Министерство науки и высшего образования
Российской Федерации
ФГБОУ ВО «Российский химико-технологический университет
имени Д.И. Менделеева»

Новомосковский институт (филиал)

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ

Часть 3

ВОЛНОВАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА

Новомосковск
2015

УДК 535
ББК 22.3
Л 125

Рецензент:
кандидат технических наук, доцент,
заведующий кафедрой
«Естественнонаучные и математические дисциплины»
Соболев А.В.
(НИ (филиал) ФГБОУ ВО РХТУ им. Д.И. Менделеева)

Составители: Резвов Ю.Г., Подольский В.А., Сивкова О.Д., Логачева В.М., Гукасов А.С.

Л 125 **Лабораторный практикум по физике. Часть 3. Волновая оптика. Квантовая оптика**/ ФГБОУ ВО РХТУ им. Д.И. Менделеева, Новомосковский институт (филиал), Новомосковск, 2015.- 87с.

Лабораторный практикум написан в соответствии с частью лекционного курса и тематикой лабораторных работ дисциплины «Физика» НИ РХТУ второго и третьего семестров по разделам волновой и квантовой оптики. Практикум содержит описание лабораторных работ, связанных с явлениями интерференции, дифракции и поляризации света, а также ряда лабораторных робот, подтверждающих корпускулярно-волновой дуализм света. В лабораторный практикум включены и модельные лабораторные работы практически по всем разделам, которые изложены в практикуме. Модельные (компьютерные) лабораторные работы (написаны на языке Visual Basic 6.0) разработаны доцентом Подольским с учетом замечаний и предложений преподавателей предмета «Физика»

Издание предназначено для самостоятельной подготовки студентов бакалавров НИ РХТУ к выполнению лабораторного практикума по некоторым разделам оптики.

Ил 59. Библиогр.: 6 назв.

УДК 538.9
ББК 22.3
©ФГБОУ ВО «Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Новомосковский институт (филиал), 2019

Лабораторная работа 3-1
«Определение длины световой волны с помощью колец Ньютона»

Цель работы: изучение устройства для наблюдения колец Ньютона, определение длины световой волны.

Теоретическое введение
(Это теоретическое введение общее для работ 3-1, 3-2, 3-3, 3-4)

1. Электромагнитные волны. Совокупность взаимосвязанных электрического и магнитного полей образует **электромагнитное поле.** Распространяющееся в пространстве электромагнитное поле называется **электромагнитной волной.** На рис. 1 приведена шкала электромагнитных волн с указанием характерных значений длин волн. **Свет –** это электромагнитные волны, длины волн которых лежит в пределах от 10^{-9} м до 10^{-4} м. Свет включает в себя ультрафиолетовую, видимую и инфракрасную области спектра. Длина волны λ **видимого света** заключена в пределах от 400 нм (фиолетовый цвет) до 760 нм (красный цвет). На шкале электромагнитных волн видимый свет занимает сравнительно узкий участок.

Диапазон	*Длина волны, м*
Радиоволны	$10^{-1} \div 10^{2}$
Ультра-радиоволны	$10^{-4} \div 10^{-1}$
Инфракрасное излучение	$10^{-6} \div 10^{-4}$
Видимый свет	$10^{-7} \div 10^{-6}$
Ультрафиолетовые лучи	$10^{-9} \div 10^{-7}$
Рентгеновские лучи	$10^{-11} \div 10^{-9}$
γ-лучи	$10^{-14} \div 10^{-11}$

Рис. 1

По современным представлениям *электромагнитное излучение проявляет как волновые, так и корпускулярные свойства*. К волновой оптике относят круг явлений, в которых проявляются волновые свойства (интерференция, дифракция, поляризация).

В электромагнитной волне периодически изменяются во времени и пространстве векторы напряжённости электрического поля $\vec{E}$ и магнитной индукции $\vec{B}$. **Плоская электромагнитная волна**, распространяющаяся вдоль положительного направления оси *X*, описывается **уравнениями**:

$$\boxed{\vec{E}(x,t) = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx + \alpha),\ \vec{B}(x,t) = \vec{B}_m \cos(\omega t - kx + \alpha)},$$

где $\vec{E}_m$ и $\vec{B}_m$ – амплитуды колебаний векторов напряжённости электрического поля и магнитной индукции, $\vec{E}(x,t)$ и $\vec{B}(x,t)$ – векторы напряженности электрического поля и магнитной индукции в точке с координатой *x* в

момент времени t; x – расстояние от источника волн до точки, в которой определяются векторы $\vec{E}$ и $\vec{B}$; $\boxed{\varphi = (\omega t - kx + \alpha)}$ - фаза колебаний векторов $\vec{E}$ и $\vec{B}$; α – начальная фаза колебаний; $\boxed{\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}}$ – циклическая частота волны (ν и T - частота и период колебаний векторов $\vec{E}$ и $\vec{B}$); $\boxed{k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{V}}$ – волновое число; $\boxed{\lambda = VT = V/\nu}$ - длина волны, V – скорость распространения волны.

Показатель преломления среды (коэффициент преломления) n показывает во сколько раз скорость света в данной среде меньше, чем в вакууме: $\boxed{n = c/V}$, где V – скорость света в среде, c = $3\cdot10^8$ м/с – скорость света в вакууме. При переходе света из одной среды в другую изменяются скорость V и длина световой волны λ, а частота ν и период T волны остаются прежними. Если длина волны в вакууме $\lambda_0 = cT$, то длина волны в среде $\lambda = VT;\ V = c/n \Rightarrow \lambda = cT/n = \lambda_0 / n.$ Т.о. длина волны λ в среде и длина волны λ_0 в вакууме связаны соотношением: $\boxed{\lambda = \lambda_0 / n.}$

На рис. 2 показано распределение электрического и магнитного полей вдоль направления распространения волны для некоторого момента времени. Векторы напряженности электрического поля $\vec{E}$ и магнитной индукции $\vec{B}$ **перпендикулярны** друг другу и направлению распространения волны (электромагнитные волны **поперечные**); фазы их колебаний одинаковы. На сетчатку глаза или фотоэмульсию оказывают влияние только колебания электрического поля. Поэтому вектор напряженности электрического поля $\vec{E}$ называют **световым вектором**.

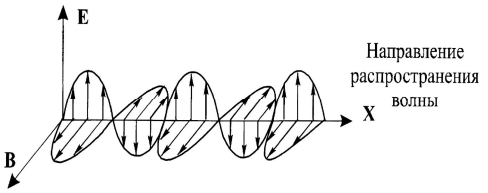


Рис. 2

Электромагнитная волна при распространении переносит энергию. Поток энергии - это энергия, переносимая волной в единицу времени через некоторую площадку. **Интенсивность** света равна среднему по времени потоку энергии световой волны, переносимому через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения света. **Интенсивность** света прямо пропорциональна квадрату амплитуды вектора напря-

женности электрического поля: $\boxed{I \sim E_m^2}$.

Электромагнитные волны испускаются атомами. Процесс излучения света атомом продолжается около $1 \cdot 10^{-8}$ с. За это время атом излучает электромагнитную волну, занимающую в пространстве расстояние, примерно равное 3 м. Такая волна называется цугом волны. Цуг распространяется в пространстве со скоростью света. Через некоторое время после излучения одного цуга волны, атом излучает следующий цуг. Цуги волн, испускаемые разными атомами, накладываются друг на друга и образуют испускаемую телом электромагнитную волну. Направления колебаний векторов $\vec{E}$ в цугах различны, поэтому в результирующей волне присутствуют колебания всевозможных направлений (перпендикулярных направлению распространения волны). Такой свет называется **естественным**.

2. Наложение волн. Интерференция света. Найдем распределение интенсивности света при наложении двух плоских световых волн одинаковой частоты. Точечные источники S_1 и S_2 (рис. 3) испускают свет по всем направлениям. Поэтому в каждой точке пространства происходит наложение двух волн. Рассмотрим наложение волн в некоторой точке P. Учтем, что волна от источника S_1 проходит до точки P путь r_1 в среде с показателем преломления n_1, а волна от S_2 – путь r_2 в среде с показателем преломления n_2. Эти волны создают в точке P электрические поля напряжённостями $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ соответственно, для которых уравнения волны принимают вид: $\vec{E}_1 = \vec{E}_{1m}\cos(\omega t - k_1 r_1 + \alpha_1)$, $\vec{E}_2 = \vec{E}_{2m}\cos(\omega t - k_2 r_2 + \alpha_2)$. Каждый из источников в точке P в отдельности создаёт интенсивности I_1 и I_2, связанные с амплитудами волн $\vec{E}_{1m}$ и $\vec{E}_{2m}$ соотношениями: $I_1 \sim E_{1m}^2$, $I_2 \sim E_{2m}^2$.

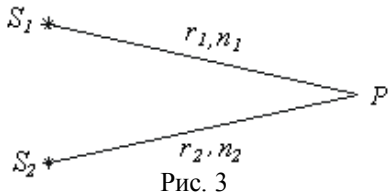


Рис. 3

Так как свет естественный, то в точке P обязательно найдутся колебания одинакового направления. При сложении колебаний одинакового направления результирующее колебание тоже гармоническое с той же частотой и с амплитудой E_m, определяемой уравнением:

$$E_m^2 = E_{1m}^2 + E_{2m}^2 + 2E_{1m}E_{2m}\cos\delta ,$$

где $\delta = \varphi_1 - \varphi_2$ – разность фаз колебаний. С учетом написанных уравнений

имеем:

$$\delta = \left(\omega t - k_1 r_1 + \alpha_1\right) - \left(\omega t - k_2 r_2 + \alpha_2\right) \Rightarrow \delta = k_2 r_2 - k_1 r_1 + \left(\alpha_1 - \alpha_2\right).$$

Так как интенсивность $I \sim E_m^2$, то в точке наблюдения **результирующая интенсивность** $\boxed{I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\, cos\,\delta}$.

В естественном свете начальные фазы α_1 и α_2 хаотически меняются примерно 10^8 раз за 1с. Поэтому разность начальных фаз, а, следовательно, и разность фаз δ за небольшой промежуток времени принимает всевозможные значения от 0 до 2π. Волны, для которых разность фаз колебаний не остаётся постоянной во времени, называются **некогерентными**. Глаз воспринимает усредненный поток энергии. За время наблюдения величина $\cos\delta$ принимает всевозможные значения от –1 до +1, а среднее значение $\langle\cos\delta\rangle = 0$. Учитывая, что $\langle\cos\delta\rangle = 0$, получаем, что **интенсивность света при наложении некогерентных волн**: $\boxed{I = I_1 + I_2,}$ т.е. равна сумме интенсивностей каждой из волн в отдельности. Именно такая ситуация возникает, например, при освещении стола двумя лампами.

Свет одинаковой частоты (или длины волны) воспринимается глазом как свет одного цвета, и называется **монохроматическим**. Волны с одинаковой частотой и постоянной разностью фаз называются **когерентными.** Явление **интерференции света** состоит в том, что при наложении когерентных световых волн происходит перераспределение энергии волн. В результате этого в одних местах пространства возникают максимумы, в других – минимумы интенсивности.

В случае наложения когерентных волн разность фаз δ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение. Следовательно, в области наложения волн будет существовать постоянное по времени распределение интенсивности I. Если в каких-либо точках пространства разность фаз удовлетворяет условию $\boxed{\delta = \pm 2\pi m}$, где $m = 0,1,2,\ldots$, то в этих точках $\cos\delta = 1$ и интенсивность имеет **максимальное** значение: $I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$. В этом случае световые волны приходят в одинаковой фазе (векторы $\vec{E}_{m1}$ и $\vec{E}_{m2}$ параллельны) и максимально усиливают друг друга (рис. 4). В частности, когда интенсивности волн одинаковы: $I_1 = I_2 = I_0$, $I_{\max} = 4I_0$.

Если разность фаз $\boxed{\delta = \pm\pi(2m+1)}$, где $m = 0,1,2,\ldots$, то в этих точках $\cos\delta = -1$ и интенсивность имеет **минимальное** значение

$I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$. Световые волны приходят в противофазе и максимально ослабляют друг друга (векторы $\vec{E}_{m1}$ и $\vec{E}_{m2}$ противоположны друг другу; рис.5). В случае равенства интенсивностей световых волн ($I_1 = I_2 = I_0$) $I_{\min} = 0$. В остальных точках пространства интенсивность света принимает промежуточное значение: $I_{\min} < I < I_{\max}$. Таким образом:

условие максимума интенсивности для разности фаз - $\boxed{\delta = \pm 2\pi m}$;

условие минимума интенсивности для разности фаз - $\boxed{\delta = \pm\pi(2m+1)}$.

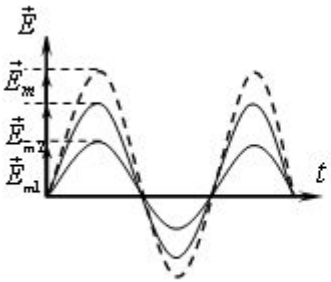


Рис. 4

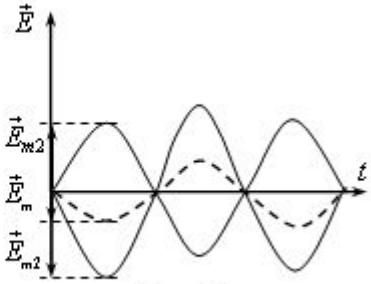


Рис. 5

В большинстве случаев **когерентные волны получают** методом разделения одной волны на две при отражении либо преломлении света. Если в точке *O* (рис. 6) луч света делится на два луча 1 и 2, то начальные фазы (α_1 и α_2) соответствующих этим лучам такие же, как и начальная фаза α падающей в точку *O* волны $(\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha)$. Поэтому при наложении лучей 1 и 2 в точке *P* разность их начальных фаз $\alpha_1 - \alpha_2 = 0$ независимо от того, какова была начальная фаза α падающей волны. Тогда разность фаз колебаний $\delta = k_2 r_2 - k_1 r_1 + (\alpha_1 - \alpha_2)$ в точке *P* будет равна $\boxed{\delta = k_2 r_2 - k_1 r_1.}$

Если волны до точки встречи распространяются в средах с показателями преломления n_1 и n_2, то их волновые числа соответственно равны:

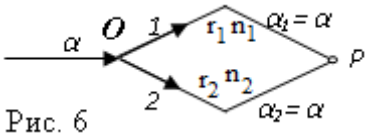


Рис. 6

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} = \frac{2\pi n_1}{\lambda_0},\ k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0}.$$

Поэтому для разности фаз получим:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0}(r_2 n_2 - r_1 n_1). \qquad (1)$$

Величина $\boxed{L = rn}$ называется **оптической длиной пути,** а величина

$$\boxed{\Delta = L_2 - L_1 = r_2 n_2 - r_1 n_1} \qquad (2)$$

называется **оптической разностью хода.** Подставляя (2) в (1), получим **связь разности фаз δ с оптической разностью хода Δ:**

$$\boxed{\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta} \qquad (3)$$

Здесь λ_0 - длина волны в вакууме.

Как было показано выше, если разность фаз удовлетворяет условию $\delta = \pm 2\pi m$, то интенсивность имеет максимальное значение. Если разность фаз $\delta = \pm\pi(2m+1)$, то интенсивность минимальна. Подставляя эти значения δ в (3), получим **условия наблюдения интерференционных максимумов и минимумов для оптической разности хода:**

условие максимума $\boxed{\Delta = \pm m\lambda_0}$, $m = 0,1,2,\ldots$, (4)

- максимум интенсивности наблюдаются в тех точках пространства, где разность хода волн равна целому числу длин волн в вакууме;

условие минимума $\boxed{\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2}}$, $m = 0,1,2,\ldots$, (5)

- минимумы наблюдаются в тех точках пространства, где разность хода волн равна нечетному числу длин полуволн в вакууме.

