

Методические указания к лабораторной работе

«ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА»

ОПТИКА

Для студентов технических специальностей

Цель работы: изучить явление интерференции света, определить показатель преломления стеклянной пластины по интерференционным кольцам равного наклона.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Пусть в данную точку пространства O (рис.1) приходят две световые волны, которые описываются уравнениями:

$$E_1 \cos(\omega t + \alpha_1)$$

$$E_2 \cos(\omega t + \alpha_2)$$

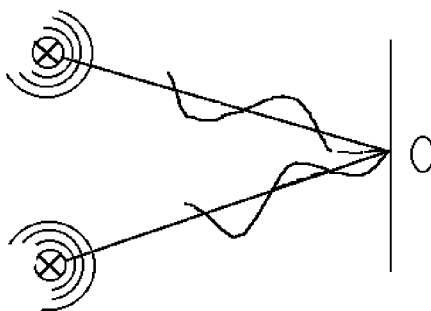


Рис.1

Согласно принципу суперпозиции при наложении этих волн в точке O возникает результирующая световая волна $E \cos(\omega t + \alpha)$ с той же частотой. Как известно из теории колебаний, амплитуда результирующей волны определяется из соотношения

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

Учитывая, что интенсивность света, создаваемая световой волной, пропорциональна квадрату ее амплитуды ($I \sim E^2$), можно определить интенсивность света в точке O при наложении двух волн:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2}(\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1)$$

Будем называть когерентными такие монохроматические волны, у которых разность фаз $(\alpha_2 - \alpha_1)$ постоянна во времени. Из предыдущей формулы видно, что при наложении двух когерентных волн интенсивность света в точке O не меняется со временем и зависит от разности фаз $(\alpha_2 - \alpha_1)$. Если накладываемые волны некогерентны, разность фаз $(\alpha_2 - \alpha_1)$ меняется хаотично и $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ равновероятно принимает любые значения в интервале от -1 до $+1$. В этом случае среднее значение $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 0$ и при наложении таких некогерентных волн интенсивность света в точке наблюдения O всегда равна $I = I_1 + I_2$, т.е. сумме интенсивностей, создаваемых каждой волной в отдельности. При наложении двух когерентных волн в тех точках пространства, где $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$ интенсивность волн $I < I_1 + I_2$, где $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0$ интенсивность волн $I > I_1 + I_2$.

В результате наложения двух когерентных волн возникает перераспределение в пространстве светового потока с образованием *max* и *min* интенсивности. Это явление называется интерференцией световых волн. Наиболее отчетливо интерференция проявляется, когда амплитуды обеих волн одинаковы $E_1 = E_2$. В этом случае интенсивности, создаваемые волнами, также одинаковы $I_1 = I_2 = I'$. Выражение для интенсивности результирующей световой волны в точке наблюдения O примет вид:

$$I = 2I' + 2I' \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

Если в некоторых точках пространства разность фаз $(\alpha_2 - \alpha_1) = \pm 2\pi \cdot k$, $k = 0, 1, 2, \dots$, то $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 1$ и в этих точках пространства будет наблюдаться максимум интенсивности $I = I_{\max} = 4I'$. Если же разность $(\alpha_2 - \alpha_1) = \pm(2k + 1)\pi$, $k = 0, 1, 2, \dots$, то $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = -1$ и при наложении таких когерентных волн получится минимум интенсивности $I = I_{\min} = 0$.

Наблюдать интерференцию не так просто. Если включить два независимых источника, световые волны от них будут накладываться, но никакой интерференции наблюдаться не будет. Дело в том, в излучении любого тела участвуют миллиарды и миллиарды атомов. Излучение каждого атома длится 10^{-8} с, после чего он "отдыхает". За это время излучения атом испускает "обрывок" электромагнитной волны длиной ~ 3 м (цуг волн). Одни атомы "вспыхивают", другие - "гаснут", и фазы отдельных цугов, излучаемых разными атомами, никак не связаны между собой. Результирующая световая волна, излучаемая источником, - это результат наложения цугов волн, излучаемых многими атомами. Именно поэтому фаза световой волны естественного источника света меняется хаотично. При наложении двух таких волн разность фаз их также будет быстро и хаотично меняться во времени, и результирующая интенсивность будет в любой точке равна сумме интенсивностей $I = I_1 + I_2$, создаваемых каждой волной в отдельности. Интерференции не будет.

Когерентные световые волны можно получить, разделив с помощью отражения или преломления световую волну, излучаемую одним источником, на две части. Если заставить эти волны пройти разные пути, а затем наложить их друг на друга, можно наблюдать интерференцию. Разность путей, проходимых волнами, не должна превышать размер цуга, чтобы складывающиеся колебания принадлежали одним и тем же излучающим атомам. На этом основаны методы получения интерференции с помощью зеркал Френеля, бипризмы Френеля, щелей Юнга.

Формулы, описывающие интерференционные максимумы $(\alpha_2 - \alpha_1) = \pm 2\pi \cdot k$ и минимумы $(\alpha_2 - \alpha_1) = \pm (2k + 1)\pi$, редко используются для решения практических задач. Выведем эквивалентные им соотношения для наиболее общего случая. Пусть точечный источник света находится в точке O на границе раздела 2-х сред с показателями преломления n_1 и n_2 . От источника получили две когерентные волны, которые распространяются по разным геометрическим путем S_1 и S_2 и затем сходятся в точке P (рис.2).

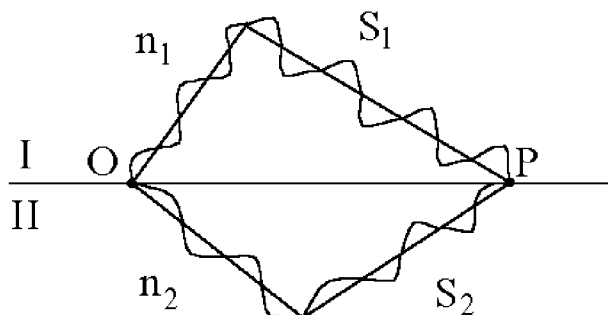


Рис.2

Если в точке O световую волну можно записать в виде $E \cos \omega t$, то уравнение световой волны, пришедшей в точку P от первого луча, будет иметь вид:

$$E_1 \cos \omega \left(t - \frac{S_1}{v_1} \right) = E_1 \cos \omega \left(t - \frac{S_1 \cdot n_1}{c} \right),$$

где v_1 - скорость света в среде; c - скорость света в вакууме.

Уравнение световой волны, пришедшей в точку P от второго луча, запишем аналогично:

$$E_2 \cos \omega \left(t - \frac{S_2 \cdot n_2}{c} \right)$$

Разность фаз между этими двумя когерентными волнами будет равна:

$$\delta = \omega \left(\frac{S_1 \cdot n_1}{c} - \frac{S_2 \cdot n_2}{c} \right) = \frac{2\pi\nu}{c} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta,$$

где $S_2 n_2 - S_1 n_1 = \Delta$ - оптическая разность хода; $S_2 n_2, S_1 n_1$ - оптические длины путей, λ_0 - длина световой волны в вакууме.

Если разность хода между двумя когерентными лучами $\Delta = \pm k \lambda_0$ ($k = 0, 1, 2, \dots$), то разность фаз между соответствующими волнами будет кратна 2π , $\delta = \pm 2\pi \cdot k$ (условие интерференционного максимума). Значит и предыдущее условие также характеризует интерференционный максимум. Аналогично, условие $\Delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}$ ($k = 0, 1, 2, 3, \dots$)

является условием интерференционного минимума, т.к. разность фаз при наложении двух таких волн будет кратна нечетному числу π , $\delta = \pm (2k + 1)\pi$, что дает "ослабление" света в результирующей волне. Таким образом, явление интерференции можно описывать или через разность фаз световых волн, или через оптическую разность хода лучей. Эти два способа совершенно равнозначны, т.к. Δ и δ взаимосвязаны формулой

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta.$$

Интерференцию света можно получить при отражении его от тонких пленок. Если луч света падает на плоскопараллельную пластину с показателем преломления n и толщиной b , он разделяется на два луча (рис.3).

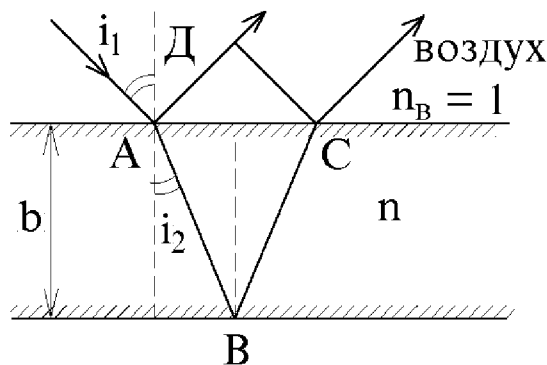


Рис.3

Лучи 1 и 2, отраженные от обеих поверхностей пластины, когерентны и поэтому при наложении интерферируют. Начиная от точек D и C между лучами 1 и 2 не возникает дополнительной разности хода. Разность хода возникает, когда они, начиная от точки A , идут по разным путям в разных средах. Считая, что верхняя среда - воздух, разность хода между лучами 1 и 2 можно записать: $\Delta' = (AB + BC)n - AD$

После несложных преобразований ее можно представить в виде

$$\Delta' = 2bn \cos i_2$$

Однако Δ' не является полной оптической разностью хода между лучами 1 и 2. Решение уравнений Максвелла для световых волн, а также опыт показывают, что при отражении света от оптически более плотной среды по сравнению со средой, в которой он распространяется, фаза световой волны скачкообразно меняется на π . При этом между лучами 1 и 2 возникает дополнительная разность хода, которую можно учесть, прибавив

или вычтя из $\Delta' \frac{\lambda_0}{2}$, где λ_0 - длина световой волны в вакууме. Поэтому полная оптическая разность хода выражается формулой:

$$\Delta = 2bn \cos i_2 \pm \frac{\lambda_0}{2}$$

Если разность хода Δ равна целому числу длин волн,

$$2bn \cos i_2 - \frac{\lambda_0}{2} = k\lambda_0, \quad (k = 0, 1, 2, \dots)$$

то при наложении соответствующих волн будет наблюдаться интерференционный максимум. Формулу для максимума удобно записать в виде:

$$2bn \cos i_2 (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

Минимум интенсивности будет наблюдаться, если оптическая разность хода между лучами равна нечетному числу полуволен:

$$2bn \cos i_2 + \frac{\lambda_0}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}$$

или

$$2bn \cos i_2 = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

Интерференцию можно наблюдать и в проходящем свете (рис.4), если собрать на экране с помощью линзы лучи 1' и 2', прошедшие через пластину.

