые тела – кристаллы кварца, сахара, киновари; чистые жидкости – скипидар, никотин, винная кислота; растворы – водные растворы сахара, винного спирта и др.). Их принято называть *оптически активными веществами*.

Опыт показывает, что угол поворота плоскости поляризации для оптически активных кристаллов и чистых жидкостей

$$\varphi = \alpha l,$$

а для растворов

$$\varphi = [\alpha] C l, \quad (4.3)$$

где l – расстояние, пройденное светом в веществе; α или $[\alpha]$ (для растворов) – *удельное вращение*; C – концентрация оптически активного вещества в растворе.

Лабораторная работа № 5

Изучение явления поляризации. Проверка закона Малюса.

Приборы и принадлежности: оптическая скамья, источник света, поляризаторы, фотоэлемент, микроамперметр (гальванометр).

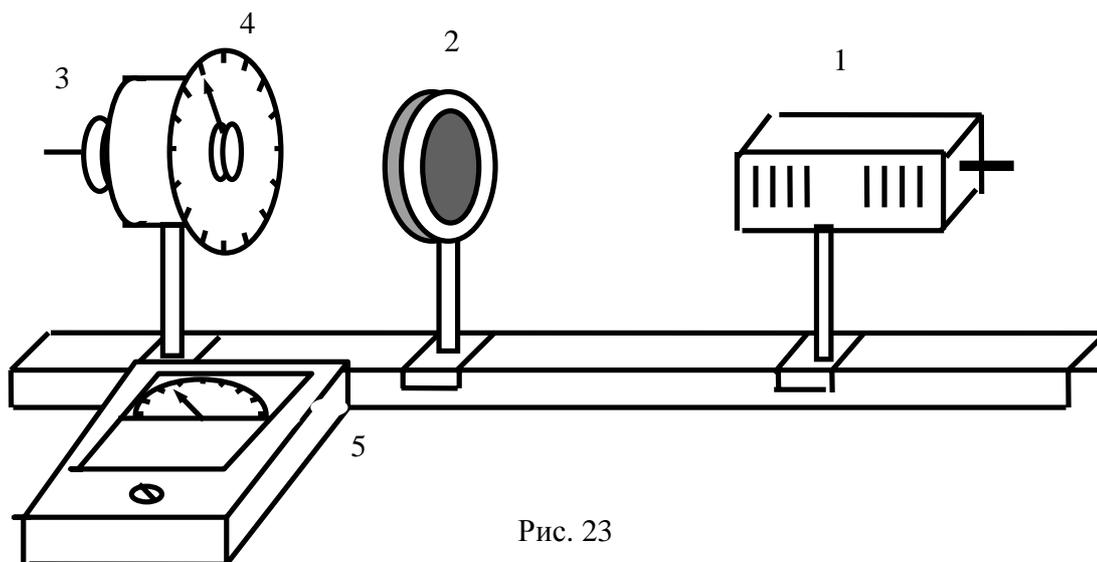


Рис. 23

Установка для изучения явления поляризации изображена на рис. 23

На оптической скамье установлен осветитель 1, дающий естественный свет, поляризатор 2, фотоэлемент 3 с встроенным вращающимся анализатором 4. Интенсивность света, проходящего через анализатор, измеряется по шкале гальванометра 5.

Выполнение работы

1. Устанавливают стрелку анализатора 4 на деление 0, при этом микроамперметр должен показывать максимальный ток (вторая половина шкалы прибора). Для изменения тока достаточно изменить расстояние между осветителем 1 и анализатором 4.
2. Указатель плоскости пропускания анализатора (стрелку анализатора) устанавливают на деление 90, при этом показания микроамперметра должны быть минимальны. Оставшееся отклонение стрелки микроамперметра указывает на наличие частичной поляризации света (нарушена ориентация оптических осей микрокристаллов турмалина или геропатита) поляроидов, либо на наличие рассеянного света от посторонних источников.

3. Изменяют угол на 360° (делают полный оборот анализатора) через каждые 10° - 15° и записывают соответствующие значения тока (показания микроамперметра в делениях шкалы n) в таблицу.

4. Из всех значений тока вычитают величину фонового тока $n_{\text{ф}}$. Величина тока $\Delta n = n - n_{\text{ф}}$ (в делениях шкалы) прямо пропорциональна интенсивности прошедшего через анализатор света.

5. Строят график зависимости интенсивности света, проходящего через анализатор, от квадрата косинуса угла между плоскостями поляризации поляроидов.

φ	90°	90°
$\cos \varphi$			
$\cos^2 \varphi$			
n	$n_{\text{ф}}$		
Δn			

Контрольные вопросы

1. Представления о свете с точки зрения волновой теории. В чем заключается отличие естественного света от поляризованного?
2. Способы получения и анализа поляризованного света. Поляризаторы, анализаторы и принцип их действия.
3. Явление двойного лучепреломления.
4. Явление интерференции поляризованного света.
5. Вывод закона Малюса на основе электромагнитной теории света.

Лабораторная работа № 6

Изучение явления поляризации. Проверка закона Брюстера.