Методика выполнения лабораторной работы

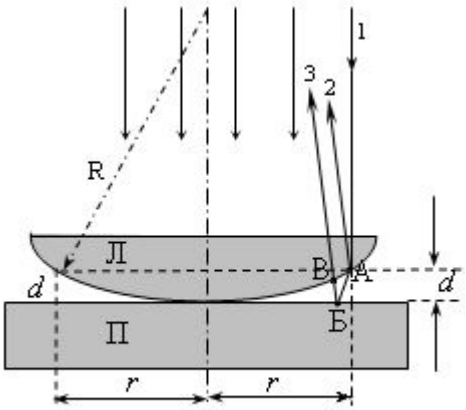


Рис. 7

Частным случаем интерференции являются кольца Ньютона. На рис. 7 схематически показан метод наблюдения колец Ньютона. Плосковыпуклая линза Л малой кривизны прижимается к плоскопараллельной пластинке П. Линзу с пластинкой освещают светом, падающим нормально к поверхности пластинки (луч 1). Воздушная прослойка, расположенная между линзой и пластинкой, представляет собой тонкую, «клинообразную» плёнку. Лучи 2 и 3, возникающие при отражении от верхней (в точке А) и нижней (в точке Б) границ этой пленки, идут практически по направлению падающего луча 1, так как угол "клина" воздушной пленки очень мал. При наблю-

дении пластинки сверху лучи 2 и 3, попадая на хрусталик глаза, интерферируют.

Если для некоторой толщины *d* воздушной прослойки выполняется условие, например, максимума интенсивности $\Delta = \pm m\lambda_0$; то это условие выполняется и по всей окружности прослойки с данной толщиной. Следовательно, будет видна светлая окружность радиуса *r*, соответствующего толщине прослойки *d* (рис. 7). Таким образом, **кольца Ньютона** – это чередующиеся светлые и темные интерференционные полосы, имеющие форму окружности.

Найдем оптическую разность хода лучей на толщине *d* воздушной прослойки. Т.к. показатель преломления воздуха n=1, то в данном случае оптическая разность хода Δ показывает на сколько путь луча 3 больше пути луча 2 (рис. 7). До точки «А» лучи 2 и3 идут вместе – в виде луча 1. В точке «А» луч 2 отражается, а луч 3 проходит расстояние (АБ)+(БВ), которое практически равно 2*d*. Далее до точки интерференции лучи 2 и 3 проходят одинаковый путь. Таким образом, длина пути луча 3 больше длины пути луча 2 на 2*d*, т.е. Δ=2*d*. Учтем, что **при отражении от оптически более плотной среды фаза колебаний изменяется на противоположную (на π), что эквивалентно изменению оптического пути на $\frac{\lambda_0}{2}$ («потеря полуволны»).** Тогда оптическая разность хода отраженных лучей для толщины воздушной прослойки *d* при их нормальном падении будет равна:

$$\boxed{\Delta = 2d - \frac{\lambda_0}{2}} \qquad (6)$$

Радиус *r* кольца Ньютона, соответствующий толщине *d*, можно найти, используя теорему Пифагора (см. рис. 7):

$$(R-d)^2 + r^2 = R^2; \quad R^2 - (R-d)^2 = r^2; \quad \text{или} \quad R^2 - R^2 + 2Rd - d^2 = r^2.$$

Т.к. $d << R$, то величиной d^2 можно пренебречь, поэтому $2Rd = r^2 \Rightarrow r = \sqrt{2dR}$. Для максимумов интенсивности формула (6) с учетом (4) принимает вид:

$$2d - \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0 \text{ или } 2d = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2}.$$

Подставив в формулу радиуса кольца $r = \sqrt{2dR}$ это выражение, получим: **радиусы светлых колец:**

$$\boxed{r_m = \sqrt{(2m+1)R\frac{\lambda_0}{2}}},\ m = 1,2,3,\ldots \qquad (7)$$

Аналогично, используя (6) и (5), найдем **радиусы темных колец:**

$$\boxed{r_m = \sqrt{mR\lambda_0}},\ m = 1,2,3,\ldots \qquad (8)$$

В этих формулах m - номер соответственно светлого или темного кольца. Номера колец отсчитываются от центра интерференционной картины. В отраженном свете в центре картины наблюдается круглое темное пятно. Измеряя радиус m-ого темного кольца, из формулы (8) можно найти длину световой волны: $\lambda_0 = \frac{r_m^{\,2}}{mR}$. Для увеличения точности определения λ_0 измеряют радиусы нескольких темных колец. Возведем в квадрат выражения для радиусов m-ого и k-ого темных колец: $r_m^2 = mR\lambda_0$ и $r_k^2 = kR\lambda_0$. Вычтем левые и правые части этих выражений: $r_m^2 - r_k^2 = (m-k)R\lambda_0$. Откуда получим **расчетную формулу** для длины волны:

$$\boxed{\lambda_0 = \frac{r_m^2 - r_k^2}{(m-k)R}}, \qquad (9)$$

где r_m и r_k – радиусы m-ого и k-ого тёмных колец Ньютона соответственно, m и k – номера колец, R – радиус кривизны линзы.

Лабораторная установка приведена на рис 8. Лучи от источника света 4 (лампы накаливания) преобразуются линзой 3 в параллельный пучок (для этого лампу помещают в фокусе линзы), затем проходят через светофильтр 2 (например, красный), который пропускает свет только одной длины волны (монохроматический). Далее световые лучи частично отражаются от полупрозрачной пластины 7 и падают на плосковыпуклую линзу 5, лежащую на плоскопараллельной пластине 6. Лучи отраженные от нижней поверхности линзы 5 и верхней поверхности пластины 6 являются когерентными и при наложении дают интерференционную картину (кольца Ньютона). Эти лучи затем проходят через полупрозрачную пластину 7 и попадают в объектив 8 микроскопа, который увели-

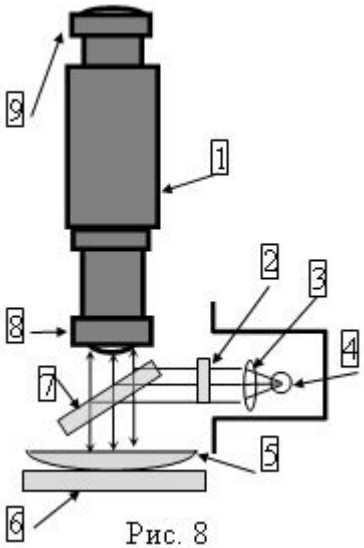


Рис. 8

чивает наблюдаемую интерференционную картину. Окуляр 9 микроскопа снабжен шкалой, с помощью которой можно измерить диаметры колец Ньютона.

Порядок выполнения лабораторной работы.

1) После того как лаборант включит и настроит установку, рассмотрите через окуляр микроскопа кольца Ньютона - концентрические окружности на красном или зеленом фоне. 2) Измерьте координаты левого и правого краев первого темного кольца Ньютона в делениях шкалы микроскопа (установка №1 рис. 9) или в делениях микрометра оптического винтового (МОВ) (установка №2 рис. 10). Запишите измеренные значения в таблицу. При работе с МОВ нужно, вращая микрометрический винт (см. рис. 10), установить подвижный визир слева на измеряемое кольцо. Отсчет координаты производится путем сложения ближайшего целого деления шкалы, стоящего слева от визирной линии (на рис. 10 – это число 2), с показаниями микрометрического винта (на рис. – 0,25 мм) в сотых долях миллиметра. Результирующий отсчет: 2+0,25=2,25 мм. 3) Аналогичным образом измерьте координаты краев второго и последующих колец Ньютона в соответствии с таблицей. 4) Запишите в таблицу номер установки (№ 1 или № 2), цену деления А шкалы микроскопа (установка № 1) или МОВ (установка № 2) и радиус кривизны линзы R. 5) Выключить установку.

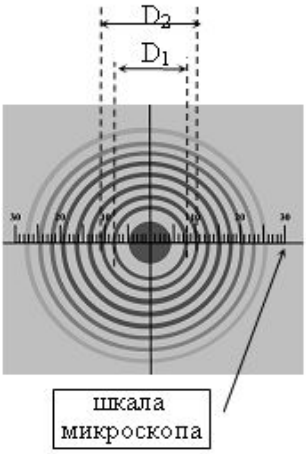


Рис. 9

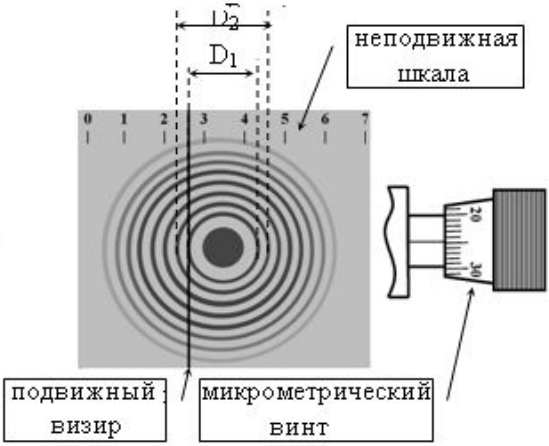


Рис. 10

Методика выполнения компьютерной модельной лабораторной работы

На рисунке 11 показано окно компьютерной модельной лабораторной работы (компьютерная работа – имитация лабораторной установки). Кнопками 1 выбирается один из трех цветов – красный, зеленый, синий.

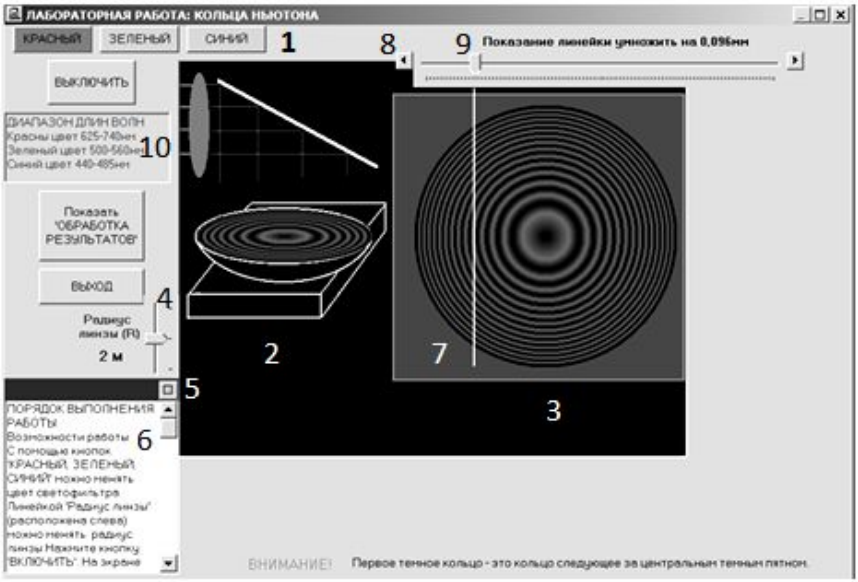


Рис. 11

При включении установки (кнопка «включить) в поле 2 изображается схема установки, а в поле 3 – кольца Ньютона. Ползунком 4 можно менять радиус линзы от 1 до 3 метров. При нажатии кнопки 5 разворачивается поле 6 с кратким описанием порядка выполнения работы. Описание в поле 6 можно также прочесть прокручиваю линейку. При нажатии кнопки ‘Показать’ «Обработка результатов» будет показано окно с описанием процесса обработки результатов измерения (аналогично описанному ниже). Измерительная нить 7 перемещается движком 8 или указателем 9. При установки мышки на указатель 9 и ее удержании нажатой над указателем будет показан отсчет по шкале линейки. Разность показаний шкалы линейки справа и слева есть диаметр кольца в единицах шкалы линейки. Над шкалой линейки указан множитель для перевода деление шкалы линейки в миллиметры. В окне 10 приведены диапазоны длин волн красного, синего и зеленого цветов.

Порядок выполнения компьютерной модельной лабораторной работы

1) Нажмите кнопку «ВКЛЮЧИТЬ» - в поле 2 будет прорисована схема установки, а в поле 3 кольца Ньютона. 2) Выберите радиус линзы с помощью линейки «Радиус линзы» (рис. 11, ползунок 4). 3) Выберите цвет светофильтра нажатием соответствующей кнопки (рис. 11, кнопки 1). 3) С помощью измерительной нити 7 (рис. 11) измерьте радиусы колец. Для

этого перемещайте указатель линейки 9. Указатель можно перемещать мышкой, установив курсор на нем и удерживая левую кнопку мышки, двигать его вправо или влево. Можно щелкнуть на линейке - указатель будет перемещаться «скачком», можно нажать на стрелки линейки 8 - указатель будет плавно перемещаться в направлении стрелки. Вместе с указателем линейки будет перемещаться измерительная нить. 4) Совместите нить с касательными к темному кольцу сначала с одной стороны, а затем с противоположной. Положение нити определите, нажав курсором на указатель линейки 9 - при этом над указателем появится число делений линейки. Разность положений нити равно диаметру кольца. 5) По полученным данным рассчитайте длину волны - см. **обработка результатов измерений**, которая приведена ниже либо читайте описание в окне 'Показать' «Обработка результатов». 6) Полученные результаты длины волны сравните с диапазоном длин вол указанных в окне 10. Таблица

Установка №			Цена деления $A =$		Радиус кривизны линзы $R =$		
Номер кольца	Отсчет в делениях шкалы микроскопа		Диаметр кольца в делениях	r дел.	r 10^{-3} м	λ нм	$\Delta\lambda$ нм
	слева	справа					
1							
2							
3							
4							
5							
Окончательный результат: $\lambda = ($ $\pm$ $)$нм, $\varepsilon =$ %					Сред. знач.		

Обработка результатов измерений

1) Найдите диаметры D колец Ньютона в делениях шкалы. Для **установки № 1** диаметр равен сумме отсчетов слева и справа. Для **установки № 2** и компьютерного варианта работы диаметр равен разности отсчетов справа и слева. 2) Определите радиусы r колец в делениях шкалы: $r = \frac{D}{2}$. 3) Вычислите радиусы колец в метрах, умножив радиус r в делениях шкалы на цену деления A, выраженную в метрах 4) Рассчитайте пять значений длины световой волны по формуле $\boxed{\lambda = \frac{r_m^2 - r_k^2}{(m\text{-}k)R}}$, подставляя радиусы колец с различными номерами (например: r_5 (m=5) и r_1 (k=1), r_4 (m=4) и r_2 (k=2),) и

т.п.). 5) Найдите среднее значение длины волны $\langle\lambda\rangle$, абсолютные погрешности $\Delta\lambda = |\lambda - \langle\lambda\rangle|$, среднюю погрешность $\langle\Delta\lambda\rangle$ и относительную погрешность $\varepsilon = (\langle\Delta\lambda\rangle / \langle\lambda\rangle)100\%$.

Контрольные вопросы.

1) Что такое электромагнитная волна? Что такое свет? Видимый свет? 2) Какой вид имеет уравнение плоской электромагнитной волны? Разъясните обозначения. 3) В чем состоит поперечность световых волн? Что такое световой вектор? Интенсивность света? Как происходит излучение света веществом? Что такое цуг волны? 4) Чему равны результирующие амплитуда и интенсивность света при наложении двух волн? 5) Какие волны являются когерентными? Как их получают? 6) В чем состоит явление интерференции? Чему равна разность фаз волн в точках максимума и минимума интенсивности? 7) Что такое оптический путь и оптическая разность хода? Как связаны разность фаз и разность хода волн? 8) При каких условиях наблюдаются интерференционные максимумы и минимумы? 9) Объясните ход лучей, приводящих к образованию колец Ньютона? Чему в данном случае равна разность хода интерферирующих лучей? Почему в нее включена $\lambda/2$? Почему интерференционная картина имеет вид чередующихся светлых и темных колец? 10) Получите формулу для радиусов светлых и темных колец Ньютона. 11) Выведите расчетную формулу для длины волны. 12) Разъясните назначение элементов установки данной лабораторной работы.

