Министерство образования и науки Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Пермский национальный исследовательский политехнический университет»

Кафедра общей физики

ОПТИКА

Методические указания к лабораторному практикуму

Издательство
Пермского национального исследовательского политехнического университета
2017

Составители: *Ф.Л. Барков, В.Г. Беспрозванных,*
Г.Н. Вотинов, О.М. Зверев, А.В. Перминов, В.С. Постников

УДК 53 (07):378
О-60

Рецензент
канд. физ.-мат. наук, доцент *Д.В. Баяндин*
(Пермский национальный исследовательский
политехнический университет)

О-60 **Оптика** : метод. указания к лабораторному практикуму / сост. Ф.Л. Барков, В.Г. Беспрозванных, Г.Н. Вотинов [и др.]; под общ. ред. проф. А.И. Цаплина. – Пермь : Изд-во Перм. нац. исслед. политехн. ун-та, 2017. − 84 с.

Практикум включает 12 лабораторных работ, в начале каждой даны краткие теоретические сведения, а в конце − вопросы для самоконтроля. Указан порядок выполнения работ.

Предназначены для студентов дневной, заочной и дистанционной форм обучения.

УДК 53 (07):378

© ПНИПУ, 2017

СОДЕРЖАНИЕ

Введение……..… 4

1. Определение показателя преломления твердых тел с помощью микроскопа 4

1,а. Определение фокусного расстояния линзы…….. 9

2. Определение радиуса кривизны линзы с помощью колец Ньютона 14

3. Определение длины волны света с помощью колец Ньютона..... 20

4. Определение длины волны света с помощью дифракционной решетки..... 22

5. Изучение явления дифракции света с помощью дифракционной решетки..... 38

6. Определение концентрации раствора сахара поляриметром 41

7. Определение степени поляризации лазерного луча и проверка закона Малюса 48

8. Исследование фотоэлементов..... 51

9. Определение постоянной Стефана - Больцмана с помощью фотоэлектрического пирометра..... 57

10. Определение постоянной Стефана - Больцмана с помощью пирометра с исчезающей нитью 63

11. Исследование линейчатых спектров испускания с помощью монохроматора УМ-2 68

12. Определение постоянной Планка с помощью светодиода……. 74

Литература 79

Приложения 80

ВВЕДЕНИЕ

Лабораторные работы являются неотъемлемой частью изучения курса физики. Цель работ – дать студенту возможность самому воспроизвести некоторые физические явления, научить его обращению с основными физическими приборами и ознакомить с важнейшими методами измерений. Студент должен приобрести навыки ведения лабораторного журнала, построения графиков, оценки достоверности полученных результатов и оформления отчета.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ С ПОМОЩЬЮ МИКРОСКОПА

Цель работы: познакомиться с методом измерения показателя преломления с помощью микроскопа.

Приборы и принадлежности: микроскоп, микрометр, пластинки из обычного стекла и оргстекла.

Сведения из теории

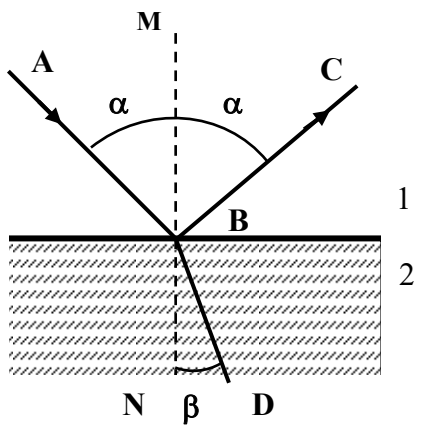


Рис. 1.1

Плоская световая волна на границе двух однородных изотропных прозрачных диэлектриков частично отражается, частично, преломляясь, проходит во вторую среду (рис.1.1, где **AB** - падающий луч, **BC** – отраженный луч, **BD** - преломленный луч, **MN** - нормаль к границе раздела двух сред).

Законы отражения.

1. Отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной из точки падения.

2. Угол отражения равен углу падения: $\alpha' = \alpha$.

Законы преломления.

1. Преломленный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной из точки падения.

2. Отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная (не зависящая от угла падения) для данных двух сред:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = const = n_{21}\,.$$

Величина n_{21} называется относительным показателем преломления (второй среды по отношению к первой). Если роль среды 1 выполняет вакуум, то не говорят о "показателе преломления среды 2 по отношению к вакууму", а соответствующую величину называют абсолютным показателем преломления среды 2 (например, показатель преломления воды, стекла и т.д.) и обозначают буквой n. Показатель преломления вакуума, таким образом, принимают равным 1. Для любой другой среды он больше 1 (см. приложение). Среда, имеющая больший показатель преломления, называется оптически более плотной.

Световые лучи обладают свойством обратимости: если направить луч из среды 2 под углом β, то, преломившись в среде 1, он пойдет под углом α к перпендикуляру к границе сред. Следовательно, отношение $\frac{\sin\beta}{\sin\alpha} = n_{12}$ есть показатель преломления первой среды по отношению ко второй. Отсюда видно, что $n_{12} = 1/n_{21}$.

Показатели преломления сред связаны со скоростями распространения света в этих средах. Так, $n_{21} = v_1/v_2$, где v_1 и v_2 - скорости распространения света соответственно в средах 1 и 2. Очевидно, что абсолютный показатель преломления среды $n = c / v$, где c - скорость распространения света в вакууме, а v - скорость распространения света в данной среде. Отсюда следует, что если n_1 и n_2 - абсолютные показатели преломления среды соответственно для сред 1 и 2, то $n_{21} = n_2/n_1$. Последнее позволяет записать: $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1}$ или $n_1 \sin\alpha = n_2 \sin\beta$.

Если $n_1 > n_2$, т.е. если свет идет из оптически более плотной среды в оптически менее плотную, то угол преломления β будет больше угла падения α (рис. 1.2). При увеличении угла α растет и угол β, следовательно, существует такой угол падения $\alpha_{пр}$, при котором $\beta = 90^{O}$ (преломленный луч скользит по границе раздела двух сред). Этот угол падения называется предельным и определяется из условия

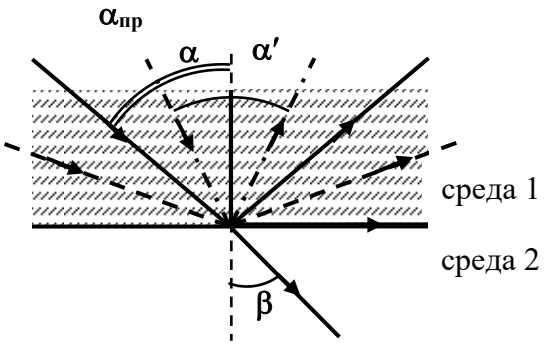


Рис. 1.2

$$\sin\alpha_{пр} = n_2/n_1\,.$$

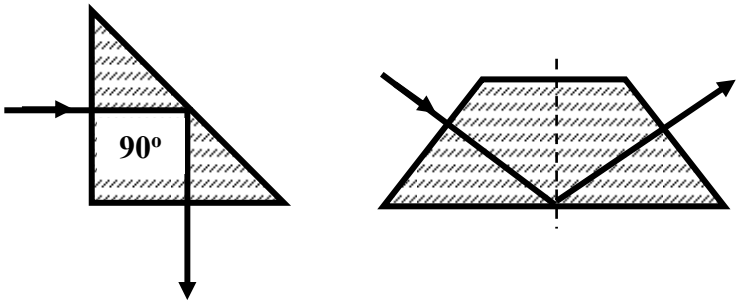


Рис. 1.3

При углах $\alpha > \alpha_{пр}$ свет полностью отражается от второй среды. Такое явление называется полным внутренним отражением. Оно широко используется в оптике в так называемых поворотных и оборотных призмах (рис. 1.3).

Описание метода

Пусть имеется прозрачная плоскопараллельная пластинка, толщина которой ***d***. На верхней и нижней поверхностях этой пластинки в точках O_1 и O_2 (рис.1.4) нанесены каким-либо способом (например, тушью) метки в виде точек или линий. Если такую пластинку освещать рассеянным светом, то метка, нанесенная на нижней поверхности (как впрочем и другая метка), будет отражать свет по всем направлениям, т.е. на верхнюю поверхность пластинки лучи будут падать под разными углами, например по нормали и под углом α .

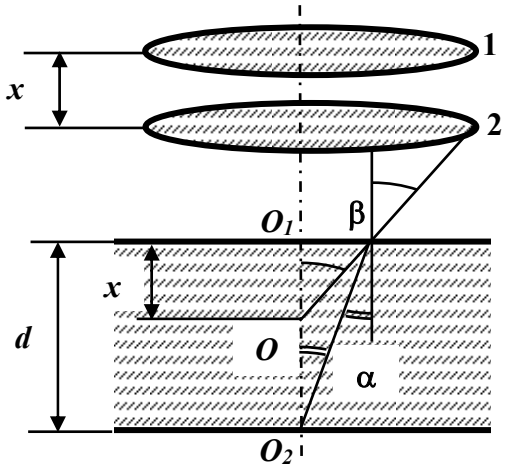


Рис. 1.4

Первый луч пройдет через поверхность без преломления, второй - преломится под углом β. Если эти лучи направить в глаз наблюдателя, то точка O_2 будет казаться ему расположенной на пересечении продолжения преломленного луча с первым лучом (точка ***O***).

Положение точки ***O*** (а, следовательно, расстояние O_1O) при данной толщине пластинки зависит от ее показателя преломления и может быть использовано для его измерения. Действительно, из рис. 1.4 следует, что

$$\frac{tg\,\beta}{tg\,\alpha} = \frac{d}{x}, \qquad (1.\ 1)$$

где $x = O_1O$. С другой стороны,

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{1}{n},$$

где n - показатель преломления пластинки. Значит,

$$\frac{\sin\beta}{\sin\alpha} = n \quad . \tag{1.2}$$

Для малых углов β и α (только такие лучи в нашем случае попадают в объектив микроскопа)

$$\frac{tg\,\beta}{tg\,\alpha} = \frac{\sin\beta}{\sin\alpha} .$$

Следовательно, сравнивая (1.1) и (1.2), имеем $n = d / x$.

Таким образом, для определения n надо измерить d - истинную толщину пластинки, и x - кажущуюся толщину. В настоящей работе d измеряется микрометром, а x - с помощью микроскопа, тубус которого снабжен микрометрическим винтом. В последнем случае микроскоп надо один раз сфокусировать на метку O_2 (положение *2* рис. 1.4), а другой раз - на метку O_1. Расстояние, на которое пришлось при этом приподнять (или опустить) тубус, и дает значение x.

Выполнение работы

1. Измерить микрометром толщину одной из пластинок 5-7 раз. Результаты этих и последующих измерений занести в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Вещество	Номер измер.	d_i	d_i -<d>	$(d_i$ -<d>$)^2$	x_i	x_i - <x>	$(x_i$ -<x>$)^2$	<n>
	1 . . 7							
Сумма								
Ср. знач.								

2. Расположить на предметном столике микроскопа эту же пластинку с нанесенными на нее метками. С помощью винта грубой настройки получить поочередно резкое изображение каждой метки. Убедиться таким образом, что обе метки попадают в поле зрения.

3. Измерить 5-7 раз расстояние x. Для этого винтом грубой настройки навести на резкость любую из меток и, смещая при помощи микроскопического винта тубус микроскопа, добиться резкого

изображения другой метки. Разность показаний микрометрического винта и дает значение x.

Примечания:

а) перед наведением на резкость на первую из меток микрометрический винт необходимо перевести в крайнее положение (подумайте, в которое), совместив нуль его шкалы с измерительным штрихом;

б) в случае толстых пластинок микрометрический винт при измерении x приходится поворачивать на несколько оборотов. Один оборот соответствует перемещению тубуса на 0,5 мм. Для подсчета числа сделанных оборотов на винте ставится указатель.

4. По вычисленным средним значениям $\langle d \rangle$ и $\langle x \rangle$ рассчитать показатель преломления вещества $n = \langle d \rangle / \langle x \rangle$.

5. Описанным выше способом определить показатель преломления для каждой из других предложенных пластинок. Результаты занести в табл. 1.2.

Таблица 1.2.

Вещест-во	Измер. величина	Номер измерения 1	2	3	Сумма	Среднее значение	n
	d						
	x						

6. Вычислить погрешность в измерении n на примере одной (первой) пластинки, для чего:

а) определить погрешность отдельных измерений d, их квадраты, сумму квадратов (см. табл. 1.1) и квадрат средней квадратичной погрешности:

$$\Delta S_{\alpha}^{2} = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{1}^{n} \left(d_i - \langle d \rangle\right)^2 ,$$

где N - число измерений;

б) задавшись надежностью ($\alpha \leq 0{,}95$) и выбрав из таблицы коэффициента Стьюдента $t_{\alpha,N}$, рассчитать полуширину доверительного интервала для d

$$\Delta d = \sqrt{(t_{\alpha,N} \cdot \Delta S_{\alpha})^2 + (\frac{K}{3})^2 \delta^2 + (\alpha \frac{\Delta}{2})^2} ,$$

где $K = t_{\alpha,\infty}$ - коэффициент Стьюдента при $N \to \infty$; δ - погрешность (предельная ошибка) прибора, указывается в паспорте прибора; Δ - цена деления прибора;

в) по результатам расчетов в пунктах а) и б) определить при этой же надежности полуширину доверительного интервала Δx (для x);

г) по Δd и Δx вычислить абсолютную погрешность в определении показателя преломления

$$\Delta n = \langle n \rangle \sqrt{\left(\frac{\Delta d}{\langle d \rangle}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x}{\langle x \rangle}\right)^2} ;$$

д) результаты записать в виде $n = \langle n \rangle + \Delta n$ при $\alpha = \ldots$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Законы отражения и преломления света.
2. Относительный и абсолютный показатели преломления и их физический смысл.
3. Явление полного внутреннего отражения.
4. Измерение показателя преломления с помощью микроскопа.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1,а

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОКУСНОГО РАССТОЯНИЯ ЛИНЗЫ

Цель работы: познакомиться с экспериментальными методами определения фокусного расстояния линз.

Приборы и принадлежности: оптическая скамья с рейтерами, собирающая линза, источник света в специальном кожухе, экран, масштабная линейка.

Теоретические сведения

Линза – это прозрачное тело (чаще стеклянное), ограниченное двумя сферическими поверхностями с радиусами R_1 и R_2 (рис. 1.1). Линзы бывают двояковыпуклыми, двояковогнутыми, плосковыпуклыми и другими. В работе имеются в виду только первые из названных.

Прямая, соединяющая центры C_1 и C_2 сферических поверхностей, называется **оптической осью** линзы. Точки O_1 и O_2 – вершины линзы. Расстояния O_1O_2 – толщина линзы. Линза называется тонкой, если толщина ее значительно меньше R_1 (R_2). Точка O называется оптическим центром линзы.

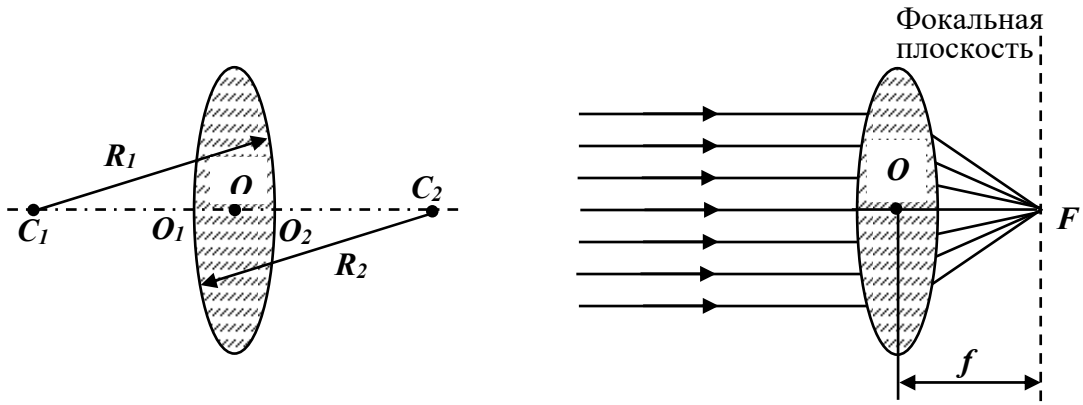


Рис. 1.1

Если на линзу падает пучок лучей, параллельных оптической оси, то после преломлений на поверхностях линзы лучи (или их продолжения) соберутся в точку ***F***. Эта точка называется фокусом линзы, а расстояние ***f*** фокуса от центра линзы называется фокусным расстоянием. Двояковыпуклая линза имеет два фокуса (передний и задний), расположенных по разные стороны от линзы на одинаковых (при $R_1 = R_2$) расстояниях. Плоскости, перпендикулярные оптической оси и проходящие через фокусы, называются **фокальными плоскостями**. Величина $D = 1/f$, т.е. обратная фокусному расстоянию, называется **оптической силой** линзы. В системе СИ оптическая сила измеряется в единицах, называемых диоптриями (дптр). Один диоптрий – это оптическая сила линзы с фокусным расстоянием $f = 1$ м.

Линзы служат для изменения направления световых лучей в оптических приборах. При этом происходит видимое перемещение и изменение линейных размеров предметов, рассматриваемых с помощью прибора. В связи с этим встает вопрос о нахождении изображения предметов в линзах. Обычно для построения изображения «светящейся» точки в выпуклой (собирающей) линзе пользуются двумя из трех указанных на рис. 1.2 лучей.

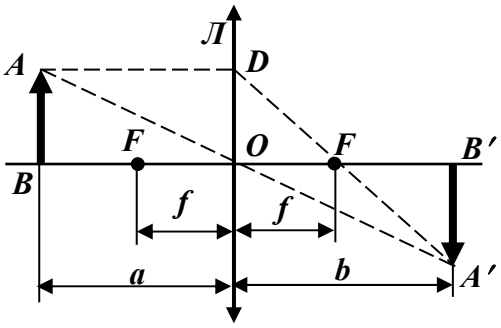


Рис. 1.2

Луч 1 идет параллельно оптической оси. Преломившись в линзе, он идет через фокус. Луч 2 идет через оптический центр линзы ***O***, не преломляясь. Луч 3 идет через передний фокус линзы. За линзой он идет параллельно оптической оси. При этом нет необходимости прибегать к рассмотрению

хода лучей внутри самой линзы. В связи с этим собирающую линзу представляют символом в виде двунаправленной стрелки (***Л*** на рис. 1.2).

Величины $\boldsymbol{a}$ - расстояние от предмета $\boldsymbol{AB}$ до линзы, $\boldsymbol{b}$ - расстояние от линзы до изображения и $\boldsymbol{f}$ – фокусное расстояние связаны между собой простым соотношением. Действительно, из подобия треугольников $\boldsymbol{ABO}$ и $\boldsymbol{A'B'O'}$ следует $\boldsymbol{A'B'/AB = b/a}$, а из подобия треугольников $\boldsymbol{DOF}$ и $\boldsymbol{A'B'F}$ - $\boldsymbol{A'B'/DO = (b - f)/f}$. Левые части этих выражений равны, т.к. $DO = AB$. Следовательно $\boldsymbol{b/a = (b - f)/f}$. Разделив обе части этого равенства на $\boldsymbol{b}$, получим

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{f} - \frac{1}{b} \quad \text{или} \quad \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}. \tag{1.1}$$

Формула (1.1) называется формулой тонкой линзы.

Описание установки

Измерения производятся на оптической скамье, на которую помещены укрепленные на рейтеры осветитель (спираль его лампочки играет роль предмета), линза и экран. Центры этих предметов должны быть на одной высоте, а оптическая ось линзы параллельна ребру скамьи. Расстояния между элементами оптической скамьи (по меткам, нанесенным на рейтерах) измеряются по линейке, расположенной вдоль скамьи. Наводка изображения на резкость производится визуально.

Порядок выполнения работы

Фокусное расстояние $\boldsymbol{f}$ тонких линз можно определить различными способами. В работе используется два из них.

Первый способ – определение $\boldsymbol{f}$ по расстояниям предмета и его изображения от линзы.

Этот способ основан на использовании формулы линзы. Действительно, если измерить расстояние $\boldsymbol{a}$ от предмета до линзы и расстояние $\boldsymbol{b}$ от линзы до экрана, на котором получено четкое изображение предмета, то фокусное расстояние легко вычислить по формуле тонкой линзы из выражения

$$f = \frac{a \cdot b}{a + b}. \tag{1.2}$$

1.1 На оптическую скамью на достаточно большом расстоянии установить рейтеры с осветителем (предметом) и экраном. Между ними поместить рейтер с линзой. На осветитель подать напряжение.

1.2 Перемещая линзу вдоль скамьи, получить четкое изображение предмета на экране.

1.3 По линейке отсчитать расстояния ***a*** и ***b*** (на рейтере линзы есть метка, указывающая положение ее центра, для этих же целей есть метки на рейтерах экрана и предмета).

1.4 Сместить линзу и работу по п.п. 1.2 и 1.3, повторить не менее 5 раз. Результат поместить в табл. 1.1.

Таблица 1.1

N	***a***, мм	***b***, мм	$f = \dfrac{a \cdot b}{a + b}$
1 2 3 4 5			
$\Sigma f_i =$		$\langle f_i \rangle =$	$D =$

1.5 По каждой из измеренных пар ***a*** и ***b*** вычислим f_i, Σf_i, $\langle f_i \rangle$.

1.6 Вычислить оптическую силу линзы $D = 1/f$.

Второй способ – определение ***f*** по величине перемещения линзы.

При первом способе определения фокусного расстояния линзы необходимо, чтобы указатель на рейтере линзы был нанесен строго против центра линзы. Но сделать это практически трудно, в результате возникают дополнительные ошибки.

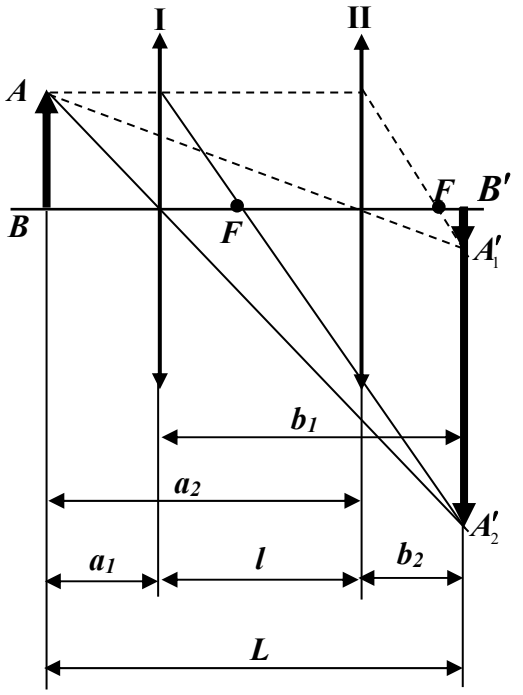


Рис. 1.3

Чтобы избежать этих ошибок был предложен другой способ, при котором нет необходимости измерять расстояния ***a*** и ***b***. При этом втором способе измеряется перемещение ***l*** линзы из одного положения в другое, а потому ясно, что упомянутая выше ошибка исключается.