При отражении обеих лучей от оптически менее плотной, чем сама пластина, среды не происходит скачкообразного изменения фазы на π . Поэтому условия для интерференционных максимумов и минимумов для проходящего света поменяются местами по сравнению с соответствующими условиями для отраженного света.

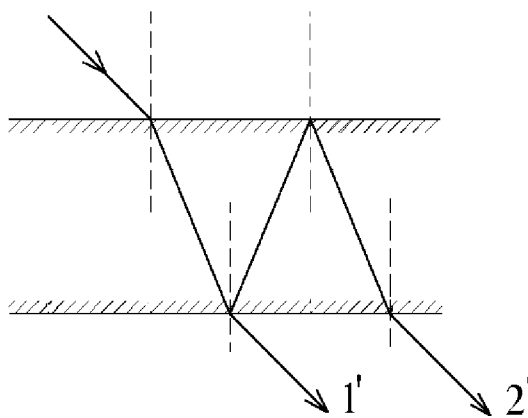


Рис.4

Если освещать пластинку рассеянным монохроматическим светом и собрать с помощью линзы интерферирующие лучи, в ее фокальной плоскости на экране возникает интерференционная картина в виде чередующихся concentрических светлых и темных колец. Каждое кольцо соответствует определенному углу падения лучей на пластину. Поэтому интерференционные полосы, образующиеся при освещении тонких плоскопараллельных пластин, называются полосами равного наклона. При освещении пластины обычным, белым светом полосы оказываются окрашенными.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В данной лабораторной работе в качестве источника света используется газовый лазер. Его излучение характеризуется рядом замечательных свойств, главными из которых являются высокая степень когерентности и монохроматичности, малая угловая расходимость. Схема установки, на которой выполняется работа, показана на рис.5.

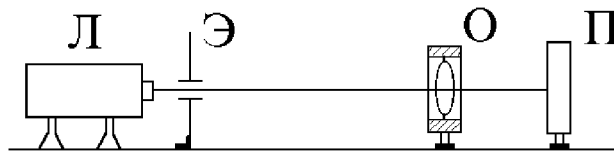


Рис.5

Л - лазер, Э - экран с отверстием, О - объектив (короткофокусная линза) в оправе, П - плоскопараллельная пластинка. Элементы установки расположены на оптической скамье и снабжены юстировочными винтами, что позволяет установить их по высоте, а также изменять вертикальный наклон.

Обращаем внимание на то, что попадание в глаза прямого лазерного пучка опасно для зрения !

При работе с лазером его излучение можно наблюдать только после отражения от рассеивающих поверхностей.

ЗАДАНИЕ

Изучение интерференции света при отражении от толстой стеклянной пластины

Высокая степень когерентности лазерного излучения позволяет наблюдать интерференцию световых волн при очень большой оптической разности хода. При выполнении этого задания толстую плоскопараллельную стеклянную пластину П освещают расходящимся световым пучком, который получают с помощью микроскопического объектива О (рис.6).

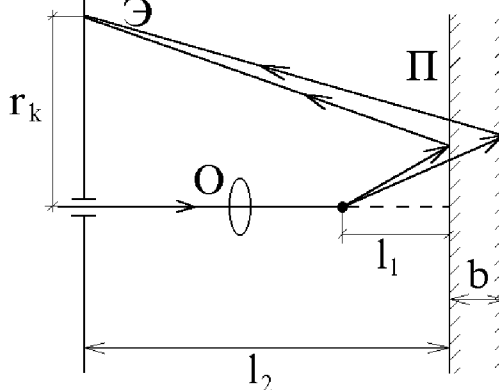


Рис.6

Когерентные световые волны, излучаемые лазером, отражаясь от передней и задней поверхностей пластины, интерферируют при наложении и дают на экране Э интерференционную картину в виде концентрических светлых и темных колец. На рис.6 показан ход лучей при отражении от пластины. Здесь r_k - радиус темного кольца на экране,

соответствующего k - му порядку интерференции, l_1 -расстояние от точки фокуса линзы до передней поверхности пластины, l_2 - расстояние между пластиной и экраном, b - толщина пластины. В условиях данного опыта r_k и $b \ll (l_1 + l_2)$. Расчет показывает, что для этого случая справедливо соотношение:

$$\frac{r_k^2}{(l_1 + l_2)} = 2n^2 - \left(\frac{\lambda_0 n}{b} \right) k$$

где k - порядок интерференции, n - показатель преломления, λ_0 - длина световой волны.

Из этой формулы видно, что r_k^2 линейно зависит от порядка интерференции. Это означает, что r_k^2 линейно зависит и от номеров колец N , наблюдаемых на экране. Поэтому, если построить график зависимости $\frac{r_k^2}{(l_1 + l_2)^2}$ от N , то тангенс угла наклона этого графика даст возможность определить коэффициент при k в предыдущем равенстве, а значит и показатель преломления n :

$$\frac{\lambda_0 n}{b} = \frac{1}{(l_1 + l_2)} \cdot \frac{\Delta(r_N^2)}{\Delta N}$$

откуда

$$n = \frac{\Delta r_N^2}{\Delta N} \cdot \frac{b}{\lambda_0 (l_1 + l_2)^2}$$

На этом основан графический метод определения показателя преломления стеклянной пластины, используемой в задании.

ПОДГОТОВКА УСТАНОВКИ.

Установить пластину Π на расстоянии $l_2 = 1250$ мм от экрана \mathcal{E} . Включить лазер (с помощью лаборанта или преподавателя). С помощью юстировочных винтов установить пластину так, чтобы отраженный от нее пучок падал в центр отверстия экрана \mathcal{E} . Установить объектив O на расстояние $l_1 = 100$ мм от пластины Π (расстояние l_1 измеряется между пластиной и плоскостью оправы объектива, с которой совмещена точка его фокуса). С помощью юстировочных винтов установить объектив так, чтобы луч лазера проходил через его центр, а луч, отраженный от его плоской поверхности, попадал в центр отверстия на экране. После этого на экране должны появиться интерференционные кольца. Их центр должен совпадать с центром отверстия на экране. В случае необходимости произвести дополнительную юстировку стеклянной пластины и объектива.

ИЗМЕРЕНИЯ.

Укрепить на экране лист бумаги с отверстием, сделанным в его центре, чтобы луч лазера мог свободно проходить сквозь отверстие в экране. Отметить на листе карандашом диаметрально противоположные точки, соответствующие пяти соседним темным интерференционным кольцам, начиная с кольца самого меньшего диаметра. После этого измерить диаметры этих колец и найти их радиусы r_N . Номера $N = 1, 2, 3$ и т.д. приписывают кольцам в порядке возрастания их радиусов (номер $N = 1$ приписывают первому темному кольцу, которое полностью видно вблизи отверстия экрана). Результаты измерений и вычислений заносятся в лабораторный журнал.

ВЫЧИСЛЕНИЯ.

1. Определить квадраты радиусов колец r_N^2 .
2. Построить график зависимости r_N^2 от номера кольца N . График должен иметь вид прямой. Масштабы нужно выбрать так, чтобы эта прямая составляла с осями угол, близкий к 45° . Размер графика должен быть не менее 15×15 см.
3. Из наклона прямой вычислить отношение r_N^2/N и в соответствии с полученной выше формулой найти показатель преломления. При подстановке числовых значений в эту формулу учесть, что длина волны света, излучаемого лазером $\lambda_0 = 632 \cdot 10^{-9}$ м, а толщину пластины узнать у преподавателя.

4. Оценить максимальный порядок интерференции, который, как следует из формулы, связывающей r_N^2 и k , определяется соотношением:

$$k_{\max} = \frac{2bn}{\lambda_0}.$$

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

В отчет требуется включить оптическую схему установки для наблюдения интерференционных колец равного наклона, а также схему хода лучей при отражении от пластины. Отчет должен содержать расчетные формулы, таблицу с результатами измерений, расчет показателя преломления и максимального порядка интерференции.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как математически описывается световая волна?
2. Как связаны интенсивность света и амплитуда световой волны?
3. Какие световые волны называются когерентными?
4. В чем заключается явление интерференции света?
5. Какому условию должна удовлетворять разность фаз световых волн, чтобы при их наложении наблюдался *max* (или *min*) интенсивности в точке наблюдения на экране?
6. Будет ли наблюдаться интерференционная картина от двух независимых источников света и почему?
7. В чем заключаются различные методы получения интерференции (зеркала Френеля, бипризма Френеля, щели Юнга)?
8. Что такое оптическая разность хода между лучами и как она связана с разностью фаз соответствующих световых волн?
9. Какому условию должна удовлетворять оптическая разность хода между лучами, чтобы при их наложении наблюдался *max* (или *min*) интенсивности в точке наблюдения на экране?
10. Как возникает интерференция света при освещении плоскопараллельной пластинки?
11. Каковы условия возникновения интерференционных максимумов и минимумов при отражении света от тонких пленок, как меняются эти условия для проходящего света?