Лабораторная работа 3-2

«Определение длины световой волны с помощью бипризмы Френеля»

Цель работы: получить интерференционную картину и определить длину световой волны с помощью бипризмы Френеля.

Теоретическое введение

(Предварительно необходимо изучить теоретическое введение к лабораторной работе 3-1, стр. 3-8)

В теоретическом введении к лабораторной работе 3-1 было показано, что интерференция света наблюдается при наложении когерентных волн (см. стр. 5). В большинстве случаев **когерентные волны получают** методом разделения одной волны на две при отражении либо преломлении света (рис.6 на стр. 7).

Два возможных способа наблюдения интерференции света при разделении волны на две показаны на рис.1: с помощью зеркал Френеля (а) и бипризмы Френеля (б). В схеме с ***зеркалами Френеля*** (рис. 1а) прямолинейный источник света *S* (например, узкая светящаяся щель) располагается параллельно линии пересечения зеркал (линия пересечения на рис.7а) направлена через точку *O*, перпендикулярно плоскости рисунка). Плоскость зеркал образует угол близкий к 180°. Свет, излучаемый источником, после отражения от зеркал, распространяется в виде двух когерентных волн, как бы исходящих из двух мнимых источников S_1 и S_2.

Бипризма Френеля (рис. 1б)– это сложенные основанием две призмы с малым преломляющим углом. Прямолинейный источник S располагается за серединой бипризмы, параллельно основаниям призм. В результате преломления света образуются две когерентные волны, как бы

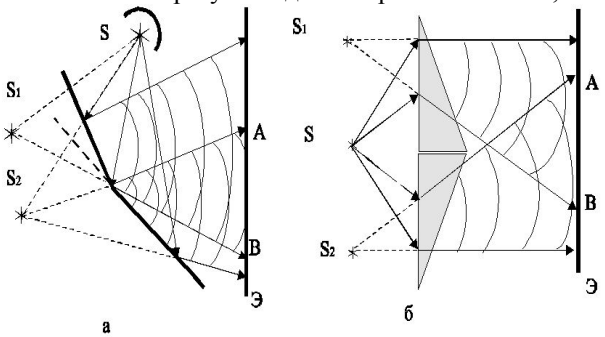


Рис.1

исходящие из мнимых источников S_1 и S_2. В обеих схемах в области наложения двух волн на экране Э, будет наблюдаться интерференционная картина (участок АВ на рис. 1).

Таким образом, в результате отражения (рис.1а) или преломления (рис.1б) света образуются две когерентные волны, как бы исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 (рис 1). В области наложения двух волн на экране Э, будет наблюдаться интерференционная картина в виде чередующихся светлых и темных полос (рис.2). Обозначим d – расстояние между источниками; ℓ– расстояние от источника до экрана Э; положение любой точки экрана характеризуют ее расстоянием x от середины экрана – точки 0, расположенной на середине расстояния d (рис.2).

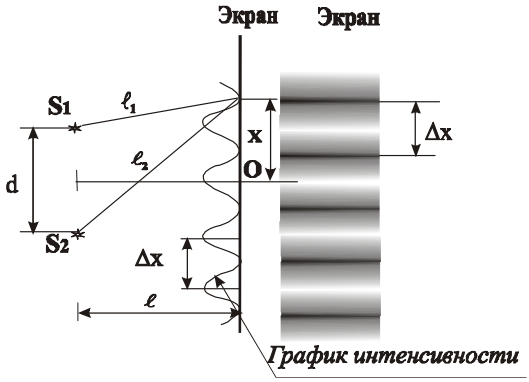


Рис. 2

Найдем оптическую разность хода лучей, идущих от источников до некоторой точки экрана с координатой x. По теореме Пифагора:

$$\ell_1^2 = \ell^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2, \quad \ell_2^2 = \ell^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2.$$

Отсюда

$$\ell_2^2 - \ell_1^2 = \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 - \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 = 2xd$$

Так как $n_1 = n_2 = 1$, то оптическая разность хода $\Delta = \ell_2 - \ell_1$. Учитывая, что $\ell_2^2 - \ell_1^2 = (\ell_2 - \ell_1)(\ell_2 + \ell_1)$, получим $\Delta(\ell_2 + \ell_1) = 2xd$. При условии $d << \ell$ можно считать $\ell_1 \cong \ell_2 \cong \ell$. Следовательно:

$$\Delta \cdot 2\ell = 2xd \; ; \; \Delta = \frac{xd}{\ell}.$$

Используя условия максимумов $\Delta = \pm m\lambda$; и минимумов $\Delta = \pm(2m+1)\lambda$ интенсивности получим, что максимумы и минимумы интенсивности наблюдаются при следующих значениях x:

максимумы интенсивности: $\boxed{x = \pm m\frac{\ell}{d}\lambda}$;

минимумы интенсивности: $\boxed{x = \pm(2m+1)\frac{\ell}{d}\frac{\lambda}{2}}$;

где m – целые числа. Величина m называется порядком интерференционного максимума или минимума. Расстояние между соседними максимумами и расстояние между соседними минимумами (это ширина интерференционной полосы Δx – рис. 2) равно:

$$\Delta x = \frac{\ell}{d}\lambda$$

Методика выполнения лабораторной работы

Из формулы $\Delta x = \frac{\ell}{d}\lambda$ (где ℓ - расстояние от *мнимого* источника до экрана, Δx – ширина интерференционной полосы (расстояние между соседними темными полосами), d – расстояние между *мнимыми* источниками) можно выразить длину волны –

$$\lambda = \Delta x \frac{d}{\ell}.$$

Расстояние между соседними полосами Δx очень маленькое (рис.3а), поэтому для увеличения точности измерений определяют расстояние Z между несколькими N полосами тогда $\Delta x = \frac{Z}{N}$. Величины ℓ и d нельзя измерить непосредственно. Для определения расстояний ℓ и d между бипризмой и экраном помещают линзу с известным фокусным расстоянием F (рис.4). Перемещая линзу вдоль оси, получают чёткое изображение мнимых источников (две ярких полосы, рис.3б). Из подобия треугольников AOB и COD (рис. 4) можно записать $\frac{d}{d'} = \frac{a}{b}$, где d' - видимое в окуляр

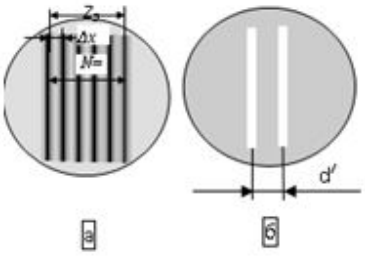


Рис. 3

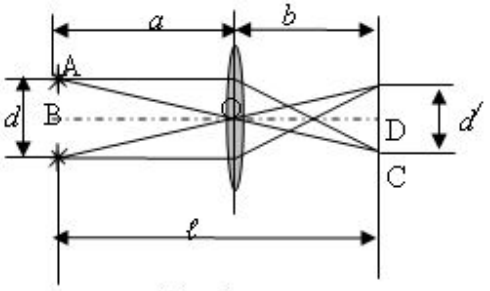


Рис.4

расстояние между мнимыми источниками которое можно измерить оптическим винтовым микрометром (МОВ), b – расстояние от линзы до экрана (до окуляра МОВ) измерим линейкой (рис.4 и рис.5). Отсюда $d = \frac{a}{b} d'$. Для определения a и ℓ воспользуемся формулой тонкой линзы: $\frac{1}{\mathrm{F}} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$ или $\frac{1}{\mathrm{F}} = \frac{a+b}{ab} = \frac{\ell}{ab}$. Выразим, $\ell = \frac{ab}{F}$ В формуле $\lambda = \Delta \mathrm{x} \frac{d}{\ell}$ произведем замену величин ($\Delta \mathrm{x} = \frac{\mathrm{Z}}{\mathrm{N}}$, $d = \frac{a}{b} d'$, $\ell = \frac{ab}{F}$) После сокращений получим выражение для длины волны в измеряемых величинах:

$$\boxed{\lambda = \frac{\mathrm{Z}}{\mathrm{N}} \times \frac{Fd'}{b^2}}$$ - ***расчетная формула.***

На рисунке 5 изображена лабораторная установка. Цифрами на ней обозначены: 1 – лампа, 2 – светофильтр, 3 – узкая щель (источник света), 4 – бипризма Френеля, 5 – линза, 6 – оптическая скамья, 7 – микрометр оптический винтовой (МОВ) 8 – микрометрический винт, 9 – окуляр МОВ.

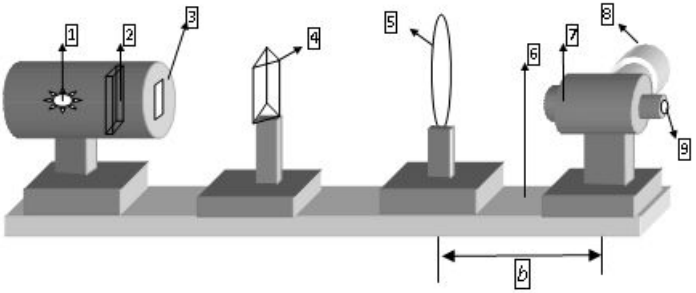


Рис. 5

Порядок выполнения лабораторной работы

Внимание! оптические приборы очень точно настроены. Поэтому установку включает и настраивает лаборант. На рис.6 изображено поле зрения микрометра оптического винтового (МОВ). Вы увидите интерференционные полосы, *подвижный крестообразный визир*, перемещающейся вместе с визиром *двойную риску и неподвижную шкалу.*1) Снимите обойму с линзой и аккуратно положите рядом. 2) внимательно рассмотрите интерференционную картину в окуляр 9, рис 5. 3) рассмотрите *крестообразный*

визир, двойную риску и неподвижную шкалу. Вращая *микрометрический винт* 8 , рис.5 переместите визир на крайнюю левую *темную* полосу (которая достаточно хорошо видна). Визир перемещается вместе с двойной риской. 4) Как производить отсчет? Наблюдая в окуляр, слева от двойной риски по неподвижной шкале определите целое значение, сотые прибавите, определив их по микрометрическому винту (цифра напротив горизонтальной риски).

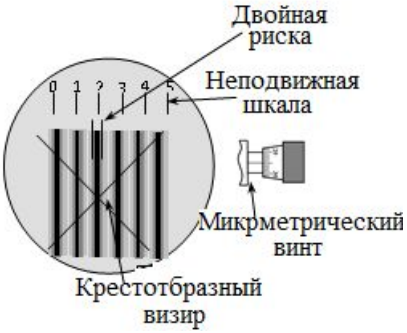


Рис. 6

5) Запишите значение нулевого отсчета в таблицу 1. 6) Наблюдая в окуляр, и вращая микрометрический винт, перекрестием отсчитайте (вправо) пять интерференционных полос. Произведите отсчет и запишите в таблицу 1. 7) Переместите перекрестие на шестую полосу, запишите отсчет в таблицу 1. 8) Аналогично произведите отсчет до полосы с номером 10. 9) Для определения расстояния между мнимыми источниками света d' вставьте обойму с линзой в штатив. Наблюдая в окуляр, вы увидите две яркие полосы (рис.3б), это мнимые изображения щели. 10) Переместите крестообразный визир на левую яркую полосу и произведите отсчет. Запишите в таблицу 2. Переместите визир на правую и также запишите отсчет в таблицу 2. 11) Разность между последними отсчетами даст значение d' - *расстояние между мнимыми источниками света.*

Таблица 1		$F =$		$, b =$			
Номер темной полосы	k=0	m=5	m=6	m=7	m=8	m=9	m=10
Отсчет по шкалам МОВ, мм							
Z= m - k		Z_5	Z_6	Z_7	Z_8	Z_9	Z_{10}
$\Delta x = Z/N$							
$\Delta x_{ср}$							
ОТВЕТ: $\lambda, нм$							

12) Запишите в таблицу 1 фокусное расстояние линзы *F* и измерьте линейкой расстояние *b* от линзы до микрометра (рис. 5).

Обработка результатов измерений

1) Рассчитать Z_5 – расстояния между пятью полосами (из отсчета сделанного для пятой полосы вычесть отсчет для полосы принятой за нулевую). Аналогично для остальных полос и записать в таблицу 1. 2) Для расчета ширины интерференционной полосы - $\Delta x = Z_5/5$ надо – расстояния между пятью полосами разделить на пять. И так далее $\Delta x = Z_6/6$. 3) Рассчитать среднеарифметическое значение $\Delta x_{ср.}$ 15)
По расчетной формуле

$$\lambda = \frac{Z}{m-k} \times \frac{Fd'}{b^2}$$

определите длину волны, переведите в нанометры и записать ответ.

Таблица 2	
Отсчет слева	Отсчет справа
Разность отсчетов	
$d', мм$ =	

Методика выполнения компьютерной модельной лабораторной работы

На рисунке 7 показано окно компьютерной модельной лабораторной работы (компьютерная работа – имитация лабораторной установки). Кнопками 1 выбирается один из трех цветов – красный, зеленый, синий. При включении установки (кнопка «включить) в поле 2 изображается схема установки, а в поле 3 – интерференционные полосы. Ползунком 4 можно менять расстояние между мнимыми источниками света 5, соответственно будет меняться расстояние между интерференционными полосами. (Изменение расстояния между мнимыми источниками света 5 соответствует изменению характеристик бипризмы. 6). При нажатии кнопки 7 разворачивается поле 8 с кратким описанием порядка выполнения работы. Описание в поле 8 можно также прочесть прокручиваю линейку. При нажатии кнопки ‘Показать’ «Обработка результатов» будет показано окно с описанием процесса обработки результатов измерения (аналогично описанному выше). Измерительный указатель 9 перемещается по шкале линейки 10 мышкой при нажатой правой кнопки. При установки мышки на указатель 9 и ее удержании нажатой над указателем будет показан отсчет по шкале линейки. В окне 11 приведены диапазоны длин волн красного, синего и зеленого цветов. При нажатии кнопки «Установить линзу» 12 (распложена внизу окна) линза 13 перемещается на оптическую скамью

14. Внизу окна работы указано фокусное расстояние линзы и множитель для делений шкалы измерительной линейки.