Действительно, пусть расстояние ***L*** между предметом и экраном больше 4***f*** (***L*** > 4***f***). В этом случае всегда найдутся два таких положения (**I** и **II** на рис. 1.3) линзы, при которых на экране получаются отчетливые изображения предмета: в одном случае увеличенное, в другом –

уменьшенное.

Нетрудно видеть также, что оба положения линзы будут симметричны относительно середины расстояния между предметом и изображением (экраном).

Действительно, по уравнению (1.2) для первого положения линзы следует $f = \frac{(L - l - b_2)\cdot(l + b_2)}{L}$, для второго положения $f = \frac{(L - b_2)\cdot b_2}{L}$. Приравняв правые части этих выражений найдем, что $b_2 = (L - l)/2$. Тогда вместо $a_1 = L - l - b_2$ имеем $a_1 = (L - l)/2$. Таким образом, $a_1 = b_2$. Это означает, что оба положения линзы находятся на равных расстояниях: одно от предмета, другое – от изображения, а следовательно симметрично относительно середины расстояния между предметом и экраном.

Чтобы получить выражение для f, рассмотрим одно (например, второе) из положений линзы. Для него $b_2 = (L - l)/2$, $a_2 = L - b_2 = (L + l)/2$, тогда $f = a_2 b_2/(a_2 + b_2) = (L^2 - l^2)/(4L)$. Итак,

$$f = \frac{L^2 - l^2}{4L} \quad . \tag{1.3}$$

Эта формула является рабочей формулой для второго способа определения f.

2.1 Осветитель (предмет) и экран установить на оптической скамье на расстоянии $L > 4f$ друг от друга (значение f взять из предыдущих измерений), измерить L, результат записать в таблицу 1.2.

Таблица 1.2

x_1							$\Sigma x_1 =$	$\langle x_1 \rangle =$
x_2							$\Sigma x_2 =$	$\langle x_2 \rangle =$
$L =$		$\langle l \rangle =$			$f =$			

2.2 Осветитель включить в сеть. Передвигая линзу, на экране получить отчетливое *увеличенное* изображение предмета. Положение линзы x_1 зафиксировать. Сдвигая линзу, эти измерения повторить 5 – 7 раз.

2.3 Линзу передвинуть так, чтобы на экране получилось отчетливое *уменьшенное* изображение. Положение линзы x_2 опять зафиксировать. Измерения повторить 5 – 7 раз.

2.4 Вычислить $\Sigma x_{1,i} =$ и $\langle x_1 \rangle =$, $\Sigma x_{2,i} =$ и $\langle x_2 \rangle =$, $\langle l \rangle = \langle x_1 \rangle - \langle x_2 \rangle$, по формуле (1.3) вычислить $\langle f \rangle = (L^2 - \langle l^2 \rangle)/(4L)$. Результат занести в таблицу 1.2.

2.5 Найти расхождение δ_f в результатах, полученных по первому и второму способам:

$$\delta_f = \frac{<f>_1 - <f>_2}{<f>_1} \cdot 100\%.$$

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Законы отражения и преломления света.
2. Относительный и абсолютный показатели преломления и их физический смысл.
3. Оптическая сила линзы, единица ее измерения.
4. Правила построения изображений предметов в линзе.
5. Способы определения фокусного расстояния линзы.
6. Порядок выполнения работы. Вывод расчетной формулы.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель работы: пронаблюдать на опыте интерференцию света в тонкой пленке (в воздушном слое между линзой и пластинкой) в виде колец Ньютона и познакомиться с методом определения радиуса кривизны линзы с помощью колец Ньютона.

Приборы и принадлежности: плосковыпуклая линза, поставленная выпуклой стороной на плоскопараллельную пластину и закрепленная на ней; микроскоп; источник света; линейка с миллиметровой шкалой.

Сведения из теории

В основе определения радиуса кривизны линзы или длины волны света с помощью колец Ньютона лежит явление интерференции. Сущность явления интерференции заключается в отсутствии суммирования интенсивностей световых волн при их наложении, т.е. при наложении световых волн происходит перераспределение светового потока в пространстве, в результате чего в одних точках пространства возникают максимумы, а в других - минимумы интенсивности. Необходимым условием интерференции световых волн является их когерентность: постоянство во времени разности фаз колебаний вектора ***E*** (и соответственно вектора ***H***) в произвольной точке встречи складываемых электромагнитных волн.

Известно, что два независимых источника света не дают когерентных волн. Для получения последних пучок (луч) света от одного источника делят каким-либо способом на две части или непосредственно выделяют два пучка (луча) от одного источника, направляют их разными путями, а затем сводят в одну область пространства.

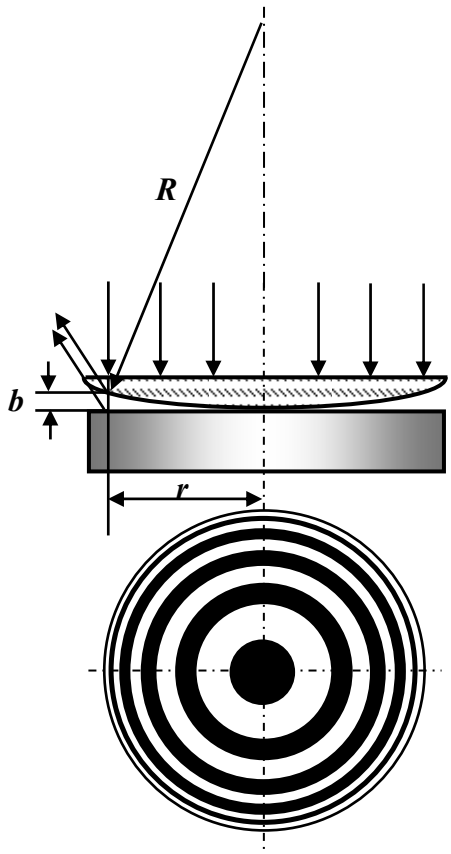


Рис. 2.1

В данной лабораторной работе два когерентных луча света получают следующим образом. Плосковыпуклую линзу кладут выпуклой стороной на стеклянную пластину (рис.2.1). На линзу направляют нормально к плоской поверхности пучок параллельных монохроматических лучей. Каждый луч проходит линзу и на верхней границе воздушного клина делится на два: один отражается от верхней границы клина, другой проходит клин и отражается от его нижней границы. Из-за малой кривизны линзы преломление света на ее выпуклой поверхности практически не происходит, и два отраженных луча идут вдоль падающего (см. рис. 2.1).

Они когерентны, так как получены путем разделения одного падающего луча.

Оптическая разность хода двух отраженных лучей будет одинакова для всех пар лучей, находящихся на равном расстоянии от точки касания линзы, т.е. там, где одинакова толщина слоя ***b***. Поэтому наблюдаемые интерференционные полосы называются полосами равной толщины и имеют вид темных и светлых колец - **колец Ньютона**.

Обозначим через ***r*** радиус кольца Ньютона, соответствующий толщине воздушного слоя ***b*** (рис.2.1). Между двумя отраженными в этом месте лучами оптическая разность хода

$$\Delta = 2bn + \lambda/2, \qquad (2.1)$$

где λ - длина волны в вакууме, n =1- показатель преломления для воздуха.

Добавление $\lambda/2$ обусловлено следующим. В электромагнитной волне векторы ***E, H, V*** составляют правовинтовую систему (рис.2.2,а). При отражении вектор скорости ***V*** скачком меняет свое направление на противоположное. При этом должно измениться на противоположное

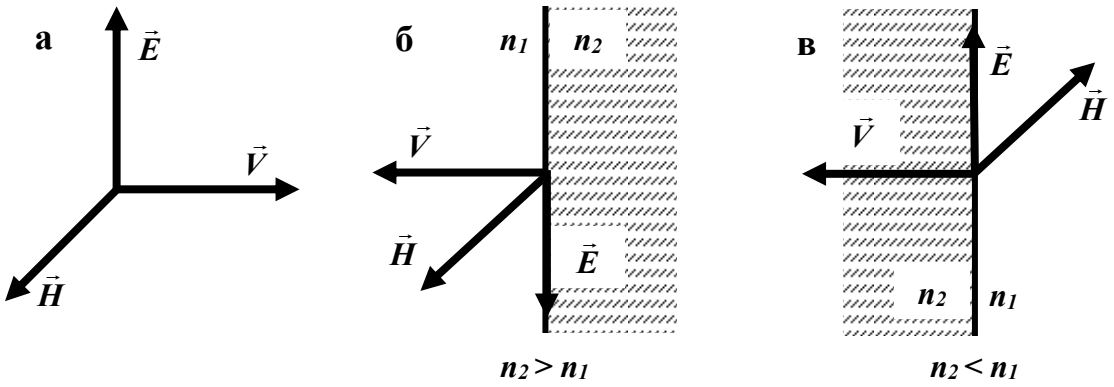


Рис. 2.2

направление векторов ***E*** или ***H***. Опыты показывают, что при отражении от среды оптически более плотной вектор ***E*** меняет направление на противоположное (рис.2.2,б). Изменение направления вектора ***E*** или ***H*** на противоположное эквивалентно скачкообразному изменению фазы колебаний ***E*** или ***H*** на π или, иначе, прохождению соответствующей составляющей электромагнитной волны расстояния $\lambda/2$.

Поскольку световое воздействие на глаз, фотопластинку, фотоэлемент обусловлено вектором ***E***, а не ***H***, то за счет отражения второго луча от среды с большим показателем преломления к его оптической длине пути следует добавить $\lambda/2$.

Найдем радиусы колец Ньютона в отраженном свете. Из рис. 2.1 видно, что

$$R^2 = (R - b)^2 + r^2 = R^2 - 2Rb + b^2 + r^2 , \qquad (2.2)$$

где ***R*** - радиус кривизны линзы. Из выражения (2.2) с учетом малости b^2 получим

$$2b = \frac{r^2}{R} . \qquad (2.3)$$

Подставляя $2b$ из выражения (2.3) в выражение (2.1), получим

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} . \qquad (2.4)$$

Подставляя в (2.4) условие минимума $\Delta = (2k+1)\lambda/2$, а затем условие максимума $\Delta = k\lambda$, где $k = 1, 2, 3, ...$ определим радиусы темных и светлых колец в отраженном свете:

$$r_m = \sqrt{k\,\lambda\,R}\,, \tag{2.5}$$

$$r_{св} = \sqrt{\frac{(2k-1)\,\lambda\,R}{2}}\,, \tag{2.6}$$

где k - номер кольца.

Описание установки

Стеклянная пластина и плосковыпуклая линза, радиус выпуклой поверхности которой следует определить, помещаются на столик микроскопа, с помощью которого и наблюдаются увеличенные кольца Ньютона. В качестве источника света используется газоразрядная неоновая лампочка. Диаметры колец измеряются по шкале, вмонтированной в окуляр. Цена деления окулярной шкалы β определяется экспериментально.

Выполнение работы

1. ***Определение цены деления окулярной шкалы***

1.1. Включить неоновую лампочку в сеть 220 В.

1.2. Часть линейки с миллиметровыми делениями подвести под микроскоп и навести на резкость. При этом в поле зрения должны быть видны две соседние риски, т.е. один миллиметр линейки.

1.3. Подсчитать число делений N (больших или малых) окулярной шкалы, уложившихся между левыми краями изображения рисок, а затем между правыми. Помещая в поле зрения другие деления линейки, проделать то же самое.

1.4. Рассчитать среднее значение $\langle N \rangle$ и среднюю цену деления для окулярной шкалы $\langle\beta\rangle = 1/\langle N\rangle$ в миллиметрах на деление (большое или малое).

1.5. Определить абсолютную $\Delta\beta = \Delta N/\langle N\rangle^2$ и относительную погрешность $\delta\beta = \Delta\beta/\langle\beta\rangle$ в определении β. ΔN найти по формуле

$$\Delta N = t_{\alpha,n}\sqrt{\frac{\sum_1^n (N_i - \langle N\rangle)^2}{n(n-1)}} \tag{2.7}$$

Результаты занести в табл. 2.1.

Таблица 2. 1

Номер измерения	N	$(N_i - \langle N \rangle)$	$(N_i - \langle N \rangle)^2$	Результаты вычислений
1 2				$\langle\beta\rangle = 1 / \langle N \rangle = \ldots$ $\Delta N = \ldots.$ $\Delta\beta = \Delta N / \langle N \rangle^2 = \ldots$ $\varepsilon_\beta = \Delta\beta / \langle\beta\rangle \ \ldots$ ... $\beta = \langle\beta\rangle \pm \Delta\beta = \ldots$
Сумма				
Среднее значение				

2. ***Определение радиуса кривизны линзы***

2.1. Подвести кольца Ньютона под объектив микроскопа и "поймать" их в окуляр. Для этого следует перемещать пластинку с линзой в горизонтальных направлениях, а тубус микроскопа - вверх и вниз.

Чтобы свет от лампочки попадал в микроскоп после отражения от границ воздушного слоя между линзой и пластинкой, последние расположены наклонно к оси микроскопа. В результате этого кольца Ньютона видны в виде эллипсов. Понятно, что истинному диаметру кольца соответствует большая ось эллипса, вдоль которой и следует расположить окулярную шкалу.

2.2. Произвести отсчеты x_1 и x_2 положений диаметрально противоположных точек середин темных (светлых) колец Ньютона, вычислить диаметры колец и их квадраты.

2.3. Выбрать номера колец i и m, наиболее далекие друг от друга для избежания больших погрешностей, рассчитать для каждой пары $D_i^2 - D_m^2$ и T.

2.4. Как следует из вышесказанного, диаметр кольца Ньютона можно непосредственно измерить в делениях окулярной шкалы. Умножая этот результат на величину β, выраженную в мм/дел., получим диаметр в миллиметрах. Из формулы 3.3 выразим радиус кривизны линзы:

$$R = \frac{(D_i^2 - D_m^2)\beta^2}{4(i - m)\lambda}, \qquad (2.8)$$

где диаметр D выражен в тех же делениях окулярной шкалы (в больших или в малых), что и N. Усредненная длина волны света неоновой лампочки $\lambda = (640 \pm 30)$ нм.

В целях упрощения расчетов величину $\frac{D_i^2 - D_m^2}{4(i-m)}$ обозначим через T. Тогда

$$R = T\frac{\beta^2}{\lambda} \qquad (2.9)$$

По формуле (2.9) определить **<R>**.

2.5. Подсчитать абсолютную погрешность:

$$\Delta R = \langle R \rangle \sqrt{\left(\frac{\Delta T}{\langle T \rangle}\right)^2 + 4\left(\frac{\Delta\beta}{\langle\beta\rangle}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda}{\langle\lambda\rangle}\right)^2}, \qquad (2.10)$$

где ΔT найти по формуле, аналогичной формуле (2.7).

2.6. Результаты измерений и вычислений занести в табл. 2.2. Записать окончательный результат в виде доверительного интервала с указанием надежности и относительной погрешности.

Таблица 2.2

Номер кольца	x_1	x_2	D	D^2	$i - m$	$D^2_i - D^2_m$	T	$T - \langle T \rangle$	$(T - \langle T \rangle)^2$
1 2 . . .									
Сумма									
Ср.знач.									

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Явление интерференции света.
2. Когерентность.
3. Оптическая длина пути и оптическая разность хода.
4. Условия максимумов и минимумов при интерференции.
5. Явления, происходящие при отражении: от среды, оптически более плотной; от среды, оптически менее плотной.
6. Линии равной толщины. Кольца Ньютона.
7. Вывод расчетной формулы.
8. Ход эксперимента по определению радиуса кривизны линзы или длины волны света с помощью колец Ньютона.
9. Вычисления погрешностей измерений.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель работы: пронаблюдать на опыте интерференцию света в тонкой пленке (в воздушном слое между линзой и пластинкой) в виде колец Ньютона и определить длину волны света с помощью колец Ньютона.

Приборы и принадлежности: плосковыпуклая линза, поставленная выпуклой стороной на плоскопараллельную пластину и закрепленная на ней; микроскоп; источник света; линейка с миллиметровой шкалой.

П р и м е ч а н и е: теория метода и описание установки приводятся в работе № 2.

1. ***Определение цены деления окулярной шкалы***

П р и м е ч а н и е: задание выполняется так же, как и в работе № 2.

2. ***Определение длины волны света***

Диаметр кольца Ньютона можно непосредственно измерить в делениях окулярной шкалы. Умножая этот результат на величину β, выраженную в мм/дел., получим диаметр в мм.

Радиусы $\boldsymbol{i}$-го и $\boldsymbol{n}$-го темных колец в соответствии с формулой (2.5)

$$r_{m,i} = \sqrt{k\,\lambda\,R}\,, \quad r_{m,n} = \sqrt{k\,\lambda\,R}\,, \tag{3.1}$$

Возводя эти выражения в квадрат, и вычитая одно из другого, получим

$$r_{m,i}^{2} - r_{m,n}^{2} = (i-n)\lambda R\,. \tag{3.2}$$

Формула (3.2) справедлива и для светлых колец. Так как центр кольца устанавливается с большой погрешностью, в опыте измеряют не радиус, а диаметр кольца $\boldsymbol{D}$. Тогда формула (3.2) принимает вид

$$D_{i}^{2} - D_{n}^{2} = 4(i-n)\lambda R\,, \tag{3.3}$$

откуда получаем формулу для вычисления длины волны света

$$\lambda = \frac{(D_i^2 - D_m^2)\beta^2}{4(i-m)R}\,. \tag{3.4}$$

Радиус линзы приведен в табл. 3.1, номер линзы указан на держателе линзы. В целях упрощения расчетов величину $\frac{(D_i^2 - D_m^2)}{4(i-m)}$ обозначим через T. Тогда

$$\lambda = T\frac{\beta^2}{R}. \qquad (3.5)$$

Таблица 3.1

Номер линзы	R, мм при $\alpha = 0{,}95$	Номер линзы	R, мм при $\alpha = 0{,}95$
1	98 ± 2	4	76 ± 3
2	64 ± 1	5	110 ± 1
3	107 ± 3	6	74 ± 3

Выполнение работы

2.1. См. п. 2.1 в работе №2.
2.2. См. п.2.2 в работе №2.
2.3 См. п. 2.3 в работе №2.
2.4. По формуле (3.5) определить $<\lambda>$.
2.5. Подсчитать абсолютную погрешность по формуле

$$\Delta\lambda = <\lambda> \sqrt{\left(\frac{\Delta T}{<T>}\right)^2 + 4\left(\frac{\Delta\beta}{<\beta>}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{<R>}\right)^2},$$

где ΔT найти по формуле, аналогичной формуле (2.7).

2.6. Результаты измерений и вычислений занести в табл. 3.2. Записать окончательный результат в виде доверительного интервала с указанием надежности и относительной погрешности.

Таблица 3.2

Номер кольца	x_1	x_2	D	D^2	$i - n$	$D^2_i - D^2_n$	T	$T - <T>$	$(T - <T>)^2$
1 2 . . .									
Сумма									
Ср. знач.									

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Явление интерференции света.
2. Когерентность.
3. Оптическая длина пути и оптическая разность хода.
4. Условия максимумов и минимумов при интерференции.
5. Явления, происходящие при отражении:
   а) от среды, оптически более плотной;
   б) от среды, оптически менее плотной.
6. Линии равной толщины. Кольца Ньютона.
7. Вывод расчетной формулы.
8. Ход эксперимента по определению радиуса кривизны линзы или длины волны света с помощью колец Ньютона.
9. Вычисление погрешностей измерений.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы: определить характеристики дифракционной решетки; измерить длину световой волны с помощью дифракционной решетки.

Приборы и принадлежности: экспериментальная установка, дифракционная решетка.

Сведения из теории

Дифракцией света называют явления, вызванные нарушением цельности волновой поверхности. Дифракция проявляется в нарушении прямолинейности распространения колебаний. Волна огибает края препятствия и проникает в область геометрической тени. Дифракционные явления присущи всем волновым процессам, но проявляются особенно отчетливо лишь в тех случаях, когда длины волн излучений сопоставимы с размером препятствий.

С точки зрения представлений геометрической оптики о прямолинейном распространении света граница тени за непрозрачным препятствием резко очерчена лучами, которые проходят мимо препятствия, касаясь его поверхности. Следовательно, явление дифракции необъяснимо с позиций геометрической оптики. По

волновой теории Гюйгенса, рассматривающей каждую точку поля волны как источник вторичных волн, распространяющихся по всем направлениям, в том числе и в область геометрической тени препятствия, вообще необъяснимо возникновение сколько-нибудь отчетливой тени. Тем не менее, опыт убеждает нас в существовании тени, но не резко очерченной, как утверждает теория прямолинейного распространения света, а с размытыми краями.

Принцип Гюйгенса - Френеля

Особенность дифракционных эффектов состоит в том, что дифракционная картина в каждой точке пространства является результатом интерференции лучей от большого числа вторичных источников Гюйгенса. Объяснение этих эффектов было осуществлено Френелем и получило название принципа Гюйгенса - Френеля.

Сущность принципа Гюйгенса - Френеля можно представить в виде нескольких положений:

1. Всю волновую поверхность, возбуждаемую каким-либо источником S_0 площадью S, можно разбить на малые участки с равными площадями dS, которые являются системой вторичных источников, испускающих вторичные волны.

2. Эти вторичные источники, эквивалентные одному и тому же первичному источнику S_0, когерентны. Поэтому волны, распространяющиеся от источника S_0, в любой точке пространства должны являться результатом интерференции всех вторичных волн.

3. Мощности излучения всех вторичных источников - участков волновой поверхности с одинаковыми площадями - одинаковы.

4. Каждый вторичный источник с площадью dS излучает преимущественно в направлении внешней нормали n к волновой поверхности в этой точке; амплитуда вторичных волн в направлении, составляющем с n угол α, тем меньше, чем больше угол α, и равна нулю при $\alpha \geq \pi / 2$.

5. Амплитуда вторичных волн, дошедших до данной точки пространства, зависит от расстояния вторичного источника до этой точки: чем больше расстояние, тем меньше амплитуда.

Принцип Гюйгенса - Френеля позволяет объяснить явление дифракции и дать методы ее количественного расчета.

Метод зон Френеля

Принцип Гюйгенса - Френеля объясняет прямолинейность распространения света в свободной от препятствий однородной среде. Чтобы показать это, рассмотрим действие сферической световой волны от точечного источника S_0 в произвольной точке пространства P (рис.