Приборы и принадлежности: установка для проверки закона Брюстера, источник питания, гальванометр

Описание установки

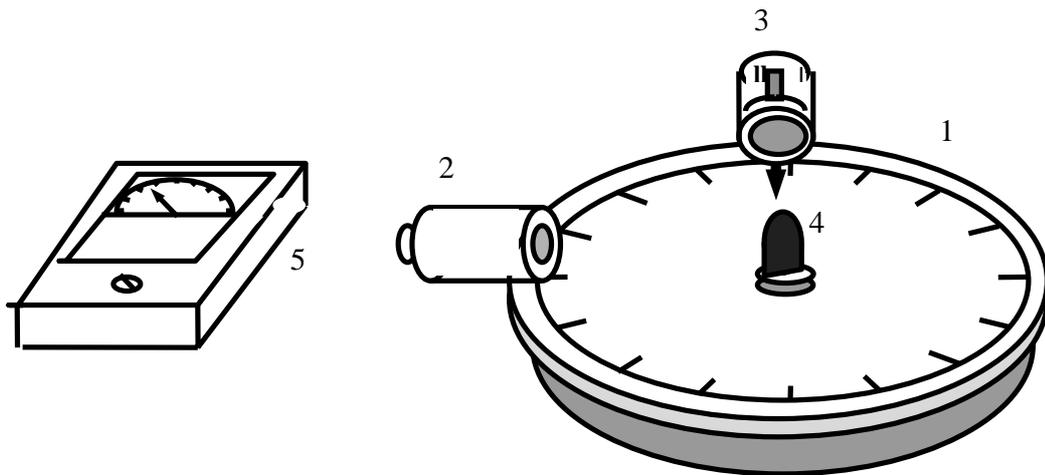


Рис. 24

Установка для проверки закона Брюстера (рис. 24) представляет собой гониометр 1, на котором установлены коллимированный источник света 2, анализатор 3 и черное диэлектрическое зеркало 4, которое может вращаться вокруг вертикальной оси.

Параллельный пучок света от источника 2 падает на диэлектрическую пластинку (диэлектрическое зеркало) 4 и, отразившись от него, попадает на фотоэлемент, находящийся в анализаторе 3. В этом же анализаторе помещена поляризационная пленка, имеющая два фиксированных положения: \perp – плоскость поляризации пленки перпендикулярна плоскости падения и \parallel – плоскость поляризации пленки параллельна плоскости падения.

Устанавливая ручку в положение \perp или \parallel , измеряют фотоэлементом световые потоки различных ориентаций плоскости поляризации. Изменение светового потока, попадающего на фотоэлемент (освещенность фотоэлемента) фиксируют с помощью гальванометра 5.

Выполнение работы

1. Включают источник питания в сеть.
2. Устанавливают начальный угол между источником света и анализатором $45^\circ - 50^\circ$.
3. Плоскость поляризации поляроида устанавливают в положение **II**.

Поворотом столика с диэлектрической пластинкой добиваются максимального отклонения стрелки гальванометра. Это наступает при равенстве углов падения и отражения. Показания приборов (гониометра и гальванометра) заносят в таблицу.

α	n_{\parallel}	n_{\perp}	ρ
50°			
60°			
...			
150°			

4. Не изменяя угла, плоскость поляризации поляроида устанавливают в положение **I**. Показания гальванометра заносят в таблицу.
5. Изменяют угол между источником света и анализатором α до $160^\circ - 170^\circ$ через каждые $5^\circ - 10^\circ$ и выполняют пункты 3 и 4.

6. Строят график зависимости степени поляризации $\left(\rho = \frac{n_{\parallel} - n_{\perp}}{n_{\parallel} + n_{\perp}} \right)$ отраженного света от угла между источником света и анализатором $\rho = f(\alpha)$.

7. Из графика находят угол максимальной поляризации i . Поскольку угол α , равен сумме углов падения i и отражения $r=i$, то $i = \alpha / 2$.

8. По формуле (4.2) находят показатель преломления диэлектрической пластинки.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление поляризации света?
2. В чем заключается явление полной и частичной поляризации?
3. Взаимодействие электромагнитной волны с веществом. Отражение и преломление электромагнитных волн.
4. Поляризация света при отражении и преломлении. Закон Брюстера.
5. Применение закона Брюстера для определения плоскости поляризации поляроидных пленок.

5. ФОТОМЕТРИЯ

Фотометрией называется область оптики, которая рассматривает измерение энергии, переносимой электромагнитными волнами *оптического диапазона* (длины волн от 10^{-8} м до $3,4 \cdot 10^{-3}$ м). В более узком смысле под фотометрией понимают раздел оптики, посвященный измерению действия *видимого света* (длины волн от 4000 \AA до 7600 \AA) на глаз человека. Для характеристики этого действия вводятся световые величины: **световой поток, сила света, освещенность, светимость, яркость**.

Интенсивность ощущения зависит от степени чувствительности глаза к свету тех или иных волн длин волн. Свет, в составе которого имеются инфракрасные или ультрафиолетовые лучи, но отсутствуют видимые, вовсе не вызывает зрительного ощущения даже в том случае, когда переносимая им энергия весьма велика. Наоборот: свет, состоящий из лучей, к которым глаз наиболее чувствителен, вызывают и при малой переносимой энергии интенсивное зрительное ощущение. Глаз человека обладает селективностью, т.е. не одинаково чувствителен к видимым лучам различного цвета. Поэтому, чтобы ввести величину, характеризующую способность света вызывать зрительное ощущение, необходимо рассмотреть чувствительность глаза к световым волнам различной длины. Так как в отношении чувствительности глаза встречаются значительные индивидуальные отклонения, то рассматривают "среднюю" чувствительность, которая получается в результате обследования большого количества лиц, из числа которых исключаются лица, обладающие явными дефектами зрения. Величина, характеризующая такую "среднюю" относительную чувствительность человеческого глаза к световым волнам различных длин, называется *функцией видности*.