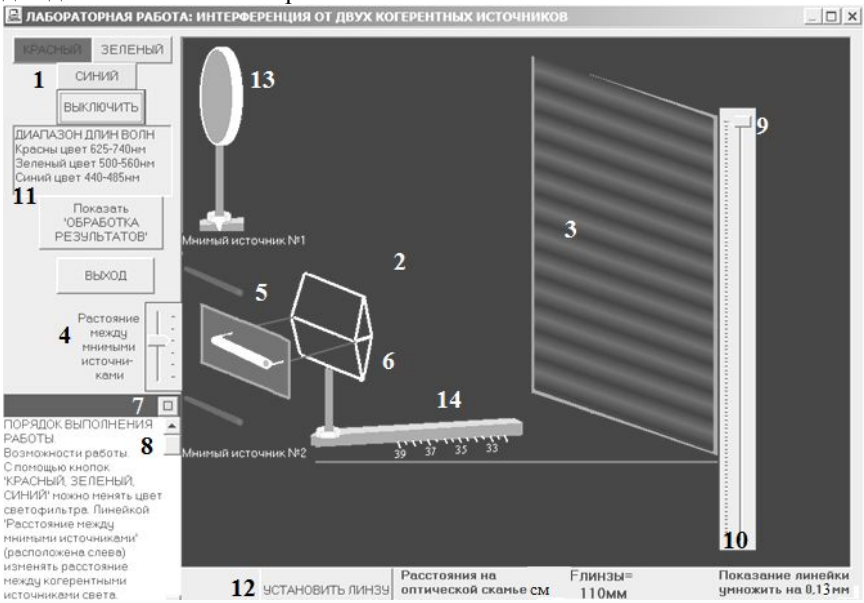


Рис. 7

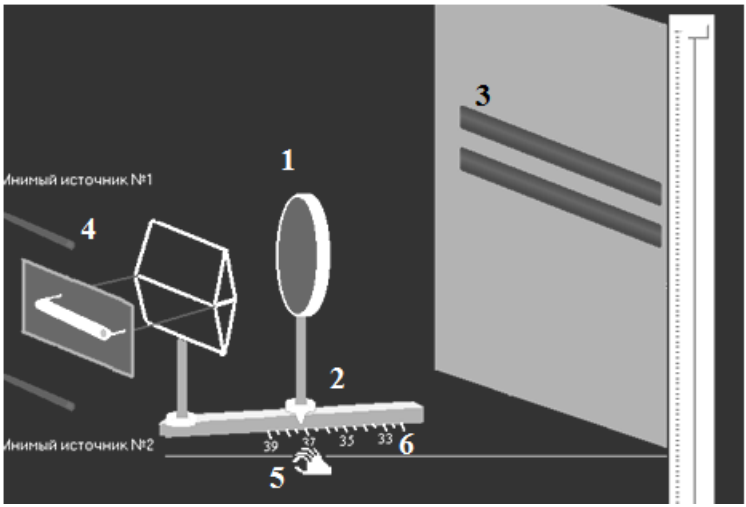


Рис. 8

На рис.8 показано окно работы с установленной линзой. Для установки линзы 1 на оптическую скамью 2 нажмите кнопку внизу окна уста-

новки с надписью «Установить линзу» (рис.7, позиция 12). При нажатии этой кнопки линза переместиться на оптическую скамью 2 как показано на рис. 8. На экране появится в виде двух полос 3 изображение мнимых источников 4. Установив мышку на иконку «руки» 5 и перемещая мышку при нажатой правой кнопке, можно перемещать линзу по оптической скамье 2. Расстояние от линзы до экрана определяется по шкале 6 изображенной внизу оптической скамьи.

Порядок выполнения компьютерной модельной лабораторной работы.

Нажмите кнопку «ВКЛЮЧИТЬ». На экране появится интерференционная картина. Поменяйте расстояние между мнимыми источниками света (рис. 7, позиция 5) движком 4 (рис.7). Поменяйте цвет волн - наблюдайте, как при этом изменяется интерференционная картина.

Измерения для расчета длины волны

1)Установите указатель линейки «Расстояние между мнимыми источниками» (движок 4 на рис. 7) в области середины.2) Выберите цвет светофильтра (нажмите соответствующую кнопку). 3) С помощью измерительного указателя линейки (рис .7, позиция 9) измерьте расстояние между 10…15 полосами. Для этого указатель линейки установите на какую-либо полосу в верхней части экрана (лучше на темную). При нажатии мышкой на указатель появится число. Запомните его в позицию k=0 в таблицу 1. Перемещая указатель вниз, отсчитайте необходимое 5 полос и запишите показания указателя в поле m=5. По полученным числовым данным рассчитайте расстояние между 5 полосами Z_5 и запишите в таблицу 1. 4) Повторите эти измерения для 6-10 полос. 5) Нажмите кнопку «Установить линзу» (рис.7, кнопка 12). Линза переместиться на оптическую скамью. Установите курсор мышки на иконке «рука», щелкните правой кнопкой мышки и удерживая кнопку перемещайте руку вдоль оптической скамьи - линза будет перемещаться влево или вправо по скамье. 6) Перемещая линзу получите резкое изображение мнимых источников на экране (рис. 8, позиция 3; толщина полос при этом должна быть минимальной). По указателю на линзе и делениям на оптической скамейке определите расстояние от линзы до экрана. 7) С помощью указателя линейки измерьте расстояние между изображениями источников. 8) По полученным данным рассчитайте длину волны, как это описано выше. При расчетах учтите множитель для показаний шкалы измерительной линейки.

Для повторных измерений нажмите кнопку «Убрать линзу» и измерения можно повторить для других параметров - длин волн и расстояний между источниками света.

Контрольные вопросы.

1).Что такое электромагнитная волна. Запишите уравнение плоской ЭМ волны. Что такое световой вектор? **2)**.Что такое свет? Как происходит излучение света веществом? **3)**. В чем состоит явление интерференции? **4)**. Чему равны результирующая амплитуда колебаний и интенсивность света при наложении двух волн? **5)**. Какие волны являются когерентными? **6)**. В чем заключается метод получения когерентных волн от одного источника света? **7)**. Что такое оптическая разность хода? Какова связь оптической разности хода интерферирующих лучей с их разностью фаз? **8)**. При каких условиях наблюдаются интерференционные максимумы и минимумы? **9)**. Выведите формулы для положения максимумов и минимумов интенсивности света при интерференции от двух точечных когерентных источников и расстояния между интерференционными полосами. **10)**. Для чего в данной работе используется бипризма Френеля? . Для чего в данной работе применяется линза? **11)**. Выведите расчетную формулу.

Лабораторная работа 3-3

«Определение концентрации раствора сахара поляриметром»

Цель работы: изучение устройства поляриметра и использование явления вращения плоскости поляризации для определения концентрации растворов.

Теоретическое введение

(Предварительно необходимо изучить теоретическое введение к лабораторной работе 3-1, стр. 3-8)

Напомним основные сведения об электромагнитных волнах (стр.3-5) необходимых для выполнения лабораторной работы 3-3. На рис. 1 показано распределение электрического и магнитного полей вдоль направления распространения волны для некоторого момента времени. Векторы напряженности электрического поля $\vec{E}$ и магнитной индукции $\vec{B}$ перпендикулярны друг другу и направлению распространения волны (электромагнитные волны поперечные); фазы их колебаний одинаковы. На сетчатку глаза или фотоэмульсию оказывает влияние практически только напряженность электрического поля. Поэтому при анализе явлений, в которых проявляются волновые свойства света, обычно интересуются только колебаниями напряженности электрического поля. По этой причине вектор $\vec{E}$ называют **световым вектором**. Электромагнитная волна при распространении переносит энергию. Поток энергии есть энергия, переносимая волной в единицу времени через некоторую площадку. Энергию электромагнитной волны характеризуют интенсивностью. Интенсивность равна среднему по времени потоку энергии через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения света. **Интенсивность I пропорциональна квадрату амплитуды E_m вектора напряженности электрического поля:** $I \sim E_m^2$. Электромагнитные волны испускаются атомами. Процесс излучения отдельного атома продолжается около $1 \cdot 10^{-8}$с. За это время атом излучает электромагнитную волну, которая занимает в пространстве расстояние, примерно равное 3 м. Такая волна называется цугом волны. (Очевидно, что цуг волны распространяется в

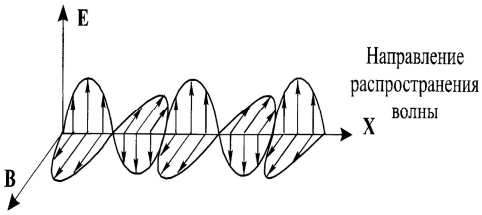


рис 1

пространстве со скоростью света). Через некоторое время после излучения одного цуга волны, атом излучает следующий цуг. Цуги волн, испускаемые разными атомами, накладываются друг на друга и образуют испускаемую телом электромагнитную волну.

Естественный и поляризованный свет

Во всех естественных источниках света (Солнце, огонь, осветительные лампы и т.п.) излучение одного атома не связано с излучением других. Это значит, что направление вектора $\vec{E}$ в одном цуге волны никак не связано с направлением вектора $\vec{E}$ в других цугах волны. Поэтому в результирующей волне колебания различных направлений представлены с равной вероятностью. Это схематически показано на рис.2, где стрелками изображен вектор $\vec{E}$. Необходимо помнить, что вектор $\vec{E}$ обязательно перпендикулярен направлению распространения волны, вектор $\vec{B}$ перпендикулярен вектору $\vec{E}$; на рис. 2 вектор $\vec{B}$ не изображен. Ориентация вектора $\vec{E}$ хаотически изменяется от точки к точке пространства и в каждой точке со временем. Такой свет называют **естественным.**

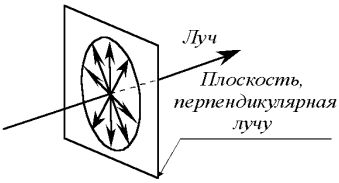


рис 2

Свет, в котором направления колебаний упорядочены каким–либо образом, называется **поляризованным**. Если колебания вектора $\vec{E}$ происходят только в одной плоскости, то свет называется **плоскополяризованным** (линейно–поляризованным, полностью поляризованным) (рис.3). Плоскость, в которой колеблется вектор $\vec{E}$ в плоскополяризованной волне, называют **плоскостью поляризации** (или плоскостью колебаний). Плоскость, в которой колеблется вектор $\vec{B}$, перпендикулярна плоскости поляризации. Если свет представляет собой «смесь» естественного света с плоскополяризованным, то такой свет называют **частично**

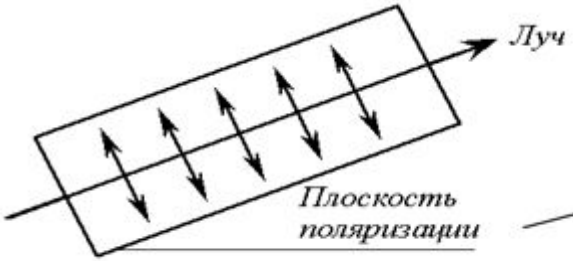


Рис. 3

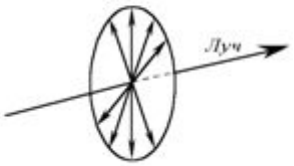


Рис. 4

поляризованным (рис. 4). Поляризация света и все явления, связанные с ней, являются следствием поперечности электромагнитной волны.

Поляризация света при отражении. Закон Брюстера

Свет, падающий на границу раздела двух прозрачных сред, испытывает отражение и преломление, причем отраженная и преломленная волны оказывается частично поляризованными. Все три луча (падающий, отраженный и преломленный), а также нормаль, восстановленная к границе

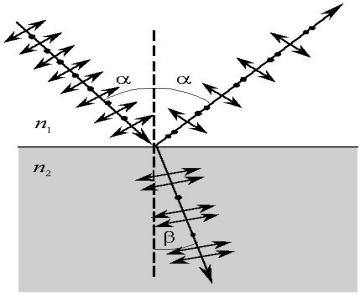


рис 5

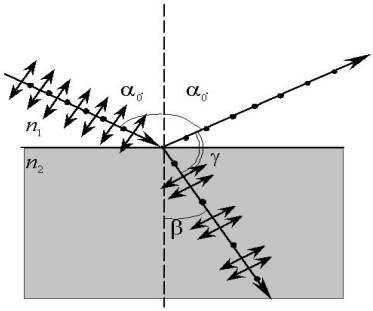


рис 6

раздела, лежат в одной плоскости, называемой плоскостью падения (рис. 5). В отраженной волне преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения (на рис. 5 это соответствует тому, что точек изображено больше чем стрелок), в преломленной волне – преобладают колебания, параллельные плоскости падения (на рис. 5 – стрелок больше, чем точек). Преломленная волна при любых углах падения частично поляризована**.** Отражённая волна при некотором угле падения α_0 оказывается плоскополяризованной (рис. 6). Угол α_0 называется **углом Брюстера.**

Закон Брюстера: тангенс угла падения α_0 при котором отраженная волна полностью поляризована, равен относительному показателю преломления

$$\boxed{\operatorname{tg}\alpha_0 = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}}.$$

Плоскость поляризации в отражённой плоскополяризованной волне перпендикулярна плоскости падения (рис. 6). При падении света под углом Брюстера отраженный и преломленный лучи перпендикулярны друг другу, т.е. угол γ на рис.6 равен 90°.

Методы получения плоскополяризованного света

Прибор, с помощью которого из естественного света можно получить плоскополяризованный, называют **поляризатором**. Из закона Брюстера следует, что для любого прозрачного вещества можно подобрать угол падения, при котором отраженный свет поляризован полностью. од-

нако пользоваться таким поляризатором очень не удобно.

При прохождении света через многие кристаллы световой луч разделяется на два луча, распространяющиеся в общем случае в разных направлениях (рис. 7). Это явление называется **двойное лучепреломление**. Образующиеся в кристалле два луча всегда плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Если один из лучей, образующихся при двойном лучепреломлении каким–либо образом убрать, то из кристалла будет выходить только плоскополяризованный луч. Наиболее распространен поляризатор, изготовляемый на основе так называемой призмы Николя (сокращённо – николь). Он представляет собой призму из исландского шпата (рис. 8), разрезанную по диагонали и склеенную специальной смолой (канадский бальзам). На прослойке из канадского бальзама один из лучей претерпевает полное внутреннее отражение и выходит за пределы призмы. Второй луч свободно проходит через прослойку и выходит из призмы.

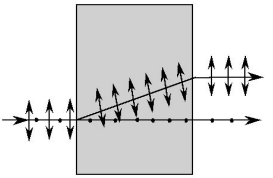


Рис. 7

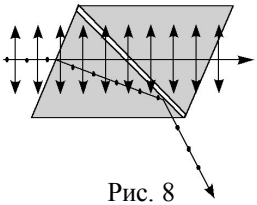


Рис. 8

Есть ряд кристаллов, сильно поглощающих свет определенной поляризации (одной из двух возможных при двойном лучепреломлении) - явление **дихроизма**. Пройдя в кристалле достаточное расстояние, свет указанной поляризации практически полностью поглощается. Поэтому из такого кристалла выходит луч другой возможной поляризации. На этом принципе основан **поляроид**. Это пластиковая пленка, в которую введено большое количество одинаково ориентированных кристалликов.

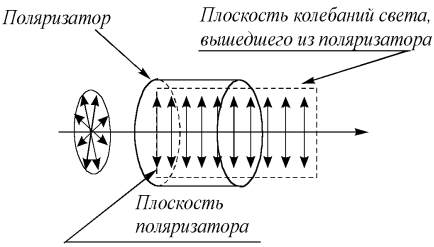


Рис.9

Прохождение естественного света через поляризатор схематично показано на рис 9. Плоскость колебаний плоскополяризованного света, распространяющегося в поляризаторе, называется плоскостью поляризатора (рис. 9). Очевидно, что через поляризатор пройдет только такой свет, у которого колебания лежат в плоскости поляризатора. Свет, вышедший из поляризатора имеет плоскость колебаний, параллельную плоскости поляризатора.

Закон Малюса

Пусть плоскополяризованный свет, интенсивность которого I_0, падает на

поляризатор. Угол между плоскостью колебаний падающего света и плоскостью поляризатора равен φ (рис. 10). Ясно, что угол между плоскостью колебаний падающего на поляризатор света и вышедшего из него, тоже равен φ. Разложим амплитуду $\vec{E}_m$ падающего на поляризатор света на две составляющие, одна из которых $\vec{E}_{\parallel}$ – параллельна плоскости поляризатора, другая $\vec{E}_{\perp}$ – перпендикулярна ей (рис. 11).