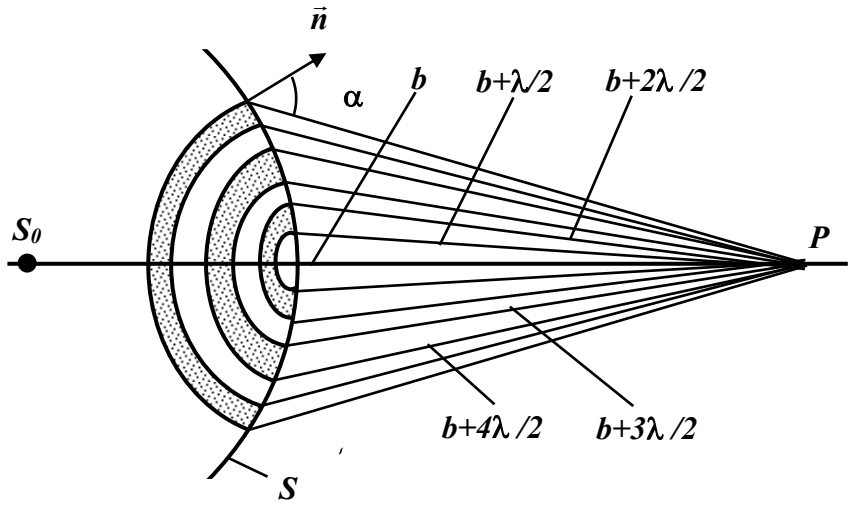


Рис. 4.1

4.1). Волновая поверхность такой волны симметрична относительно прямой S_0P. Амплитуда искомой волны в точке P зависит от результата интерференции вторичных волн, излучаемых всеми участками dS поверхности S. Амплитуды и начальные фазы вторичных волн зависят от расположения соответствующих источников dS по отношению к точке P.

Френель предложил метод разбиения волновой поверхности на зоны (метод зон Френеля). По этому методу волновая поверхность разбивается на кольцевые зоны (рис. 4.1), построенные так, что расстояния от краев каждой зоны до точки P отличаются на $\lambda/2$ (λ - длина световой волны). Если обозначить через b расстояние от вершины волновой поверхности 0 до точки P, то расстояния $b + k(\lambda/2)$ образуют границы всех зон, где k - номер зоны. Колебания, приходящие в точку P от аналогичных точек двух соседних зон, противоположны по фазе, так как разность хода от этих зон до точки P равна $\lambda/2$. Поэтому при наложении эти колебания взаимно ослабляют друг друга, и результирующая амплитуда выразится суммой:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \ldots \; . \qquad (4.1)$$

Величина амплитуды A_k зависит от площади ΔS_k k-й зоны и угла α_k между внешней нормалью к поверхности зоны в любой ее точке и прямой, направленной из этой точки в точку P.

Можно показать, что площадь ΔS_k k-й зоны не зависит от номера зоны в условиях $\lambda << b$. Таким образом, в рассматриваемом приближении площади всех зон Френеля равновелики и мощность излучения всех зон Френеля - вторичных источников - одинакова. Вместе с тем, с увеличением k возрастает угол α_k между нормалью к поверхности и

направлением на точку ***P***, что приводит к уменьшению интенсивности излучения ***k***-й зоны в данном направлении, т.е. к уменьшению амплитуды A_k по сравнению с амплитудами предыдущих зон. Амплитуда A_k уменьшается также вследствие увеличения расстояния от зоны до точки ***P*** с ростом ***k***. В итоге

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \ldots > A_k > \ldots$$

Вследствие большого числа зон убывание A_k носит монотонный характер и приближенно можно считать, что

$$A_k = \frac{A_{k-1} + A_{k+1}}{2}. \qquad (4.2)$$

Переписав результирующую амплитуду (4.1) в виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \ldots , \qquad (4.3)$$

обнаруживаем, что, согласно (4.2) и с учетом малости амплитуды удаленных зон, все выражения в скобках равны нулю и уравнение (4.1) приводится к виду

$$A = A_1 / 2. \qquad (4.4)$$

Полученный результат означает, что колебания, вызываемые в точке ***P*** сферической волновой поверхностью, имеют амплитуду, даваемую половиной центральной зоны Френеля. Следовательно, свет от источника S_0 в точку ***P*** распространяется в пределах очень узкого прямого канала, т.е. прямолинейно. В результате явления интерференции уничтожается действие всех зон, кроме первой.

Дифракция Френеля от простейших преград

Действие световой волны в некоторой точке ***P*** сводится к действию половины центральной зоны Френеля в том случае, если волна безгранична, так как только тогда действия остальных зон взаимно компенсируются и можно пренебречь действием удаленных зон. При конечном участке волны условия дифракции существенно отличаются от описанных выше. Однако и здесь применение метода Френеля позволяет предвидеть и объяснить особенности распространения световых волн.

Рассмотрим несколько примеров дифракции Френеля от простых преград.

Дифракция на круглом отверстии. Пусть волна от источника S_0 встречает на пути непрозрачный экран с круглым отверстием ***BC*** (рис. 4.2). Результат дифракции наблюдается на экране ***Э***, параллельном

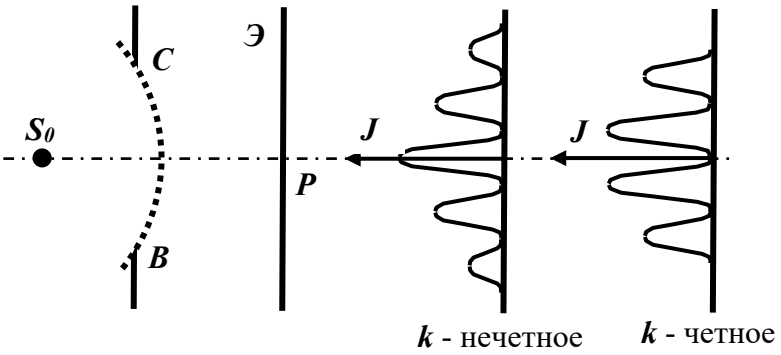


Рис. 4.2

плоскости отверстия. Легко определить дифракционный эффект в точке ***P*** экрана, расположенной против центра отверстия. Для этого достаточно построить на открытой части фронта волны ***BC*** зоны Френеля, соответствующие точке ***P***. Если в отверстии ***BC*** укладывается ***k*** зон Френеля, то амплитуда ***A*** результирующих колебаний в точке ***P*** зависит от четности и нечетности числа ***k***, а так же от того, насколько велико абсолютное значение этого числа. Действительно, из формулы (4.1) вытекает, что в точке ***P*** амплитуда суммарного колебания

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + ... + A_k = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + ... +$$

$$\begin{cases} \left(\dfrac{A_{k-2}}{2} - A_{k-1} + \dfrac{A_k}{2}\right) + \dfrac{A_k}{2} \\ \left(\dfrac{A_{k-3}}{2} - A_{k-2} + \dfrac{A_{k-1}}{2}\right) + \dfrac{A_{k-1}}{2} - A_k \end{cases}$$

(первое уравнение системы при нечетном ***k***, второе - при четном) или, учитывая формулу (4.2) и тот факт, что амплитуды двух соседних зон мало отличаются по величине и можно считать A_{k-1} приблизительно равным A_k, имеем

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_k}{2}, \qquad (4.5)$$

где плюс соответствует нечетному числу зон ***k***, укладывающихся на отверстии, а минус – четному.

При небольшом числе зон k амплитуда A_k мало отличается от A_1. Тогда результат дифракции в точке P зависит от четности k: при нечетном k наблюдается максимум дифракции, при четном – минимум. Минимумы и максимумы будут тем больше отличаться друг от друга, чем ближе A_k к A_1 т.е. чем меньше k. Если отверстие открывает только центральную зону Френеля, амплитуда в точке P будет равна A_1, она в два раза больше той, которая имеет место при полностью открытом волновом фронте (4.4), а интенсивность в этом случае в четыре раза больше, чем при отсутствии преграды. Напротив, при неограниченном увеличении числа зон k, амплитуда A_k стремится к нулю $(A_k << A_1)$ и выражение (4.5) превращается в (4.4). Свет в этом случае фактически распространяется так же, как и при отсутствии экрана с отверстием, т.е. прямолинейно. Отсюда вытекает вывод о том, что следствия из волновых представлений и представлений о прямолинейном распространении света начинают совпадать тогда, когда число открытых зон велико.

Колебания от четных и нечетных зон Френеля взаимно ослабляют друг друга. Это приводит иногда к увеличению интенсивности света при закрывании непрозрачным экраном части волнового фронта, как это было в случае преграды с круглым отверстием, на котором укладывается только одна зона Френеля. Интенсивность света можно увеличить во много раз, если изготовить сложный экран - так называемую зонную пластинку (стеклянная пластинка с непрозрачным покрытием), которая закрывает все четные (или нечетные) зоны Френеля. Зонная пластинка действует подобно собирательной линзе. Действительно, если зонная пластинка закрывает все четные зоны, а число зон $k = 2m$, то из (4.1) следует

$$A = A_1 + A_3 + ... + A_{2m-1}$$

или при небольшом числе зон, когда A_{2m-1} приблизительно равно A, $A = mA_1$, т.е. интенсивность света в точке P в $(2m)^2$ раз больше, чем при беспрепятственном распространении света от источника в точку P, при этом $A = A_1 / 2$, а интенсивность соответственно $A_1^2 / 4$.

Дифракция на круглом диске. При размещении между источником S_0 и экраном круглого непрозрачного диска CB закрывается одна или несколько первых зон Френеля (рис. 4.3). Если диск закроет k зон Френеля, то в точке P амплитуда суммарной волны

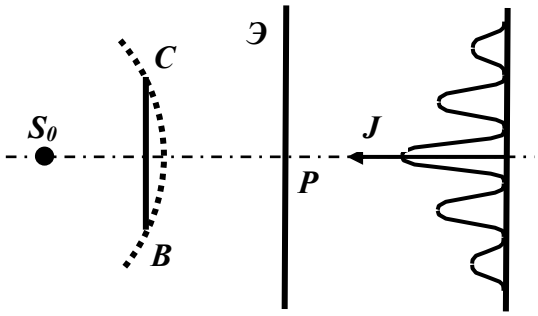


Рис. 4.3

$$A = A_{k+1} - A_{k+2} + A_{k+3} - ... = \frac{A_{k-1}}{2} + \left(\frac{A_{k+1}}{2} - A_{k+2} + \frac{A_{k+3}}{2} \right) + ...$$

и, так как выражения в скобках можно принять равными нулю, аналогично (4.3) получаем

$$A = A_{k+1} / 2. \qquad (4.6)$$

Таким образом, в случае круглого непрозрачного диска в центре картины (точка ***P***) при любом (как четном, так и нечетном) ***k*** получается светлое пятно.

Если диск закрывает лишь часть первой зоны Френеля, тень на экране отсутствует, освещенность во всех точках такая же, как и при отсутствии преграды. С ростом радиуса диска первая открытая зона отдаляется от точки ***P*** и увеличивается угол α между нормалью к поверхности этой зоны в какой-либо точке и направлением излучения в сторону точки ***P*** (см. принцип Гюйгенса - Френеля). Поэтому интенсивность центрального максимума ослабевает при увеличении размеров диска ($A_{k+1} << A_1$). Если диск закрывает много зон Френеля, интенсивность света в области геометрической тени практически всюду равна нулю и лишь вблизи границ наблюдения имеет место слабая интерференционная картина. В этом случае можно пренебречь явлением дифракции и пользоваться законом прямолинейного распространения света.

Дифракция Фраунгофера
(дифракция в параллельных лучах)

В случае сферических волн результат дифракции зависит от трех параметров: длины волны излучения, испускаемого источником S_0, геометрии препятствия (размеров щели, отверстия и т.д.) и расстояния от препятствия до экранов наблюдения. В условиях дифракции Фраунгофера осуществляется переход к плоским волнам, что исключает зависимость результата дифракции от третьей величины (расстояния от препятствия до экрана наблюдения), а геометрические размеры препятствия могут быть заранее учтены. В случае отверстия неизменных формы и размеров результат дифракции зависит только от изменения спектрального состава излучения, даваемого источником S_0. Поэтому дифракционные явления в параллельных лучах могут использоваться для спектрального анализа состава излучения исследуемых веществ.

Принципиальная схема наблюдения плоских волн (дифракция Фраунгофера) изображена на рис. 4.4.

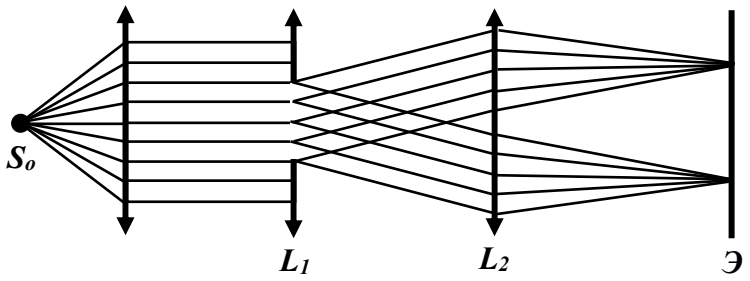


Рис. 4.4

Свет от точечного источника S_0 превращается линзой L_1 в пучок параллельных лучей (плоскую волну), который проходит затем через отверстие в непрозрачном экране (круг, щель, и т.д.). Линза L_2 собирает в различных точках своей фокальной плоскости, где расположен экран наблюдения **Э**, все лучи, прошедшие через отверстие, в том числе и лучи, отклонившиеся от первоначального направления в результате дифракции.

Лучи, дифрагирующие под одним углом, линза L_2 собирает в одной точке фокальной плоскости **Э**.

Так как наблюдение дифракции по методу Фраунгофера ведется в том месте, где свет собирается линзой L_2, то явление значительно выигрывает в яркости и наблюдение дифракционной картины облегчается.

Рассмотрим несколько случаев дифракции Фраунгофера.

Дифракция от одной щели. Практически щель представляется прямоугольным отверстием, длина которого значительно больше ширины. В этом случае изображение точки S_0 (рис. 4.4) растянется в полоску с минимумами и максимумами по направлению, перпендикулярному к щели, ибо свет дифрагирует вправо и влево от щели (рис. 4.5). Если наблюдать изображение источника в направлении, перпендикулярном направлению образующей щели, то можно ограничиться рассмотрением дифракционной картины в одном измерении (вдоль x).

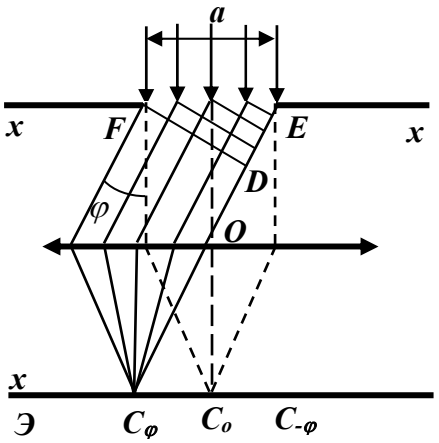


Рис. 4.5

Так как плоскость щели совпадает с фронтом падающей волны, то в соответствии с принципом Гюйгенса - Френеля точки щели являются вторичными источниками волн, колеблющихся в одной фазе.

Разобьем площадь щели на ряд узких полосок равной ширины, параллельных образующей щели. Фазы волн от разных полосок на одинаковых расстояниях равны, амплитуды также равны, ибо выбранные элементы имеют равные площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения.

Если бы при прохождении света через щель соблюдался закон прямолинейного распространения света (не было бы дифракции), то на экране ***Э***, установленном в фокальной плоскости линзы L_2, получалось бы изображение щели. Следовательно, направление $\varphi = 0$ определяет недифрагированную волну с амплитудой A_0 , равной амплитуде волны, посылаемой всей щелью.

Из-за дифракции световые лучи отклоняются от прямолинейного направления на угол φ. Отклонение вправо и влево симметрично относительно осевой линии OC_0 (рис. 4.5). Для отыскания действия всей щели в направлении, определяемом углом φ, необходимо учесть разность фаз, характеризующую волны, доходящие до точки наблюдения C_φ от различных полосок (зон Френеля).

Проведем плоскость ***FD***, перпендикулярную к направлению дифрагированных лучей и представляющую фронт новой волны. Так как линза не вносит дополнительной разности хода лучей, ход всех лучей от плоскости ***FD*** до точки C_φ одинаков. Следовательно, полная разность хода лучей от щели ***FE*** задается отрезком ***ED***. Проведем плоскости, параллельные волновой поверхности ***FD***, таким образом, чтобы они разделили отрезок ***ED*** на несколько участков, каждый из которых имеет длину λ/2 (рис. 4.5). Эти плоскости разделят щель на вышеупомянутые полоски - зоны Френеля, причем разность хода от соседних зон равна λ/2 в соответствии с методом Френеля. Тогда результат дифракции в точке C_φ определится числом зон Френеля, укладывающихся в щели (см. дифракцию Френеля на круглом отверстии): если число зон четное ($z = 2k$), в точке C_φ наблюдается минимум дифракции, если z - нечетное ($z = 2k+1$), в точке C_φ - максимум дифракции. Число зон Френеля, укладывающихся на щели ***FE***, определяется тем, сколько раз в отрезке ***ED*** содержится λ/2 т.е. $z = ED/(\lambda/2)$. Отрезок ***ED***, выраженный через ширину щели ***a*** и угол дифракции φ, запишется как $ED = a \sin \varphi$.

В итоге для положения **максимумов** дифракции получаем условие

$$a \sin \varphi = \pm (2k + 1) \lambda / 2, \qquad (4.7)$$

для **минимумов** дифракции

$$a \sin \varphi = \pm 2k \lambda /2, \qquad (4.8)$$

где k = 1,2,3.. - целые числа. Величина k, принимающая значения чисел натурального ряда, называется порядком дифракционного максимума. Знаки ± в формулах (4.7) и (4.8) соответствуют лучам света, дифрагирующим от щели под углами +φ и -φ и собирающимся в побочных фокусах линзы L_2: C_φ и $C_{-\varphi}$, симметричных относительно главного фокуса C_0. В направлении φ = 0 наблюдается самый интенсивный центральный максимум нулевого порядка.

Положение максимумов дифракции по формуле (4.7) соответствует углам

$$\varphi = arcsin\, 1{,}5\lambda/a\ ,\ \varphi = arcsin\, 2{,}5\lambda/a,\ \varphi = arcsin\, 3{,}5\lambda/a \text{ и т.д.}$$

На рис. 4.6 приведена кривая распределения интенсивности света в функции $sin\ \varphi$. Положение центрального максимума (φ = 0) не зависит от длины волны и, следовательно, является общим для всех длин волн. Поэтому в случае белого света центр дифракционной картины представится в виде белой полоски. Из рис. 4.6 и формул (4.7) и (4.8) ясно, что положение максимумов и минимумов зависит от длины волны. Поэтому простое чередование темных и светлых полос имеет место только при монохроматическом свете. В случае белого света дифракционные картины для волн с разными λ сдвигаются в соответствии с длиной волны. Центральный максимум белого цвета имеет радужную окраску только по краям (на ширине щели укладывается одна зона Френеля). Боковые максимумы для разных длин волн уже не совпадают между собой; ближе к центру располагаются максимумы, соответствующие более коротким волнам. Длинноволновые максимумы отстоят друг от друга дальше ($\varphi = arcsin\ \lambda/2$), чем коротковолновые. Поэтому дифракционный максимум представляет собой спектр, обращенный к центру фиолетовой частью.

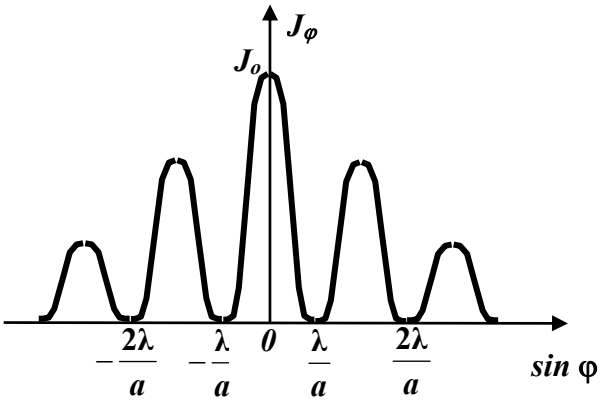


Рис. 4.6

Дифракционная решетка

Дифракционная решетка представляет собой систему большого числа одинаковых по ширине и параллельных друг другу щелей, лежащих в одной плоскости и разделенных непрозрачными промежутками,

равными по ширине. Дифракционная решетка изготавливается путем нанесения параллельных штрихов на поверхность стекла. Число штрихов на 1 мм определяется областью спектра исследуемого излучения и изменяется от 300 мм$^{-1}$ в инфракрасной области до 1200 мм$^{-1}$ в ультрафиолетовой.

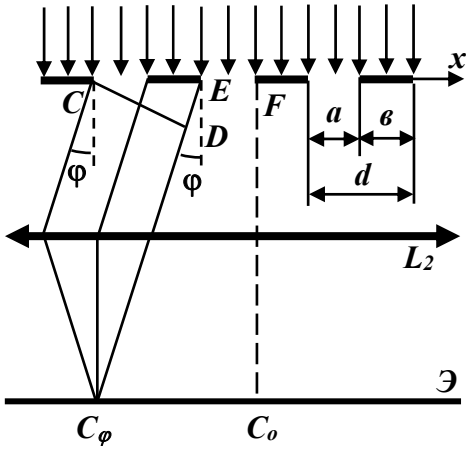


Рис. 4.7

Пусть решетка состоит из ***N*** параллельных щелей с шириной каждой щели ***a*** и расстоянием между соседними щелями ***b*** (рис. 4.7). Сумма ***a*** + ***b*** = ***d*** называется периодом или постоянной дифракционной решетки. Пусть на решетку нормально падает плоская монохроматическая волна. Требуется исследовать интенсивность света, распространяющегося в направлении, составляющем угол φ с нормалью к плоскости решетки. Кроме распределения интенсивности из-за дифракции на каждой щели, имеет место перераспределение световой энергии за счет интерференции волн от ***N*** щелей когерентных источников. При этом минимумы будут находиться на прежних местах, ибо условие минимума дифракции для всех щелей (рис. 4.8) одинаково. Эти минимумы называются главными. Условие главных минимумов $a \sin \varphi = \pm k\lambda$ совпадает с условием (4.8). Положение главных минимумов $\sin \varphi = \pm \lambda/a,\ 2\lambda/a, \ldots$ показано на рис. 4.8.