ОТЧЕТ
по лабораторной работе **О5** по физике
«ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА»
студента группы _____
Ф.И.О. _____

Цель работы: изучить явление интерференции света, определить показатель преломления стеклянной пластины по интерференционным кольцам равного наклона.

Краткая теория

1. Какие световые волны называются когерентными?

2. Явление интерференции света

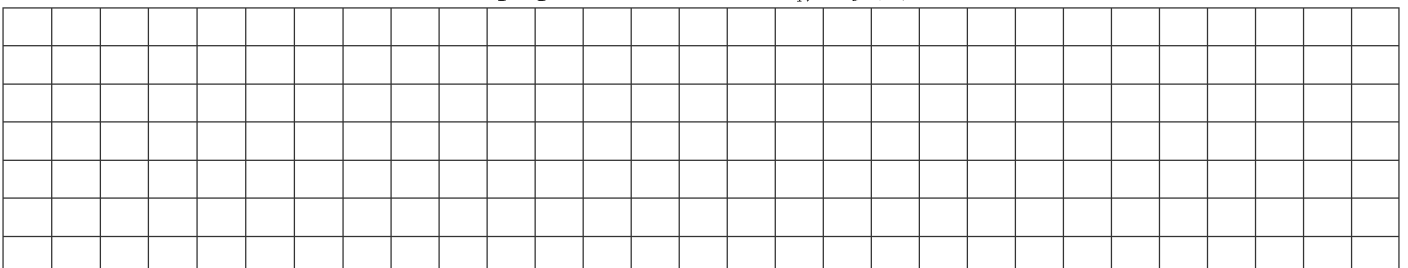
3. Что такое оптическая разность хода между лучами и как она связана с разностью фаз соответствующих световых волн?

4. Условия максимумов и минимумов интерференции, записанные через разность фаз и оптическую разность хода волн

Экспериментальная часть

N										
$r_N, \text{м}$										
$r_N^2, \text{м}^2$										
n										
k_{max}										

График зависимости $r_N^2 = f(N)$



ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИИ СВЕТА

Цель работы: изучить явления дифракции света и определить длину световой волны с помощью дифракционной решетки.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Дифракция - это явление, возникающее при распространении света в среде с резкими неоднородностями, которое заключается в огибании светом препятствий и прохождением его в область геометрической тени. Дифракция заключается в нарушении закона прямолинейного распространения света. Качественно дифракцию можно объяснить с помощью принципа Гюйгенса: любая точка в пространстве, до которой дошел фронт волны, становится точечным источником вторичных сферических волн. Огибающая этих волн дает положение волнового фронта в последующий момент времени. Важно помнить, что волновой фронт - это поверхность, и световые лучи перпендикулярны волновому фронту.

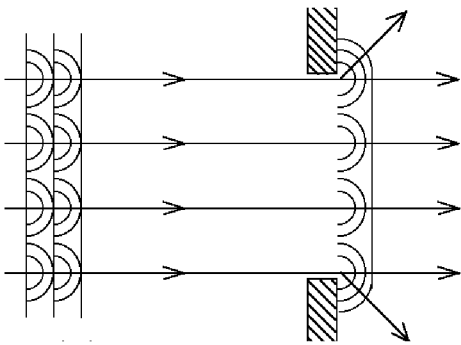


Рис.1

Пусть непрозрачный экран с отверстием освещается параллельным пучком лучей (рис.1).

Воспользовавшись принципом Гюйгенса, легко найти новое положение волнового фронта после прохождения света через отверстие и убедиться в том, что световые лучи действительно отклоняются от первоначального прямолинейного распространения. Для того, чтобы описывать явление дифракции количественно, принцип Гюйгенса был дополнен Френелем. Дополнение Френеля касается источников вторичных волн:

точечные источники вторичных сферических волн - когерентны и поэтому необходимо учитывать интерференцию этих волн при наложении (образование *max* и *min* интенсивности).

Рассмотрим дифракцию в параллельных лучах на одной щели. Пусть параллельный пучок монохроматического света падает нормально на непрозрачный экран, в котором прорезана длинная узкая щель шириной $AB=a$. Как только плоский фронт световой волны дойдет до щели, все ее точки станут точечными источниками когерентных волн и лучи от них будут распространяться во все стороны. Рассмотрим лучи, идущие под углом φ к первоначальному направлению (рис.2).

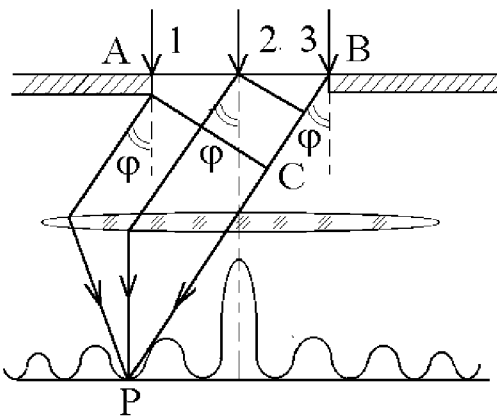


Рис.2

Если собрать их линзой на экране в точке P, можно наблюдать результат их интерференции. Оптическая разность хода между двумя крайними лучами $\Delta=BC$ равна $\Delta = a \cdot \sin \varphi$. Если угол φ таков, что Δ равно четному числу полувольт

$$\Delta = a \cdot \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, \dots)$$

тогда фронт световой волны (в пределах щели) разбивается на четное число ($2k$) плоских зон Френеля.

Плоские зоны Френеля обладают следующими свойствами: для любого луча, идущего от одной зоны, найдется соответственный луч, идущий от соседней зоны, так что разность хода между этими лучами равна $\lambda/2$ и эти лучи взаимно гасят друг друга. Поэтому все световые волны от 2 соседних зон приходят в точку наблюдения в противофазе и гасят друг друга. Поэтому условие $\Delta = a \cdot \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$ - есть условие

min интенсивности в дифракционной картине. Если же $\Delta = a \cdot \sin \varphi = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}$, то поверхность фронта волны разбивается на нечетное число $(2k+1)$ зон Френеля. Каждые две соседние зоны взаимно гасят друг друга, а действие одной из зон оказывается не компенсировано. Поэтому условие $\Delta = a \cdot \sin \varphi = \pm 2k\frac{\lambda}{2}$ является условием *max* интенсивности для дифракции от одной щели. В направлении угла $\varphi = 0$ лежит самый яркий *max* нулевого порядка, поскольку разность хода любых лучей, посылаемых щелью, в этом случае равна нулю. Поэтому лучи приходят в точку наблюдения в одной фазе, максимально усиливая друг друга.

При освещении щели монохроматическим светом на экране наблюдается дифракционная картина, состоящая из симметрично расположенных относительно центрального максимума нулевого порядка темных и светлых полос. Если щель освещается не монохроматическим светом, а белым, максимумы всех порядков, кроме нулевого, окрашены во все цвета радуги. Центральный же максимум – белый, т.к. при $\varphi = 0$ разность хода любых лучей, независимо от длины волны, равна нулю.

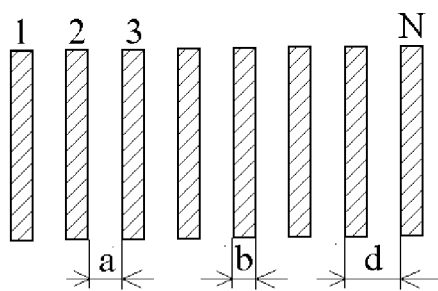


Рис.3

Для увеличения интенсивности и более четкого разделения цветов пользуются не одной щелью, а дифракционной решеткой (рис.3).

Она представляет собой ряд параллельных щелей одинаковой ширины (a), разделенных непрозрачными промежутками шириной (b). Суммарное расстояние $a+b=d$ называется периодом или постоянной дифракционной решетки.

Пусть на N -щелевую решетку падает параллельный пучок монохроматического света (рис.4).

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля все щели будут излучать вторичные когерентные волны. Расположив параллельно решетке линзу, в фокальной плоскости которой находится экран, можно наблюдать дифракционную картину. Для того, чтобы найти распределение интенсивности на экране, нужно учесть не только интерференцию волн, вышедших из каждой отдельной щели, но и интерференцию волн, пришедших в данную точку наблюдения P из соседних щелей.

Условие *min* интенсивности для одной щели $d \sin \varphi = \pm 2k\frac{\lambda}{2}$ является также условием главных *max* интенсивности и для дифракционной решетки.

Действительно, если любая щель в отдельности не посылает света в направлениях, определяемых данным условием, действие всех щелей решетки в совокупности будет аналогичным. Если разность хода между лучами, идущими от двух соседних щелей, удовлетворяет условию $d \sin \varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2}$, ($m = 0, 1, 2, \dots$), световые волны от всех щелей приходят в точку наблюдения P в одинаковых фазах, и взаимно усиливаясь, создают максимумы интенсивности дифракционной картины. Максимум, соответствующий $m = 0$, называется центральным, а максимумы при $m = 1, 2, 3, \dots$ называются *max* первого, второго, третьего порядков.