Функция видности или *относительная спектральная чувствительность* показывает какую долю мощности (энергии, падающей или испускаемой в единицу времени) монохроматического светового излучения составляет визуальная оценка мощности по зрительному ощущению.

Наибольшей чувствительностью человеческий глаз обладает к зеленым лучам с длиной волны $\lambda_m = 5550 \text{ \AA}$. Значение функции видности для этой длины волны принимается равным единице. Для всех остальных длин волн $V(\lambda)$, причем за пределами видимого спектра $V(\lambda) = 0$. На рис. 25 представлен график этой функции.

Энергия, переносимая волнами в единицу времени через какую-либо площадку, называется **поток** энергии.

$$\Phi_{\text{э}} = \frac{\Delta W}{\Delta t} . \quad (5.1)$$

Поток энергии имеет размерность мощности (1 Вт в системе СИ) и может быть измерен по количеству тепла, переданного телу, полностью поглощающему этот поток.

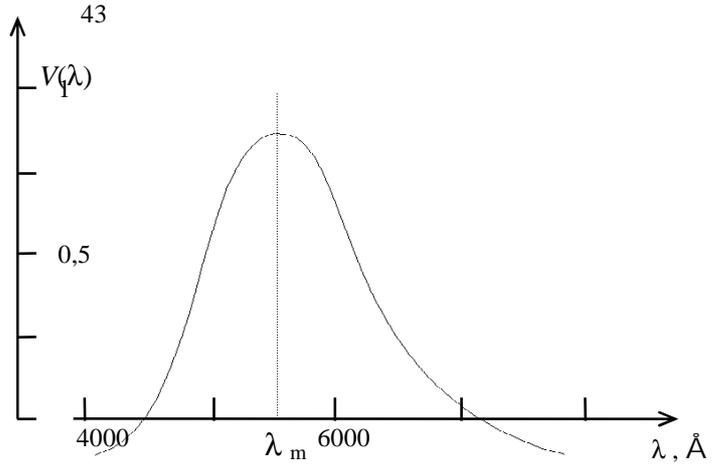


Рис. 25

В фотометрии единицей измерения светового потока Φ , определяемого по зрительному ощущению, является **люмен** (лм). По определению функции видности

$$\Phi = V(\lambda) \Phi_{\text{э}} . \quad (5.2)$$

В области $\lambda_m = 5550 \text{ \AA}$, где $V(\lambda) = 1$, световому потоку в 1 лм соответствует поток энергии в 0,00155 Вт. При всяком другом спектральном составе световому потоку в 1 лм соответствует большая мощность, поэтому величина 0,00155 Вт / лм носит название *минимального механического эквивалента света*. Таким образом потоку энергии, выраженному в ваттах, для любой длины волны соответствует световой поток в люменах, определяемый по формуле

$$\Phi = \frac{V(\lambda)}{0,00155} \Phi_{\text{э}} . \quad (5.3)$$

Световой поток может исходить от тел не только в результате излучения, но и в результате рассеяния или отражения от них света, испускаемого другими источниками. Поэтому при рассмотрении многих задач существенно знать, какой световой поток падает на ту или другую часть освещенного тела. Для этого вводятся величины *освещенности* и *светимости*.

Полный световой поток, испускаемый с единицы площади светящегося тела называется светимостью

$$R = \frac{d\Phi_{\text{исп}}}{dS} . \quad (5.4)$$

Полный световой поток, падающий на единицу площади освещаемого тела, называется **освещенностью**

$$E = \frac{d\Phi_{\text{пад}}}{dS}. \quad (5.5)$$

Сравнение формул (5.4) и (5.5) показывает, что светимость и освещенность выражаются аналогичными соотношениями, разница заключается лишь в том, что в первом из них подразумевается поток, *испускаемый* площадкой dS , а во втором – поток *падающий* на площадку dS . Значит размерности этих величин должны быть одинаковыми (лм/м²). Однако для размерности освещенности вводится отдельная единица – **люкс** (1 лк=1 лм/м²).

Очевидно, что светимость тела, которое является самостоятельным источником световых колебаний, вообще говоря, не связана с его освещенностью. Наоборот, светимость тела, испускающего свет за счет рассеяния или отражения падающих на него лучей, определяется его освещенностью, т.е.

$$R = k E, \quad (5.6)$$

где k – коэффициент рассеяния (отражения). Для всех реальных тел коэффициент $k < 1$.

Белым называется тело, обладающее коэффициентом k , достаточно близким к единице и *постоянным* для всех длин волн в пределах видимого спектра.

Черным является тело, имеющее для всех длин волн *одинаковый* и много меньший единицы (близкий к нулю) коэффициент k .

Для большинства тел, селективно рассеивающих свет, коэффициент k *различен* для разных длин волн. Если на такие тела падает белый свет, то рассеянный (отраженный) свет отличается по своему составу от белого и вызывает определенное цветовое ощущение. Такие тела будут представляться **окрашенными**.