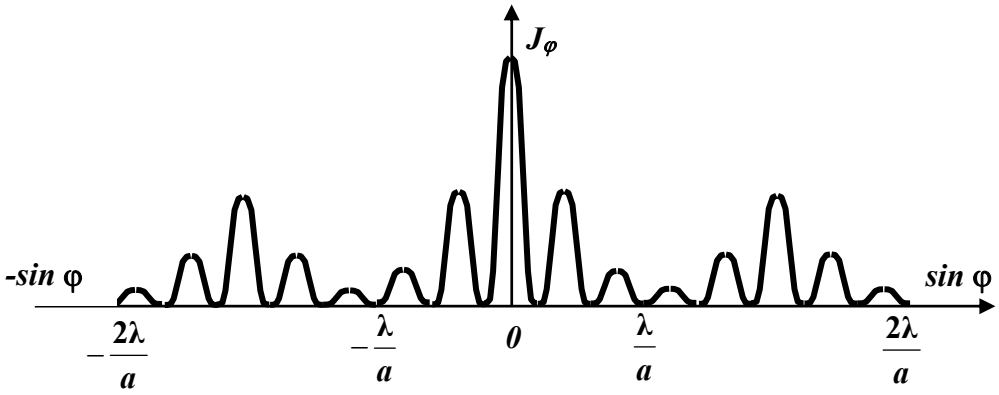


Рис. 4.8

Однако в случае многих щелей к главным минимумам, создаваемым каждой щелью в отдельности, добавляются минимумы, возникающие в результате интерференции света, прошедшего через различные щели. На рис. 4.8 для примера показано распределение интенсивности и расположение максимумов и минимумов в случае двух щелей с периодом ***d*** и шириной щели ***a.***

В одном и том же направлении все щели излучают энергию колебаний одинаковой амплитуды. И результат интерференции зависит от разности фаз колебаний, исходящих от сходственных точек соседних щелей (например, ***C*** и ***E***, ***B*** и ***F***), или от оптической разности хода ***ED*** от сходственных точек двух соседних щелей до точки C_φ. Для всех сходственных точек эта разность хода одинакова. Если $ED = \pm k\lambda$ или, так как $ED = d \sin \varphi$,

$$d \sin \varphi = \pm k\lambda, \quad k = 0,1,2..., \tag{4.9}$$

колебания соседних щелей взаимно усиливают друг друга, и в точке C_φ фокальной плоскости линзы наблюдается максимум дифракции. Амплитуда суммарного колебания в этих точках экрана максимальна:

$$A_{max} = N A_\varphi, \tag{4.10}$$

где A_φ - амплитуда колебания, посылаемого одной щелью под углом φ. Интенсивность света

$$J_{max} = N^2 A_\varphi^2 = N^2 J_\varphi . \tag{4.11}$$

Поэтому формула (4.9) определяет положение главных максимумов интенсивности. Число ***k*** дает порядок главного максимума.

Положение главных максимумов (4.9) определяется соотношением

$$\sin \varphi_{max} = \pm \frac{\lambda}{d}, \ \pm \frac{2\lambda}{d}, \ \pm \frac{3\lambda}{d}, \ \ldots . \tag{4.12}$$

Максимум нулевого порядка один и расположен в точке C_0, максимумов первого, второго и т.д. порядков по два и расположены они симметрично относительно C_0, на что указывает знак $\pm$. На рис. 4.8 показано положение главных максимумов.

Кроме главных максимумов, имеется большое число более слабых побочных максимумов, разделенных добавочными минимумами. Побочные максимумы значительно слабее главных. Расчет показывает, что интенсивность побочных максимумов не превышает 1/23 интенсивности ближайшего главного максимума.

В главных максимумах амплитуда в ***N*** раз, а интенсивность в N^2 раз больше амплитуды, даваемой в соответствующем месте одной щелью. Четко локализованные в пространстве линии с увеличенной яркостью легко обнаруживаются и могут быть использованы в целях спектроскопических исследований.

По мере удаления от центра экрана интенсивность дифракционных максимумов убывает (увеличивается расстояние от источников). Поэтому

не удается наблюдать все возможные дифракционные максимумы. Заметим, что количество дифракционных максимумов, даваемых решеткой по одну сторону экрана, определяется условием $|\sin\varphi| \le 1$ ($\varphi = \pi / 2$ - максимальный угол дифракции), откуда с учетом (4.9)

$$k_{max} \le \frac{d}{\lambda}. \qquad (4.13)$$

При этом не следует забывать, что k - целое число.

Положение главных максимумов зависит от длины волны λ. Поэтому при освещении дифракционной решетки белым светом все максимумы, кроме центрального ($k = 0$), разложатся в спектр, обращенный фиолетовым концом к центру дифракционной картины. Таким образом, дифракционная решетка может служить для исследования спектрального состава света, т.е. для определения частот (или длин волн) и интенсивности всех его монохроматических компонент. Применяемые для этого приборы называются дифракционными спектрографами, если исследуемый спектр регистрируется с помощью фотопластинки, и дифракционными спектроскопами, если спектр наблюдается визуально.

Характеристики дифракционной решетки

Качество дифракционной решетки характеризуется ее угловой дисперсией и разрешающей силой.

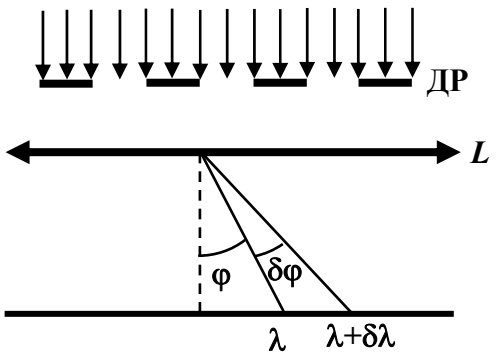


Рис. 4.9

Угловая дисперсия. Основное назначение дифракционной решетки – установление длины волны исследуемого излучения, т.е. определение различия в длинах волн двух близких спектральных линий. Так как положение спектральных линий задается углом, определяющим направление лучей (формула 4.9), целесообразно ввести угловую дисперсию D - угловое расстояние между двумя линиями, отличающимися по длине волны на 1 нм (рис.4.9),

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}. \qquad (4.14)$$

Угловую дисперсию дифракционной решетки можно найти, взяв дифференциал от (4.9): $d \cos\varphi \, d\varphi = k \, d\lambda$, откуда

$$D = \frac{k}{d \cos\varphi} . \qquad (4.15)$$

Чем меньше период решетки d и чем выше порядок спектра k, тем больше угловая дисперсия. В пределах небольших углов ($\cos\varphi \approx 1$) можно положить

$$D = k / d . \qquad (4.16)$$

Возможность разрешения (т.е. раздельного восприятия) двух близких спектральных линий зависит не только от расстояния между ними, которое определяется дисперсией решетки D, но и от ширины спектрального максимума.

Если максимумы спектральных линий расположены настолько близко, а ширина максимумов так велика, что минимум между линиями исчезает (рис. 4.10, слева, сплошная кривая) или этот минимум есть, но интенсивность в промежутке между максимумами составляет более 80% от интенсивности максимума (рис. 4.10, справа, сплошная кривая), то оба максимума (λ_1 и λ_2) воспринимаются как один. Два близких максимума воспринимаются глазом раздельно, если интенсивность в промежутке между ними составляет не более 80% от интенсивности максимума. Согласно критерию Рэлея такое соотношение интенсивности имеет место, если середина одного максимума совпадает с краем другого.

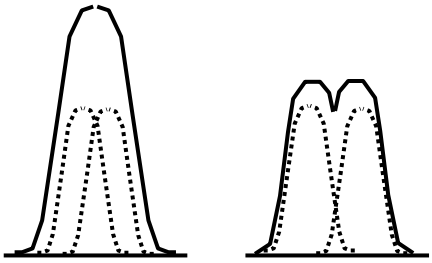


Рис. 4.10

Разрешающая сила. Разрешающей силой R решетки называется величина, обратная минимальной разности длин волн $\Delta\lambda$ взятой около некоторой длины волны λ, разрешенных данной решеткой:

$$R = \lambda / \Delta\lambda . \qquad (4.17)$$

Можно показать, что

$$R = k N , \qquad (4.18)$$

где N - общее число щелей решетки; k - порядок спектра.

Большая разрешающая сила решетки достигается за счет больших значений N.

Описание установки

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 4.11. В

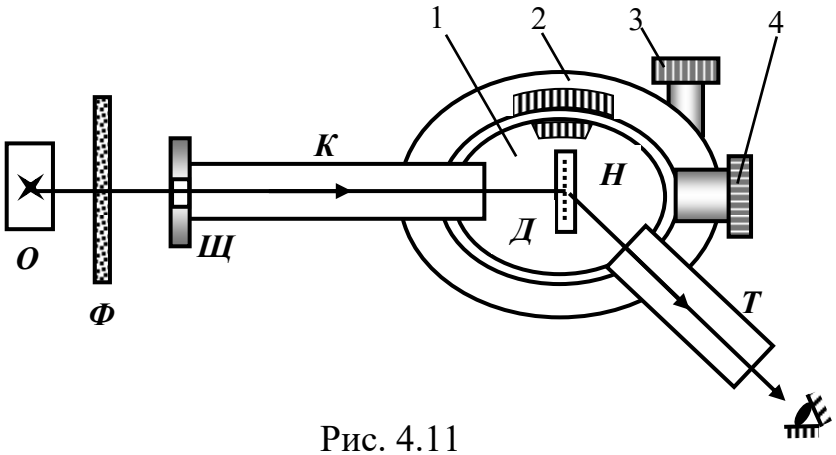


Рис. 4.11

нее входят осветитель ***О*** и измерительный прибор. Сам прибор состоит из двух частей: неподвижной части основания 1 и подвижной части 2. С неподвижной частью прибора жестко связаны коллиматор ***К*** (трубка с линзами), дающий параллельный пучок света, дифракционная решетка ***Д*** и нониус ***Н***. От постороннего света дифракционная решетка защищена крышкой. С подвижной частью прибора жестко связаны зрительная труба ***Т*** и лимб 2, шкала которого разделена на 360°.

На крышке прибора с правой стороны имеется отверстие, закрытое лупой, с помощью которой отсчитывается угол положения зрительной трубы относительно лимба. Этот отсчет производится следующим образом. Число градусов и десятков минут (каждый градус разделен на 6 частей) определяется положением нуля нониуса относительно нуля основной шкалы, а число единиц минут и половин единиц минут (0,5' = 30") - совпадением делений нониуса с делениями шкалы. Примеры

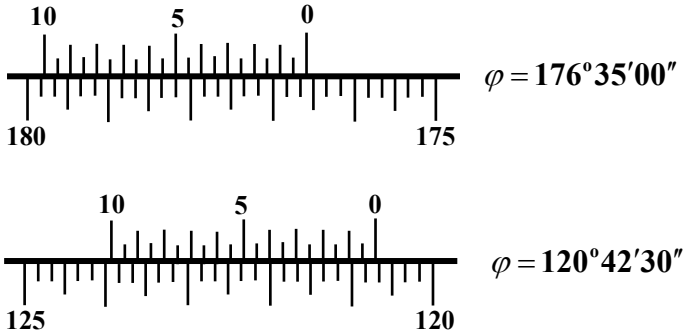


Рис. 4.12

отсчета по шкале прибора приведены на рис. 4.12.

В передней части измерительного прибора имеется два винта 3 и 4. Винт 4 освобождает зрительную трубу при перемещении на большие углы, после чего он должен быть затянут, а винт 3 служит для точной доводки зрительной трубы на требуемое положение.

Выполнение работы

1. Ознакомиться с установкой, обратив особое внимание на отсчетное устройство.

2. Включив осветитель в сеть, установить нить накала лампы таким образом, чтобы центральный максимум (белая полоса) был наиболее четким.

3. Вращая зрительную трубу вправо и влево (освободить винт 4), рассмотреть вид дифракционных спектров и подсчитать число видимых дифракционных спектров слева и справа от центральной белой полосы.

4. Сделать отсчет $\varphi_{лев}$ и $\varphi_{пр}$ положений зрительной трубы, соответствующих линиям первого порядка ($k = \pm 1$) красного цвета слева и справа от центральной полосы (линия 1-го порядка). То же самое выполнить для линий 2-го и 3-го порядков красного цвета (нониусом пользоваться необязательно). Результаты занести в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Порядок спектра	Цвет линии														
	Красный					Зеленый					Фиолетовый				
	$\varphi_{лев}$	$\varphi_{пр}$	φ, град	λ нм	$\lambda_{ср}$ нм	$\varphi_{лев}$	$\varphi_{пр}$	φ, град	λ нм	$\lambda_{ср}$ нм	$\varphi_{лев}$	$\varphi_{пр}$	φ, град	λ нм	$\lambda_{ср}$ нм
1															
2															
3															

5. По формуле $\varphi = (\varphi_{лев} - \varphi_{пр})/2$ вычислить углы отклонения максимумов для каждого порядка, а по формуле (4.9) определить длину волны света красного цвета и ее среднее значение (усреднение вести по номерам порядка спектра).

6. Повторить измерения и вычисления, указанные в п.п. 4 и 5, для линий фиолетового и зеленого цветов. Занести результаты в табл. 4.1.

7. По формуле (4.18) найти максимальную разрешающую способность изучаемой решетки R.

8. По формуле (4.16) определить угловую дисперсию $\boldsymbol{D}$ для всех измеренных линий спектра какого-нибудь порядка.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сущность явления дифракции.
2. Метод зон Френеля.
3. Дифракция Фраунгофера.
4. Условие максимумов и минимумов при дифракции на щели.
5. Дифракционная картина при дифракции на щели.
6. Дифракционная решетка, ее устройство и назначение.
7. Условие положения главных максимумов при дифракционной решетке.
8. Разрешающая способность решетки.
9. Угловая дисперсия дифракционной решетки.
10. Применение дифракционной решетки.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИИ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы: изучить явление дифракции в монохроматическом свете при помощи дифракционной решетки и щели.

Приборы и принадлежности: лазер, дифракционная решетка (или щель), измерительная линейка и экран.

П р и м е ч а н и е: теоретический материал см. в работе № 4.

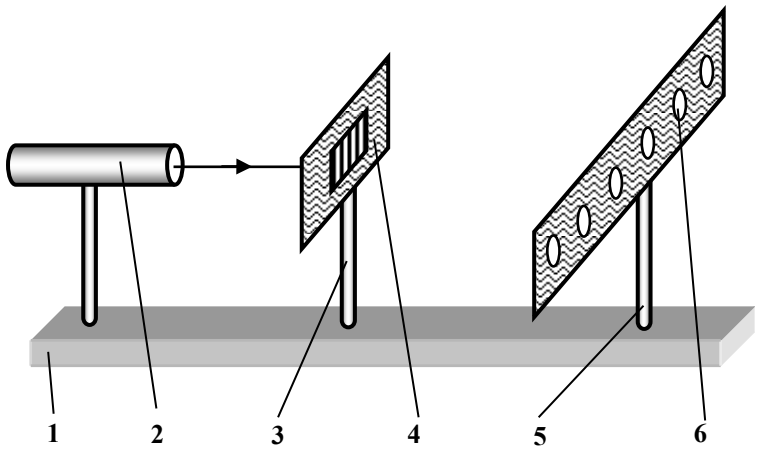


Рис. 5.1

Описание установки

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 5.1, где: 1- оптическая скамья, 2 – источник света - лазер, 3 - рейтер для установки дифракционной решетки (или щели) 4; 5 - рейтер для установки экрана 6.

Так как в нашем случае в качестве источника света используется

лазер, дающий когерентный строго параллельный малого сечения пучок света, то в установку нет необходимости вводить линзы, которые обычно ставят впереди и позади дифракционной решетки. Дифракционная картина получается четкой и при сравнительно небольшом расстоянии экрана до дифракционной решетки.

На рис. 5.2 сплошными линиями показаны лучи, дающие на экране в результате интерференции максимумы, пунктирными - лучи, дающие минимумы.

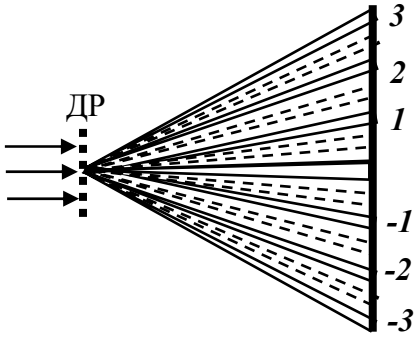


Рис. 5.2

Выполнение работы

1. ***Определение длины световой волны лазерного луча***

1.1. Ознакомиться с установкой.

1.2. Дифракционную решетку вставить в рамку рейтера 3.

1.3. Включить лазер в сеть.

1.4. Направить луч лазера на дифракционную решетку и, передвигая вдоль скамьи рейтер 3, установить его в таком месте, чтобы дифракционная картина была четкой и, по возможности, занимала бы большую часть шкалы.

1.5. По шкале произвести отсчет координат $x_л$ и $x_п$ одномерных максимумов всех порядков слева и справа от нулевого максимума. Результаты занести в табл. 5.1.

Таблица 5. 1.

	d = , L =						
Порядок максимумов	$x_п$	$x_л$	$l_k = x_п - x_л$	$tg\ \varphi_к$	$\varphi_к$	$sin\ \varphi_к$	$\lambda = \frac{d\ sin\varphi_k}{k}$
1 . . 5							

1.6. Измерить с помощью линейки расстояние L между дифракционной решеткой и плоскостью экрана. Выписать с дифракционной решетки значение постоянной решетки d.

1.7. Вычислить расстояние $l_к$ между максимумами каждого порядка, а также $tg\ \varphi_к$. Найти $\varphi_к$ и $sin\ \varphi_к$. Результаты занести в табл. 5.1.

1.8. По формуле $\lambda = \frac{d \sin\varphi_k}{k}$ (см. 4.9) вычислить длину волны λ лазерного луча по данным для каждого порядка максимумов и среднее значение длины волны <λ>.

1.9. Вычислить угловую дисперсию и разрешающую способность дифракционной решетки для третьего порядка спектра.

2. ***Определение ширины щели***

2.1. В рамку рейтера 3 вместо дифракционной решетки вставить металлическую щель.

2.2. Направляя луч лазера на щель, передвигая рейтер 3 и изменяя ширину щели (если это предусмотрено), добиться четкой дифракционной картины.

2.3. Измерить расстояние между крайними минимумами одного порядка и расстояние L от щели до экрана.

2.4. Вычислить $\sin \varphi_к$. Так как угол $\varphi_к$ в этом случае мал, то $\sin\varphi_k \approx tg\varphi_k = \frac{l_k}{2L}$.

2.5. По формуле $a = \frac{\pm k\lambda}{\sin\varphi_k}$ (см. 4.8) вычислить ширину щели. Значения λ (<λ>) определены в упражнении 1. Результат занести в табл. 5.2.

Таблица 5. 2

Порядок минимума	<λ>			L	
	x_n	$x_л$	$l_k = x_n - x_л$	$\sin\varphi_k \approx tg\varphi_k = \frac{l_k}{2L}$	$a = \frac{k\langle\lambda\rangle}{\sin\varphi_k}$

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Дифракция света.
2. Принцип Гюйгенса - Френеля.
3. Метод зон Френеля.
4. Дифракция света на одной щели. Условия максимума и минимума.
5. Как выглядит дифракционная картина от дифракционной решетки? Условия максимума. Как меняется картина с увеличением числа щелей?
6. Сравнить дифракционную картину от решетки в монохроматическом и белом свете.

7. Какими величинами характеризуют качество дифракционной решетки?

8. Что такое угловая (линейная) дисперсия дифракционной решетки. Как ее вычислить?

9. С чем связана необходимость введения “разрешающей силы” дифракционной решетки. Что это такое?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРА САХАРА ПОЛЯРИМЕТРОМ

Цель работы: изучить естественное вращение плоскости поляризации.

Приборы и принадлежности: поляриметр, трубка для растворов, растворы.

Сведения из теории

Свет естественный и поляризованный

С точки зрения волновой теории свет представляет собой электромагнитные волны, которые являются поперечными, т.е. векторы напряженности электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ полей колеблются в направлениях, перпендикулярных направлению распространения луча (угол между направлениями колебаний $\vec{E}$ и $\vec{H}$ также равен $\pi/2$, рис. 6.1). Так как при взаимодействии света с веществом основную роль играет вектор напряженности электрического поля $\vec{E}$, то часто его называют световым вектором, и когда говорят о световых колебаниях, то имеют в виду, прежде всего, колебания именно вектора $\vec{E}$.

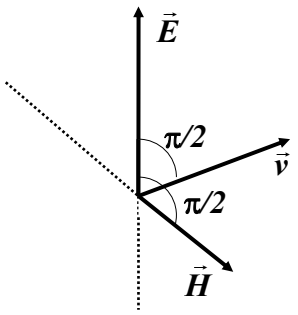


Рис. 6.1

У естественного света колебания вектора $\vec{E}$ (а следовательно, и $\vec{H}$) по всем направлениям (в плоскости, перпендикулярной направлению распространения луча) происходят с равной вероятностью, быстро и беспорядочно сменяя друг друга (рис. 6.2,а). Свет, у которого направления колебаний упорядочены каким либо образом, называется поляризованным. Различают несколько видов поляризованного света: линейно-поляризованный; частично-поляризованный; поляризованный по эллипсу;

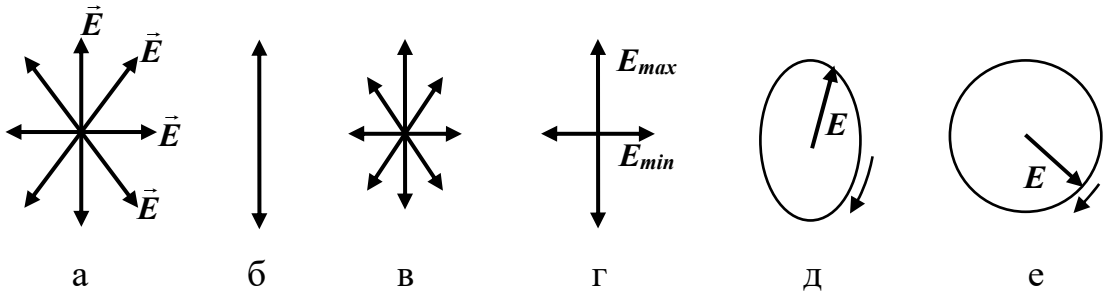


Рис. 6.2

поляризованный по кругу. Если колебания светового вектора происходят только в одной плоскости, свет называется плоскополяризованным (рис.6.2.б). В случае плоскополяризованного света плоскость, в которой колеблется электрический вектор $\vec{E}$ и которая проходит через луч, называют плоскостью поляризации.

Плоскополяризованный свет можно получить из естественного с помощью приборов - поляризаторов, которые свободно пропускают колебания только одного направления. Плоскость поляризатора, параллельная тем колебаниям, которые проходят через него, называется главной плоскостью. Если на поляризатор попадает плоскополяризоВанный свет, то интенсивность прошедшего через него света I связана с интенсивностью падающего света I_0 законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha ,$$

где α - угол между плоскостью поляризации падающего света и главной плоскостью поляризатора.