При освещении решетки не монохроматическим, а белым светом, световые полосы, соответствующие максимумам всех порядков, кроме нулевого, окрашены. С

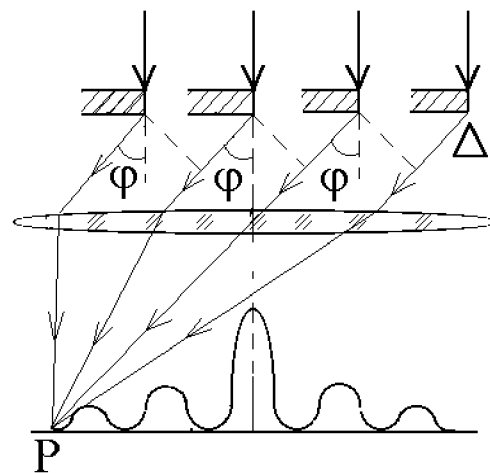


Рис.4

помощью дифракционной решетки с известным периодом d можно определить длину световой волны λ , воспользовавшись условием max для малых углов:

$$\lambda = \frac{d}{m} \sin \varphi \approx \frac{d}{m} \operatorname{tg} \varphi = \frac{dx}{my}$$

где x - расстояние от центрального максимума ($m=0$) до максимума m - порядка; y - расстояние от решетки до экрана.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка, на которой выполняется данная работа, состоит из источника света (газовый лазер), экрана с отверстием, дифракционной решетки и держателя, в котором можно укрепить либо щель с регулируемой шириной, либо проволочную нить в специальной оправе. Элементы установки располагаются на оптической скамье.

!!! Обращаем внимание на то, что попадание в глаза прямого лазерного пучка опасно для зрения. При работе с лазером его излучение можно наблюдать только после отражения от рассеивающих поверхностей.

Задание 1. Включить лазер (с помощью преподавателя). На дальнем от лазера конце оптической скамьи установит экран с отверстием так, чтобы излучение лазера проходило сквозь отверстие. Между лазером и экраном (на расстоянии $y=100$ см от экрана) установить дифракционную решетку так, чтобы ее плоскость была перпендикулярна лучу лазера. При этом на экране должна появиться дифракционная картина. Наложить на экран лист бумаги и отметить положение максимумов интенсивности. Измерив, расстояние между центральным максимумом порядка $m=0$ и соседним максимумом первого порядка ($m=1$), определить длину волны излучения лазера.

Задание 2. Установить между лазером и экраном с отверстием (на расстоянии $y=100$ см от экрана) держатель с закрепленной в оправе проволочной нитью. При этом должна возникнуть дифракционная картина. Разворотом держателя добиться, чтобы картина была симметричной относительно отверстия экрана. Наложить на экран лист бумаги, проделав отверстие в его центре для входа лазерного луча, и отметить положения дифракционных максимумов на листе. Согласно теореме Бабине, дифракционная картина от нити и от щели, ширина которой равна диаметру нити, совершенно одинаковы. Следовательно, пользуясь этой теоремой, можно определить диаметр нити, хотя она недоступна для обычных измерений с помощью микрометра или штангенциркуля. Для этого в держатель вместо оправы с нитью установить щель регулируемой ширины. Наложив на экран лист с отмеченными дифракционными максимумами и вращая микрометрический винт щели, добиться совмещения всех максимумов от щели с соответствующими максимумами от нити. При этом ширина щели, определяемая по барабану микрометрического винта, будет равна диаметру нити. Полученные результаты из 5 независимых измерений и их усредненное значение занести в отчет.

Задание 3. Убедиться в том, что при изменении ширины щели меняются расстояния между соседними дифракционными максимумами и минимумами на экране. Из опыта, а также из теории дифракции следует, что расстояние между двумя любыми соседними дифракционными максимумами Δx равно расстоянию между двумя любыми соседними дифракционными минимумами. Расстояние Δx называется шириной дифракционной полосы. Меняя ширину щели a и измеряя расстояние Δx , построить график зависимости $\Delta x = f(a)$. Для построения графика необходимо взять результаты 10 различных измерений, соответствующих разным значениям ширины

щели a . Для более точного определения Δx целесообразно измерить расстояние между несколькими максимумами картины и с учетом их количества вычислить значение Δx . Результаты измерений занести в отчет. Объяснить полученную зависимость $\Delta x = f(a)$.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

Отчет должен содержать схему установки, все основные формулы, описывающие дифракцию от щели и дифракционной решетки, а также расчетную формулу, по которой определялась длина волны излучения лазера. В отчете должны быть представлены результаты всех измерений и график зависимости $\Delta x = f(a)$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается явление дифракции света?
2. В чем заключается принцип Гюйгенса и как с его помощью можно качественно объяснить дифракцию света?
3. В чем заключается дополнение Френеля к принципу Гюйгенса?
4. В каких направлениях и почему наблюдаются *max* при дифракции от одной щели?
5. В каких направлениях и почему наблюдаются *min* при дифракции от одной щели?
6. В каком направлении наблюдается *max* нулевого порядка?
7. Чем отличается дифракционная картина от одной щели при освещении ее монохроматическим и белым светом?
8. Как устроена дифракционная решетка и что является ее периодом?
9. В каких направлениях и почему наблюдаются главные *min* при дифракции от многощелевой решетки?
10. В каких направлениях и почему наблюдаются главные *max* при дифракции от многощелевой решетки?
11. Как получить формулу для определения длины волны излучения лазера?
12. В чем заключается теорема Бабиня?
13. Какое расстояние называется шириной дифракционной полосы?
14. Как меняется ширина дифракционной полосы при уменьшении или увеличении ширины щели? Почему имеет место именно такое изменение?

ОТЧЕТ
 по лабораторной работе **О6** по физике
«ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИИ СВЕТА»
 студента группы _____
Ф.И.О.

Цель работы: изучить явления дифракции света и определить длину световой волны с помощью дифракционной решетки.

Краткая теория

5. Явление дифракции света

6. Принцип Гюйгенса - Френеля

7. Дифракция на одной щели, условие *max* и *min*

8. Дифракция на решетке, условие *max* и *min*

Экспериментальная часть

Задание 1. Дифракция на решетке

$\lambda =$

Задание 2. Теорема Бабиня

$a_1 =$ $a_2 =$ $a_3 =$ $a_4 =$ $a_5 =$ $a_{cp} =$

Задание 3. Исследование зависимости ширины дифракционной полосы от ширины щели

a , м										
Δx , м										

График зависимости $\Delta x = f(a)$

Лабораторная работа-А4

«ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ»

Цель работы: изучить работу оптического пирометра с исчезающей нитью, определить значение постоянной Стефана-Больцмана, провести проверку закона Кирхгофа и закона смещения Вина.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Тепловым излучением называется электромагнитное излучение тел, которое обусловлено хаотическим тепловым движением атомов и молекул. Поток энергии и спектральный состав теплового излучения зависит от температуры, химической природы и агрегатного состояния нагретого тела. Тепловое излучение называется равновесным, если его энергетические и спектральные параметры остаются неизменными во времени.

Для характеристики теплового излучения пользуются следующими величинами:

1. ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ \hat{O} - есть величина, равная отношению энергии излучения ко времени, за которое произошло излучение:

$$\hat{O} = \frac{\Delta W}{\Delta t} \quad [\hat{O}] = \frac{\text{Дж}}{\text{с}} = \text{Вт}$$

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СВЕТИМОСТЬ $l_{\hat{O}}$, т.е. поверхностная плотность потока излучения, испускаемого с данной поверхности, определяется по формуле:

$$l_{\hat{O}} = \frac{\Delta W}{\Delta S \Delta t} = \frac{\hat{O}}{\Delta S} \quad [l_{\hat{O}}] = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$$

Как видно, энергетическая светимость тела - это количество энергии, излучаемое единицей поверхности тела за единицу времени по всем длинам волн. Подстрочный индекс \hat{O} указывает температуру тела.

3. СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СВЕТИМОСТИ (ИСПУСКАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ) ТЕЛА $l_{\lambda \hat{O}}$ - это энергия, излучаемая за единицу времени единицей поверхности тела при температуре T в интервале длин волн от λ до $\lambda + \Delta\lambda$, отнесенная к ширине этого интервала $\Delta\lambda$:

$$l_{\lambda \hat{O}} = \frac{\Delta W}{\Delta S \Delta t \Delta \lambda} = \frac{\hat{O}}{\Delta S \Delta \lambda} \quad [l_{\lambda \hat{O}}] = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{м}}$$

Следовательно, спектральная плотность энергетической светимости есть величина, равная отношению энергетической светимости $l_{\hat{O}}$, соответствующей узкому участку спектра, к ширине этого участка $\Delta\lambda$

4. КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ (ПОГЛОЩАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ) $a_{\lambda T}$ -- это безразмерная величина, равная отношению потока излучения $a_{\lambda T}$, поглощенного данным телом при температуре T в интервале $\lambda, \lambda + \Delta\lambda$, к потоку

излучения $\hat{O}_{\lambda \hat{O}}$ упавшему на это тело: $a_{\lambda \hat{O}} = \frac{\hat{O}_{\lambda \hat{O}}}{\hat{O}_{\lambda \hat{O}}}$.

Для всех реальных тел $a_{\lambda T} < 1$. Однако можно представить себе абсолютно черное тело при любых температурах полностью поглощающее падающее на него излучение всех частот. В качестве модели абсолютно черного тела может служить малое отверстие в замкнутой полости (горлышко черной бутылки).