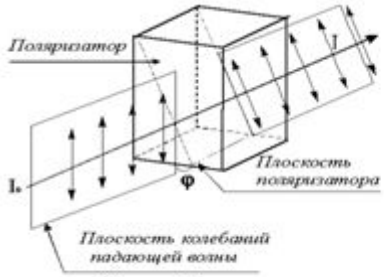


Рис. 10

Рис. 11

Из свойств поляризатора следует, что колебания с составляющей $\vec{E}_{\parallel}$ пройдут через него, колебания с составляющей $\vec{E}_{\perp}$ – нет. Интенсивность света, вышедшего из поляризатора, будет определяться величиной $E_{\parallel}$. Поскольку интенсивность пропорциональна квадрату напряженности получим: $I_0 \sim E_m^2$, $I \sim E_{\parallel}^2$. Отсюда $\frac{I}{I_0} = \frac{E_{\parallel}^2}{E_m^2}$. Из рис. 11 видно, что $E_{\parallel} = E_m \cos\varphi$. Подставив это соотношение в формулу $\frac{I}{I_0} = \frac{E_{\parallel}^2}{E_m^2}$, получим **закон Малюса**:

$$\boxed{I = I_0 \cos^2 \varphi},$$

где I_0 – интенсивность плоскополяризованного света, падающего на поляризатор; I - интенсивность плоскополяризованного света, вышедшего из поляризатора; φ – угол между плоскостью колебаний вектора $\vec{E}$ в падающем свете и плоскостью поляризатора.

Найдем интенсивность света вышедшего из поляризатора, если на него падает естественный свет, интенсивностью $I_{ест}$. В естественном свете вектор $\vec{E}$ за достаточно малый промежуток времени принимает всевозможные направления. Это значит, что угол φ принимает всевозможные значения от 0 до 2π. Интенсивность, которую мы будем наблюдать, опре-

деляется средним значением $\langle \cos^2 \varphi \rangle$. Среднее значение $\langle \cos^2 \varphi \rangle$ при изменении φ от 0 до 2π равно 1/2. Следовательно, получим: $\boxed{I = \frac{1}{2} I_{ест}}$ - интенсивность поляризованного света, вышедшего из поляризатора равна половине интенсивности естественного света падающего на него. Рассмотрим ситуацию когда естественный свет, интенсивность которого $I_{ест}$, падает на поляризатор; за первым поляризатором расположен второй поляризатор (его называют анализатор), рис. 12. Пусть угол между плоскостями первого и второго поляризатора (т.е. угол между плоскостью поляризатора и анализатора) равен φ. Необходимо найти интенсивность I света, вышедшего из анализатора. Так как интенсивность света I' после поляризатора равна $I' = \frac{1}{2} I_{ест}$, а угол между плоскостью колебаний света, падающего на анализатор и плоскостью анализатора тот же, что и между поляризатором и анализатором, т.е. равен φ, то из закона Малюса получим:

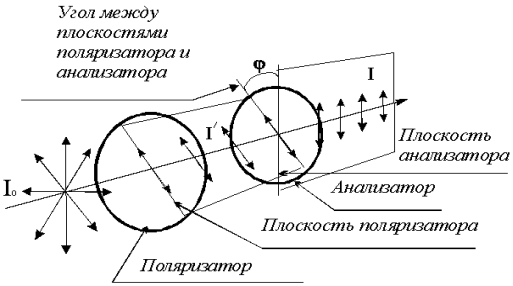


Рис. 12

$$I = I' \cos^2 \varphi \text{, т.е. } \boxed{I = \frac{1}{2} I_{ест} \cos^2 \varphi}.$$

Вращение плоскости поляризации

При прохождении плоскополяризованного света через некоторые вещества происходит вращение (поворот) плоскости колебаний светового вектора. Такие вещества называются **оптически активными**. Оптически активными веществами являются некоторые кристаллы (кварц, киноварь), жидкости (скипидар), и растворы (водные растворы сахара, глюкозы, винной кислоты и т.д.). Угол поворота плоскости колебаний пропорционален пути ℓ, проходимого лучом в веществе: $\boxed{\varphi = \alpha \ell}$. Коэффициент α называют постоянной вращения. Эта постоянная зависит от длины волны, и от природы данного вещества. **В растворах угол поворота плоскости поляризации**

$$\boxed{\varphi = [\alpha] C \ell}$$

где [α] – удельная постоянная вращения, С – концентрация вещества в рас-

творе, ℓ - длина пути, пройденного лучем в растворе.

Методика выполнения лабораторной работы

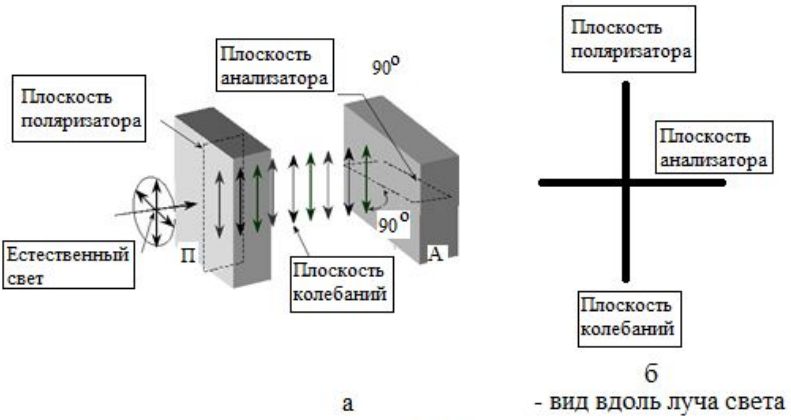


Рис. 13

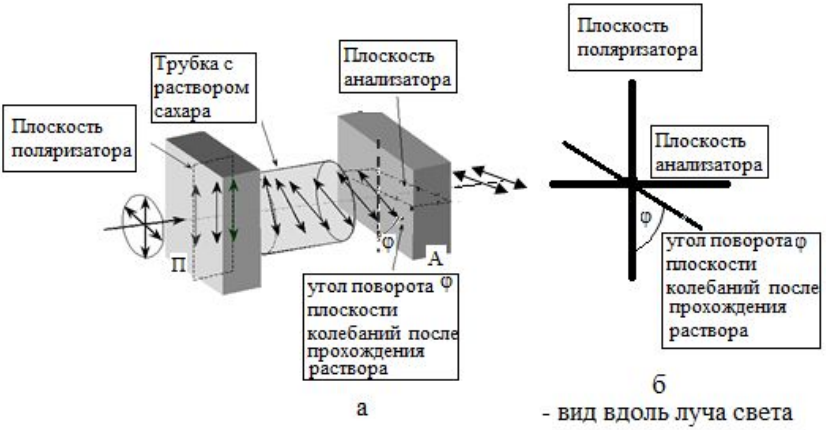


Рис. 14

Для определения концентрации сахара в его водном растворе в лабораторной работе используется явление вращения плоскости колебаний вектора $\bar{E}$ в оптически активных веществах. Угол φ поворота плоскости колебаний вектора $\bar{E}$ измеряется с помощью прибора, называемого поляриметром круговым. Основными деталями этого прибора являются поля-

ризатор (П) и анализатор (А) (рис. 13-15). Анализатор может вращаться относительно луча падающего света. На поляризатор П падает естественный свет. Из него выходит плоскополяризованный свет с колебаниями вектора Ē, параллельными плоскости поляризатора П. Если установить анализатор А так, чтобы его плоскость была перпендикулярна плоскости поляризатора П (в этом случае говорят, что поляризаторы П и А скрещены), то свет через анализатор А не проходит (рис.13). Если между скрещенными поляризатором и анализатором поместить трубку с водным раствором сахара, то , плоскость колебаний вектора Ē поворачивается на некоторый угол φ и часть света проходит через анализатор А (рис.14) .Чтобы установить поляриметр на темноту, т.е. чтобы свет не проходил через прибор (через анализатор), нужно повернуть анализатор А на такой же угол φ (рис.15).

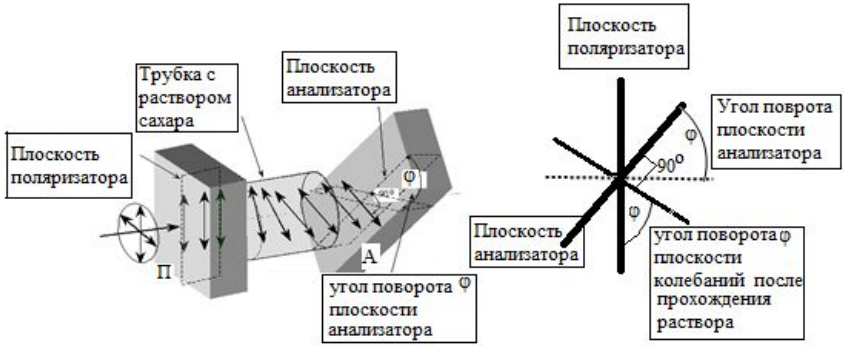


Рис. 15

Таким образом, измерив, угол поворота анализатора, можно определить угол поворота плоскости колебаний вектора Ē в растворе сахара. Углы φ и φ_x поворота плоскости колебаний вектора Ē в трубках одинаковой длины ℓ, содержащих растворы с известной С и неизвестной $C_ч$ концентрацией сахара, соответственно равны: $\varphi = \alpha C \ell$ и $\varphi_x = \alpha C_x \ell$ Отсюда получаем **расчетную формулу** для определения неизвестной концентрации C_x сахара в его водном растворе по известной концентрации С:

$$C_x = \frac{\varphi_x}{\varphi} C$$

Устройство поляриметра показано на рис.16. Цифрами обозначены: 1 – осветитель, 2 – поляризатор, 3 – цилиндр в который вкладывается

трубка с раствором, 4 – шторка, 5 – корпус в котором находится анализатор, 6 – рукоятка, с помощью которой вращается анализатор, 7 – неподвижный лимб с целыми делениями , 8 – подвижный нониус (цена делений $0{,}05^0$) 9 – зрительная труба, 10 – подвижная муфта для фокусировки изображения, 11 – окуляр. Поле зрения окуляра изображено на рис 19 Глаз человека не может точно зафиксировать установку поляриметра на темноту, но с большой точностью может зафиксировать равенство освещённости соседних полей. Поэтому вращение винта 6 прибор устанавливают на равенство освещённостей соседних полей. (*затенённостей*) всех трёх полей (рис.17 б) и при этом условии определяют угол поворота анализатора. По шкале лимба 7 отсчитывается целое число градусов, соответствующее нулевой риске нониуса 8;затем определяют деление нониуса, совпадающие с каким либо делением шкалы лимба, указывает доли градуса.

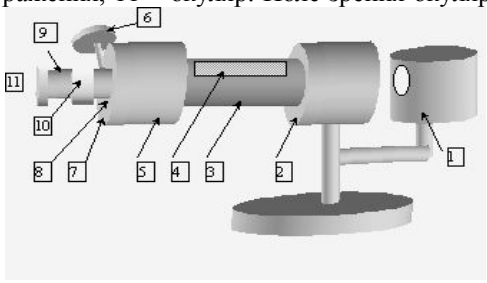
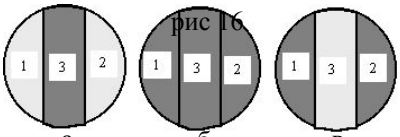


рис 16



а б в

рис17

Для выполнения лабораторной работы получите у лаборанта две трубки с раствором известной концентрации и неизвестной.

Порядок выполнения лабораторной работы

1) Включить источник света 1 (рис.16). 2) Закрыть крышку 4 поляриметра. Глядя в окуляр 11, и перемещая муфту 10 вдоль зрительной трубы 9, получить в поле зрения окуляра резкое изображение полей 1 – 3 – 2 (рис. 17) и границ между ними. 3) Определить нуль прибора. Нуль прибора может не совпадать с нулём шкалы лимба 7. Положение нуля прибора следует искать возле нуля шкалы лимба. Для определения нуля прибора нужно установить нулевую риску нониуса 8 возле шкалы нуля лимба, затем, глядя в окуляр и медленно вращая анализатор винтом 6, добиться равной затенённости полей 1 – 3 – 2 (рис.17 б). По шкалам лимба и нониуса произвести отсчёт угла φ_0, являющегося нулём прибора. Записать результат в таблицу. 4) Нарушить равенство освещенностей полей 1 – 3 – 2 и произвести изменение φ_{0i} ещё четыре раза. записать результаты в таблицу и вычислить среднее значение $\langle\varphi_0\rangle$. 5) Поместить в прибор трубку с раствором сахара, известной концентрации С. Перемешивая муфту 10 вдоль

зрительной трубы 9, получить в окуляре резкое изображение полей 1 – 3 – 2. 6) Вращая анализатор винтом 6, добиться одинаковой затенённости полей 1 – 3 – 2. Произвести отсчёт угла φ_i, соответствующего этому положению анализатора и записать в таблицу. Угол φ поворота плоскости колебаний в растворе определится разностью (или суммой): $\varphi = \varphi_i \pm \langle \varphi_0 \rangle$ Повторить измерение ещё 4 раза. 7) Поместить в прибор трубку с раствором сахара неизвестной концентрации C_x и, повторяя действия, описанные в пунктах 6 и 7, измерить 5 раз угол φ_{xi}. Угол φ_x поворота плоскости колебаний в растворе с неизвестной концентрацией C_x определится разностью: $\varphi_{\text{x}} = \varphi_{\text{xi}} \pm \langle \varphi_0 \rangle$. Результаты измерений записать в таблицу. 9)По формуле

$$C_x = \frac{\varphi_x}{\varphi} C$$

вычислить значение неизвестной концентрации C_x для каждого значения φ_x. Затем рассчитать среднеарифметическое значение $\langle C_x \rangle = \frac{C_x}{5}$ и записать в таблицу.

№	φ_{0i}	$\langle \varphi_0 \rangle$	C	φ_i	φ	φ_{xi}	φ_x	C_x	$\langle \text{C}_\text{x} \rangle$
1.									
2.									
3.									
4									
5.									

Методика выполнения компьютерной модельной лабораторной работы

На рисунке 18 показано окно компьютерной модельной лабораторной работы (компьютерная работа – имитация лабораторной установки). Внимательно ознакомьтесь с пояснительными рисунками в окне работы. На рисунках 1а, б показано как в работе изображаются плоскости поляризации анализатора и поляризатора по отношению к лучу света и направление амплитуды колебаний светового вектора. На рисунках 2 изображены анализатор и поляризатор, а на рисунке 3 – зрительное поле окуляра.

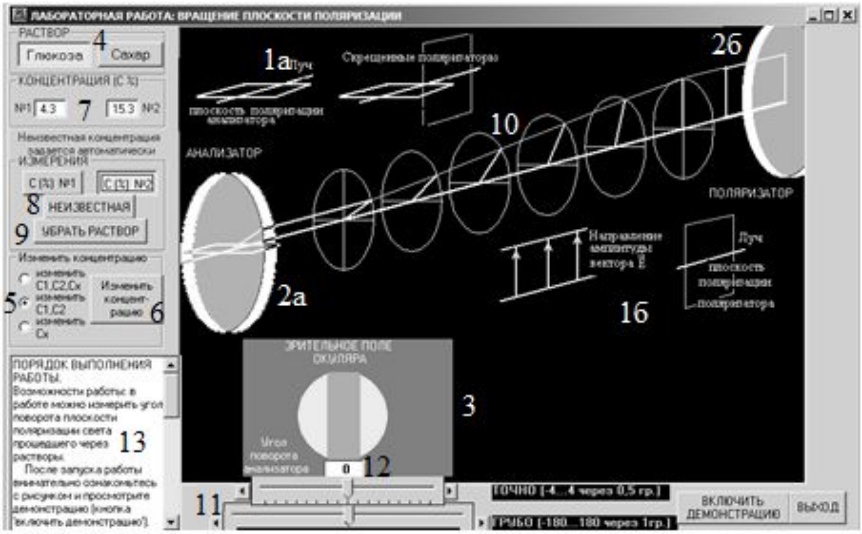


Рис. 18

В работе измеряется неизвестная концентрация двух растворов – глюкозы и сахара, которые выбираются кнопками 4. Кнопками 5 отмечаются концентрации раствором, которые меняются при нажатии кнопки 6 : C_1, C_2 – известные концентрации, их величина показана в поле 7, C_x – неизвестная концентрация. Концентрации задаются методом случайных чисел. Кнопками 5 можно выбрать какие концентрации будут меняться при нажатии кнопки 6 «изменить концентрацию». Кнопками 8 раствор соответствующей концентрации «помещается» в поляриметр. Кнопкой 9 раствор удаляется из поляриметра. При помещении раствора в поляриметр на рис. 10 условно изображается поворот плоскости поляризации света вдоль луча в виде изменения положения светового вектора. Движками 11 производится поворот плоскости анализатора (светлый прямоугольник на рис. 2а) для получения темного поля окуляра как это показано на рис.17б. Угол поворота отсчитывается в поле 12. В поле 13 приведено краткое описание работы.