Источники света можно характеризовать энергией излучения в некоторую область пространства. Для этого вводят понятие телесного угла – объемной фигуры, вырезанной конусом в сфере, вершина которого совпадает с центром сферы (рис. 2б).

Мерой телесного угла является величина, равная отношению площадки dS , вырезанной конусом на поверхности сферы, к квадрату радиуса этой сферы

$$d\omega = \frac{dS}{r^2}. \quad (5.7)$$

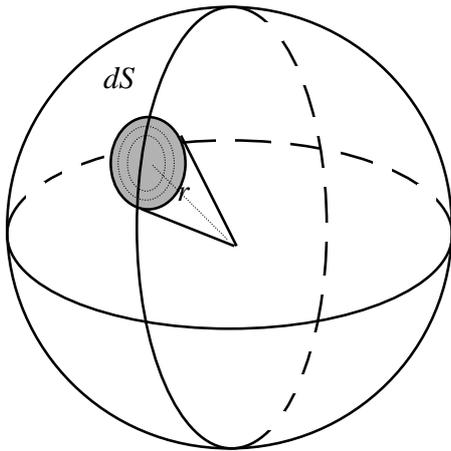


Рис. 26

Под яркостью B понимают световой поток $d\Phi$, испускаемый элементом поверхности dS (рис. 27) в направлении, составляющем угол i с нормалью, в пределах бесконечно малого

телесного угла $d\omega$, т.е. $B = \frac{d\Phi}{dS_n d\omega}$, но $dS_n = dS$

$\cos i$ тогда

$$B = \frac{d\Phi}{dS d\omega \cos i}. \quad (5.9)$$

Величина яркости зависит от свойств светящейся поверхности. Источники света, яр-

Единицей измерения телесного угла является 1 *стерадиан* (стер). При $dS = r^2$, $d\omega = 1$ стер.

Поток световой энергии излучения точечного источника в единичном телесном угле называется **силой света**

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}. \quad (5.8)$$

Для характеристики протяженного источника света вводится величина **яркости**.

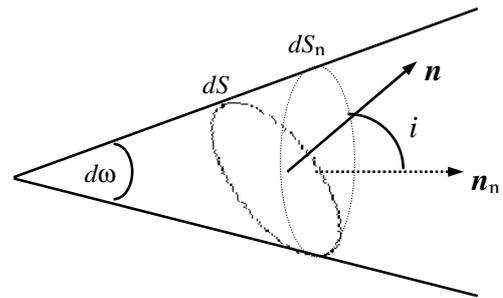


Рис. 27

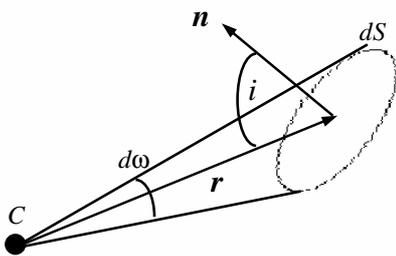


Рис. 28

кость которых одинакова по всем направлениям ($B = \text{const}$), называются *косинусными*. Для косинусных источников выполняется равенство

$$R = \pi B. \quad (5.10)$$

Рассмотрим, какую освещенность создает точечный источник силой света I на поверхности dS , отстоящей от него на расстоянии r (рис. 28).

Пусть радиус-вектор r , проведенный от источника света к середине площадки dS , составляет с нормалью к площадке угол i . Телесный угол $d\omega$, под которым видна площадка dS из точки C , равен $d\omega = \frac{dS}{r^2} \cos i$. Тогда освещен-

ность E на поверхности dS равна $E = \frac{I}{r^2} \cos^2 i$.

ценность площадки dS получим по формуле (5.5) с учетом (5.8) :

$$E = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{d\Phi}{d\omega} \frac{d\omega}{dS} = I \frac{d\omega}{dS} = I \frac{dS \cos i}{r^2 dS}, \text{ т.е.}$$

$$E = \frac{I \cos i}{r^2}. \quad (5.11)$$

Формула (5.11) выражает **основной закон освещенности поверхности точечным источником света**.

Наряду с фотометрическими единицами: силой света, освещенностью, светимостью и яркостью можно рассматривать аналогичные им энергетические величины, получаемые с помощью тех же соотношений с заменой лишь светового потока Φ потоком энергии $\Phi\varepsilon$. Ниже в таблице приведены единицы измерения основных фотометрических и энергетических величин.

Величина	Единица измерения	
	<i>фотометрическая</i>	<i>энергетическая</i>
Световой поток, Φ	Люмен (лм)	Ватт (Вт) $\text{Вт} = \frac{\text{Дж}}{\text{с}}$
Сила света, I	Кандела (кд) $\text{кд} = \frac{\text{лм}}{\text{с т е р}}$	$\frac{\text{Вт}}{\text{с т е р}}$
Освещенность, E	Люкс (лк) $\text{лк} = \frac{\text{лм}}{\text{м}^2}$	$\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$
Светимость, R	$\frac{\text{лм}}{\text{м}^2}$	$\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$
Яркость, B	$\frac{\text{кд}}{\text{м}^2} = \frac{\text{лм}}{\text{м}^2 \text{с т е р}}$	$\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{с т е р}}$

Лабораторная работа № 7

Изучение законов освещенности с помощью фотоэлемента.