Для реальных тел величины спектральной плотности энергетической светимости, а также коэффициента поглощения при одинаковых условиях различны. Однако их

отношение $\frac{l_{\lambda\dot{O}}}{\dot{a}_{\lambda\dot{O}}}$ не зависит от материала тела и равно спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела $\dot{A}_{\lambda\dot{O}}$, являющейся функцией только температуры и длины волны (закон Кирхгофа в дифференциальной форме):

$$\frac{l_{\lambda\dot{O}}}{\dot{a}_{\lambda\dot{O}}} = \dot{A}_{\lambda\dot{O}}$$

Проинтегрировав обе части этого уравнения по λ в интервале от 0 до ∞ получаем закон Кирхгофа в интегральной форме для энергетической светимости:

$$\frac{l_{\dot{O}}}{\dot{a}_{\dot{O}}} = \dot{A}_{\dot{O}}, \quad \text{где } \dot{a}_{\dot{O}} \text{ -- интегральный коэффициент поглощения.}$$

Прямые измерения показывают, что спектральные плотности энергетической светимости абсолютно черного тела при разных длинах волн значительно отличаются. Спектр теплового излучения (распределение $\dot{A}_{\lambda\dot{O}}$ по длинам волн) сплошной, с хорошо выраженным экстремумом. Объяснение спектра теплового излучения в рамках классической физики невозможно.

Для объяснения законов теплового излучения Макс Планк высказал гипотезу о том, что поглощение и испускание энергии электромагнитного излучения атомами и молекулами возможно только отдельными "порциями" (квантами) энергии. Величина кванта энергии:

$$\varepsilon = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$

где h -- постоянная Планка, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, λ -- длина волны света, c -- скорость света в вакууме.

Планк на основе квантовых представлений вывел аналитическое выражение функции $\dot{A}_{\lambda\dot{O}}$. Эта функция, получившая название функции Планка, имеет следующий вид:

$$\dot{A}_{\lambda\dot{O}} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc\lambda}{k\dot{O}} - 1}},$$

где k - постоянная Больцмана, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, e -- основание натуральных логарифмов.

Интегрируя функцию Планка по всему спектру излучения, получим закон Стефана-Больцмана: энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры:

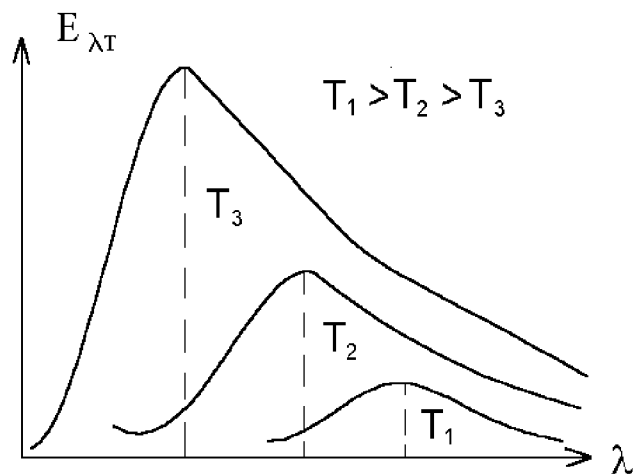
$$\dot{A}_{\dot{O}} = \int_0^{\infty} \dot{A}_{\lambda\dot{O}} \cdot d\lambda = \delta \dot{O}^4,$$

где δ -- постоянная Стефана-Больцмана, $\delta = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м²·К⁴.

Если взять производную по λ от функции Планка и приравнять ее к нулю, получим закон смещения Вина: длина волны λ_{\max} , соответствующая максимуму спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре T :

$$\lambda_{\max} = \frac{\hat{a}}{\dot{O}}, \quad \text{где } \hat{a} \text{ - постоянная величина, } \hat{a} = 2,89 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}^{-1}.$$

На рис.1 приведены графики функции Планка для различных температур. Площади, ограниченные кривыми графиков, определяют энергетическую светимость абсолютно черного тела. Абсциссы, соответствующие максимальным ординатам кривых, определяют длины волн, которым соответствует максимальная спектральная плотность энергетической светимости абсолютно черного тела.



Рассмотренные закономерности излучения абсолютно черного тела качественно справедливы и для тел, не являющихся абсолютно черными. Постоянные коэффициенты, входящие в законы теплового излучения, можно определить экспериментально.

Постоянную Стефана-Больцмана определяют из сопоставления электрической мощности, подводимой к лампе накала и энергетической светимости ее нити. Лампу включают во вторичную обмотку автотрансформатора. Электрическая энергия, подводимая ежесекундно к единице излучающей поверхности нити лампы равна:

$$W = \frac{IU}{S},$$

где I -- сила тока; U -- напряжение, под которым находится нить лампы; S -- площадь поверхности нити.

Количество энергии, излучаемое ежесекундно единицей поверхности нити лампы при температуре T в окружающую среду, можно определить с помощью закона Стефана-Больцмана:

$$A_0 = \delta \dot{\sigma}^4.$$

Приравнявая два последних выражения, получим расчетную формулу для определения постоянной Стефана-Больцмана:

$$\delta = \frac{IU}{sT^4}.$$

Эта формула является приближенной, т.к. получена из предположения, что нить лампы является абсолютно черным телом. Точная формула следующая:

$$\delta = \frac{I \cdot U}{\dot{a}_0 \cdot s \cdot T^4},$$

где \dot{a}_0 -- интегральная -- поглощательная способность материала нити лампы. Однако, определить постоянную δ из этой формулы невозможно, т.к. неизвестно значение \dot{a}_0 .

Из закона Кирхгофа в интегральной форме следует, что отношение энергетической светимости любого тела к энергетической светимости абсолютно черного тела, находящегося при той же температуре, должно быть меньше единицы. Следовательно:

$$\frac{IU}{sT^4 \delta_0} = \dot{a}_0 < 1.$$

Поправка на температуру окружающей среды мала и в расчетах не учитывается. Последнее неравенство справедливо для всех длин волн и температур. Выполнение его для исследуемой лампы при разных температурах ее нити качественно подтверждает закон излучения Кирхгофа.

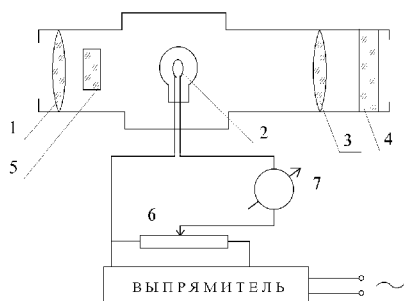
Качественная проверка закона смещения Вина выполняется следующим образом. По закону смещения Вина максимум спектральной плотности электрической светимости (испускательной способности) тела с повышением температуры перемещается в сторону более коротких волн. Поэтому отношение энергетической светимости нити лампы в синей и красной частях спектра будет возрастать с повышением температуры.

То обстоятельство, что состав излучения и количество излучаемой телом энергии сильно зависит от температуры, позволяет посредством измерения излучения раскаленного тела достаточно точно измерить его температуру. При измерении очень высоких температур, например, раскаленных тел, а также температур тел, удаленных от наблюдателя (звезд), нельзя пользоваться обычными контактными методами измерения температур (термометрами либо термопарами). В этих случаях о температуре тела можно судить только по его излучению. Совокупность методов измерения высоких температур, основанных на законах теплового излучения, называется оптической пирометрией. Приборы, которые применяются в оптической пирометрии, называются пирометрами излучения. Они бывают двух видов: радиационные и оптические. В радиационных пирометрах регистрируется интегральное тепловое излучение исследуемого нагретого тела, в оптических пирометрах -- излучение в каком-либо узком участке спектра.

В данной работе измерение температуры тела производится при помощи оптического пирометра с исчезающей нитью.

ПРИБОРЫ. УКАЗАНИЯ К РАБОТЕ.

Для проведения исследования применяются следующие приборы: оптический пирометр с исчезающей нитью ОПИР-07, лампа накаливания с вольфрамовой нитью, амперметр, вольтметр, миллиамперметр, фотоэлемент, два светофильтра. Оптическая схема пирометра изображена на рис.2.

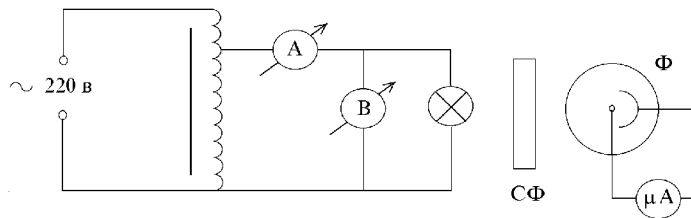


В фокусе объектива (1) пирометра находится эталонная лампа накаливания (2). Изображения исследуемого источника (раскаленный волосок лампы накаливания) и совмещенное с ним изображение нити эталонной лампы (2), рассматривается в окуляр (3).

Лампа (2) питается током через выпрямитель. Накал ее нити регулируют реостатом (6) посредством кольца, находящегося в передней части пирометра. Регулируя реостатом (6) величину тока в лампе (2), можно добиться одинаковой яркости нитей эталонного и исследуемого источников. В этом случае их температуры станут одинаковыми. При пользовании пирометром сравнение яркости происходит в ограниченной области спектра, поэтому для получения монохроматического излучения в трубу окуляра помещен красный светофильтр (4). Температуру нити отсчитывают по миллиамперметру (7), включенному последовательно с эталонной лампой (шкала прибора отградуирована непосредственно в градусах Цельсия).

При измерении температуры выше 1400 °С необходимо вводить дымчатый светофильтр (5). Так как волосок исследуемой лампы накаливания не является абсолютно черным телом, то для определения его истинной температуры необходимо вводить положительную поправку, которая определяется по графику.