Обязательно ознакомьтесь с учебной демонстрацией - кнопка «Включить демонстрацию» - будет показана анимация изменения плоскости поляризации при различных значениях концентрации раствора и поворот анализатора для получения темного поля окуляра.

Порядок выполнения компьютерной модельной лабораторной работы

В данном варианте работы необходимо измерить неизвестную концентрацию раствора по двум известным для глюкозы и для сахара. При открытии окна работы кнопка 9 показывает «раствора нет».
1)Включите кнопку 4 «глюкоза». 2)Установите кнопки 5 в положение «изменить C_1, C_2, C_x». 3) Нажмите кнопку 6 «изменить концентрацию». 4) Нажмите кнопку 9 C_1. Запишите концентрацию №1 из окна 7 в таблицу в поле C_1 пункта измерение 1. 5) Перемещая движки 11 (грубо, точно) добейтесь темного поля окуляра 3 как это показано на рис. 17б. Угол поворота показан в поле 12. Запишите полученный результат в таблицу в поле φ для концентрации C_1 пункта измерение 1. После измерения угла поворота движками 11 установите анализатор п положение «0» 6) Повторите пункты 4,5 для концентрации C_2 (кнопка 9 C_2. 7) Нажмите кнопку 8 «неизвестная» найдите угол поворота плоскости поляризации для неизвестной концентрации. Результат запишите в таблицу поле «φ_x для C_x». 8) нажмите кнопку 9 2убрать раствор». 9) Переведите переключатели 5 в положение «изменить C_1, C_2 (чтобы не менялась концентрация C_x).10) Нажмите кнопку 6 «изменить концентрацию». В окнах 7 будут показаны новые значения концентраций C_1 и C_2. Выполните для них измерения угла поворота плоскости поляризации и запишите в таблицу в поле «номер измерения для известной концентрации 2». 11) Повторите пункты 3-10 для раствора сахара. 12) По полученным результатам рассчитайте C_x по величинам C_1 и C_2 для каждого номера измерения 1 и 2 (см. формулу на стр.34, 37). Запишите результаты в таблицу и найдите среднее значение.

ГЛЮКОЗА	Номер измерения для известной концентрации	Угол поворота плоскости анализатора φ				
		Известная концентрация				Неизвестная концентрация
		C_1	φ	C_2	φ	φ_x для C_x
	1					
	2					

САХАР	Номер измерения для известной концентрации	Угол поворота плоскости анализатора φ				
		Известная концентрация				Неизвестная концентрация
		C_1	φ	C_2	φ	φ для C_x
	1					
	2					

$$C_x = \frac{\varphi_x}{\varphi} C$$

ГЛЮКОЗА	Номер измерения	C_x по измерению C_1	C_x по измерению C_2
	1		
	2		
	среднее C_x=		
САХАР		C_x по измерению C_1	C_x по измерению C_2
	1		
	2		
	среднее C_x=		

Контрольные вопросы

1).Что такое электромагнитная волна. Запишите уравнение плоской ЭМ волны. Что такое световой вектор и плоскость колебаний? **2).**Что такое свет? Как происходит излучение света веществом? Как направлен световой вектор в луче естественного света **3).** Чем отличается плоскополяризованный свет от естественного? **4).** Запишите и сформулируйте закон Брюстера. В каких приборах применяется явление, описанное законом Брюстера? **5).** Определите чему равен угол между отраженным и преломленным лучом если отраженный луч полностью поляризован. **6).** Получите закон Малюса. **7).**Как изменится интенсивность естественного света, когда он пройдет систему из поляризатора и анализатора? **8).**Какие вещества называются оптически активными? От чего зависит угол поворота плоскости колебаний вектора $\bar{E}$ в оптически активном растворе? **9).** В чем заключается метод определения концентрации раствора оптически активного вещества поляриметром? **10).** Выведите расчётную формулу.

Лабораторная работа 3-4

«Определение длины световой волны с помощью дифракционной решетки»

Цель работы: изучение явления дифракции света и определение длины световой волны с помощью дифракционной решетки.

Теоретическое введение

(Предварительно необходимо изучить теоретическое введение к лабораторной работе 3-1, стр. 3-8)

Дифракция света

Если световая волна распространяется в пространстве, в котором имеются резкие неоднородности (например, непрозрачные препятствия, отверстия в непрозрачных экранах и т.п.), то первоначальное направление распространения света и распределение интенсивности светового потока изменяется. В этой случае распространение света не может быть описано с помощью законов геометрической оптики. Явления, связанные с отступлением от законов прямолинейного распространения света – огибание волнами препятствий, проникновение их в область геометрической тени и т.п. – **называются дифракцией света**. Механизм распространения света и основные закономерности дифракции света могут быть установлены с помощью **принципа Гюйгенса–Френеля:** каждая точка фронта волны является источником вторичных волн. Т.е. лучи света от этой точки идут во всех направлениях от фронта волны (рис. 1). Вторичные волны когерентны. Интенсивность света в какой–либо точке пространства, лежащей за волновой поверхностью (точка *P* на рис. 1.), может быть рассчитана как результат интерференции всех вторичных волн. Таким образом, расчёт дифракционной картины сводится к расчету интерференции вторичных волн. Дифракция света наглядно проявляется тогда, когда размеры препятствий или отверстий соизмеримы с длиной световой волны.

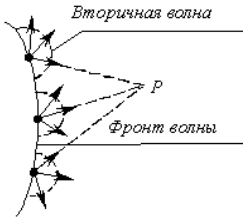


Рис. 1

Для расчета дифракционной картины может быть применен **метод «зон Френеля»**. Определим на основе этого метода амплитуду колебаний светового вектора $\vec{E}$, возбуждаемого в точке *P* сферической волной от точечного источника *S* (рис. 2а). Для этого разобьем фронт волны на кольцевые зоны (зоны Френеля) так, чтобы расстояния от краев соседних зон

до точки P отличались на $\frac{\lambda}{2}$. В таком случае оптическая разность хода волн, проходящих в точку P от двух соседних зон, равна $\frac{\lambda}{2}$, а соответствующая разность фаз равна π (см. стр. 7, рис. 5), т.е. колебания в точке P от соседних зон происходят в противофазе (рис. 2б). Пронумеруем зоны Френеля, начиная от центральной индексом i ($i = 1,2,3,\ldots$) и обозначим амплитуду колебаний, создаваемую в точке P волнами, приходящими из i–той зоной, как $E_{m,i}$. Чем дальше расположена зона Френеля от точки наблюдения (точки P), тем меньше амплитуда волны, возбуждаемая этой зоной в точке P:

$$E_{m,1} > E_{m,2} > E_{m,3} \ldots E_{m,i-1} > E_{m,i} > E_{m,i+1} > \ldots .$$

Так как колебания, создаваемые соседними зонами в точке P, совершаются в противофазе то если амплитуда колебаний, создаваемая волнами первой зоны E_{m1}, например, направлена «вверх», то E_{m2} «вниз» и т.д. (рис.2б). Поэтому амплитуда результирующего колебания $\vec{E}_m$, возбуждаемая всеми вторичными волнами в точке P, равна:

$$E_m = E_{m,1} - E_{m,2} + E_{m,3} - E_{m,4} + \ldots .$$

Так как амплитуды монотонно убывают по величине, то с большой точностью можно считать, что амплитуда $E_{m,i}$ колебаний, создаваемых в точке P i-ой зоной, численно равна полусумме амплитуд, создаваемых двумя соседними зонами, номера которых $i–1$ и $i+1$ соответственно:

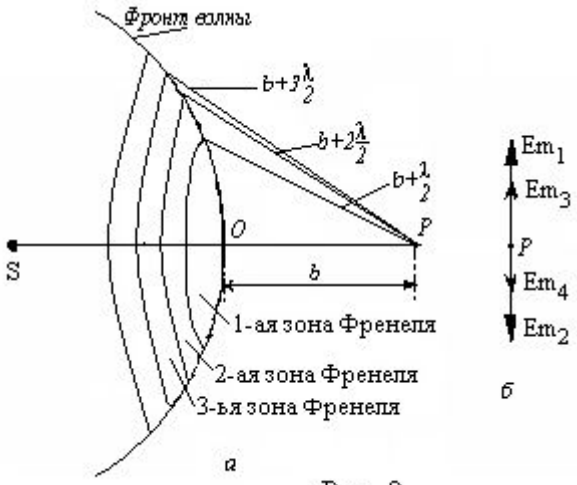


Рис. 2

$$E_{m,i} \cong \frac{1}{2}\left(E_{m,i-1} + E_{m,i+1}\right).$$

Тогда $E_m = \frac{E_{m,1}}{2} + \frac{E_{m,1}}{2} - E_{m,2} + \frac{E_{m,3}}{2} + \frac{E_{m,3}}{2} - E_{m,4} + \frac{E_{m,5}}{2} \ldots$. Перепишем это соотношение следующим образом:

$$E_m = \frac{E_{m,1}}{2} + \left(\frac{E_{m,1}}{2} - E_{m,2} + \frac{E_{m,3}}{2}\right) + \left(\frac{E_{m,3}}{2} - E_{m,4} + \frac{E_{m,5}}{2}\right) + \left(\frac{E_{m,5}}{2} - \ldots\right.$$

Рассмотрим выражение в первой скобке:

$$\frac{E_{m,1}}{2} - E_{m,2} + \frac{E_{m,3}}{2} = \frac{1}{2}\left(E_{m,1} + E_{m,3}\right) - E_{m,2} \cong E_{m,2} - E_{m,2} = 0\,.$$

Очевидно, что нулю будут равны и все остальные слагаемые в уравнении, кроме первого, поэтому

$$E_m = \frac{E_{m,1}}{2}.$$

Следовательно, в случае открытого фронта волны результирующая амплитуда в точке P равна половине амплитуды, создаваемой первой зоной Френеля. При расстоянии SP (рис. 2а) около метра, размер первой зоны порядка миллиметра (для видимого света) - т.е. фактически точка. Это соответствует принципу прямолинейности распространения света (для условий рис.2): метод зон Френеля не противоречит принципу прямолинейности распространения света. Таким образом, **метод зон Френеля** заключается в том, что фронт волны разбивается на участки (зоны Френеля) так, чтобы расстояние от краев соседних зон до точки наблюдения отличалось на $\frac{\lambda}{2}$, а затем находится результирующая амплитуда колебаний как сумма амплитуд колебаний от всех зон Френеля.

Дифракция на щели

Рассмотрим дифракцию на длинной узкой щели шириной «а», на которую нормально к непрозрачному экрану падает плоская волна (рис. 3). Каждая точка фронта волны, который к некоторому моменту времени дошел до цели, является в соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля источником вторичных когерентных волн. Лучи, указывающие направления этих волн, направлены во все стороны вперед от щели (рис. 3). Под любым одним и тем же углом φ к первоначальному направлению пойдет бесконечное множество параллельных лучей. Поместим за щелью собирающую линзу, а в фокальной плоскости – экран, параллельный плоскости щели. В каждой точке экрана (например, точка M на рис. 3) соберутся лучи света, составляющие какой–то определенный угол φ с первоначальным направлением. В разных точках экрана соберутся параллельные лучи,

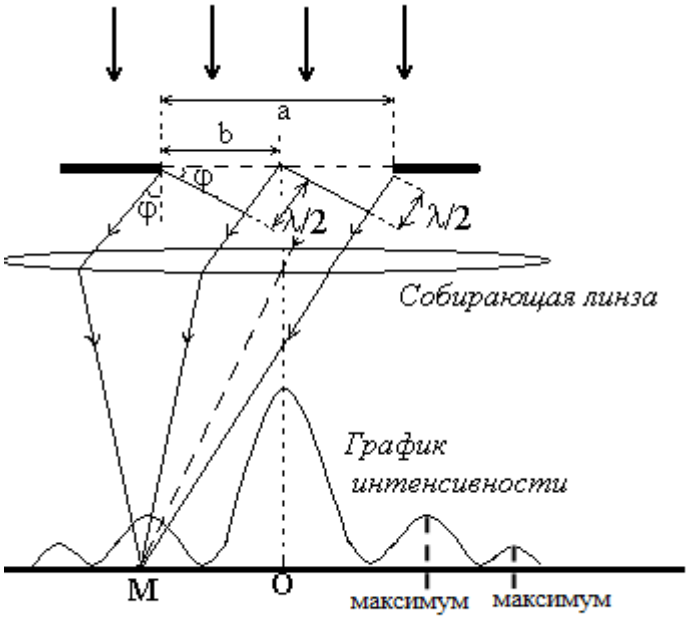


Рис. 3

идущие под разными углами φ. В результате сложения когерентных волн на экране будет наблюдаться интерференционная картина в виде чередующихся светлых и тесных полос, параллельных щели. Разобьем видимую часть фронта волны на зоны Френеля (на рис.3 их две). Видно, что ширина каждой зоны $b = \dfrac{\lambda/2}{\sin\varphi}$. Тогда число зон Френеля $N = \dfrac{a}{b} = \dfrac{a\sin\varphi}{(\lambda/2)}$. Полученное равенство можно переписать в виде $a\sin\varphi = N\dfrac{\lambda}{2}$. Если число зон нечетное, т.е. $N = 2m+1$ (m – целое), то в точке M наблюдается максимум интенсивности, т.к. колебания от одной из зон оказываются нескомпенсированными. Если число зон четное, т.е. $N = 2m$ (m – целое), то наблюдается минимум интенсивности, т.к. волны от соседних зон приходят в противофазе и попарно гасят друг друга. Таким образом, при **дифракции на щели**

условие максимума интенсивности: $\boxed{a\sin\varphi = \pm(2m+1)\dfrac{\lambda}{2}}$;

условие минимума интенсивности: $\boxed{a\sin\varphi = \pm m\lambda}$,

где φ - угол дифракции; $m = 1,2,3,...$ - целые числа. В центр экрана (точка *O* на рис.3) приходят лучи, не отклоняющиеся от первоначального направления распространения (с φ =0). Они проходят одинаковый оптический путь и поэтому приходят в точку *O* в одинаковой фазе, усиливая друг друга при наложении. Вследствие этого в точке *O* наблюдается максимум интенсивности – максимум нулевого порядка. Затем симметрично (слева и справа от максимума нулевого порядка) располагаются минимумы и максимумы первого, второго порядка и т.д.