Приборы и принадлежности: оптическая скамья, источник света, селеновый фотоэлемент, гальванометр.

Описание установки

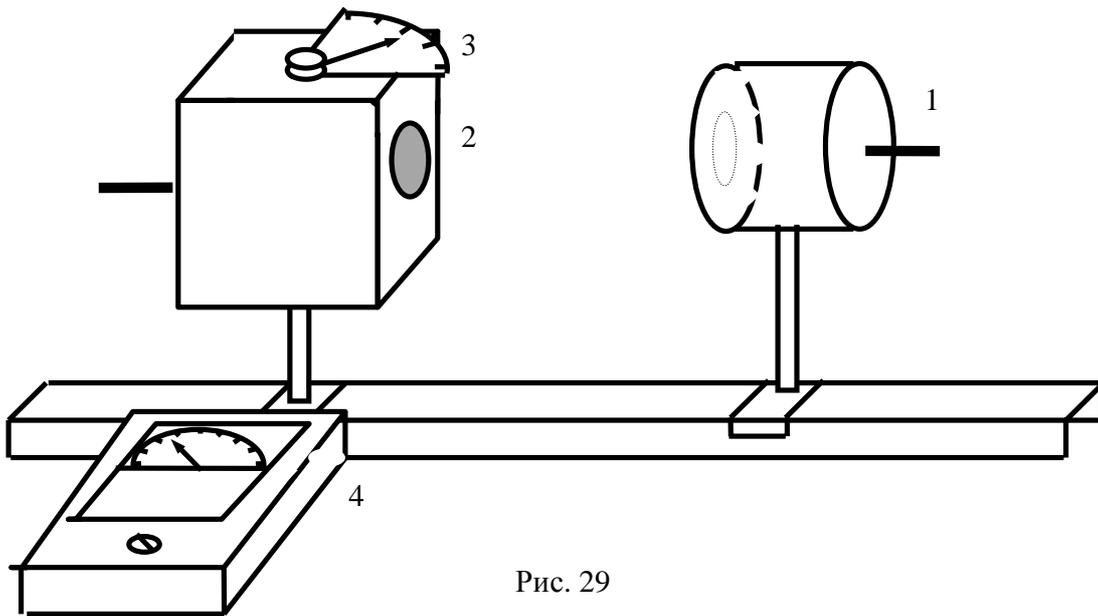


Рис. 29

Установка для изучения законов освещенности (рис. 29) состоит из сменного передвижного источника света 1 с трансформатором и селенового фотоэлемента 2, установленного в оправе. Отсчет угла поворота фотоэлемента осуществляется по угловой шкале 3, расположенной на корпусе оправы. Величина фототока измеряется гальванометром 4.

Селеновый фотоэлемент с запирающим слоем представляет собой систему, состоящую из металлической подложки, на одной стороне которой нанесен слой селена толщиной 0,05 - 0,1 мм. Этот слой покрыт полупрозрачным электродом, который обладает достаточной прозрачностью в видимой области спектра. Фотоэлемент имеет спектральную характеристику чувствительности весьма близкую к кривой видимости (рис. 25) глаза человека. Это обстоятельство очень важно, так как позволяет использовать его для фотометрирования дневного света. Фототок, возникающий при освещении фотоэлемента, пропорционален его освещенности.

Выполнение работы

Проверка зависимости освещенности от расстояния до источника света.

1. Селеновый фотоэлемент устанавливают перпендикулярно оптической скамье, при этом ручка поворота фотоэлемента должна находиться на отметке "0°".

2. Источник света устанавливают на расстоянии 15 - 20 см от фотоэлемента и включают лампу накаливания, при этом стрелка гальванометра должна установиться во второй половине шкалы прибора. Показания гальванометра n (в делениях шкалы) заносят в таблицу.

3. Расстояние r между осветителем и фотоэлементом изменяют не менее 5 - 6 раз. Для каждого расстояния r снимают показания гальванометра n . Показания гальванометра n_{ϕ} при выключенном источнике света обусловлено освещением фотоэлемента внешними посторонними источниками света – *световым фоном*.

4. По полученным результатам строят график зависимости показаний гальванометра от квадрата расстояния между осветителем и фотоэлементом $\Delta n = f(r^2)$.

№ п/п	r	r^2	n_{ϕ}	n	$\Delta n = n - n_{\phi}$

Проверка зависимости освещенности от угла падения лучей.

1. Селеновый фотоэлемент устанавливают перпендикулярно оптической скамье, при этом ручка поворота фотоэлемента должна находиться на отметке "0°".

2. Включают лампу накаливания осветителя и перемещают его вдоль оптической скамьи до тех пор, пока стрелка гальванометра не займет положения около последнего деления шкалы.

3. Изменяют угол наклона фотоэлемента к лучам и через каждые 10° - 15° снимают показания гальванометра. Результаты заносят в таблицу.

5. По полученным результатам строят график зависимости показаний гальванометра от косинуса угла наклона фотоэлемента $\Delta n = f(\cos I)$.

№ п/п	i	$\cos i$	n_{ϕ}	n	$\Delta n = n - n_{\phi}$

Сравнение силы света двух источников

1. Селеновый фотоэлемент устанавливают перпендикулярно оптической скамье, при этом ручка поворота фотоэлемента должна находиться на отметке "0°".