Схема включения исследуемой лампы накаливания показана на рис.3.



При качественной проверке закона Вина используется фотоэлектрический метод измерения лучистого потока. Световой поток лампы падает на фотоэлемент Φ через синий или красный светофильтры $С\Phi$. В цепи фотоэлемента возникают соответствующие фототоки величина которых пропорциональна испускательной способности падающего на него света. Чувствительность данного фотоэлемента к синему и красному свету примерно одинакова, поэтому отношение этих фототоков будет такой же возрастающей функцией температуры, как и для лучеиспускательных способностей:

$$\frac{i_c(T)}{i_k(T)} = \varphi(\theta),$$

где $i_c(T)$ и $i_k(T)$ - фототоки, возбуждаемые в цепи фотоэлемента соответственно синим и красным светом при температуре T волоска исследуемой лампы.

Если построить график функции $\varphi(T)$, то получится кривая, которая возрастает с повышением температуры.

Задание 1

1. Ознакомиться с оборудованием установленном на оптической скамье.
2. Получить у преподавателя № варианта.
3. Подать на лампу напряжения питания, в соответствии с вариантом. Измерить силу тока протекающую через исследуемую лампу накаливания.
4. Переключатель диапазонов пирометра установить в положение «2» (расположен сверху). Глядя в окуляр, нажать кнопку включения пирометра (расположенную на ручке), получить сфокусированное изображение нитей (лампы накаливания и эталонной). При необходимости установить красный светофильтр (колесико на окуляре)
5. Вращая ручку реостата на корпусе пирометра (расположена справа) уравнивать яркости эталонной лампы пирометра и лампы накаливания. Отсчет температуры произвести по средней шкале барабана пирометра (учесть добавочный коэффициент «x100»).
6. Провести измерения каждому участнику звена
7. Провести аналогичные измерения (пп.3-6) для оставшихся напряжений.

Определить среднее значение температуры для каждого напряжения, по графику №1 найти температурную поправку Δt и рассчитать истинную температуру нити лампы накаливания $t_{\text{н\ddot{o}}} = \Delta t + t_{\text{н\ddot{o}}}$.

8. Рассчитать экспериментальное значение постоянной Стефана-Больцмана $\delta_{\text{экп}}$
9. Данные измерений и вычислений представить в виде таблицы.
11. Построить график зависимости температуры исследуемого тела от расходуемой в лампе мощности.

Задание 2

1. Используя результаты измерений, полученные в первом задании и табличное значение δ , вычислить значение коэффициента поглощения для различных температур исследуемой лампы.

2. Сделать вывод об экспериментальной проверке закона теплового излучения Кирхгофа.

№ п/п	U, В	I, А	Температура, t ⁰ С				t _{ср} ⁰ С	t _{ист} ⁰ С	Т, К	$\delta_{\text{экс}}$, Вт/м ² ·К	\dot{a}_0
			t ₁	t ₂	t ₃	t ₄					
1											
...											
5											

Задание 3

1. Установить перед лампой накаливания фотоэлемент с красным светофильтром, подключить микроамперметр. Подать на лампу накаливания напряжение 140В.

2. Перемещая фотоприемник добиться максимального показания микроамперметра (100 μ А).

3. Заменить красный светофильтр на синий. Измерить силу тока i_c .

4. Не изменяя положения фотоприемника, произвести аналогичные измерения токов i_c, i_k для заданных напряжений.

3. Построить график зависимости $\varphi(T)$.

Таблица №2

№ п/п	U, В	Т, К	$i_c(T)$, мкА	$i_k(T)$, мкА	$\varphi(T) = \frac{i_c(T)}{i_k(T)}$
1					
...					
5					

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

В отчет необходимо включить перечень рабочих формул с указанием обозначений и единиц измерения; таблицы с экспериментами и расчетными результатами по каждому заданию; графики зависимости мощности и отношения $\frac{i_c(T)}{i_k(T)}$ от температуры; сравнение табличного и экспериментального значений постоянной Стефана-Больцмана

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Каковы основные характеристики теплового излучения?
2. Какие законы излучения абсолютно черного тела вы знаете?
3. Что описывает формула Планка и как с ее помощью можно получить законы Стефана-Больцмана и Вина?
4. Как можно экспериментально определить значение постоянной Стефана-Больцмана? Как производится качественная проверка законов Кирхгофа и Вина?
5. Как устроен и как работает оптический пирометр?
6. Почему истинная температура реально излучающего источника выше по сравнению с температурой, измеренной пирометром?
7. Почему спектр теплового излучения невозможно объяснить на основании классической теории непрерывного излучения? В чем заключалась "ультрафиолетовая катастрофа"?

Методические указания к лабораторной работе А6

**«ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ
СЕЛЕКТИВНОГО (ИЗБИРАТЕЛЬНОГО)
ПОГЛОЩЕНИЯ»**

Квантовая и атомная физика

Для студентов технических специальностей

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ СЕЛЕКТИВНОГО (ИЗБИРАТЕЛЬНОГО) ПОГЛОЩЕНИЯ

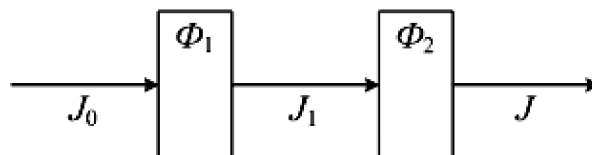
Цель работы: измерить зависимость коэффициентов пропускания от длины волны двух, отдельных взятых, фильтров и их суммы.

Краткая теория

В данной работе необходимо измерить зависимость коэффициентов пропускания от длины волны двух, отдельных взятых, фильтров и их суммы, т.е. фильтра, получающегося в результате наложения обоих фильтров.

Пусть T_1 – коэффициент первого фильтра, а T_2 – второго фильтра. Тогда согласно формуле

$$T = \frac{J}{J_0} \cdot 100\%$$



можно получить теоретически коэффициент пропускания T для суммарного фильтра.

Для каждого фильтра и их суммы можно записать:

$$T_1 = \frac{J_1}{J_0} \cdot 100\%; \quad T_2 = \frac{J}{J_1} \cdot 100\%; \quad T = \frac{J}{J_0} \cdot 100\%.$$

Отсюда получаем для коэффициента пропускания T суммарного фильтра:

$$T = \frac{T_1 \cdot T_2}{100\%}. \quad (1)$$

Таким образом, измерив коэффициенты пропускания отдельных взятых фильтров, можно теоретически рассчитать коэффициент пропускания суммарного фильтра, а затем сравнить его с измеренным экспериментально.

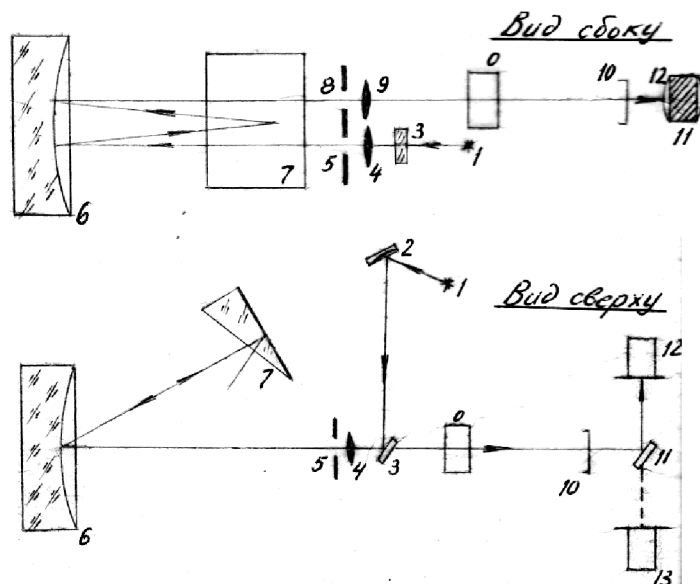
Принцип действия спектрофотометра СФ-26

Спектрофотометр СФ-26 служит для измерения коэффициента пропускания T исследуемого образца, равного отношению интенсивности потока излучения J , прошедшего через измеряемый образец, к интенсивности падающего потока излучения J_0 , и выраженного формулой:

$$T = \frac{J}{J_0} \cdot 100\%.$$

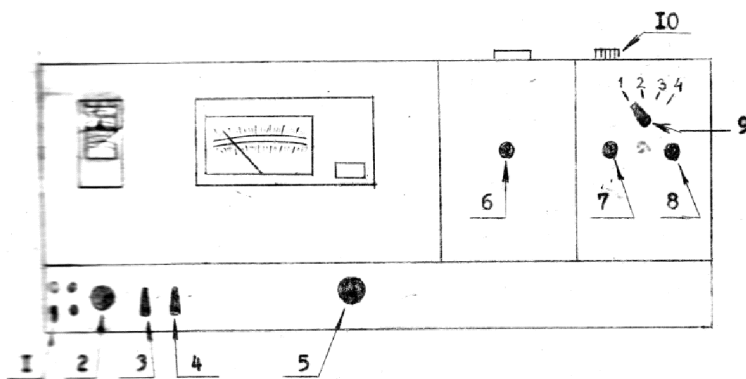
При отсутствии в потоке излучения образца, регулировкой ширины щели устанавливается 100% пропускания по шкале измерительного прибора, затем в поток излучения вводится исследуемый образец и коэффициент пропускания считывается со шкалы измерительного прибора. На рисунке приведена оптическая схема спектрофотометра. Излучение от источника 1 падает на зеркальный конденсатор 2, который направляет его на плоское поворотное зеркало 3 и дает изображение источника

излучения в плоскости линзы 4, расположенной вблизи входной щели 5. Прошедшее через входную щель излучение, падает на зеркальный объектив 6 и, отразившись, параллельным пучком направляется на призму 7. Пройдя призму под углом, близким к углу наименьшего отклонения, и отразившись от ее алюминированной грани, диспергированный пучок направляется обратно на зеркальный объектив 6 и фокусируется им на выходной щели 8, расположенной над входной щелью 5. При вращении призмы монохроматическое излучение различных длин волн проходит через выходную щель 8, линзу 9, измеряемый образец 0, линзу 10 и с помощью поворотного зеркала 11 собирается на светочувствительном слое одного из фотоэлементов 12 или 13, что вызывает появление тока в цепи фотоэлемента и соответствующее отклонение стрелки измерительного прибора.