Свет, в котором колебания одного направления преобладают над колебаниями других направлений, называется частично поляризованным (рис. 6.2, в). Такой свет можно рассматривать как смесь естественного и плоскополяризованного. Он может быть разложен на две плоскополяризованные волны с взаимно перпендикулярными плоскостями колебаний и разными амплитудами E_{min} и E_{max} (рис. 6.2,г). Если пропустить частично поляризованный свет через поляризатор, то при вращении последнего вокруг направления луча интенсивность прошедшего света будет изменяться в пределах от I_{max} до I_{min}, причем переход от одного из этих значений к другому будет совершаться при повороте на угол $\varphi = \pi/2$ (за один полный оборот два раза будет достигаться максимальное и два раза минимальное значение интенсивности). Степень поляризации частично поляризованного света определяется выражением

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{E_{max}^2 - E_{min}^2}{E_{max}^2 + E_{min}^2} . \qquad (6.1)$$

Для плоскополяризованного света $I_{min} = 0$ и $P = 1$. Для естественного света $I_{max} = I_{min}$ и $P = 0$. Свет, в котором световой вектор меняется со временем так, что конец его описывает эллипс, называется эллиптически поляризованным (рис. 6.2,д). Эллиптически поляризованный свет можно получить при сложении двух когерентных плоскополяризованных световых волн, имеющих некоторый сдвиг фаз и перпендикулярные плоскости колебаний. Частным случаем эллиптической поляризации является свет, при котором конец светового вектора описывает окружность (рис. 6.2,е). Свет, поляризованный по кругу, можно получить при наложении двух волн с взаимно перпендикулярными плоскостями колебаний, одинаковыми амплитудами и сдвигом фаз, равным $\pi/2$.

Естественное вращение плоскости поляризации

При прохождении плоскополяризованного света через некоторые вещества наблюдается вращение плоскости колебаний светового вектора или, как принято говорить, вращение плоскости поляризации. Вещества, обладающие такой способностью, называются оптически активными. К их числу принадлежат кристаллические тела (например, кварц, киноварь), чистые жидкости (скипидар, никотин) и растворы оптически активных веществ в неактивных растворителях (водные растворы сахара, винной кислоты и др.). В случае твердых тел угол поворота φ плоскости поляризации пропорционален пути l, пройденному лучом в кристалле:

$$\varphi = \alpha\, l\,. \qquad (6.2)$$

Коэффициент α называют постоянной вращения. Его принято выражать в угловых градусах на миллиметр. Постоянная вращения зависит от длины волны. В растворах угол поворота плоскости поляризации пропорционален пути луча в растворе l и концентрации активного вещества C:

$$\varphi = [\alpha]\, C\, l\,, \qquad (6.3)$$

где $[\alpha]$ - величина, называемая удельной постоянной вращения.

В зависимости от направления вращения плоскости поляризации оптически активные вещества подразделяют на право- и левовращающие. Для объяснения вращения плоскости поляризации Френель предположил, что в оптически активных веществах лучи, поляризованные по кругу вправо и влево, распространяются с неодинаковой скоростью. Плоскополяризованный свет можно представить как суперпозицию двух поляризованных по кругу волн, правой и левой, с одинаковыми частотами и амплитудами. Действительно, геометрическая сумма $\vec{E}$ световых

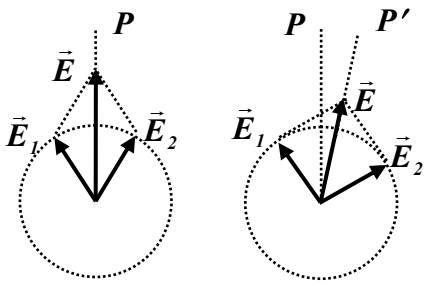


Рис. 6.3

векторов $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, поляризованных по кругу волн, в каждый момент времени будет лежать в одной и той же плоскости ***P*** (рис.6.3).

Если скорости распространения обеих волн окажутся неодинаковыми, то по мере прохождения через вещество один из векторов $\vec{E}_1$ или $\vec{E}_2$ будет отставать в своем вращении от другого вектора, в результате чего плоскость ***P′***, в которой лежит результирующий вектор $\vec{E}$, будет поворачиваться относительно первоначальной плоскости ***P***. Измерив угол вращения плоскости поляризации, можно при известных [α] и ***l*** по формуле (6.3) вычислить концентрацию ***C*** растворенного вещества. Это обстоятельство и используется в данной работе. При этом можно не знать [α] и ***l***, если воспользоваться раствором известной концентрации (эталонным раствором).

Действительно, в этом случае

$$\varphi_{эт} = [\alpha]\, C_{эт}\, l, \qquad \varphi_{иссл} = [\alpha]\, C_{иссл}\, l,$$

следовательно,

$$C_{иссл} = \frac{C_{эт}\varphi_{иссл}}{\varphi_{эт}}. \qquad (6.4)$$

Полутеневое поле зрения

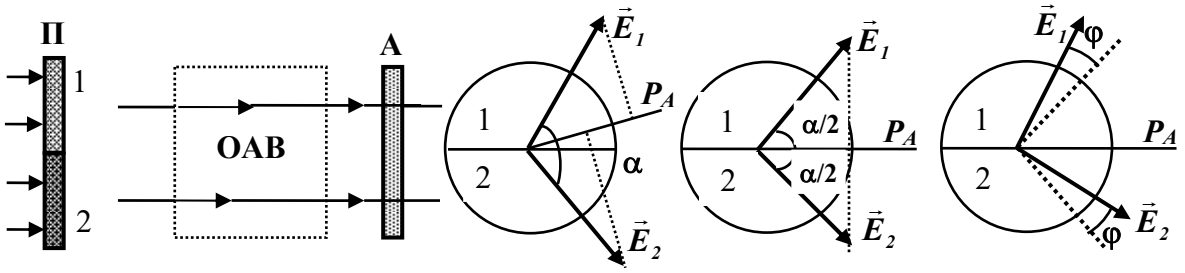
Угол вращения плоскости поляризации можно измерить, поместив оптически активное вещество между поляризатором и анализатором. Если их главные плоскости взаимно перпендикулярны, то плоскополяризованный свет, вышедший из поляризатора, в отсутствие оптически активного вещества будет целиком задержан анализатором, и поле зрения будет темным. Введение оптически активного вещества приводит к повороту плоскости поляризации, благодаря чему поле зрения светлеет. Повернув анализатор вокруг светового пучка так, чтобы поле зрения стало опять темным, можно тем самым найти и угол поворота плоскости поляризации в исследуемом веществе.

Однако определение угла поворота таким способом сопряжено со значительными погрешностями, ибо визуально трудно найти с достаточной точностью положение анализатора, соответствующее максимальному затемнению поля зрения. Поэтому при измерениях обычно

применяют полутеневой метод, в котором установка производится не на темноту поля зрения, а на равную яркость полей сравнения.

Получить полутеневое поле поляриметра можно различными способами, основанными, однако, на одной и той же идее своеобразного “разделения” пучка, вышедшего из поляризатора, на две части.

Пусть поляризатор **П** (рис. 6.4,а) состоит из двух поляроидов 1 и 2, главные плоскости которых образуют между собой угол α. Тогда свет, прошедший через поляризатор, расчленится на два одинаковых по



а б в г

Рис. 6.4

интенсивности плоскополяризованных пучка, плоскости поляризации которых повернуты относительно друг друга на тот же угол α (рис.6.4,б).

При прохождении через анализатор **А** интенсивности обоих пучков будут зависеть от положения главной плоскости анализатора относительно направлений колебания светового вектора в этих пучках (рис.6.4, б, где $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ - световые векторы обоих пучков; $\boldsymbol{P}_{\mathbf{A}}$ - главная плоскость поляризатора). Амплитуды колебаний света в пучках, прошедших через анализатор, равны проекциям векторов $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ на направление $\boldsymbol{P}_{\mathbf{A}}$. В общем случае эти проекции различны, поэтому и интенсивности обоих пучков будут отличаться друг от друга. Для уравнивания интенсивностей пучков, а следовательно и яркостей полей сравнения анализатор **А** достаточно повернуть в положение, при котором его главная плоскость совпадает с биссектрисой угла α (рис. 6.4,в). При введении между поляризатором и анализатором оптически активного вещества плоскости поляризации обоих пучков повернутся на некоторый угол φ и яркости полей сравнения изменятся.

Угол φ легко определить: он равен углу, на который следует повернуть анализатор, чтобы опять уравнять яркости обоих полей (рис.6.4, г).

Описание прибора

Используемый в работе прибор называется круговым поляриметром. Схема этого поляриметра показана на рис. 6.5. Свет от лампы 1 проходит

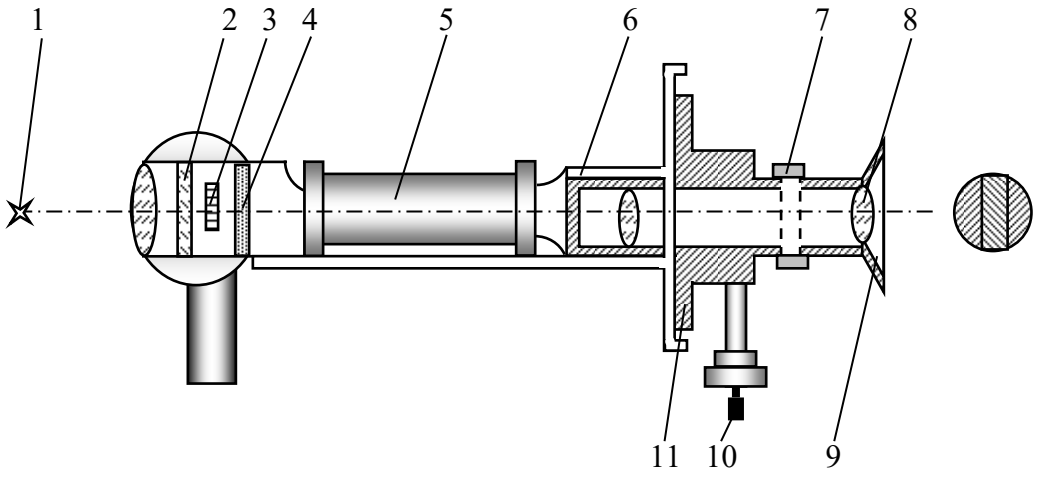


Рис. 6.5

через поляроид 2. Средняя часть светового пучка проходит затем через кварцевую пластинку 3, которая поворачивает плоскость поляризации на небольшой угол - порядка нескольких градусов. Далее свет проходит через оранжевый светофильтр 4, трубку 5 с исследуемым веществом, анализатор 6 и зрительную трубу. Через окуляр 8 наблюдается световое поле, разделенное на три участка (на рисунке справа), причем плоскость поляризации среднего участка поля составляет угол α с плоскостью поляризации крайних участков. Поступательным перемещением муфты 7 производится фокусировка зрительной трубы на отчетливое видение границ тройного поля. Поворот анализатора 6 осуществляется вращением маховика 10. При этом яркости всех трех участков поля будут изменяться: при уменьшении яркости среднего участка яркость крайних увеличивается и наоборот. Угол поворота анализатора отсчитывается по шкале лимба 11 через лупы 9 с помощью двух нониусов, жестко связанных с анализатором и отстоящих друг от друга на 180°. Исследуемый раствор наливают в металлическую (или стеклянную) трубку, на концы которой навинчивают муфты, прижимающие круглые стеклянные оконца к торцам трубки. Специальные резиновые прокладки предохраняют оконца от образования напряжений и вытекания раствора. Вырез в корпусе прибора, куда вставляется трубка с раствором, закрывается откидной шторкой во избежание проникновения постороннего света при измерениях.

Выполнение работы

Измерения на приборе сводятся к установлению анализатора (путем вращения маховичка 10) в такое положение, когда все три части поля зрения имеют одинаковую яркость. Это положение характеризуется еще и тем, что незначительные отклонения анализатора от него в ту или иную сторону вызывают резкое изменение яркости отдельных частей. Отсчет положения анализатора производится поочередно по обоим нониусам, т.е. после отсчета по одному нониусу анализатор поворачивается на пол-оборота, вновь производится настройка равенства освещенностей частей поля зрения и снимается отсчет по другому нониусу.

Такие измерения исключают систематическую ошибку, вызванную неодинаковой освещенностью частей поля зрения по причинам, не связанным с поворотом плоскости поляризации.

Работа выполняется в следующем порядке:

1. Вынуть из прибора трубку для растворов, закрыть шторкой вырез корпуса и включить лампу - осветитель.

2. Перемещением муфты 7 вдоль оси прибора сфокусировать зрительную трубу на отчетливое видение границ тройного поля.

3. Определить “нулевое” положение анализатора $\varphi_0^{ан}$, т.е. то его положение, при котором при отсутствии оптически активного вещества освещенность всех трех частей поля зрения одинакова. Измерения произвести не менее 6 (3×2) раз. Результаты занести в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Вещество	Показания нониуса						$\langle\ \rangle$	φ	C,%
Без раствора									
Эталонный									
Исследуемый									

4. Определить эталонное положение анализатора $\varphi_{эт}^{ан}$, при котором освещенность всех трех частей поля зрения одинакова при наличии в трубке эталонного оптически активного раствора. Для этого налить в трубку раствор сахара известной концентрации. Установить трубку в прибор и повторить п.3.

5. Сделать то же самое, что и в п. 4, но для раствора с неизвестной концентрацией.

6. Вычислить угол поворота плоскости поляризации эталонным раствором $\varphi_{эт}$ (по средним значениям):

$$\varphi_{эт} = \varphi^{ан}_{эт} - \varphi^{ан}_{0}\,.$$

7. Вычислить угол поворота плоскости поляризации исследуемым раствором:

$$\varphi_{иссл} = \varphi^{ан}_{иссл} - \varphi^{ан}_{0}\,.$$

8. По формуле (6.4) найти концентрацию сахара в исследуемом растворе.

9. Зная длину трубки l и $\varphi_{эт}$, по формуле (6.3) определить удельное вращение плоскости поляризации раствора сахара

$$[\alpha] = \frac{\varphi_{эт}}{C_{эт}\,l}.$$

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Свет естественный и поляризованный.
2. Виды поляризованного света.
3. Плоскополяризованный свет.
4. Поляризаторы и анализаторы.
5. Вращение плоскости поляризации. Удельное вращение.
6. Сахариметры. Полутеневое поле зрения.
7. Ход выполнения лабораторной работы. Результаты.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА И ПРОВЕРКА ЗАКОНА МАЛЮСА

Цель работы: познакомиться с работой лазера и свойствами лазерного луча, убедиться в справедливости закона Малюса.

Приборы и принадлежности: газовый лазер ЛГ-56 со стабилизатором, поляризатор, фотодиод, прибор для измерения фототока.

П р и м е ч а н и е: теоретический материал находится в начале лабораторной работы № 6.

Описание установки

Схема установки представлена на рис. 7.1. Источником света 1 является газовый лазер типа ЛГ-56 со стабилизатором 2, служащим для "поджига" и питания лазера. Поляризатором 3 служит призма Аренса.

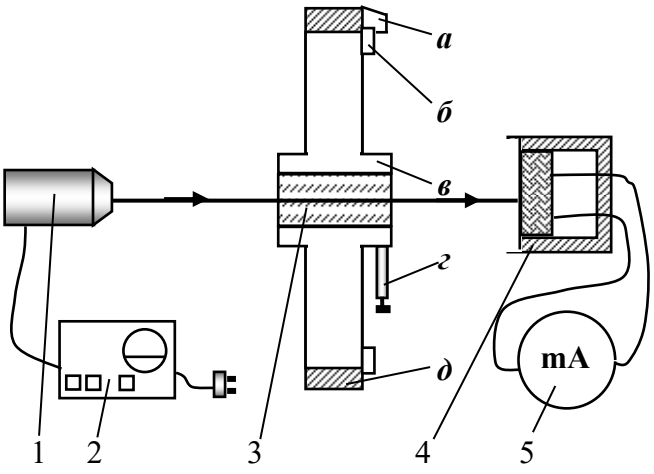


Рис. 7.1

Поляризатор укреплен в обойме ***в*** и вместе с круговой шкалой ***б*** с помощью рукоятки ***г*** поворачивается относительно неподвижного диска ***д***, на котором укреплен указатель ***а*** отсчета углов поворота поляризатора. Приборы 1, 3, 4 укреплены на оптической скамье. Для измерения интенсивности прошедшего через поляризатор света используется фотодиод 4 типа ФД- 2. Фототок $I_ф$, возникающий в цепи микроамперметра 5, подключенного к фотодиоду, пропорционален интенсивности J падающего на него света: $I_ф = kJ$. Так как в обеих задачах интенсивность света достаточно знать в относительных единицах и так как $I_ф \sim J$, то за меру интенсивности света можно принимать величину фототока (в относительных единицах).

Выполнение работы

1. Ознакомиться с приборами установки, со шкалами измерительных приборов, с передней панелью стабилизатора.

2. Настроить установку.

2.1. Осуществить, если этого не было сделано раньше, “поджиг” лазера, для чего подать на стабилизатор напряжение из сети, переведя тумблер “сеть” в верхнее положение (должна загореться сигнальная лампа). Далее в течение 3 - 5 минут лазер должен прогреться. Затем поставить ручку “ток нагрузки” в среднее положение; включением кнопки “поджиг” произвести “поджиг” лазера; установить ручку “ток нагрузки” в положение, соответствующее минимальной мощности излучения (до отказа влево).

2.2. Убедившись, что луч лазера устойчив, проверить, центрированы ли приборы 3 и 4 относительно луча, попадает ли свет на фотодиод.

2.3. Подключить к фотодиоду прибор для измерения фототока и убедиться, что при вращении (медленном) поляризатора интенсивность света, прошедшего через него, действительно меняется.

3. Определить степень поляризации лазерного луча.

3.1. Вращая поляризатор, и непрерывно следя за показаниями прибора, измерить J_{max} и J_{min}. Отметить положение поляризатора в эти моменты. Продолжая вращать поляризатор в ту же сторону, еще дважды сделать аналогичные измерения. Результаты записать в табл. 7.1.

Таблица 7.1

Номер измерения	J_{max}	J_{min}	P	φ_{max}	φ_{min}	$\Delta\varphi$
1						
2						
3						

3.2. Для каждого из измерений вычислить по формуле (6.1) степень поляризации P и ее среднее значение. Сделать вывод относительно P.

3.3. Вычислить углы $\Delta\varphi$ между двумя соседними положениями поляризатора, соответствующие J_{max} и J_{min}. Сделать вывод относительно $\Delta\varphi$.

4. Выполнить проверку закона Малюса (задание можно выполнять при условии, что для степени поляризации получено достаточно большое значение $P \geq 0{,}97$).

4.1. Вновь установить поляризатор в положение, соответствующее значению $J_{max} = J_0$, и записать угол α_0, определяющий начальное положение поляризатора. Поворачивая поляризатор на разные (от начального положения) углы (удобно взять 10, 20, 30 ... 90°), измерить J. Результаты записать в табл. 7. 2.

Таблица 7.2

α, град	I	$\cos\alpha$	$\cos^2\alpha$
0			
10			
20			
30			
...			
90			

4.2. По таблицам найти значения $\cos\alpha$ и вычислить $\cos^2\alpha$. Построить график $J = f(\cos^2\alpha)$ и сделать вывод о выполняемости закона Малюса.

4.3. Выключить лазер.

П р и м е ч а н и е: так как свойства фотодиода при освещении лучом лазера изменяются, то для большей точности перед каждым измерением рекомендуется луч лазера перекрыть на несколько секунд.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Свет - электромагнитные волны.
2. Естественный свет.
3. Линейно-поляризованный свет.
4. Частично-поляризованный свет.
5. Поляризаторы.
6. Степень поляризации частично-поляризованного света.
7. Закон Малюса.
8. Лазеры: принцип действия (инверсная заселенность, вынужденное излучение); устройство и работа лазера (твердотельного и газового); свойства луча лазера; использование лазера.
9. Фотодиод.
10. Экспериментальное определение степени поляризации света.
11. Экспериментальная проверка закона Малюса.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 8

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ

Цель работы: снять вольт - амперную и люкс - амперную характеристики вакуумного фотоэлемента и фотосопротивления.

Приборы и принадлежности: оптическая скамья, вакуумный фотоэлемент СЦВ-4, фотосопротивление, вольтметр, миллиамперметр, выпрямитель, источник света.

Сведения из теории

Действие фотоэлементов основано на явлениях внешнего и внутреннего фотоэффектов.

Внешним фотоэффектом называется явление испускания электронов металлами под действием света. Для внешнего фотоэффекта характерны следующие закономерности.

1. Число электронов, испускаемых веществом в единицу времени, пропорционально интенсивности падающего света.

2. Начальная скорость вылетевших электронов определяется частотой света и не зависит от его интенсивности. С увеличением частоты падающего света скорость электронов увеличивается.

3. Для каждого вещества существует так называемая красная граница фотоэффекта, т.е. минимальная частота света ν_0, при которой еще имеет место фотоэффект. Величина ν_0 зависит от химической природы вещества и состояния его поверхности.

4. Фотоэффект практически безынерционен, т.е. между началом освещения и возникновения фотоэффекта нет заметного промежутка времени.

Закономерности фотоэффекта не укладываются в рамки классической электромагнитной теории света.

Эйнштейн показал, что все основные закономерности фотоэлектрического эффекта непосредственно объясняются, если предположить, что свет поглощается такими же порциями энергии, какими он, по предположению Планка, испускается. В самом деле, при вырывании электрона из металла энергия кванта света идет на работу выхода A электрона из металла и на сообщение электрону кинетической энергии $mV^2/2$.

Так как порция световой энергии, поглощенной электроном при его вырывании, равна $h\nu$, то по закону сохранения энергии

$$h\nu = A + \frac{mV_{max}^2}{2}.$$

Это равенство называется уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта. Из этого уравнения следует, что минимальная порция энергии, необходимая для вырывания, должна быть равна работе выхода A. Следовательно, частота ν_0, соответствующая красной границе фотоэффекта,

$$\nu_0 = A / h.$$

Внутренним фотоэффектом называется появление под действием света внутри диэлектрика или полупроводника добавочных свободных электронов.

Поглощая фотоны, связанные электроны вещества получают энергию, но не вылетают за пределы вещества, а становятся свободными, оставаясь внутри вещества и увеличивая его проводимость (явление фото-проводимости).

Механизм внутреннего фотоэффекта вскрывается зонной теорией твердых тел, согласно которой электроны, поглощая кванты света, переходят из валентной зоны в зону проводимости.

Законы внутреннего фотоэффекта эквивалентны законам внешнего фотоэффекта.

На основании внешнего и внутреннего фотоэффектов строится большое число приемников излучения, преобразующих световой сигнал в электрический и объединенных под общим названием - фотоэлементы.

Фотоэлементы с внешним фотоэффектом

Вакуумный фотоэлемент представляет собой откачанный стеклянный баллон, часть внутренней поверхности которого покрыта тонким слоем светочувствительного металла, играющего роль фотокатода. Анод **А** находится в центре баллона (рис. 8.1). При освещении фотоэлемента из катода вылетают электроны и под действием электрического поля попадают на анод. По цепи идет ток.