Дифракционная решетка

Дифракционная решетка представляет собой ряд длинных параллельных щелей одинаковой ширины «*a*», разделенных между собой непрозрачными промежутками шириной «*b*» (рис. 4). Сумма $a + b = d$ называется **постоянной** (или периодом) **дифракционной решетки**. За дифракционной решеткой помещают собирающую линзу, а в ее фокальной плоскости – экран. На решетку падает плоская волна, нормальная к ее поверхности. По тем же причинам, что и в случае одной щели, в каждой точке

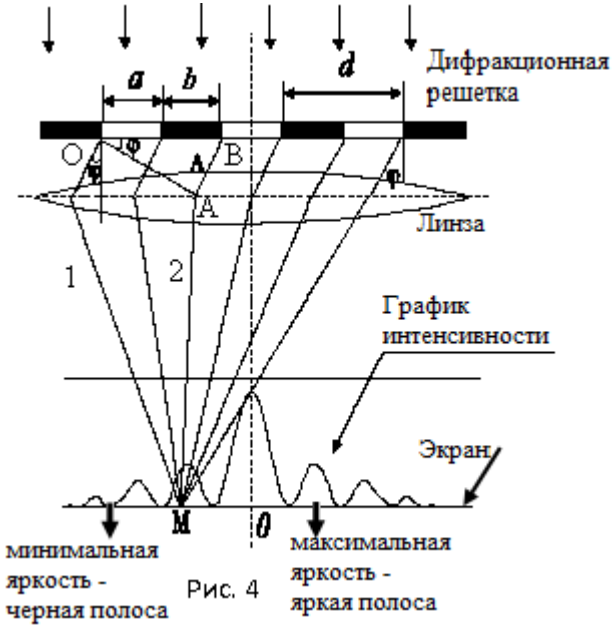


Рис. 4

экрана соберутся лучи идущие под определённым углом φ. Дифракционная картина, наблюдаемая на экране, имеет вид чередующихся светлых и темных полос, параллельных длинной стороне щелей. В общем случае

картина достаточно сложная. Кроме главных максимумов интенсивности, всегда наблюдается большое количество побочных максимумов, интенсивность которых меньше, чем у главных. При большом количестве освещенных щелей главные максимумы узкие и резкие (если падающий свет – монохроматический), а побочные практически не видны (фактически они создают слабый фон). Далее подразумеваются только главные максимумы, в которых концентрируется практически весь дифрагированный свет. Рассмотрим два луча, выходящих из соседних щелей и составляющих одинаковый угол φ с первоначальным направлением, причем выберем лучи, расстояние между которыми равно *d* (лучи 1 и 2 на рис. 4). Опустим из начала луча 1 перпендикуляр на луч 2. От линии *OA* (рис. 4) до точки интерференции *M* оптическая длина пути лучей 1 и 2 одинакова (линза не создает оптической разности хода между падающими на нее параллельными лучами). Поэтому отрезок *AB* равен оптической разности хода лучей 1 и 2 (коэффициент преломления воздуха $n = 1$). Из рис.4 видно, что $\Delta = d \sin\varphi$ (1). Если для величины Δ выполняется условие максимума $\Delta = \pm m\lambda$ (2), то лучи 1 и 2 в точке *M* усиливают друг друга. Все лучи, падающие в точку *M*, можно разбить на аналогичные пары лучей, которые, усиливая друг друга, создают в точке *M* интерференционный максимум. Приравнивая правые части выражений (1) и (2), получим: **условие максимума для дифракционной решетки:**

$$\boxed{d \sin\varphi = \pm m\lambda}, \qquad (3)$$

где m – целое число, которое называется порядком максимума (порядком спектра), угол φ называется углом дифракции**. Обратите внимание**: условие максимума дифракционной решетки аналогично условию минимума для щели. На рис.4 в виде графика интенсивности показаны места, в которых на экране будут яркие и темные полосы при освещении решетки монохроматическим светом.

Рассмотрим какова будет дифракционная картина **при освещении решетки белым светом**, включающим все длины вол видимого света от фиолетового (400 нм.) до красного (760 нм.). Начнем с m=0 в формуле (3). При m=0 для всех длин волн λ угол дифракции φ=0. Это значит, в центре экрана соберутся все длины вол – т.е. в центре экрана будет белая полоса (рис.5). При m=1 для наименьшей длины волны (фиолетовый цвет) угол дифракции $\varphi_ф$ меньше чем для красного $\varphi_к$. Между фиолетовым и красным цветом будут расположены все остальные цвета спектра (рис. 5) - будет наблюдаться спектр первого порядка.

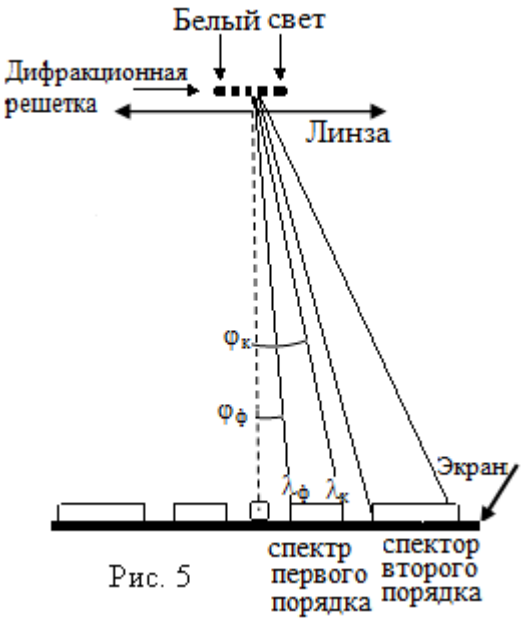


Рис. 5

При m=2 для соответствующей дины волны спектра первого порядка угол дифракции при m=2 будет больше. Поэтому за спектром первого порядка будет расположен спектр второго порядка. И так далее. (Надо учесть, что начиная с m≥2 на часть красноволнового участка спектра порядка m, будет накладываться часть фиолетового участка спектра порядка m+1). Т.о., при освещении решетки белым светом все максимумы, кроме нулевого, будут разлагаться в спектр.

Если падающий свет состоит из линейчатого спектра – конечного набора длин волн – то вместо сплошного спектра (m>0) будут видны отдельные цветные линии, каждая из которых соответствует длинам волн линейчатого спектра.

Методика выполнения лабораторной работы.

Из условия максимумов при дифракции на решетке $d\sin\varphi = \pm m\lambda$ можно выразить длину волны $\lambda = \dfrac{d\sin\varphi}{m}$. Это выражение позволяет определить длину световой волны, если известна постоянная решетки d и измерены углы дифракции φ. На дифракционных решетках указывают ***n* - число штрихов на единице длины** (на миллиметр) решетки. Постоянная

решетки $\boxed{d = \frac{1}{n}}$. Тогда формула для длины волны примет вид: $\boxed{\lambda = \frac{\sin\varphi}{n \cdot m}}$.

Установка №1

Установка №1 показана на рис.6 . Цифрами обозначены: 1 – ртутно-кварцевая лампа, 2 – станина гониометра, 3 – щель, 4 – коллиматорная труба, 5 – линза, формирующая параллельный пучок света, падающий на 6 – дифракционную решетку, 8 – зрительная труба ,9 матовое стекло с визиром (объектив). Коллиматорная труба и дифракционная решетка жестко закреплены на гониометре. Зрительная труба 8 с нониусом 7 может поворачиваться относительно дифракционной решетки, находящейся на оси гониометра. Угловое положение зрительной трубы 8 можно определить по шкале лимба 10 и нониуса 7

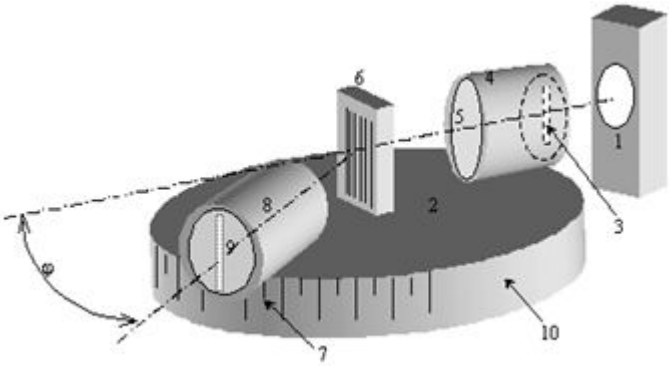


Рис. 6

Порядок выполнения лабораторной работы на установке № 1

1) Запишите в таблицу 1 число штрихов на миллиметр дифракционной решетки **n**. 2) Аккуратно перемещая зрительную трубу 8 вправо совместите вертикальную визирную линию на матовом стекле 9 с центром синей полосы спектра первого порядка (первая синяя линия от центра). 3) Определите по шкале лимба целое число градусов (напротив нулевой риски нониуса), а по шкале нониуса десятые доли (риска нониуса совпадающая с риской лимба) и запишите в таблицу 1. 4) Аналогично измерьте угол зеленой и желтых линий спектра первого порядка. 5) повернув зрительную трубу влево, найдите симметричный спектр первого порядка и произведите измерения. 6) измерьте углы для линий спектра второго и третьего порядка слева и справа. Занесите данные в таблицу 1.

таблица 1

$n=$ мм$^{-1}$		Отсчет по шкале лимба		Угол дифракции $\varphi=\frac{\varphi_1-\varphi_2}{2}$	Длина волны λ, нм
Порядок спектра	Цвет линии	Вправо φ_1	Влево φ_2		
1	Синий				
	Зеленый				
	Желтый				
2	Синий				
	Зеленый				
	Желтый				
3	Синий				
	Зеленый				
	Желтый				
$\lambda_с.=$ нм		$\lambda_з.=$ нм		$\lambda_ж.=$ нм	

Обработка результатов измерений

1) По формуле $\boxed{\lambda=\frac{\sin\varphi}{n\cdot m}}$ рассчитайте все длины волн для всех порядков спектра. 2) Найдите средние значения длин волн синего $\lambda_с$, зелёного $\lambda_з$ и желтого $\lambda_ж$ света.

Установка № 2

Установка №2 показана на рис. 7. Цифрами обозначены:: 1 – гелий – неоновый лазер, 2 – блок питания лазера, 3 – оптическая скамья, 4 – дифракционная решетка, 5 – экран с линейкой. **Излучение лазера** является монохроматическим и когерентным, обладает большой интенсивностью, сосредоточенной в узком световом пучке. Лазерный луч (показан на рисунке пунктиром), проходя через дифракционную решетку, в результате дифракции отклоняется от прямолинейного направления распространения, и на экране наблюдается дифракционная картина в виде симметричных красных пятен. Центральное, наиболее яркое, пятно соответствует максимуму нулевого порядка m=0. Слева и справа от него расположены два симметричных максимума первого порядка (m=1) , затем второго (m=2) и т.д.

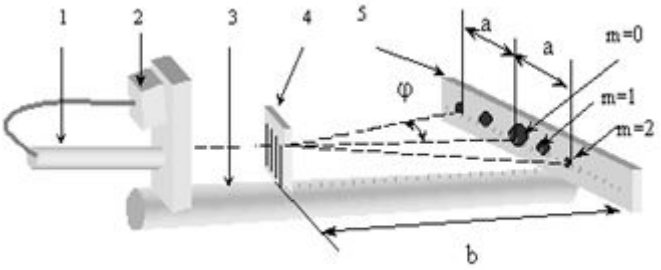


Рис. 7

Из рис. 7 видно, что $\sin\varphi = \dfrac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}}$. Тогда из $d\sin\varphi = \pm m\lambda$ получим **расчетную формулу** для определения длины волны:

$$\lambda = \frac{1}{n \cdot m} \times \frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}},$$

где n – число штрихов, приходящихся на единицу длины решетки, m – порядок дифракционного максимума на экране, a – координата максимума m –ого порядка (от максимума нулевого порядка, рис. 7), b – расстояние от дифракционной решетки до экрана.

Порядок выполнения лабораторной работы на установке №2:

Внимание! Лазер работает при высоком напряжении (до 6000 В). Самостоятельно включать и прикасаться к металлическим деталям установки запрещается! Прямое попадание лазерного луча в глаза опасно! Установку включает лаборант.

1) Запишите в таблицу 2, указанное на установке число штрихов n, приходящихся на единицу длины решетки. 2) Измерьте расстояние b от дифракционной решетки до экрана и запишите его значение в таблицу 2.

n = мм$^{-1}$			b= см			Таблица 2	
m	$a_л$ (слева) мм	$a_п$ (справа) мм	a= $(a_л+a_п)/2$ мм	λ нм	$\langle\lambda\rangle$ нм	$\Delta\lambda$ нм	$\langle\Delta\lambda\rangle$ нм
1							
2							
3							
Длина волны лазерного излучения λ = (±) нм, ε= %							

3) По линейке 5 определите координаты $a_л$ и $a_п$ максимумов первого порядка (m=1) *слева* и *справа*, запишите их значения в таблицу 2. 4) Аналогично измерьте координаты максимумов второго и третьего порядка.

Обработка результатов измерений.

1) Для максимума каждого порядка найдите средние значения его координаты по формуле $a = \frac{a_л + a_п}{2}$. 2) Для каждого порядка m по формуле $\lambda = \frac{1}{n \cdot m} \times \frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}}$ рассчитайте длину волны. Полученные значения λ переведите в нанометры. 3) Найдите среднее значение длины волны $\langle \lambda \rangle$, абсолютные погрешности $\Delta\lambda = |\lambda - \langle \lambda \rangle|$, среднюю погрешность $\langle \Delta\lambda \rangle$ и относительную погрешность $\varepsilon = \frac{\langle \Delta\lambda \rangle}{\langle \lambda \rangle} \cdot 100\%$. 4) Запишите окончательный результат в виде: $\lambda = (\langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta\lambda \rangle)$ нм.

Контрольные вопросы

1) В чём состоит явление дифракции света? 2) В чём заключается принцип Гюйгенса - Френеля? Что такое волновая поверхность и фронт волны?3) В чем заключается метод зон Френеля? Чему равна разность хода лучей от двух соседних зон ? Чему равна результирующая амплитуда для открытого фронта волны? 4) Какой вид имеют условия максимумов и минимумов при дифракции на щели? Разъясните в них буквенные обозначения. Каково в этом случае распределение интенсивности света по экрану? 5) Что такое дифракционная решётка? Что такое постоянная решётки и как она связана с числом штрихов на единице длинны? 6) Выведите условие максимумов для дифракционной решётки. 7) Каков порядок следования цветов в спектре дифракционной решетки при освещении ее белым светом? Какого цвета при этом будет максимум нулевого порядка? 8) Какими особенностями обладает лазерное излучение? Выведите расчётную формулу для определения длины волны лазерного излучения.

Лабораторная работа 3-5

«Изучение явления внешнего фотоэффекта»

Цель работы: изучить устройство фотоэлемента и закономерности внешнего фотоэффекта

Теоретическое введение

Согласно современным представлениям свету присущ **корпускулярно – волновой дуализм**: свет обладает свойствами волны и потока частиц. С одной стороны свет – электромагнитное излучение (волны) в определённом интервале длин волн (частот). **Волновая природа света** проявляется в явлениях интерференции, дифракции, поляризации, дисперсии. С другой стороны свет – поток частиц (корпускул). **Квантовые свойства света** проявляются в явлениях фотоэффекта, эффекта Комптона, теплового излучения тел, светового давления. Электромагнитное излучение испускается, поглощается и распространяется отдельными порциями – квантами света (**фотонами**). Фотоны обладают определёнными значениями энергии ε, и импульса p, зависящими от частоты ν или длины волны λ. **Энергия фотона**

$$\boxed{\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}},$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Планка, $c = 3 \cdot 10^8$м/с – скорость света в вакууме. **Масса фотона** равна нулю (m=0). **Скорость фотона** всегда равна скорости света $c = 3 \cdot 10^8$м/с. Поэтому фотон является релятивистской частицей с нулевой массой, и согласно теории относительности **связь энергии и импульса фотона**: $\boxed{\varepsilon = pc}$. Откуда **импульс фотона** $\boxed{p = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \frac{\hbar\omega}{c} = \hbar \mathrm{k}}$,где $\boxed{\mathrm{k} = \frac{\omega}{\mathrm{c}} = \frac{2\pi}{\lambda}}$ - волновое число. $\boxed{\vec{p} = \hbar\vec{k}}$ - вектор импульса фотона, $\vec{k}$ - волновой вектор, направленный вдоль направления движения фотона, модуль волнового вектора равен волновому числу. Удобно выражать энергию фотона через циклическую частоту $\omega = 2\pi\nu$; $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ $\varepsilon = \frac{h\omega}{2\pi} = \hbar\omega$, где $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Планка с чертой. Т.о., **энергия фотона** $\boxed{\varepsilon = \hbar\omega}$.