Выполнение работы

На рисунке показана внешняя панель спектрофотометра. Тумблер 1 поставить в нижнее положение. Ручкой 2 выставить 600 нм. Ручку 3 поставить в положение 0 («компенсация»). Ручку 4 – в положение «1» («отсчет»). Ручкой 5 выставить ширину щели «0,1». Ручку 6 выдвинуть до последнего щелчка, причем не до упора, а именно до щелчка. Ручку 7 – в положение «закр». Ручку 9 – в положение «1», а ручку 10 – в положение «Ф».



Подать питание на спектрофотометр и включить его в сеть тумблером 1, при этом должны загореться лампочки «Сеть» и «Н». Проверить установку нуля измерительного прибора и в случае необходимости выставить нуль ручкой 8. В дальнейшем положение ручек 3,4,8,9 и 10 не изменять до конца работы.

ВНИМАНИЕ!!! Ручкой 6 мы последовательно вводим в световой пучок приборы фильтра. Фильтр введен правильно, если был слышан щелчок, причем, при крайних положениях можно проскочить нужное положение и дойти до упора, что неверно! При движении ручки 6 ориентироваться по рискам на ее штоке. Крайнее выдвинутое положение соответствует пустому окошку, следующее – первому фильтру, далее – суммарному, вдвинутое до последней риски – второму фильтру!

Ручкой 6 ввести пустое окошко, ручку 7 перевести в положение «откр», а ручкой 5 «щель» установить по шкале измерительного прибора 100% пропускания. Затем, последовательно вводя первый, суммарный и второй фильтры, записать соответствующие показания прибора в таблицу.

Провести аналогичные измерения для длин волн в интервале от 600 нм до 360 нм с шагом 10 нм, не забывая каждый раз устанавливать 100% по прибору для пустого окошка. Данные занести в таблицу.

Рассчитать по формуле 1 значения коэффициента пропускания суммарного фильтра и занести в таблицу.

Построить графики зависимости коэффициентов пропускания от длины волны, как измеренных экспериментально, так и рассчитанного теоретически.

№	λ , нм	T_1 , %	T , %	T_2 , %	$T_{\text{теор}}$, %
1	600				
2	590				
3	580				
...	...				
25	360				

После окончания работы спектрофотометр привести в исходное состояние.

Содержание отчета

В отчете должна содержаться таблица 1 и графики зависимости коэффициентов пропускания фильтров от длины волны.

Контрольные вопросы

1. Назначение и принцип действия спектрофотометра.
2. Коэффициент пропускания.
3. Суммарный коэффициент пропускания.

ОТЧЕТ
по лабораторная работа А6 по физике
«ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ СЕЛЕКТИВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ»

студента группы _____

Ф.И.О. _____

Цель работы: измерить зависимость коэффициентов пропускания от длины волны двух, отдельных взятых, фильтров и их суммы.

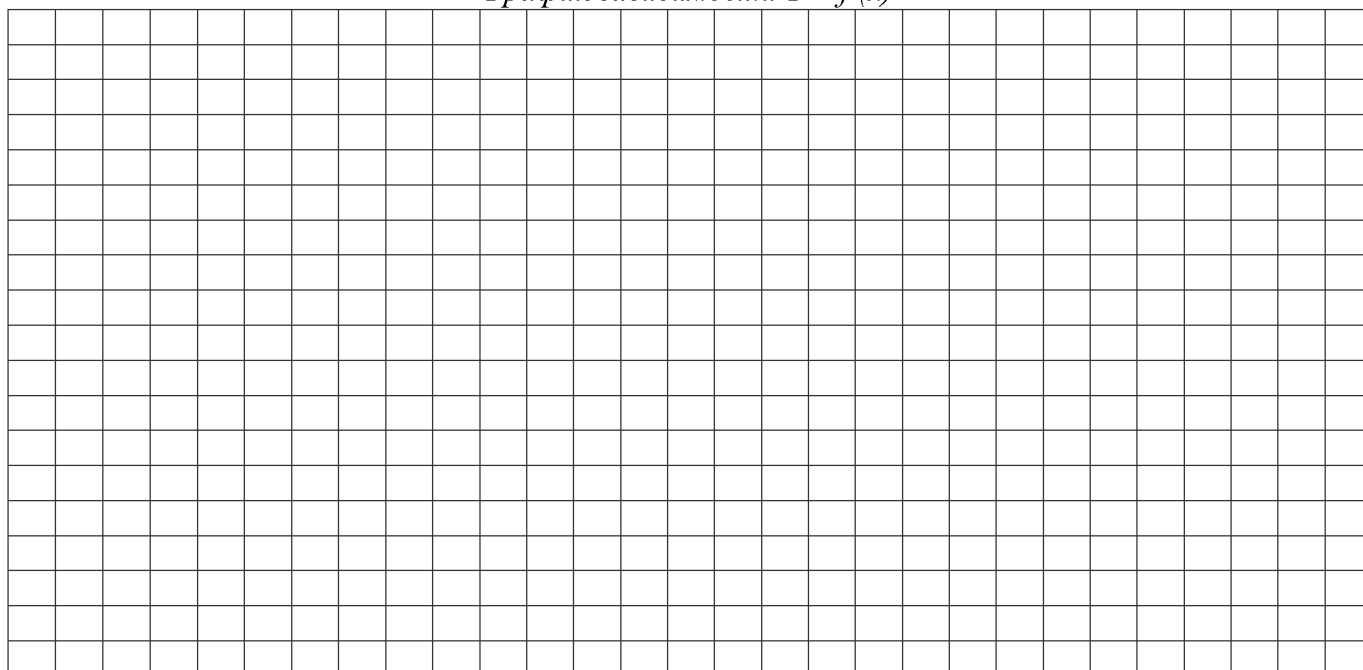
Краткая теория

10. Явление поглощения света

11. Коэффициент пропускания

Экспериментальная часть

График зависимости $T = f(\lambda)$



№	λ , нм	T_1 , %	T , %	T_2 , %	$T_{\text{теор}}$, %
1	600				
2	590				
3	580				
4	570				
5	560				
6	550				
7	540				
8	530				
9	520				
10	510				
11	500				
12	490				
13	480				
14	470				
15	460				

Вывод:

16	450				
17	440				
18	430				
19	420				
20	410				
21	400				
22	390				
23	380				
24	370				
25	360				

Лабораторная работа-А7

«ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИН ВОЛН ИСПУСКАНИЯ НЕОНОВОЙ ЛАМПЫ»

Цель работы: изучить принцип работы и провести градуировку монохроматора УМ-2, определить длину волны линии испускания неоновой лампы.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Известно, что свет излучается и поглощается отдельными порциями, квантами, причём энергия кванта определяется частотой: $\varepsilon = h \cdot \nu$. Основным уравнением квантовой механики является уравнение Шредингера, которое в случае стационарных, т.е. не зависящих от времени силовых полей частиц имеет вид:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E - U)\psi = 0$$
$$\Delta\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}$$

где Δ – оператор Лапласа, m – масса частицы, h – постоянная Планка, E – полная энергия частицы, U – потенциальная энергия частицы.

В общем случае решение стационарного уравнения Шредингера даёт определённый, дискретный, набор разрешенных для частицы значений полной энергии E , в следствие чего в спектрах поглощения и испускания могут наблюдаться дискретные линии. Этот случай соответствует свободным, т.е. не взаимодействующим между собой частицам. Если между частицами существует взаимодействие, то изменяется потенциальная энергия U частиц, в следствие чего меняется набор возможных значений полной энергии частиц E . По мере увеличения взаимодействия между частицами, вместо дискретных значений появляются уже некоторые интервалы разрешенных значений полной энергии E , которые начинают перекрываться при увеличении взаимодействия частиц. Таким образом, объясняется линейчатая, полосатая и сплошная природа спектров испускания и поглощения. Примерами могут служить: пары атомов, дающие линейчатые спектры; молекулы, дающие полосатые спектры; твердые тела, дающие сплошные спектры.

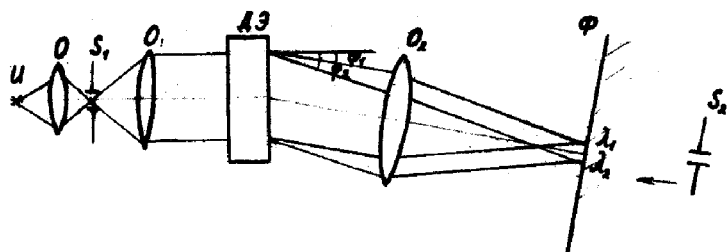
При изучении явлений испускания электромагнитного излучения и его взаимодействия с веществом играет возможность спектрального исследования излучения которую дают диспергирующие элементы, пространственно разлагая излучение, в спектр. Пучек лучей различных длин волн разделяется при прохождении диспергирующего элемента на пучки лучей соответствующих длин волн, которые далее распространяются в пространстве в разных направлениях.