2. Включают лампу осветителя с известной силой света (указано на переключателе ламп) и, перемещая его вдоль оптической скамьи, устанавливают стрелку гальванометра на произвольное (во второй половине шкалы) деление. Измеряют расстояние r_1 между источником света и фотоэлементом.

3. Включают в осветителе другую лампу с неизвестной силой света и перемещением осветителя вновь добиваются прежних показаний гальванометра. Измеряют расстояние r_2 между источником света и фотоэлементом. В этом случае освещенности фотоэлемента от каждой лампы одинаковы, т.е.

$$\frac{I_1}{r_1^2} = \frac{I_2}{r_2^2}, \quad \text{откуда } I_2 = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 I_1. \quad (5.12)$$

4. Определяют по (5.12) силу света неизвестного источника.

5. Опыт проводят при различных токах фотоэлемента. Находят среднее значения силы света лампы.

Контрольные вопросы

1. Перечислить и дать определения основных фотометрических величин и единицы их измерения.
2. Необходимость введения энергетических и фотометрических величин. Кривая видности.
3. Понятие телесного угла. Вывод основного закона освещенности.

6. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Испускание и поглощение света происходит в результате колебаний заряженных частиц в атомах и молекулах, поэтому полное описание этих явлений можно дать лишь на основе законов взаимодействия между заряженными частицами и излучением.

Электромагнитное излучение, возникающее в результате возбуждения атомов или молекул их собственным тепловым движением, называется **тепловым излучением**. Тепловое излучение отличается от других видов излучения тем характерным свойством, что оно в замкнутой полости с адиабатическими стенками является *равновесным*. Все остальные виды излучения *неравновесны*. Поэтому ряд явлений, связанных с поглощением и испусканием света, нагретыми телами можно рассматривать не касаясь их механизма только с энергетической (термодинамической) точки зрения.

Полный поток энергии, т.е. поток, относящийся ко всем частотам (или длинам волн), испускаемый с единицы поверхности светящегося тела, называется **интегральной энергетической светимостью**

$$R = \frac{d\Phi_{\text{Э}}}{dS} . \quad (6.1)$$

Функция распределения энергии в потоке по частотам излучения $r(\nu)$ представляет собой энергетическую светимость, отнесенную к единичному интервалу частот вблизи данной частоты. Ее называют **спектральной испускательной способностью** тела. Интегральная светимость и спектральная испускательная способность тела, очевидно связаны соотношением

$$R = \int_0^{\infty} r(\nu) d\nu . \quad (6.2)$$

Если на тело падает поток энергии $d\Phi'_{\text{Э}}$, относящейся к малому интервалу частот $d\nu$ вблизи некоторой частоты ν , то часть его рассеется и отразится от тела (для прозрачных тел частично пройдет сквозь тело), а часть потока $d\Phi'_{\text{Э}}$ поглотится телом.

Величина, показывающая долю поглощенного потока вблизи данной частоты ν , называется **поглощательной способностью** тела $a(\nu)$

$$a(\nu) = \frac{d\Phi'_{\text{Э}}}{d\Phi'_{\text{Э}}} . \quad (6.3)$$

Так как все тела обладают селективностью (избирательностью) поглощения, то для них $a(\nu)$ является функцией частоты. Если какое-либо тело поглощает в некотором интервале частот поток энергии полностью, то на этих частотах для данного тела $a(\nu) = 1$. Во всех остальных случаях $a(\nu) < 1$.

Опыт показывает, что между испускательной и поглощательной способностями тела существует определенная связь (**закон Кирхгофа**)

$$\frac{r(\nu)}{a(\nu)} = f(\nu, T) . \quad (6.4)$$

Кирхгофом было установлено, что отношение (6.4) испускательной способности к поглощательной способности не зависит от природы тела, а является для всех тел одной и той же функцией $f(\nu, T)$ от частоты ν и температуры T .

Предположим, что можно осуществить такое тело, которое полностью поглощает при любых температурах свет любого состава. Для этого тела поглощательная способность $a(\nu) = 1$ независимо от температуры и частоты. Такое тело называется **абсолютно черным**. Для абсолютно черного тела $r(\nu) = f(\nu, T)$. Таким образом, все абсолютно черные тела при данной температуре обладают одним и тем же распределением энергии по частотам (длинам волн), а светимость всех абсолютно черных тел одинаково меняется с температурой.

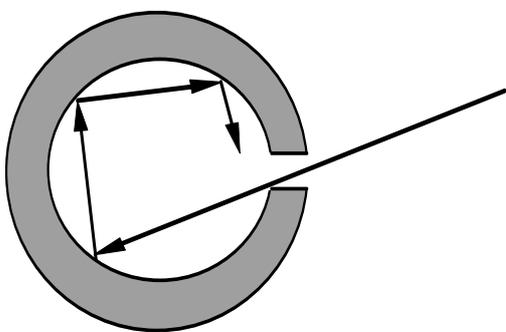


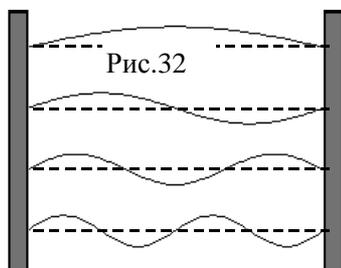
Рис. 30

Моделью абсолютно черного тела может служить небольшое отверстие в полости. Если стенки полости нагреть, то из нее излучается энергия на различных частотах. Однако все падающее на отверстие полости излучение поглощается (рис. 30). По определению абсолютно черное тело – это такое тело, которое поглощает все падающее на него излучение. Отверстие в полости удовлетворяет этому условию.