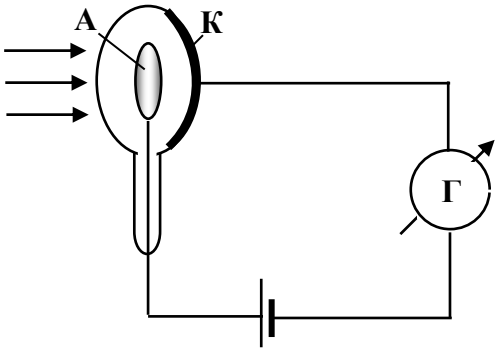


Рис. 8.1

Газонаполненный фотоэлемент содержит какой-либо инертный газ под небольшим давлением. Первичные фотоэлектроны ионизируют атомы газа, что приводит к увеличению тока, проходящего через элемент.

Фотоэлементы с внутренним фотоэффектом (полупроводниковые фотоэлементы)

Фотосопротивление. Действие его основано на явлении фотопроводимости. На рис.8.2 показано включение фотосопротивления в электрическую цепь. Без освещения фотосопротивления ток в цепи практически отсутствует, при освещении ток возрастает в тысячи раз.

Фотосопротивления обладают чувствительностью в сотни и тысячи раз большей, чем фотоэлементы с внешним фотоэффектом. Кроме того, они имеют широкий диапазон спектральной чувствительности: от инфракрасных до рентгеновских и γ - лучей.

Недостатками их являются значительная инерционность и зависимость свойств от температуры.

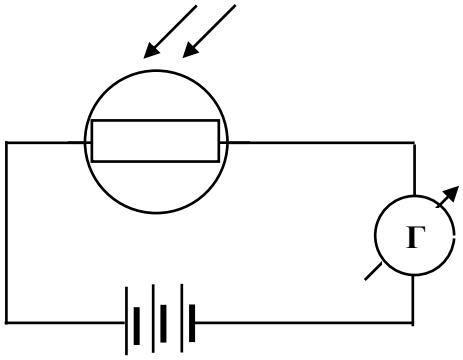


Рис. 8.2

Вентильные фотоэлементы (фотоэлементы с запирающим слоем). В вентильных фотоэлементах использует-

ся фотогальванический эффект (разновидность внутреннего фотоэффекта). В отличие от других фотоэлементов, вентильные фотоэлементы не требуют при работе источника тока, так как сами являются таким источником.

Вольт - амперные и люкс - амперные характеристики фотоэлементов

Вольт - амперной характеристикой фотоэлемента называется кривая, выражающая зависимость фототока от напряжения. На рис. 8.3 показана вольт - амперная характеристика вакуумного фотоэлемента. Она отличается двумя особенностями:

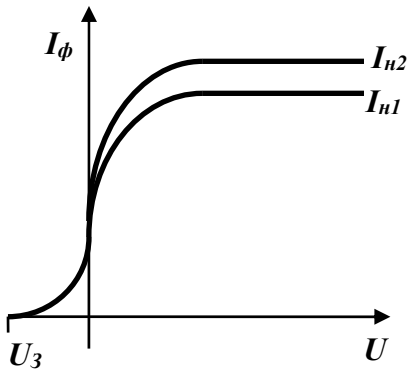


Рис. 8.3

а) при увеличении напряжения U между анодом и катодом фототок $I_Ф$ достигает насыщения (с увеличением освещенности ток насыщения возрастает);

б) существует такое значение задерживающей разности потенциалов $U_з$, при котором фототок прекращается. Электроны перестают достигать анода, когда работа задерживающего электрического поля становится равной их начальной кинетической энергии:

$$eU_3 = \frac{mV^2}{2},$$

где e, m и V - это заряд, масса и скорость электрона соответственно.

Вольт - амперные характеристики фотосопротивлений имеют линейный характер.

Люкс - амперной (или световой) характеристикой фотоэлемента называется зависимость фототока от освещенности катода при постоянном напряжении. У вакуумных фотоэлементов световая характеристика линейна, так как число выбитых электронов в единицу времени n пропорционально освещенности ($I_н = e\,n \sim E$).

Световая характеристика фотосопротивлений имеет нелинейный характер.

Применение фотоэлементов

Фотоэлементы используются в технике и в научных исследованиях. Например, они применяются в звуковом кино для воспроизведения звука, для сигнализации, в телевидении, автоматике и телемеханике. Фотоэлементы позволяют управлять на расстоянии процессами

производства. При нарушениях хода процесса изменяется поток света, попадающего на фотоэлемент, и создается ток, выключающий весь процесс. С помощью фотоэлементов измеряются весьма слабые световые потоки (например, в биологии, астрофизике), регистрируются инфракрасные спектры, осуществляется фотографирование в темноте и т.д.

Вентильные фотоэлементы используются для изготовления “солнечных” батарей, преобразующих энергию Солнца в электрическую энергию. Кремниевые “солнечные” батареи применяются, например, для питания аппаратуры на искусственных спутниках Земли и автоматических межпланетных станциях.

Фотоэлементы могут быть использованы для измерения освещенности рабочих мест. Приборы, служащие для измерения освещенности, называются люксметрами.

Выполнение работы

1. Ознакомиться с имеющимися на лабораторном столе приборами.

2. Снять вольт – амперную характеристику вакуумного фотоэлемента (СЦВ-4):

2.1. Поместив фотоэлемент СЦВ-4 на оптическую скамью, собрать электрическую цепь по рис. 8.4.

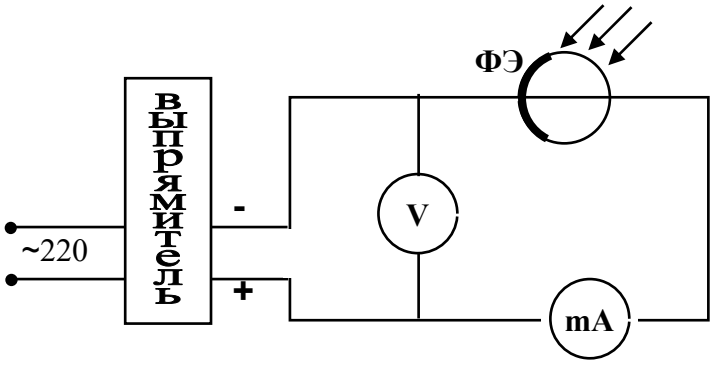


Рис. 8.4

2.2. Подать напряжение сети на выпрямитель и источник света. Изменяя напряжение U, подаваемое на фотоэлемент, от 0 до 120-150 В, снять зависимость (7-10 точек) силы фототока $I_ф$ от напряжения для двух расстояний r_1 и r_2 фотоэлемента от источника света. Результаты измерений занести в табл. 8.1.

Таблица 8.1

Номер измерения	U, В	$I_ф$, А	
		r_1 =	r_2 =
1 . . 7			

П р и м е ч а н и е. Расстояния r_1 и r_2 необходимо подбирать такими, чтобы шкала миллиамперметра использовалась как можно полнее. Фототок можно измерять в относительных единицах (в делениях шкалы прибора).

2.3. По измеренным данным построить графики $I_ф = f(U)$.

3. Снять люкс - амперную характеристику.

3.1. При постоянном напряжении (U = const) снять зависимость силы фототока $I_ф$ от освещенности E фотоэлемента. Так как освещенность обратно пропорциональна квадрату расстояния r ($E \approx 1/r^2$), то изменять ее можно путем изменения r. Результаты измерений занести в табл. 8.2.

Таблица 8.2

Номер измерения	U, В =		
	r	$I_ф$, А	$E = 1/r^2$
1 . . . 7			

П р и м е ч а н и е. U = const должно быть подобрано так, чтобы r можно было менять в широком пределе.

3.2. По данным табл. 8.2 построить график

$$I_ф = f(E) = f(1/r^2).$$

4. Снять характеристики фотосопротивления.

4.1. Выключить выпрямитель. На место фотоэлемента подключить в цепь фотосопротивление, установив его на оптическую скамью. По аналогии с п.п. 2,3 снять одну вольт - амперную и одну люкс - амперную кривые для фотосопротивления. Результаты занести в таблицы, аналогичные табл. 8.1 и 8.2.

4.2. По измеренным данным построить графики $I_ф = f(U)$, $I_ф = f(E)$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Понятие о квантовых свойствах света. Энергия кванта света.
2. Явление внешнего фотоэффекта и его закономерности.
3. Внутренний фотоэффект и его объяснение на основе зонной теории строения вещества.

4. Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта, его физический смысл.

5. “Красная граница” фотоэффекта.

6. Объяснение закономерностей фотоэффекта на основе квантовой природы света

7. Вольт - амперные и люкс - амперные характеристики вакуумного и газонаполненного фотоэлементов.

8. Зависимость тока насыщения фотоэлементов от освещенности.

9. Задерживающая разность потенциалов и ее связь с кинетической энергией электрона, вылетевшего из катода в результате фотоэффекта.

10. Зависимость проводимости фотосопротивления от освещенности.

11. Вольт - амперная и люкс - амперная характеристики фотосопротивления.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 9

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА - БОЛЬЦМАНА С ПОМОЩЬЮ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА

Цель работы: познакомиться с одним из методов определения постоянной Стефана - Больцмана.

Приборы и принадлежности: источник излучения (пластинка никеля), автотрансформатор, трансформаторы напряжения и тока, ваттметр, фотоэлектрический пирометр с усилителем и милливольтметром, термометр.

Сведения из теории

Все тела при любой температуре излучают электромагнитные волны. Это излучение называется тепловым. Твердые и жидкие тела дают сплошной спектр излучения (в спектре присутствуют длины волн от 0 до ∞). Однако доля энергии, приходящаяся на различные участки спектра, не одинакова и зависит от температуры излучающего тела. При T = 900 ... 1000 К наибольшая энергия приходится на инфракрасную и красную части спектра (красное каление). При дальнейшем нагревании доля энергии, приходящаяся на видимую часть спектра, возрастает, и свечение становится белым.

Количественной характеристикой распределения энергии излучения по спектру служит величина, называемая спектральной плотностью энергетической светимости, - $r_{\lambda,T}$.

Спектральная плотность энергетической светимости (излучательная способность тела) - это энергия, излучаемая единицей поверхности тела в одну секунду и приходящаяся на единичный интервал длин волн вблизи данной длины волны λ.

$$r_{\lambda,T} = \frac{d\Phi_{\lambda,T}}{ds d\lambda}, \qquad (9.1)$$

где $d\Phi_{\lambda,T}$ – поток, излучаемый с площади ds и приходящийся на интервал длин волн $d\lambda$.

Общая энергия, т.е. энергия, приходящаяся на весь диапазон длин волн, излучаемая единицей площади за 1 с, называется энергетической светимостью тела R_T

$$R_T = \int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda \quad . \qquad (9.2)$$

В явлениях, связанных с тепловым излучением тел, большое значение имеют законы, относящиеся к так называемым абсолютно черным телам. Абсолютно черным называется тело, которое полностью поглощает падающие на него лучи (никаких лучей не отражает). В природе нет абсолютно черных тел, но тела, близкие к ним по своим свойствам, можно себе представить. Для абсолютно черного тела, поглощательная способность равна 1 для всех длин волн (поглощательная способность тела $a_{\lambda,T}$ – это отношение энергии, поглощенной телом, ко всей падающей на него энергии):

$$a_{\lambda,T} = \frac{dE_{\lambda\,погл}}{dE_{\lambda\,max}}.$$

Для реальных тел $a_{\lambda,T}$ <1. Между излучательной и поглощательной способностями любого тела имеется определенная связь, устанавливаемая законом Кирхгофа: отношение излучательной способности тела к его поглощательной способности не зависит от природы тела. Оно является одной и той же функцией длины волны и температуры и равно излучательной способности абсолютно черного тела:

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = f(\lambda, T) = r_{\lambda,T}, \qquad (9.3)$$

где $r_{\lambda,T}$ - излучательная способность абсолютно черного тела.

Закон Кирхгофа, таким образом, утверждает, что чем меньше поглощательная способность тела в данном интервале волн, тем меньше

его излучательная способность в этом интервале при данной температуре. Одной из важных количественных закономерностей, касающихся излучения абсолютно черного тела, является закон Стефана - Больцмана: энергетическая светимость абсолютно черного тела прямо пропорциональна абсолютной температуре этого тела в четвертой степени:

$$R = \sigma T^4, \tag{9.4}$$

где $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^8$ Вт/(м^2 К^4)– постоянная Стефана - Больцмана.

Для реальных тел энергетическая светимость тоже пропорциональна абсолютной температуре этого тела в четвертой степени, но коэффициент пропорциональности здесь иной:

$$R = K \sigma T^4. \tag{9.5}$$

Величину K называют степенью черноты тела. Эта безразмерная величина равна отношению энергетических светимостей данного тела и абсолютно черного тела при одной и той же температуре:

$$K = \frac{\int_0^\infty a_{\lambda,T} r_{\lambda,T} d\lambda}{\int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda}.$$

Степень черноты K зависит от температуры тела, его материала и состояния поверхности. Значения K лежат в интервале между 0 и 1.

Описание метода и установки

Определение постоянной Стефана - Больцмана в нашем случае производится из следующих соображений. Энергия, излучаемая в 1 секунду единицей поверхности реального тела, находящегося при температуре T, в окружающую среду, имеющую температуру T_0, равна

$$R' = K \sigma \left(T^4 - T_0^4\right). \tag{9.6}$$

Таким образом, если K задано, то для определения σ достаточно измерить R', T_0 и T.

Если излучающее тело в виде, например, никелевой пластинки нагревать путем пропускания через нее электрического тока, то R' можно

определить по мощности этого тока. Считая, что все выделяющееся в пластине тепло теряется излучением, можно записать

$$R' = \frac{IU}{2S}, \tag{9.7}$$

где I - сила тока, проходящего через пластинку; U - падение напряжения на пластинке; S - площадь поверхности пластинки (пластинка излучает в обе стороны).

Сравнивая выражения (9.6) и (9.7), получим

$$\sigma = \frac{IU}{2KS(T^4 - T_0^4)}$$

или

$$\sigma = \frac{P}{2KS(T^4 - T_0^4)}, \tag{9.8}$$

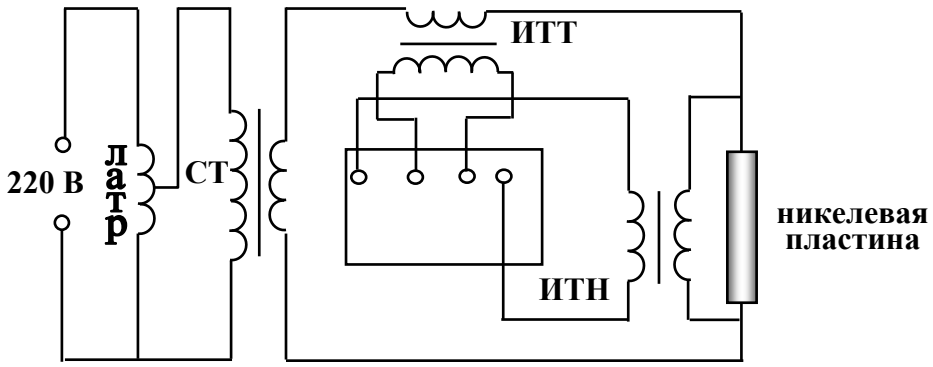


Рис.9.1

где $P = I \cdot U$ - мощность тока.

По этой формуле и определяют постоянную Стефана - Больцмана.

Схема включения никелевой пластинки в цепь показана на рис.9.1. Напряжение в 220 В от городской сети подается на автотрасформатор (**ЛАТР**). С автотрансформатора напряжение поступает на первичную обмотку силового понижающего трансформатора (**СТ**), во вторичную обмотку которого включена никелевая пластинка. Тепловая мощность, выделяемая пластинкой, оценивается по мощности потребляемого тока. Мощность тока определяется ваттметром W.

Так как сила тока, идущего через пластинку, велика, а падение напряжения на пластинке мало, то токовая обмотка и обмотка напряжения ваттметра подключаются соответственно через измерительные трансфор-

маторы тока (**ИТТ**) и напряжения (**ИТН**). Коэффициенты трансформации **ИТТ** и **ИТН** подобраны таким образом, что одно деление шкалы ваттметра соответствует 1 Вт.

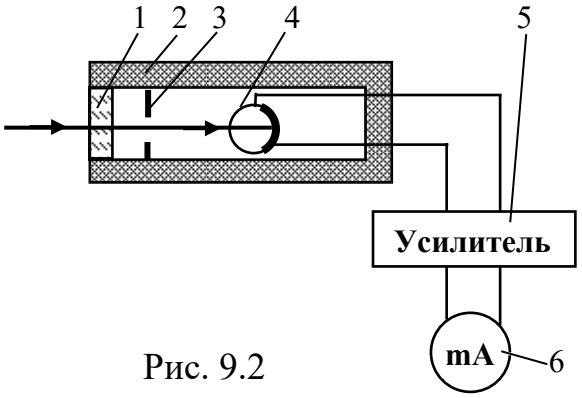


Рис. 9.2

Измерение температуры тела (пластинки) производится при помощи фотоэлектрического пирометра, схема которого показана на рис. 9.2. Здесь 1 – защитное стекло, 2 - корпус, 3 - диафрагма, 4 – фотодиод, 5 - усилитель, 6 –измерительный прибор (**mA**).

Основным элементом данного пирометра является фотодиод, который играет роль датчика, преобразующего световой сигнал в электрический. Фотодиод представляет собой систему из двух полупроводников с разными типами проводимости, с наличием ***n-p***-перехода. При освещении ***n***-полупроводника в его объеме освобождаются электроны, которые диффундируют в ***p***-полупроводник. В результате между ***n*** и ***p*** частями возникает разность потенциалов, пропорциональная интенсивности падающего света.

В данной установке на фотодиод падает излучение, даваемое нагретой пластинкой. Так как энергия излучения зависит от температуры пластинки, а сигнал на фотодиоде - от падающей на него энергии излучения, то по сигналу фотодиода можно судить о температуре пластинки. Разность потенциалов с фотодиода подается на усилитель, а с него - на измерительный прибор. Пирометр был предварительно проградуирован по термопаре.

Выполнение работы

1. Ознакомиться с установкой, состоящей из двух частей: для нагревания пластинки и для измерения ее температуры (пирометра). Обратить внимание на шкалы измерительных приборов, положение стрелок, положение указателя трансформаторов (последнее должно быть на нуле).

2. На усилитель подать напряжение 220 В и прогреть усилитель в течение 10-15 минут.

П р и м е ч а н и е: стрелка измерительного прибора отклонится влево от нулевого деления. Это связано со спецификой электрической схемы усилителя. Переводить стрелку на “нуль” корректором прибора не следует, так как отклонение стрелки влево учтено при градуировке прибора.

3. Подать напряжение 220 В на установку для нагревания пластины. Медленно вращая ручку автотрансформатора в ту или иную сторону (при этом изменяется напряжение на пластине), визуально убедиться, что яркость свечения пластины изменяется.

4. Измерить не менее 5 раз температуру пластины (показания милливольтметра) при разных мощностях тока (показателя ваттметра). Начинать лучше с высоких температур (мощность 15-17 Вт), уменьшая затем мощность каждый раз на 1-2 Вт.

Одновременно необходимо измерить по термометру температуру окружающей среды. Результаты занести в табл. 9.1.

Таблица 9.1

№ изме-рения	Мощ-ность ***P***, Вт	Пока-зания милли-ампер-метра	Температура				**σ,**	**<σ>,**
			окруж. среды		пластинки		Вт/(м^{2}К^4)	
			t_o, ^0C	T_o, K	t, ^0C	T, K		
1								
2								
3								
4								
5								

5. По прилагаемому градуировочному графику и показаниям милливольтметра выразить измеренные в п.4 температуры в градусах Цельсия и Кельвина. Результаты занести в табл. 9.1.

6. По формуле (9.8) вычислить для каждого измерения постоянную σ. Найти ее среднее значение.

Дополнительные данные.

1. В интервале температур проведения опыта среднее значение K= 0,6.
2. Площадь пластинки, с которой улавливается излучение, $S = 3{,}2 \cdot 10^{-4}$ м^2.
3. Имеющая место некоторая неравномерность излучения по поверхности, а также тепловые потери теплопроводностью в работе не учитываются.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Тепловое излучение.
2. Величины, характеризующие излучение и излучающие тела.
3. Абсолютно черное тело. Законы теплового излучения для абсолютно черных тел.
4. Принцип определения постоянной Стефана - Больцмана (в данной работе).
5. Фотодиод. Устройство и принцип действия.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 10

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА - БОЛЬЦМАНА С ПОМОЩЬЮ ПИРОМЕТРА С ИСЧЕЗАЮЩЕЙ НИТЬЮ

Цель работы: познакомиться с одним из методов определения постоянной Стефана - Больцмана.

Приборы и принадлежности: источник излучения (пластинка никеля), автотрансформатор, трансформаторы напряжения и тока, ваттметр, пирометр с исчезающей нитью ЛОП-72, термометр.

П р и м е ч а н и е**:** теоретические сведения и описание установки приведены в работе № 9. Отличие этой работы от работы № 9 состоит в том, что температура тела (никелевой пластинки) определяется с помощью пирометра с исчезающей нитью ЛОП-72.

Оптическая схема и конструкция пирометра ЛОП-72

Работа пирометра основана на измерении квазимонохроматической яркости излучения нагретого объекта путем уравнивания ее с яркостью эталона. В качестве эталона яркости используется пирометрическая лампа, для которой задана зависимость температуры нити от тока, протекающего по ней. Изображение источника излучения, температуру которого хотят измерить, с помощью объектива проецируется в плоскости нити пирометрической лампы. Наблюдатель, смотрящий в окулярный микроскоп, видит нить пирометрической лампы на фоне изображения источника излучения. Изменяя силу тока в пирометрической лампе, уравнивают яркость нити лампы с яркостью измеряемого объекта. Температура объекта определяется согласно “Свидетельству о государственной поверке” по величине тока, протекающего по нити пирометрической лампы в момент уравнивания яркостей нити и изображения источника излучения (никелевой пластинки). Оптическая схема пирометра приведена на рис.10.1.

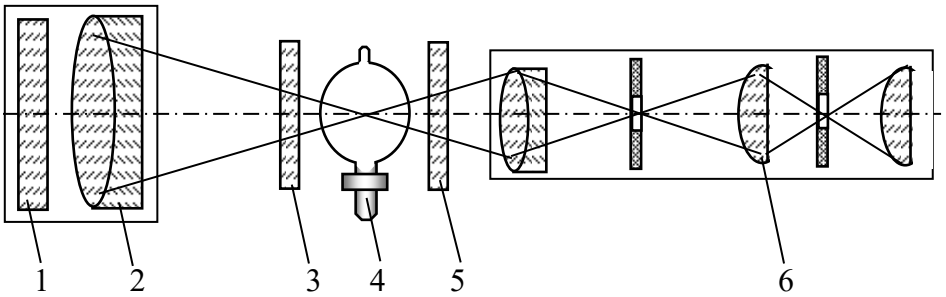


Рис. 10.1

В оптическую схему пирометра входят объектив 2, микроскоп 6, являющийся окуляром пирометра, пирометрическая лампа 4, светофильтры 5, поглотители 1, 3.