Существует несколько типов спектральных приборов с пространственным разложением излучения в спектр, различающихся видом диспергирующего элемента. В качестве диспергирующего элемента используются трёхгранные преломляющие призмы, различного рода дифракционные решётки и интерферометры.

В соответствии с видом диспергирующего элемента различают призмные дифракционные и интерференционные спектральные приборы. К этому же классу спектральных приборов можно отнести и появившиеся в последнее время голографические спектрометры, где в качестве элемента используется голограмма.

Если диспергирующий элемент отклоняет параллельные пучки различных длин волн так, что они ложатся в одной общей для всех волн плоскости (называемой плоскостью дисперсии), то спектральные приборы с таким диспергирующим элементом называются приборами с одномерной дисперсией.

Спектральный прибор с одномерной дисперсией состоит из трех основных частей: входного коллиматора, который обеспечивает параллельность пучка лучей; диспергирующего элемента, который произведет пространственное разложение излучения в спектр; и камеры /спектрограф/ или выходного коллиматора /монохроматор/, в которых параллельный пучок лучей какой-либо длины волны собирается в соответствующую линию в пространстве, причём для различных длин волн эти линии будут находиться в различных местах пространства.



На рисунке приведена схема спектрального прибора с одномерной дисперсией /спектрографа/, где U - источник излучения, S_1 - щель входного коллиматора, O_1 и O_2 - объективы входного коллиматора и камеры, ДЭ - диспергирующий элемент, φ_1 и φ_2 - углы отклонения пучков с длинами волн λ_1 и λ_2 . Если вместо фотопластинки Φ поместить щель S_1 , то получится монохроматор. Вращением диспергирующего элемента или выходного коллиматора можно последовательно выводить на щель излучение той или другой длины волны.

В призмных спектральных приборах пространственное разложение в спектр осуществляется в результате дисперсии материала призмы, т.е. за счет зависимости показателя преломления материала призмы от длины волны, $n = n(\lambda)$. Поскольку угол отклонения φ параллельного пучка призмой зависит от показателя преломления, а n в свою очередь зависит от λ , то пучки разных длин волн отклоняются на разные углы, т.е. $\varphi = \varphi(\lambda)$.

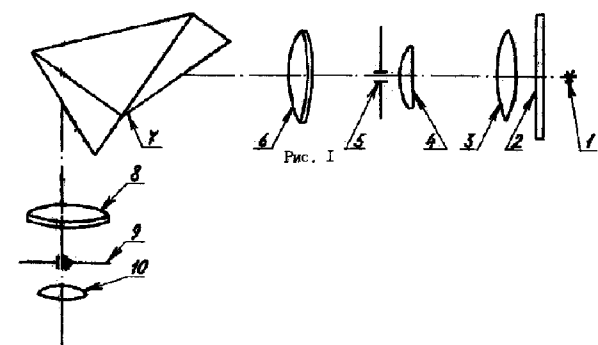
Исследование спектров может производиться четырьмя методами: визуальным, фотографическим, фотоэлектрическим, и тепловым, в зависимости от того, какой приёмник излучения применяется: глаз, фотоэмульсия, фотоэлемент или тепловой приёмник. Действие приёмников излучения основано на преобразовании поглощенной энергии электромагнитных волн в другие, виды энергии, (химическую, электрическую, тепловую, механическую и т.д.), которые могут быть измерены.

ГРАДУИРОВКА МОНОХРОМАТОРА УМ-2 И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИН ВОЛН ЛИНИИ ИСПУСКАНИЯ НЕОНОВОЙ ЛАМПЫ

Монохроматор УМ-2

На рисунке I показана оптическая схема монохроматора:

Защитное окно 2 служит для поглощения ультрафиолетовой части спектра испускания ртутной лампы. Конденсор 3 и входная линза 4 дают изображение источника излучения 1 на входную щель 5 монохроматора. Пройдя линзу 6 входного коллиматора, свет параллельным пучком падает на сложную призму



7 и предиспергировав на ней, проходит через линзу 8 выходного коллиматора, которая собирает излучение определенной длины волны на входную щель 9. Вращением призмы 7 можно выводить на выходную щель 9 или на отсчетное острие, помещённое на место

этой щели, излучение различных длин волн. Линза 10 окуляра служит для визуального наблюдения спектра излучения.

Как указывалось выше, основным уравнением квантовой механики является уравнение Шредингера. Если взаимодействием частиц можно пренебречь, то значения полной энергии частиц будут дискретны. Каждому значению энергии E будет тогда соответствовать одна или несколько волновых функций ψ . Физический смысл волновой функции - квадрат модуля волновой функции даёт плотность вероятности нахождения частицы в данном месте пространства. Если необходимо найти вероятность P нахождения частицы в объеме V , то надо проинтегрировать квадрат модуля волновой функции частицы по этому объёму:

$$P = \int_V |\psi|^2 dV .$$

Энергетический уровень E считается вырожденным, если ему соответствует несколько волновых функций V , причем степень вырождения данного уровня энергии будет равна числу линейно-независимых волновых функций ψ . Если происходит испускание или поглощение света частицей, то энергия кванта света связана с изменением полной энергии частицы следующей формулой:

$$h\nu = E_i - E_k ,$$

где h – постоянная Планка, ν – частота кванта света, E_i – начальное значение полной энергии E частицы, E_k – конечное значение полной энергии E частицы.

Если E_i и E_k принадлежат дискретному набору значений полной энергии E частиц (случай невзаимодействующих между собой частиц), то и их разность будет представлять собой дискретный набор чисел, в следствии чего значения частоты ν тоже будут дискретны, т.е. получается линейчатый спектр испускания ($E_i > E_k$) или поглощения ($E_i < E_k$).

Выведение излучения той или иной длины волны на выходную щель монохроматора происходят за счет поворота диспергирующей призмы, причём деления шкалы отсчетного барабана, поворот которого приводит к повороту призмы, прямо не связаны со значениями длин волн. Поэтому для работы на приборе необходим градуировочный график, т.е. график связи деления шкалы с длинами волн. Этот график можно получить, если использовать источник, дающий линейчатый спектр с известными значениями длин волн испускания. В видимом диапазоне излучения для градуировки спектральных приборов обычно применяют ртутную лампу, излучение которой дает пары ртути в электрическом разряде. При столкновениях частиц в разрядном промежутке, атомы ртути получают дополнительную энергию, часть которой потом испускают в виде квантов света. Расстояние между атомами ртути в парах так достаточно велико, что их можно считать невзаимодействующими между собой, вследствие чего получается линейчатый спектр испускания, длины волн, линии которого определены экспериментально, приведены на рисунке 2 (отдельно, см. дальше).

Задание 1

Подать напряжение 220 В на пульт 1 (см. рис. 3) и тумблером 2 "Сеть" включить его. Включить подсветку шкал монохроматора тумблерами 3. Вращением кольца окуляра 4 получить резкое изображение отсчетного острия. Против отсчетной риски 5 шкалы отсчетного барабана установить деление 2800. Открыть затвор 6 и снять защитный колпачок с входной щели 7, затем на расстоянии 45 см. от неё установить ртутную лампу

8. Включить на пульте тумблер 9 «Лампа ДРШ» и нажать кнопку пускателя 10 на время 5 с; лампа при этом должна зажечься. На расстоянии 13 см. от лампы поместить конденсатор 11. Добиться чёткого изображения источника на выходной щели монохроматора. Вращением микрометрического винта 12 открыть входную щель; наблюдая в окуляр, установить минимально возможную яркость спектра, при которой ещё видны слабые линии испускания. Маховичком коллиматора 13 получить резкое изображение линии; при работе с другими линиями эту операцию повторять! Вращая отсчетный барабан так, чтобы при каждом отсчёте направление вращения было одинаковым, установить спектральные линии ртути (рис. 2) против отсчетного острия и записать соответствующие длины волн и деления шкалы в таблицу I:

N				
λ				

По результатам измерений построить градуировочный график монохроматора. По оси абсцисс отложить деления шкалы, а по оси ординат - длины волн.

Задание 2

Заменить ртутную лампу на неоновую. Определить деления шкалы для наиболее ярких двух красных, красно-оранжевой, желтой и зеленой линий испускания неона и по градуировочному графику найти соответствующие значения длин волн.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

Отчет должен содержать оптическую схему монохроматора, таблицу измерений и градуировочный график на миллиметровке 12 формата, а также значения длин волн пяти линий испускания атомов неона.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Природа спектров испускания и поглощения.
2. Физический смысл волновой функции.
3. Основные части спектрального прибора с одномерной дисперсией.
4. Дисперсия. Чем обусловлена дисперсия преломляющей призмы?
5. Строение атома. Постулаты Бора.

ОТЧЕТ
 по лабораторной работе А7 по физике
«ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИН ВОЛН ИСПУСКАНИЯ НЕОНОВОЙ ЛАМПЫ»
 студента группы _____

 Ф.И.О.

Цель работы: изучить принцип работы и провести градуировку монохроматора УМ-2, определить длины волн линии испускания неоновой лампы.

Краткая теория

12. Явление дисперсии света

13. Уравнение Шредингера

14. Физический смысл волновой функции

Экспериментальная часть

Результаты измерений для построения градуировочного графика монохроматора

N									
$\lambda, м$									
N									
$\lambda, м$									

График зависимости $\lambda = f(N)$