Если излучение, выходящее из полости, разложить в спектр, и измерить интенсивность на различных частотах, то можно построить график зависимости интенсивности излучения от частоты $r(\nu)$. На рисунке 31 приведено несколько таких кривых при различных температурах ($T_1 < T_2 < T_3$). Эти кривые были известны до 1900 года, но пользуясь законами классической физики, объяснить вид этих зависимостей не удавалось.

Основной задачей теории теплового излучения являлось нахождение вида функции Кирхгофа $f(\nu, T)$, т.е. выяснение вида зависимости испускательной способности абсолютно черного тела от его температуры и длины волны (частоты) излучения. Электромагнитная теория позволяет получить вид этой функции только для области больших длин волн. В классической статистической физике существует закон равномерного распределения энергии по степеням свободы, согласно которому при тепловом равновесии на каждую степень свободы осциллятора приходится одинаковая энергия, равная $\frac{1}{2}kT$.

При нагревании стенок полости в ней устанавливаются стоячие электромагнитные волны. На каждую стоячую волну приходится энергия равная $\frac{1}{2}kT$. Чтобы найти полную энергию в полости необходимо выяснить сколько стоячих волн может уложиться в полости.



Для того чтобы в полости возникла стоячая волна, необходимо, чтобы от стенки до стенки уложилось целое число полуволен. Чем меньше длина волны, тем больше полуволен может уложиться (рис. 32). Если на каждое колебание приходится одна и та же энергия, то интенсивность излучения должна расти с частотой. опыты же дают

(см. рис. 31), что интенсивность излучения с ростом частоты падает. Общее число возможных колебаний оказывается бесконечно большим и они должны были забрать всю энергию стенок, сколько бы к ним не подводили. Все предметы должны были бы охлаждаться, их тепло постоянно переходило бы в излучение. Этот парадокс вошел в науку под названием "**ультрафиолетовой катастрофы**".

Чисто термодинамические рассуждения не позволяют найти вид функции $f(\nu, T)$. Однако из термодинамических рассмотрений установлены три закона, которым подчиняется излучение абсолютно черного тела.

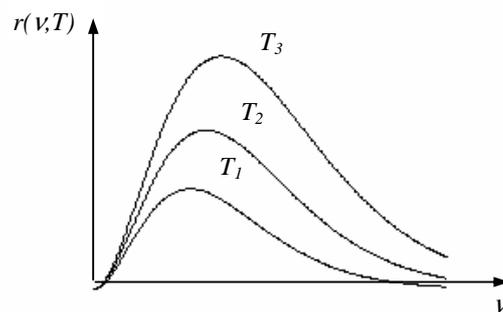


Рис. 31

Закон Стефана-Больцмана относится к интегральной светимости: интегральная светимость абсолютно черного тела возрастает пропорционально четвертой степени абсолютной температуры тела

$$R = \sigma T^4, \quad (6.5)$$

где σ – постоянная Стефана - Больцмана, показывающая изменение энергии излучения абсолютно черного тела с единицы площади его поверхности в единицу времени при изменении температуры тела на один градус.

Закон смещения Вина касается максимума излучательной способности абсолютно черного тела: частота ν_m , на которую приходится максимум излучательной способности $f(\nu, T)$, меняется пропорционально абсолютной температуре тела

$$\nu_m = c' T, \quad (6.6)$$

где c' - постоянная Вина.

Второй закон Вина указывает, что максимальная излучательная способность абсолютно черного тела $f(\nu_m, T)$ возрастает пропорционально пятой степени абсолютной температуры тела

$$f(\nu_m, T) = c'' T^5. \quad (6.7)$$

Попытки объяснить спектральное распределение теплового излучения абсолютно черного тела привели к необходимости введения идеи квантования. Не может быть равновесия излучения с веществом таков вывод классической физики ("ультрафиолетовая катастрофа").

В 1900 году М. Планк разрешил этот парадокс. Он предложил, что частицы, из которых состоят стенки, могут изменять свою энергию дискретно, т.е. порциями с энергиями $\varepsilon = h\nu$. Коэффициент пропорциональности между энергией ε и частотой ν носит название *постоянной Планка* $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с (часто в теории используется постоянная Планка в виде $\hbar = h/2\pi$).

Частицы, из которых состоят стенки излучают электромагнитные волны различных частот. Излучатели, которые могли бы испускать высокие частоты, находятся в состоянии минимальной энергии. Для возбуждения таких излучателей им следует передать энергию $h\nu$, много большую, чем средняя тепловая энергия kT , приходящаяся на одну частицу. Но соглас-

но законам статической физики это событие маловероятно, так что возбужденной оказывается лишь малая доля таких излучателей, и интенсивность испущенного ими света мала.