Микроскоп обеспечивает четкую видимость нити пирометрической лампы. Для устранения влияния отраженного света при фотометрировании баллон пирометрической лампы изготовлен со скошенными торцами. Дугообразная вольфрамовая нить лампы диаметром 100 мкм с одной стороны ошлифована на половину диаметра. Нить лампы ошлифованной стороной обращена к микроскопу (наблюдателю). Поглощающие стекла 1 и 3 предназначены для расширения диапазона измеряемых температур. Красные светофильтры служат для монохроматизации светового потока.

Общий вид пирометра показан на рис. 10.2. Пирометр оптический

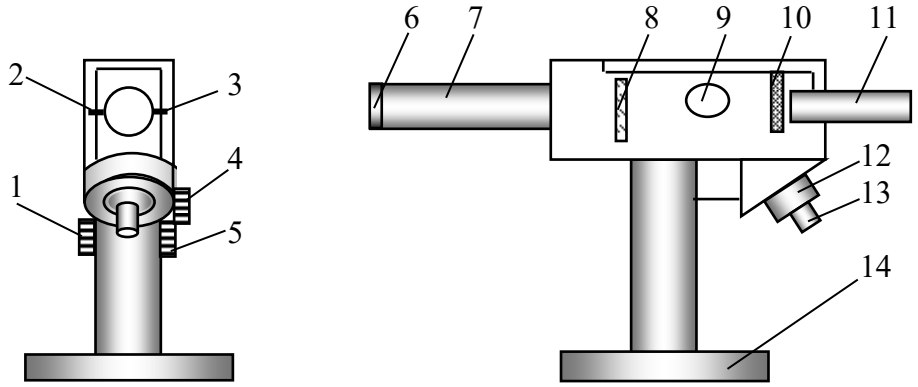


Рис. 10.2

ЛОП-72 представляет собой телескоп, состоящий из объектива 7 и окулярного микроскопа 11, оправы которых закреплены в корпусе пирометра. В верхней части оптической системы размещены: лампа пирометрическая 9, сектор со светофильтрами 10, сектор с поглощающими стеклами 8 и реостат с секциями грубой регулировки 13 и тонкой регулировки 12, имеющими плавный ход. Для реостата указано направление вращения ручек, соответствующее увеличению тока пирометрической лампы. Реостат позволяет установить ток в интервале от 0,3 до 0,6 А с точностью 10 мкА, при напряжении источника в пределах от 4 до 6 В.

Поворотом ручки 1 оптическая система пирометра перемещается в вертикальном направлении в пределах 100 мм, а ручкой 5 фиксируется в выбранном положении. При необходимости поворота в горизонтальной плоскости или наклона пирометра следует ослабить ручку 4 и вручную повернуть или наклонить оптическую систему пирометра, после чего зафиксировать выбранное положение. Конструкция пирометра

обеспечивает поворот оптической системы на угол 360^0 и наклон его на угол 15^0. Подставка пирометра 14 имеет опоры, позволяющие плавно наклонять оптическую ось прибора в пределах 3^0.

Для получения четкого изображения объектов, расположенных на различных расстояниях от прибора, путем вращения наружного кольца 7 объектив пирометра перемещается вдоль оптической оси. Перемещение окуляра микроскопа 11 вдоль оптической оси обеспечивает необходимую диоптрийную наводку.

Пирометр имеет пирометрическую лампу 9, которая закреплена в патроне. Для расширения температурной шкалы пирометр снабжен сектором 8 с поглощающими стеклами и съемным поглотителем 6. С помощью ручки 12 поворотный механизм сектора поглотителей 8 обеспечивает введение нужных стекол в поле зрения окуляра микроскопа. Для монохроматизации светового потока используется сектор 10 со светофильтрами. С помощью ручки 3 поворотный механизм сектора 10 обеспечивает введение соответствующих светофильтров в поле зрения окуляра микроскопа.

Работа с пирометром ЛОП-72

Для измерения температуры светящегося объекта пирометром ЛОП-72 необходимо следующее.

1. Установить прибор перед измеряемым объектом на расстоянии 700 - 1000 мм.

2. Снять защитные крышки (если они имеются) с объектива и окуляра.

3. Убедиться в том, что источник стабилизированного напряжения 2 и измерительный прибор 1 подключен к пирометру согласно

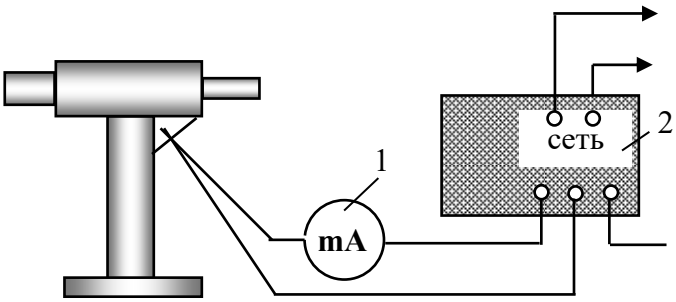


Рис. 10.3

измерительной схеме (рис. 10.3).

4. Увеличением тока в цепи при помощи реостата (рукоятка 13, см. рис.10.2) обеспечить видимое свечение нити лампы.

5. Добиться четкого изображения нити лампы перемещением окуляра микроскопа. Вершина нити пирометрической лампы должна находиться в центре поля зрения окуляра.

6. Установить сектор светофильтров 10 (см. рис. 10.2) в положение 1, а сектор поглотителей 8 – в положение 2.

7. Наводку пирометра на исследуемый объект произвести следующим образом:

а) ослабить ручку 4 (см. рис. 10.2) и навести оптическую систему 6 (см. рис. 10.1) на объект, температуру которого необходимо измерить (в нашей работе никелевую пластинку), ручкой 4 зафиксировать выбранное положение;

б) вращением кольца 7 добиться четкого изображения исследуемого объекта в поле зрения окуляра. При этом изображения объекта и нити пирометрической лампы, полученные с помощью перемещения окуляра микроскопа 11, должны быть одинаково четкими.

8. Добиться исчезновения рабочего участка нити на фоне изображения объекта измерения (произвести фотометрирование), регулируя накал нити пирометрической лампы с помощью реостатов грубой и тонкой регулировки. К моменту уравнивания яркостей подходить то со стороны большей, то со стороны меньшей яркости пирометрической лампы (по отношению к яркости объекта).

9. Измерить силу тока, протекающего по нити лампы.

10. После окончания измерений реостат установить в крайнее левое положение, отключить источник питания. Оптическую систему закрыть крышками.

Выполнение работы

1. У отключенной от сети лабораторной установки снять защитный кожух и ознакомиться с основными узлами электрической схемы нагрева никелевой пластины. Записать температуру окружающей среды T_0.

2. После ознакомления с электрической схемой питания никелевой пластины закрыть ее защитным кожухом.

3. Убедившись, что рукоятка регулировки напряжения ЛАТРа стоит на минимуме, подать на автотрансформатор напряжение 220 В от сети.

4. Увеличивая (следя за показаниями ваттметра) потребляемую пластиной мощность от N_1 до N_2, где N - число делений ваттметра, разогреть пластину. Сделать первый замер. Установить пределы ваттметра: U =150 В, I = 5 А. При этом цена делений шкалы ваттметра равна 5 Вт. Мощность вычисляется по формуле

$$P = \frac{5 \cdot N}{K_{тр}},$$

где K_{TP} - коэффициент трансформации установки.

Пределы числа делений шкалы ваттметра N_1 (нижний предел) и N_2 (верхний предел) для каждой установки задаются преподавателем либо лаборантом (или указываются в приложении к установке).

5. Изменяя мощность (в сторону уменьшения), сделать в указанных пределах 5 - 7 измерений, фиксируя каждый раз значение мощности и соответствующее значение тока пирометрической лампы. Данные занести в табл. 10.1.

Таблица 10.1

Номер измере-ния	N, дел	P, Вт	I, mA	T_0, K	T, K	σ Вт/(м^{2}К^4)	$<\sigma>$ Вт/(м^{2}К^4)
1							
2							
3							
4							
5							
6							
7							

6. Пользуясь градуировочной кривой, определить значение температуры пластинки T и рассчитать соответствующие значения постоянной Стефана - Больцмана $\sigma = \dfrac{P}{2KS(T^4 - T_0^4)}$ (см. работу 9). Степень черноты K и площадь пластинки S должны быть заданы.

7. По результатам вычислений определить среднее значение $<\sigma>$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Тепловое излучение.
2. Величины, характеризующие излучение и излучающие тела.
3. Абсолютно черное тело. Законы теплового излучения для абсолютно черных тел.
4. Принцип определения постоянной Стефана - Больцмана (в данной работе).
5. Фотодиод. Устройство и принцип действия.
6. Порядок выполнения работы.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 11

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНЕЙЧАТЫХ СПЕКТРОВ ИСПУСКАНИЯ С ПОМОЩЬЮ МОНОХРОМАТОРА УМ-2

Цель работы: познакомиться с устройством монохроматора УМ-2 и использованием его для определения длины волны спектральных линий.

Приборы и принадлежности: монохроматор УМ-2, конденсор, ртутная лампа с источником питания, неоновая лампа, лазер.

Сведения из теории

Тела, нагретые до достаточно высоких температур, светятся, т.е. излучают электромагнитные волны в видимой области спектра. Излучение, обусловленное нагреванием, называется тепловым. Тепловое излучение является самым распространенным в природе (все тела, имеющие температуру больше 0 К, излучают). Осуществляется тепловое излучение за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества.

Но свечение вещества, в частности газа, может быть вызвано и другими способами. Например, электрическим разрядом в газах при низком давлении, когда взаимодействия атомов нет, а излучение происходит за счет подводимой электрической энергии.

Пропуская излучение какого-либо тела через прибор, осуществляющий его разложение в спектр, можно судить по характеру спектра о присутствии в излучении той или иной длины волны, а также оценивать распределение энергии по участкам спектра. Спектры, полученные таким образом, называются спектрами испускания.

Пары и газы, находящиеся в атомарном состоянии, при нагревании или электрическом разряде дают линейчатые спектры испускания, состоящие из относительно узких “линий” т.е. узких частотных интервалов. Каждое вещество (газ) имеет свой, только ему присущий спектр (количество линий и их длины волн). Так, водород в видимой области спектра имеет четыре линии, ртуть - десять и т.д.

Пары, образованные из молекул (молекулярный газ), дают полосчатый спектр: линии излучения представляют собой широкие полосы сложного строения.

Твердые тела при нагревании дают сплошной спектр с неравномерным распределением энергии по длинам волн (по частотам).

Линейчатые спектры многих газов можно разделить на группы - серии, в каждой из которых длины волн (частоты) вычисляются по одной сравнительно простой формуле. Так, швейцарский физик Бальмер показал,

что частоты линий водорода видимой и ближайшей ультрафиолетовой частей спектра могут быть вычислены по формуле

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right), \qquad (11.1)$$

где R - некоторая постоянная, называемая постоянной Ридберга (R = =3,28985·10^{15} c^{-1}), а n = 3, 4, 5... Аналогичные формулы были получены и для других серий. Оказалось, что все шесть серий спектра водорода могут быть представлены одной формулой - обобщенной формулой Бальмера:

$$\nu = R\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right), \qquad (11.2)$$

где k в зависимости от серии имеет значения 1,2,3,4, ...; n - целое число, принимающее значение в каждой серии, начиная с k+1, т.е. n = k+1, k+2, k+3,... .

Закономерности положения линий в атомарных спектрах могут быть объяснены только на основе квантовых представлений, базирующихся на постулатах Бора.

1. Атомы могут длительное время находиться в так называемых стационарных состояниях, когда, несмотря на происходящее в них ускоренное движение электронов, атомы не излучают и не поглощают энергию. Стационарные состояния характеризуются дискретным рядом значений энергии E_1, E_2, ... $E_к$, ... E_n ,...

2. Стационарными являются те состояния, для которых момент импульса электрона, движущегося по круговой орбите, кратен величине $h/2\pi$.

$$L = m\,\mathrm{v}\,r = n\,h\,/\,2\pi, \qquad (11.3)$$

где m - масса электрона; v - его скорость; r - радиус орбиты электрона; n = 1,2,3 ...; h - постоянная Планка.

3. Атомы излучают (поглощают) свет при переходе из одного стационарного состояния в другое. Излучение при этом переходе монохроматично, его частота определяется из условия

$$h\nu = E_n - E_k\,, \qquad (11.4)$$

где E_n и E_k - энергии атома в рассматриваемых состояниях.

Теория Бора применима и к водородоподобным атомам, состоящим из ядра с зарядом Ze и одного электрона, вращающегося вокруг него (ионы He^{+}, Li^{++} и др.).

На основании постулатов Бора можно вычислить для атомов водорода и водородоподобных атомов следующее:

а) радиус орбиты r и скорость электрона v в стационарных состояниях:

$$r = \frac{\varepsilon_0 h^2 n^2}{\pi m e^2 Z}; \qquad \mathrm{v} = \frac{e^2 Z}{2\varepsilon_0 h n}, \tag{11.5}$$

где m, e - масса и заряд электрона; Z - порядковый номер элемента в таблице Менделеева; ε_0 - электрическая постоянная, n = 1, 2, 3, ...;

б) энергию атома:

$$E = -\frac{1}{n^2}\frac{me^4 Z^2}{8h^2\varepsilon_0^2}; \tag{11.6}$$

в) частоту, излучаемую атомом при переходе из состояния n в состояние k:

$$\nu = \frac{me^4 Z^2}{8\varepsilon_0^2 h^3}\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right), \tag{11.7}$$

что совпадает с эмпирической формулой (11.2), причем для Z = 1 величина

$$\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} = R$$

и есть постоянная Ридберга.

Формула (11.2) позволяет изобразить графически энергетические уровни атома водорода (горизонтальные линии на рис. 11.1).

Стрелками указаны переходы атома водорода, соответствующие излучению различных спектральных линий. Из рисунка видно, что спектральные линии, относящиеся к определенной серии, связаны с переходом атома на данный энергетический уровень с различных более высоких уровней.

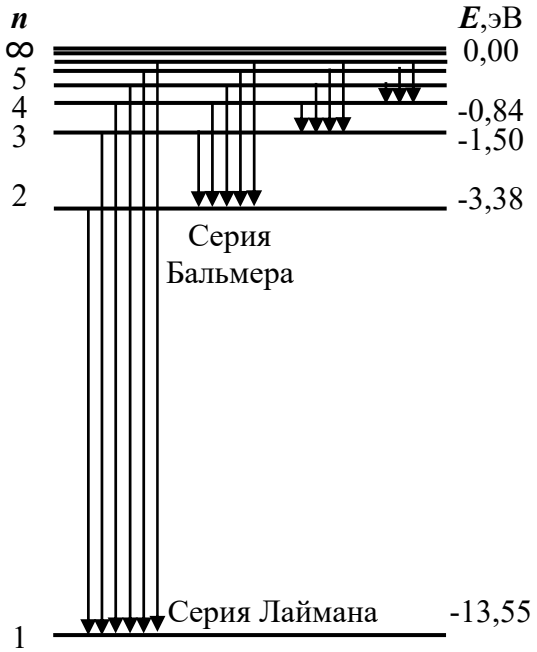


Рис. 11.1

Монохроматор УМ-2

Универсальный монохроматор УМ-2 - это оптический прибор, предназначенный для различных спектральных исследований в диапазоне длин волн от 380 до 1000 нм. Оптическая схема прибора изображена на рис.11.2, его общий вид показан на рис.11.3. Свет от источника 7 (рис.11.2), пройдя через конденсор 6, падает на входную щель 5 монохроматора. Объектив 4 делает пучок света параллельным (щель 5 располагается в передней фокальной плоскости объектива 4). Далее свет падает на переднюю грань дисперсионной призмы 3. Так как свет разной длины волны отклоняется призмой на разные углы (дисперсия), то из призмы свет разных длин волн выходит по различным направлениям. Лучи, направленные вдоль оси объектива 2, собираются в его фокальной плоскости, в которой находится выходная щель 1 монохроматора. При вращении призмы 3 (вокруг оси, перпендикулярной плоскости рисунка, см. рис.11.2) линии спектра будут смещаться относительно щели 1, и, таким образом, легко добиться того, чтобы выделялась та или иная линия.

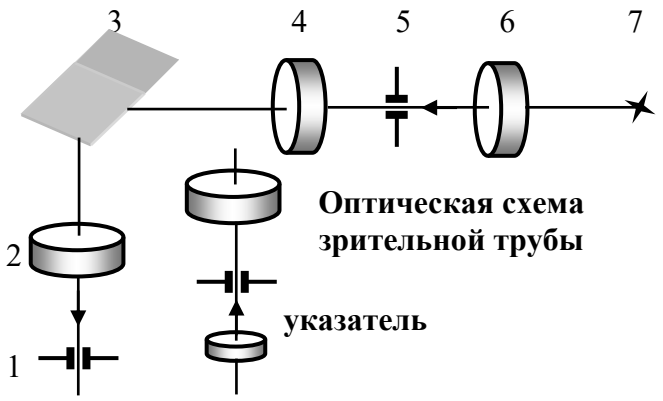


Рис. 11.2

Конструктивно монохроматор можно разделить на три части (см. рис.11.3): коллиматор, призменный столик с поворотным механизмом и

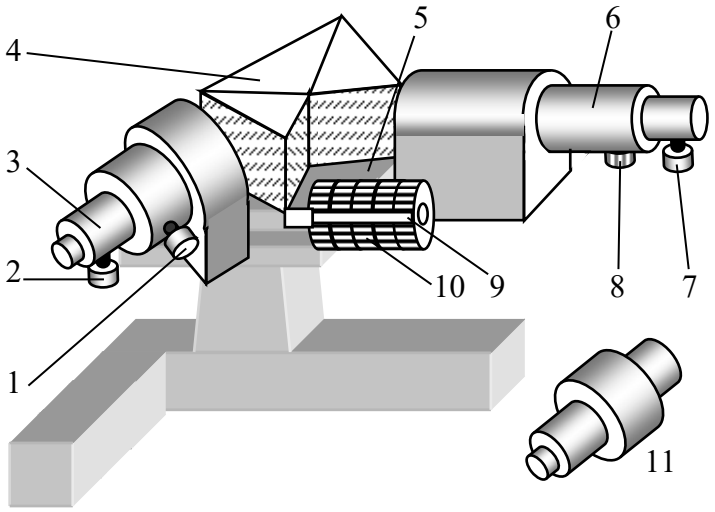


Рис. 11.3

выходную трубу.

Коллиматор состоит из входной щели 5, объектива 4 (см. рис.11.2), затвора 8 (см. рис. 11.3). Ширина входной щели может изменяться от 0 до 4 мм посредством микрометрического винта 7 (см. рис.11.3). При этом изменяется интенсивность прошедшего света и ширина спектральных линий. Затвор 8 служит для перекрытия света, что необходимо делать, если измерения не производятся.

Столик 5 с диспергирующей призмой 4 получает движение от микрометрического винта поворотного механизма. На измерительном барабане 10 нанесена винтовая дорожка с делениями. Вдоль дорожки скользит указатель поворота барабана. Отсчет читается против индекса 9, скользящего по спиральной канавке.

В выходную трубу входят объектив 2 и щель 1 (см. рис. 11.2). Ширина выходной щели, как и входной, может изменяться с помощью микрометрического винта 2 (см. рис. 11.3). При изучении спектров испускания выходную трубу заменяют зрительной трубой 11, снабженной сменными окулярами и указателем, с которым совмещают ту или иную спектральную линию при оценке ее положения. Зрительную трубу закрепляют с помощью винта 1 (рис. 11.3). Монохроматор превращается при этом в спектроскоп.

Выполнение работы

1. ***Градуировка монохроматора***

1.1. Познакомиться (путем осмотра) с устройством монохроматора, уяснить назначение отдельных его узлов, проверить наличие других необходимых приборов и принадлежностей.

1.2. Подключить блок питания к сети, кнопкой “пуск” зажечь ртутную лампу. Свет лампы с помощью линзы (см. рис.11.2) сфокусировать на входную щель.

1.3. Вращая барабан, просмотреть через зрительную трубу (без каких-либо замеров) весь спектр, сопоставляя увиденное с табл. 11.1. Отрегулировать ширину входной щели и зрительную трубу так, чтобы спектральные линии были достаточно узкими и четкими (две желтые линии должны быть видны раздельно). Барабан установить в крайнее положение (от себя).

1.4. Проградуировать монохроматор: установить, какое деление барабана соответствует той или иной линии спектра. Рекомендуется начинать с красных линий ($\varphi \rightarrow$), затем то же самое повторить от фиолетовых линий (показания барабана $\varphi \leftarrow$). Результаты ($\varphi \leftarrow$ и $\varphi \rightarrow$) записать в табл. 11.1.

1.5. Вычислить средние значения $<\varphi>$ и по данным табл. 11.1 построить график $<\varphi> = f(\lambda)$.

Таблица 11.1

Цвет линий	Длина волны, нм	Деления барабана		
		φ ←	φ →	< φ >
Фиолетовый	404,7			
Фиолетовый	407,8			
Сине-фиолетовый	435,8			
Голубовато-зеленый	491,6			
Зеленый	546,0			
Желтый	576,9			
Желтый	579,0			
Красный	623,4			
Красный	690,7			

2.***Определение длин волн линий спектра неоновой лампы***

2.1.Ртутную лампу на оптической скамье заменить на неоновую.

2.2. Пункты 1.2 и 1.3 повторить с неоновой лампой (кнопкой “пуск” сейчас не пользоваться).

2.3. Определить деления барабана монохроматора (см. п. 1.4), соответствующие хорошо видимым линиям спектра неоновой лампы. Результаты записать в табл. 11.2.

Таблица 11.2

Деления барабана			Длина волны, нм	Цвет линий
φ←	φ→	<φ>		

2.4. Вычислить средние значения **<φ>** для отдельных линий и, воспользовавшись графиком (см. п. 1.5), определить длины волн линий спектра неона.

П р и м е ч а н и е: при наличии лазера определить длину волны лазерного излучения.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какими способами можно вызвать свечение вещества?

2. Что такое спектры испускания? Виды этих спектров.
3. Что такое “серия” линий линейчатого спектра? Привести примеры.
4. Сформулировать постулаты Бора.
5. Как на основе постулатов Бора объяснить происхождение линейчатых спектров и “серий” линий в частности?
6. Какие задачи для атомов водорода решены по теории Бора?
7. Назначение, оптическая схема и устройство монохроматора.
8. Что значит проградуировать монохроматор? Как это сделать?
9. Как с помощью градуировочной кривой определить длины волн “неизвестных” спектральных линий?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 12

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА С ПОМОЩЬЮ СВЕТОДИОДА

Цель работы: познакомиться с одним из методов определения постоянной Планка.

Приборы и принадлежности: светодиод с экраном, выпрямитель, вольтметр, оптическая скамья, дифракционная решетка, масштабная линейка.

Краткие теоретические сведения

Постоянная Планка. 100 лет назад немецкий физик Макс Планк впервые высказал мысль о том, что свет обладает не только волновыми, но и квантовыми свойствами. При установлении закона распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела Планк предположил, что нагретые тела излучают свет не непрерывно, а отдельными порциями - квантами. Он же указал, как вычислить энергию одного кванта $\boldsymbol{\varepsilon = h\nu}$, где $\boldsymbol{\nu}$ - частота света (свет - волновой процесс), $\boldsymbol{h}$ - коэффициент пропорциональности, который позже был назван постоянной Планка.

Дальнейшее развитие физики показало, что $\boldsymbol{h}$ - это фундаментальная физическая константа, определяющая широкий круг физических явлений, для которых существенна дискретность величин, имеющих размерность произведения энергии на время.

Светодиод **(СД).** Постоянная Планка определяется в данной работе через изучение свойств СД - полупроводникового прибора, преобразующего электрическую энергию в энергию оптического излучения (на основе электролюминесценции, происходящей в полупроводниковом (ПП) кристалле с электронно-дырочным переходом).

Ниже дано более подробное описание ПП диодов вообще и СД в частности.

ПП - это вещества, которые занимают по проводимости электрического тока промежуточное положение между металлами и диэлектриками. Различают два вида ПП: ***n*** - типа и ***p*** - типа. В первом из них носителями зарядов являются электроны, а во втором - положительно заряженные «квазичастицы», называемые «дырками».

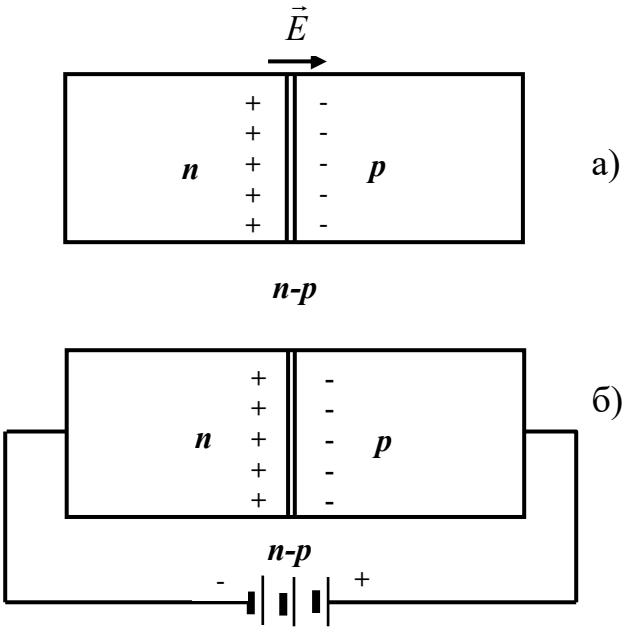


Рис. 12.1

Если два ПП с разными видами проводимости привести в контакт (рис. 12.1,а), то электроны из ***n*** - ПП будут диффундировать в ***p*** - ПП и наоборот дырки из ***p*** - ПП будут переходить в ***n*** - ПП.

В результате этих процессов на границе контакта в ПП ***n*** - типа возникнет объемный положительный заряд, а в ПП ***p*** - типа - отрицательный. Приконтактную область поэтому называют ***n - p*** или ***p - n*** переходом.

Процесс диффузии зарядов будет продолжаться до тех пор, пока возникшая контактная разность потенциалов $U_к$ (возникшее электрическое поле $\vec{E}$) не достигнет такого значения, при котором дальнейший диффузионный переход будет невозможен.

Если сейчас к ПП ***n*** - типа (рис. 12.1,б) подключить отрицательный полюс источника тока, а к ПП ***p*** - типа – положительный (прямое напряжение), то, созданное таким образом электрическое поле, действует навстречу контактной разности потенциалов в ***n - p*** переходе. Последняя уменьшается, в результате чего большее число носителей заряда преодолевают «барьер» ***n - p*** перехода. Кроме того, при этом уменьшается толщина запирающего слоя, его сопротивление становится меньше и по системе идет электрический ток.

Если источник внешнего напряжения подключить наоборот, т.е. положительный полюс к ПП ***n*** - типа, а отрицательный к ПП ***p*** -типа (обратное напряжение), то через ***n - p*** переход ток практически не пойдет. Таким образом, система с ***n - p*** переходом может играть роль выпрямителя - ток через систему идет только в одном направлении (диод).

Можно, оказывается, создать (путем подбора соответствующих материалов) такую систему с ***n - p*** переходом, что при подключении ее к

источнику с прямым напряжением $U>U_к$ электроны будут беспрепятственно переходить в ***p*** - область и там спонтанно рекомбинировать с дырками с испусканием света. При этом устанавливается стационарное состояние: скорость рекомбинации электронов и их инжекция уравновешиваются (аналогичные процессы идут и с переходом дырок в ***n*** - область). Такая система непрерывно излучает световую энергию. Это и есть светодиод (СД).

Таким образом, СД - это прибор, в котором электрическая энергия непосредственно преобразуется в световую.

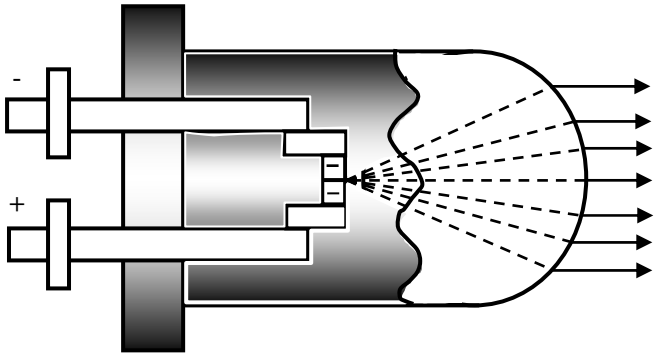


Рис. 12.2

Конструктивно СД состоит из полупроводниковой структуры с ***n - p*** переходом, омических контактов и элементов конструкции, предназначенных для сбора и обеспечения направленности излучения (рис. 12.2).

Материалом для СД служат соединения типа $A^{III}B^{V}$ (фосфид галлия - ***GaP***), имеющие ширину запрещенной зоны порядка 1,5-2,0 эВ и дающие красный или зеленый свет. Объем СД невелик ~ 200 мм^3.

СД благодаря дешевизне, высокой надежности, большому сроку службы, малой потребляемой мощности нашли широкое применение в радиоэлектронике, системах информации (сигнальная индикация, подсветка шкал приборов и др.).

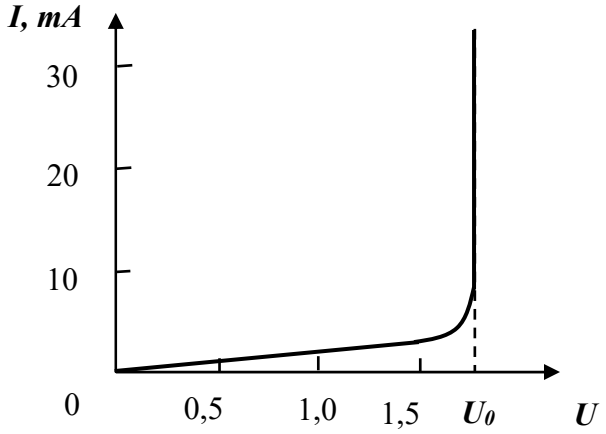


Рис. 12.3

При увеличении прямого напряжения, подаваемого на СД, ток, идущий через него, растет очень медленно. Но как только напряжение достигнет напряжения U_0 (или чуть больше) сила тока резко возрастает и СД начинает излучать свет.

Зависимость сила тока от напряжения показана на рис. 12.3.

Теоретические основы определения постоянной Планка.

Так как при каждом акте рекомбинации электрона и дырки получается один квант света с энергией $\varepsilon = h\nu$, а внешнее электрическое поле на перевод электрона через ***n - p*** - переход совершает работу $A = eU_0$ (***e*** - заряд электрона, U_0 - величина внешнего поля, при котором СД начинает светиться), то $e\,U_0 = h\,\nu$, откуда $h = eU_0 / \nu$, где ν – частота излучаемого света.

С учетом $\nu = c/\lambda$, где ***c*** – скорость света в вакууме, λ – длина волны света

$$h = \frac{eU_0\lambda}{c} \qquad (12.1)$$

Таким образом, для определения ***h*** нужно измерить U_0 и λ (***e*** и ***c*** - универсальные постоянные). Формула (12.1) является рабочей .

Способы определения U_0 и λ.

Напряжение U_0 находят по показанию вольтметра, непосредственно подключенного к СД.

Для нахождения длины волны монохроматического света, излучаемого СД, используется дифракционная решетка (ДР).

Линза и экран, имеющие место при обычном способе наблюдения, заменяются глазом наблюдателя (рис. 12.4): роль линзы выполняет оптическая система глаза, а роль экрана - сетчатка глаза.

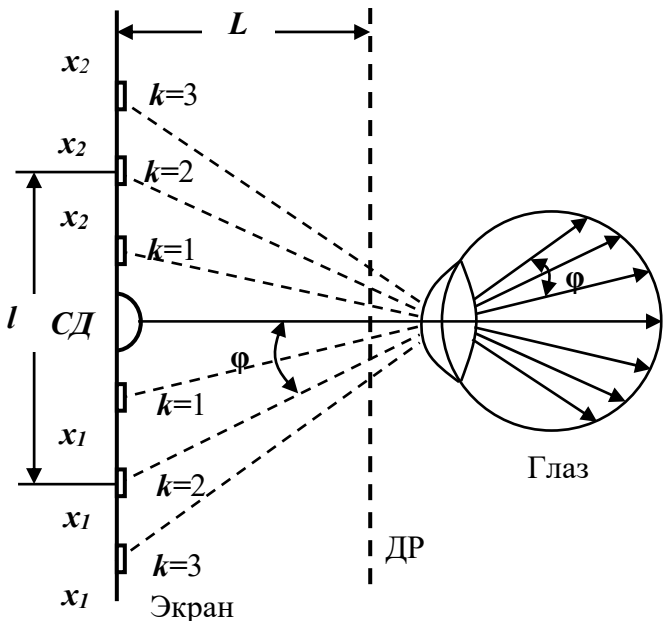


Рис. 12.4

Наблюдатель, глядя через ДР в сторону СД, видит дифракционную картину на экране, расположенном на уровне СД. Определив угол дифракции φ, из условия максимума для ДР $d \cdot \sin\varphi = k\lambda$, где ***d*** - период решетки, ***k*** - порядок максимума, можно вычислить длину волны

$$\lambda = \frac{d\,\sin\varphi}{k}. \qquad (12.2)$$

Порядок выполнения работы

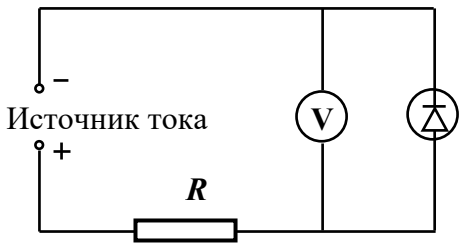


Рис. 12.5

1. Ознакомиться с предлагаемыми приборами.

2. Собрать электрическую цепь (рис. 12.5), соблюдая полярность подаваемого на СД напряжения.

3. Определить U_0.

3.1. Убедиться в том, что при повышении напряжения, подаваемого на СД (вращением ручки выпрямителя), последний «зажигается».

3.2.Повторяя операцию, определить напряжение в момент зажигания U_0 по показанию вольтметра. Измерения повторить не менее 7 раз; результаты занести в табл. 12.1.

Таблица 12.1

№	$U_{0,i}$	$\Sigma U_{0,i}$	$<U_0>$
1			
2			
3			
…			
7			

3.3. Вычислить $\Sigma U_{0,i}$ и $<U_0>$.

4. Определить длину волны λ света, излучаемого СД.

4.1. На СД подать напряжение ~ на 0,5 В больше напряжения U_0 . Глядя через ДР и передвигая ее убедиться в наличии на экране (рис. 12.4) дифракционных максимумов.

4.2. Выбрав некоторое расстояние L между ДР и СД, измерить координаты x_1 и x_2 одномерных максимумов разных порядков. Данные занести в табл. 12.2.

4.3. Пункт 4.2 повторить при других L (общее число «обследованных» максимумов разных порядков должно быть не менее 7).

4.4. По данным п.п. 4.2 и 4.3 вычислить l (рис. 12.4), $tg\varphi$, φ и $sin\varphi$.

4.5. По формуле (12.2) для каждой пары l и L вычислить длину волны λ, $\Sigma\lambda$ и $<\lambda>$.

5. По формуле (12.1) вычислить постоянную Планка

$$< h >= \frac{e < U_0 >< \lambda >}{c}.$$

Таблица 12.2

L, мм	***k***	x_1	x_1	$l=x_2-x_1$	***tg*φ**	φ	***sin*φ**	λ, мм
L_1	1 2 3							
L_2	1 2 3							
L_3	1 2 3							
Σλ$_i$ =			**<λ>** =			**<*h*>** =		

Полученный результат сравнить с табличным значением для ***h*** и вычислить относительное расхождение **δ** между <***h***> и $h_{табл}$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какой смысл вкладывается в слова «Квантовая природа света»? Что такое «постоянная Планка»?
2. Какие вещества называют полупроводниками? Полупроводники ***n*** - типа и ***p*** - типа.
3. Что такое ***n – p (p - n)*** переход, его основное свойство?
4. Что такое светодиод? Механизм его действия как источника излучения.
5. Теоретические основы определения «***h***» в данной работе.
6. Что называется дифракцией света? Дифракционная решетка, период решетки.
7. В чем состоит условие максимума для дифракционной решетки?
8. Порядок выполнения работы с обсуждением результата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трофимова Т.И. Курс физики: Учебное пособие. - 7 изд., испр. - М.: Высшая школа, 2001.- 542 с.
2. Детлаф А.А. Курс физики: Учебное пособие для вузов. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Высшая школа, 1999. – 718 с.
3. Савельев И.В. Курс общей физики. М.: Наука,1988. Т. 1- 3.
4. Лабораторный практикум по физике. Под ред. К.А. Барсукова и Ю.И. Уханова. М.: Высшая школа, 1988.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Предельные погрешности некоторых приборов				**Коэффициенты Стьюдента** $t_{\alpha,n}$			
№ п/п	Приборы	Значение меры	$\Delta X_{пр}$	α / n	0,90	0,95	0,98
1	Линейка металлическая	150, 350, 500 мм	0,1 мм	2	6,31	12,7	31,82
				3	2,92	4,30	6,96
2	Линейка деревянная	200, 400, 500 мм	0,5 мм	4	2,35	3,18	4,54
				5	2,13	2,76	3,75
3	Линейка пластмассовая	200, 250, 300 мм	1мм	6	2,02	2,57	3,36
				7	1,94	2.45	3,14
4	Гири обычные	1 г, 2 г, 3г	6, 8, 12 мг	8	1,89	2,36	3,00
5	Штангенцирку ли с ценой деления:			9	1,86	2,31	2,90
				10	1,83	2,26	2,82
				∞	1,65	1,96	2,34
	0,1 мм		0,1 мм				
	0,05 мм	0-155 мм	0,05 мм				
6	Микрометры с ценой деления	0-250 мм					
	0,01 мм		4 мкм				
7	Весы лабораторные	0-50 мм до 200 г	3 миним. дел. шкалы				
8	Секундомеры механическ. и электрические	до 30 мин	1 миним. дел. шкалы за 1 оборот секундной стрелки				
9	Термометры стеклянные жидкостные	до 100^0	Цена мин. дел.шкалы, если оно = 1°,2°,5° и удвоенная цена, если $0,2^o$, $0,5^o$				

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Пример обработки результатов прямого измерения

Измерялась длина ***l*** стержня штангенциркуля с ценой деления $\Delta = 0{,}1$ мм. Полученные данные приведены в нижеследующей таблице (вторая колонка).

№ п/п	l, мм	$l_i - \langle l \rangle$, мм	$\Delta l^2 = (l_i - \langle l \rangle)^2$, мм^2
1	20,8	+0,12	0,0144
2	20,4	-0,28	0,0784
3	20,7	+0,02	0,0004
4	20,9	+0,22	0,0484
5	20,5	-0,18	0,0324
6	20,8	+0,12	0,0144
$\sum$	124,1		
$\langle l \rangle$	20,68		

1) Находим $\sum_{i=1}^{n} l_i = 124{,}1$ мм и среднее значение $\langle l \rangle = \frac{\sum l_i}{n} = 20{,}68$ мм.

2) Находим $(l_i - \langle l \rangle)$, $(l_i - \langle l \rangle)^2$ и $\sum (l_i - \langle l \rangle)^2 = 1884 \cdot 10^{-4}$ мм^2.

3) Задаемся надежностью $\alpha = 0{,}95$ и по таблице (приложение 1) находим $t_{\alpha,n} = 2{,}57$ и $t_{\alpha,\infty} = 1{,}96$.

4) Вычисляем абсолютную и случайную погрешности

$$\Delta l_{сл} = t_{\alpha,n} \sqrt{\frac{\sum \Delta l_i^2}{n(n-1)}} = 2{,}57\sqrt{\frac{1884 \cdot 10^{-4}}{6 \cdot 5}} = 0{,}20 \text{ мм.}$$

5) Устанавливаем **предельную** погрешность прибора $\Delta l_{пр} = \Delta = 0{,}1$ мм и вычисляем приборную погрешность

$$\Delta l_{пр}^{ст} = t_{\alpha,\infty}/3 \cdot \Delta = 1{,}96/3 \cdot 0{,}1 = 0{,}085 \text{ мм.}$$

6) Погрешность округления. Отсчет по нониусу округлялся до целого деления, значит, $h = \Delta = 0{,}1$ мм, и

$$\Delta l_{окр} = \alpha \cdot h/2 = 0{,}95 \cdot 0{,}1/2 = 0{,}048 \text{ мм.}$$

7) Полная абсолютная погрешность

$$\Delta l = \sqrt{\Delta l_{сл}^2 + \Delta l_{пр}^2 + \Delta l_{окр}^2} = \sqrt{0{,}20^2 + 0{,}0085^2 + 0{,}048^2} \text{ мм} = 0{,}22 \text{ м}.$$

8) Относительная погрешность

$$\varepsilon_l = \Delta l / \langle l \rangle = 0{,}22/20{,}68 = 0{,}0106\ ; \quad \varepsilon \approx 1{,}1\ \%.$$

9) Итог: $l = (22{,}7 \pm 0{,}2)$ мм, $\varepsilon \approx 1\%$ при $\alpha = 0{,}95$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Пример обработки результатов косвенного измерения

Определялось ускорение свободного падения g с помощью математического маятника. После обработки результатов измерений длины маятника l и периода колебаний T были получены данные: $l = (1{,}203 \pm 0{,}004)$ м при $\alpha = 0{,}95$. $T = (2{,}21 \pm 0{,}002)$ с.

Связь между g, l, и T следующая:

1) вычисляем $\langle g \rangle$: $\langle g \rangle = \dfrac{4\pi^2}{\langle T \rangle^2} \langle l \rangle = \dfrac{4 \cdot 3{,}14^2 \cdot 1{,}203}{2{,}21^2} = 9{,}71$ м/с^2.

2) т.к. g представляет собой *произведение* $g = 4\pi^2 l^1 T^{-2}$, то сначала вычисляем относительную ошибку.

$$\varepsilon_g = \sqrt{4\varepsilon_\pi^2 + \varepsilon_l^2 + 4\varepsilon_T^2} = \sqrt{4\left(\frac{\Delta\pi}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta l}{\langle l \rangle}\right)^2 + 4\left(\frac{\Delta T}{\langle T \rangle}\right)^2} =$$

$$= \sqrt{4\left(\frac{0{,}005}{3{,}14}\right)^2 + \left(\frac{0{,}004}{1{,}203}\right)^2 + 4\left(\frac{0{,}02}{2{,}2}\right)^2} = 1{,}86\ 10^{-2} = 0{,}19.$$

3) абсолютная погрешность $\Delta g = \langle g \rangle \cdot \varepsilon_g = 9{,}71 \cdot 0{,}19 = 0{,}184$ м/с^2.

Итог: $g = (9{,}7 \pm 0{,}2)$ м/с^2. $\varepsilon \approx 2\%$ при $\alpha = 0{,}95$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Абсолютные показатели преломления некоторых веществ

Вещество	***n***	Вещество	***n***
Алмаз	2,42	Вода	1,33
Стекло	1,5 ÷ 1,6	Глицерин	1,47
Кварц	1,46	Спирт	1,36
Лед	1,31		

Длины волн видимой области спектра

Спектральная область	Длины волн, мкм
Красные лучи	760 ÷ 640
Желтые лучи	640 ÷ 580
Зеленые лучи	580 ÷ 495
Голубые лучи	495 ÷ 440
Фиолетовые лучи	440 ÷ 400

Работа выхода электронов

Вещество	***A***, эВ	Вещество	***A***, эВ
Алюминий	4,20	Окись бария	1,0 - 1,6
Вода	6,10	Окись цезия	1,0 -1,2
Натрий	2,28	Цезий	1,94
Калий	2,00	Цинк	4,25
Медь	4,36	Серебро	4,74
Вольфрам	4,50	Платина	5,30

Некоторые физические постоянные

Атомная единица массы	1 а.е.м.= $1{,}66053 \cdot 10^{-27}$ кг
Магнитная постоянная	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м
Электрическая постоянная	$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Заряд электрона	$e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ Кл
Масса покоя электрона	$m_e = 9{,}11 \cdot 10^{-31}$ кг
Масса покоя протона	$m_p = 1{,}6725 \cdot 10^{-27}$ кг
Масса покоя нейтрона	$m_n = 1{,}6747 \cdot 10^{-27}$ кг
Постоянная Планка	$h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Скорость света в вакууме	$c = 2{,}9979 \cdot 10^{8}$ м/с
Постоянная Стефана - Больцмана	$\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м^2 ·К^4)
Постоянная закона смещения Вина	$b = 2{,}90 \cdot 10^{-3}$ м ·К
Постоянная Ридберга	$R = 1{,}10 \cdot 10^{7}$ м$^{-1}$

Учебное издание

ОПТИКА

Методические указания
к лабораторному практикуму

Составители:
Барков Ф.Л., Беспрозванных В.Г.,
Вотинов Г.Н., Зверев О.М.,
Перминов А.В., Постников В.С.

Издается в авторской редакции

Подписано в печать 4.09.2017. Формат 60×90/16.
Усл. печ. л. 5,25. Тираж 50 экз. Заказ № 114а/2017.

Отпечатано в Издательстве
Пермского национального исследовательского
политехнического университета.
Адрес: 614000, г. Пермь, Комсомольский пр.,29, к. 115.
Тел. (342) 219-80-33