Полученное Планком выражение для испускательной способности абсолютно черного тела полностью согласуется с результатами экспериментальных данных

$$r(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^3 h}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (6.8)$$

Возникает вопрос: почему же скачкообразность в изменении энергии излучателей не замечали раньше? Потому, что значение постоянной Планка очень мало и потому порции энергии настолько ничтожны, что изменение энергии кажется непрерывным.

Результаты, полученные Планком, были первым серьезным указанием на то, что к явлениям лучеиспускания законы классической физики уже неприменимы. Не вытекая из какой-либо законченной теории, не являясь, тем более, теорией, сама по себе гипотеза Планка показывала, что должна быть создана новая теория. В этой новой теории должно быть существенно отражено, что некоторые физические величины способны принимать не непрерывный, но дискретный ряд значений. Эти результаты легли в основу квантовой теории.

Лабораторная работа № 8

Определение постоянной Стефана-Больцмана по излучательной способности вольфрама.

Приборы и принадлежности: лампа накаливания, вольтметр, миллиамперметр, источник питания с регулируемым выходом

Рассмотрим свечения нагреваемого тела. В этом случае энергия излучения берется за счет передачи телу извне некоторого количества тепла.

Пропустим ток по проводнику. Величину тока в проводнике и напряжение на нем будем измерять миллиамперметром и вольтметром (рис. 33). В качестве исследуемого проводника будем использовать лампу накаливания ЛН.

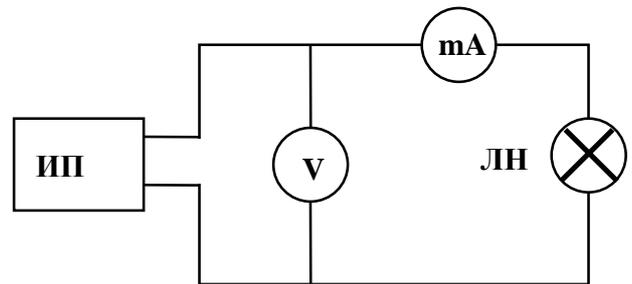


Рис. 33

Энергия, выделяющаяся в лампе накаливания за время τ , согласно закону Джоуля - Ленца,

$$\Delta W = I^2 r \tau, \quad (6.9)$$

где r – сопротивление проводника, I – ток в проводнике.

Сопротивление нити накала лампы при нагревании изменяется по закону

$$r = r_0 (1 + \alpha t),$$

где r_0 – сопротивление нити накала при 0°C , t – температура нити накала в $^\circ \text{C}$, α – температурный коэффициент сопротивления. Для вольфрама $\alpha = 5 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$. Тогда температура нити накала может быть определена по формуле

$$t = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{r}{r_0} - 1 \right). \quad (6.10)$$

Зная температуру нити накала найдем энергию, выделяемую нитью с единицы ее поверхности за единицу времени, т.е. найдем энергетическую светимость

Контрольные вопросы

1. Понятие абсолютно черного тела. Модели абсолютно черного тела.
2. Испускательная и поглощательная способности тел.
3. Закон Кирхгофа о связи поглощательной и излучательной способности тела.
4. Законы Стефана - Больцмана.
5. Кривая распределения энергетической светимости абсолютно черного тела по частотам и длинам волн.
6. Ультрафиолетовая катастрофа. Гипотеза Планка.

ЛИТЕРАТУРА**Основная**

- Савельев И.В. Курс общей физики. –М.: Наука, 1977–1979. – Т. 1–3.
- Зисман Г.А., Годес О.М. Курс общей физики. – М.: Наука, 1972–1985. – Т. 1–3.
- Детлаф А.А., Яворский Б.М., Милковская Л.Б. Курс общей физики. – М.: Наука, 1973–1979. – Т. 1–3.
- Трофимова Т.И. Курс физики. –М.: Высшая школа, 1985.

Дополнительная

- Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики. – М.: Наука, 1979.
- Чертов А.Г. Единицы физических величин. –М.: Высшая школа, 1977.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Основные понятия геометрической оптики	3
Искажения в реальных линзах (абберации)	6
Коррекция аббераций	7
<i>Лабораторная работа №1. Определение главного фокусного расстояния собирающей и рассеивающей линз</i>	8
2. Интерференция света	11
Кольца Ньютона	15
Окуляр - микрометр	16
<i>Лабораторная работа №2. Определение длины световой волны при помощи бипризмы Френеля</i>	18
<i>Лабораторная работа №3. Определение радиуса кривизны сферической линзы с помощью колец Ньютона</i>	22
3. Дифракция света	25
Дифракция на круглом отверстии	25
Дифракция на щели	27
Дифракционная решетка	29
<i>Лабораторная работа №4. Определение длины световой волны с помощью дифракционной решетки</i>	31
4. Поляризация света	33
Двойное лучепреломление	35
Поляризация света при отражении и преломлении	36
Оптическая активность	37
<i>Лабораторная работа №5. Изучение явления поляризации. Проверка закона Малюса</i>	38
<i>Лабораторная работа №6. Изучение явления поляризации. Проверка закона Брюстера</i>	40
5. Фотометрия	42
<i>Лабораторная работа №7. Изучение законов освещенности с помощью фотоэлемента</i>	47
6. Тепловое излучение	50
<i>Лабораторная работа №8. Определение постоянной Стефана - Больцмана по излучательной способности вольфрама</i>	55
Литература	57