Под **фотоэффектом** понимают электрические явления, происходящие в веществах под действием света: эмиссия электронов, изменение электропроводности вещества, возникновение ЭДС. **Внешний фотоэф-**

фект - выход электронов с поверхности металла (эмиссия электронов) под действием света. Внешний фотоэффект впервые исследовал (1888 г.) профессор Московского университета Столетов А.Г.

Схема усовершенствованной установки для изучения фотоэффекта показана на рис.1. Катод и анод помещают в баллон, из которого откачан воздух, для освещения баллона сделано окошко. При освещении катода из него вылетают электроны, которые под действием электрического поля движутся от катода к аноду. Возникающий при этом ток (его называют фототоком) измеряется гальванометром G. Изменяя напряжение U между катодом и анодом, можно получить **вольтамперную характеристику** – зависимость фототока I от анодного напряжения U при постоянном световом потоке. Вольтамперная характеристика для двух значений светового потока $\Phi_1 < \Phi_2$ падающего на катод вакуумного фотоэлемента показана на рис.2.

Как видно из графика, при $U = 0$ в цепи течет небольшой ток $I \neq 0$. Это объясняется тем, что электроны вылетают из катода с некоторой скоростью и могут достигнуть анода. При увеличении напряжения (на графике рис.2 $U > 0$, минус источника тока подключен к катоду, а плюс к аноду – рис.1) ток растёт, т.к. все больше электронов, вылетающих из катода в единицу времени, под действием электрического поля достигают анода. При некотором напряжении все электроны, испущенные катодом в единицу времени, достигают катода - фототок достигает **насыщения** ($I_н$ – сила тока насыщения). При дальнейшем увеличении напряжения фототок остается постоянным. Таким образом, ток насыщения $I_н$ пропорционален числу электронов вылетающих из металла в

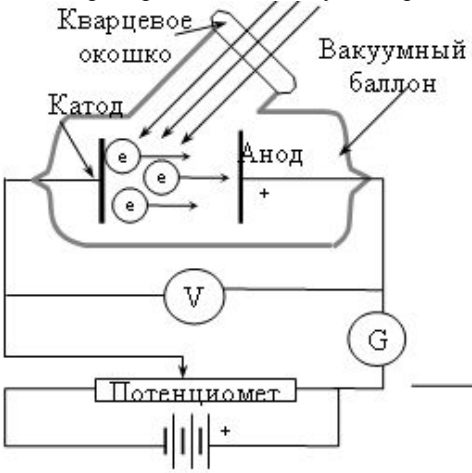


Рис. 1

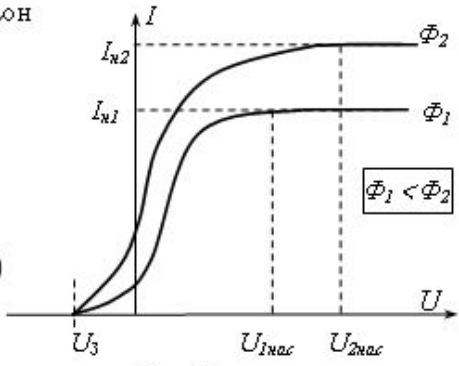


Рис. 2

единицу времени. Чтобы ток прекратился необходимо затормозить электроны – изменить полярность подключения источника (на рис. 1- подать плюс на катод, минус на анод, на рис.2 - $U<0$). В этом случае электрическое поле будет препятствовать движению электронов от катода к аноду. При некотором напряжении, которое называется **задерживающим напряжением $U_з$**, даже самые быстрые электроны не достигают анода и фототок прекращается (рис.2). Задерживающее напряжение позволяет определить максимальную скорость V_m вылетающих из катода электронов. В этом случае работа электрического поля между катодом и анодом $|e|U$ идёт на уменьшение до нуля кинетической энергии электронов:

$$\boxed{|e|U_з = \frac{mv_m^2}{2}}$$

где e и m – заряд и масса электронов, v_m – максимальная скорость электронов.

На основании исследования вольтамперной зависимости были установлены следующие **закономерности фотоэффекта**. 1) Сила тока насыщения, следовательно, число электронов вылетающих в единицу времени, прямо пропорциональна интенсивности света; 2) задерживающее напряжение, следовательно, скорость вылетающих электронов, не зависит от интенсивности света, а зависит только от его частоты; 3) фотоэффект наблюдается только в том случае, если частота падающего света больше некоторой предельной частоты $\nu_{гр}$ (разной для разных металлов), называемой красной границей фотоэффекта.

Закономерности фотоэффекта не могут быть объяснены с точки зрения классической физики (согласно которой свет это электромагнитная волна). В частности согласно классическим представлениям с увеличением интенсивности падающего света, т.е. с увеличением напряженности поля волны, скорость электронов должна возрастать. Все закономерности фотоэффекта объяснил Эйнштейн на основе гипотезы световых квантов: падающий свет представляет собой поток фотонов; при поглощении фотона его энергия $\varepsilon = h\nu$ полностью передаётся одному из свободных электронов металла. Двигаясь к поверхности металла, электрон часть этой энергии тратит на совершение работа против сил, удерживающих электрон в металле. Эта работа A называется **работой выхода**. Оставшаяся часть энергии есть кинетическая энергия вылетевшего электрона $T = \frac{mv^2}{2}$. Таким образом. Эйнштейн применил закон сохранения энергии к взаимодействию фотона и электрона:

$$\boxed{\varepsilon = A + T}, \text{ или } \boxed{h\nu = A + \frac{mv_m^2}{2}}$$

– **уравнение Эйнштейна для фотоэффекта** (в последнем уравнении стоит максимально возможная скорость электронов, т.к. часть энергии электроны могут потерять в результате столкновений в веществе). Квантовые представления о свете и уравнение Эйнштейна позволили объяснить ***закономерности фотоэффекта***: 1) *сила тока насыщения прямо пропорциональна световому потоку* ($I_н \sim Ф$), т.к. чем больше падает фотонов (больше $Ф$), тем больше вылетает электронов и, следовательно, увеличивается ток насыщения; 2) непосредственно из уравнения Эйнштейна видно, что *максимальная кинетическая энергия вылетающих электронов прямо пропорциональна частоте* ν *падающего света;* 3) фотоэффект возможен только если $h\nu \geq A$ (в противном случае энергии фотона не хватает, чтобы выбить электрон). Следовательно, **частоту (длину волны) красной границы фотоэффекта** можно найти из соотношения

$$h\nu_{гр} = \frac{hc}{\lambda_{гр}} = A.$$

Внешний фотоэффект происходит, если на поверхность металла падают фотоны с частотой $\nu \geq \nu_{гр}$ или длиной волн $\lambda \leq \lambda_{гр}$.

Другое явление, объяснить которое можно только исходя из корпускулярного представления об электромагнитном излучении это **эффект Комптона.** В 1923 г. Комптон, исследуя *рассеяние рентгеновских лучей различными веществами, обнаружил, что в рассеянных лучах, на ряду с излучением первоначальной длины волны* λ *содержатся лучи большей длины волны* λ'. Объяснить эффект Комптона можно рассматривая рассеяние как процесс упругого столкновения фотонов со слабосвязанными электронами (например валентными). Фотоны, сталкиваясь с такими электронами, передают часть своей энергии электронам вещества, в результате, энергия фотонов уменьшается $\varepsilon' < \varepsilon$, где ε' и ε соответственно энергия рассеянного и падающего фотона. Из соотношения $\varepsilon' < \varepsilon$ следует $\frac{hc}{\lambda'} < \frac{hc}{\lambda}$, т.е $\lambda' > \lambda$ - длина волны рассеянного фотона λ' увеличивается.

Методика выполнения лабораторной работы.

Цель работы состоит в том, чтобы проверить один из законов фотоэффекта, а именно зависимость фототока насыщения от освещенности катода вакуумного фотоэлемента. Внешний вид вакуумного фотоэлемента показан на рисунке (рис.3). На одну половину внутренней поверхности стеклянного баллона наносится катод из магния. Для уменьшения работы выхода электронов из катода, на него наносится дополнительный, сурьмяно-цезиевый слой. Анод в виде металлической петли располагается в центре баллона. При такой конструкции вакуумного фотоэлемента его вольт-

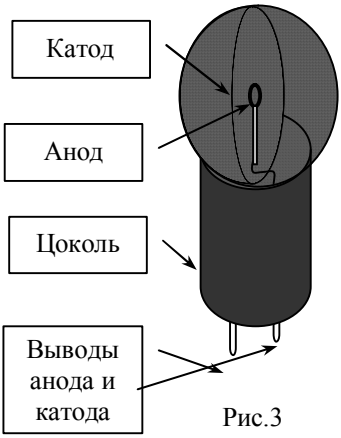


Рис.3

амперная характеристика соответствует рис.2 – при напряжении равном нулю ток очень маленький и можно считать, что она начинается при I=0.

Далее будем обозначать: Φ – световой поток, падающий на светочувствительный слой фотоэлемента; E – освещённость поверхности; S – площадь освещаемой поверхности.

Лабораторная установка изображена на рис.4 Фотоэлемент, блок питания и измерительные приборы помещены в корпус. Осветительная лампа питается переменным напряжением 220В, она может перемещаться по оптической скамье, на которую нанесена линейка. На фотоэлемент подаётся постоянное напряжение, которое регулируется с помощью потенциометра и измеряется вольтметром V. Сила фототока регистрируется с помощью микроамперметра μA. Измерение освещённости E катода фотоэлемента проводится с помощью люксметра, помещаемого в место, где расположен фотоэлемент.

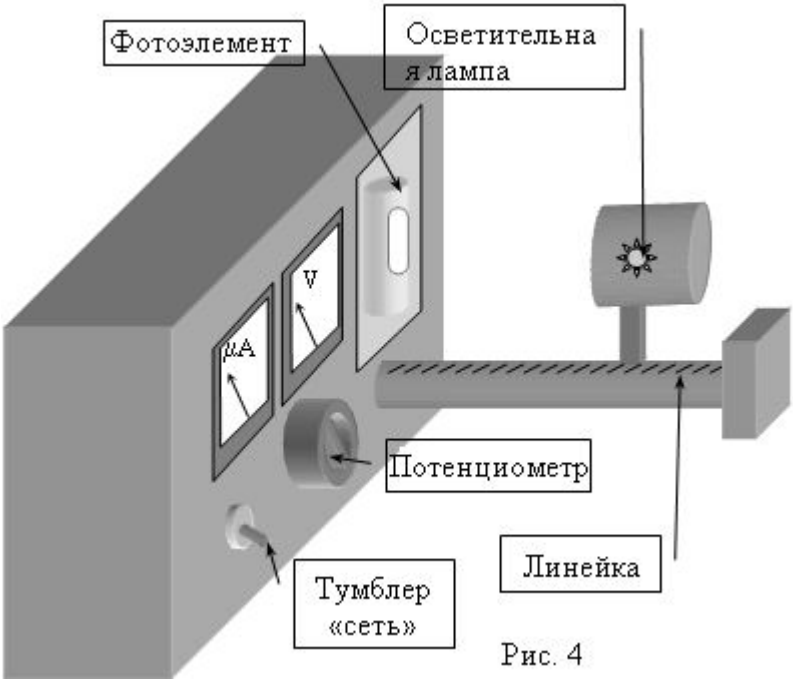


Рис. 4

Порядок выполнения лабораторной работы

Задание 1. Снятие вольтамперной характеристики фотоэлемента и определение тока насыщения.

1) Ручку регулятора напряжения (потенциометра) установите в крайнее левое положение (на минимум). 2) Установите осветитель на расстоянии 40 см от фотоэлемента. 3) Включите установку тумблером «Сеть», запишите в таблицу ток при нуле напряжения. 4) Медленно вращая потенциометр, установите на вольтметре напряжение 10В, измерьте микроамперметром ток и запишите его значение в таблицу 1 5) Аналогично измерьте ток для напряжений указанных в таблице Внимание! Микроамперметр не должен зашкаливать!. 6) По окончании измерений установите потенциометром нулевое напряжение. 7) Переместите осветитель на расстоянии 20см от фотоэлемента. 8) Произведите измерение фототока согласно пунктам (4) и (5). 9) По данным таблицы постройте вольтамперные характеристики фотоэлемента, аналогичные рис. 2. 10) По графикам определите наибольшее из двух напряжений, при котором наступает насыщение.

Таблица 1

V,В	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160
$r_{1=}$ I, мкА																	
$r_{2=}$ I, мкА																	

Задание 2. Изучение зависимости фототока насыщения от светового потока.

Для изменения светового потока помещают лампу-осветитель на различных расстояниях от фотоэлемента. Поскольку световой поток пропорционален освещенности ($\Phi \sim E$) то для каждого положения лампы надо измерить освещенность люксметром.

Таблица 2

r, с *м*	I, $*10^{-6}$А	E, *лк*	Ф, *лм*
40			
35			
30			
25			
20			

1) Получите у лаборанта люксметр. Определите предел измерения и цену деления его шкалы. 2) Установите лампу на расстоянии 40см от фотоэлемента *2)* Установите потенциометром наибольшее напряжение насыщения, найденное в первом задании, и в дальнейшем его не изменяйте. 3) По микроамперметру определите фототок и запишите в таблицу 2. 4) Датчик люксметра поместите вплотную к корпусу установки на месте фотоэлемента. Определите по шкале

люксметра освещенность E и запишите в таблицу 2. 5) Установите лампу на расстоянии 35см и повторите измерения согласно пунктам (3) и (4). 6) Проведите измерения для положения лампы 30, 25, и 20см согласно пунктам (3) и (4). 7) Рассчитайте световой поток Φ по формуле $\Phi = ES$ (площадь катода $S = 2*10^{-3}м^2$) для каждого значения освещенности и запишите в таблицу 2. 8) По данным таблицы 2 постройте зависимость фототока от светового потока $I_н = f(\Phi)$.

Контрольные вопросы.

1)В чем состоит корпускулярно - волновой дуализм света? Какие явления характерны для волны? В каких явлениях свет проявляет корпускулярные свойства? 2) Что такое фотон? Чему равна энергия и импульс фотона? 3) В чём заключается явление фотоэффекта? 4) Нарисуйте вольтамперную характеристику вакуумного фотоэлемента. Что такое ток насыщения, запирающее напряжение? 4) Сформулируйте законы фотоэффекта. 5) Объясните явление внешнего фотоэффекта с квантовой точки зрения. Запишите уравнение Эйнштейна для фотоэффекта. 5) Что такое работа выхода? Что такое красная граница фотоэффекта? Запишите соответствующие формулы. 6) В чем состоит эффект Комптона? Объясните это явление с квантовой точки зрения. 7) Какая зависимость $I_н = f(\Phi)$ согласно законам фотоэффекта должна наблюдаться в лабораторной работе?

Лабораторная работа 3-6

«Определение постоянной Стефана – Больцмана»

Цель работы: изучение устройства оптического пирометра и определение постоянной Стефана – Больцмана.

Теоретическое введение.

Согласно современным представлениям свету присущ **корпускулярно – волновой дуализм**: свет обладает свойствами волны и потока частиц. С одной стороны свет – электромагнитное излучение (волны) в определённом интервале длин волн (частот). **Волновая природа света** проявляется в явлениях интерференции, дифракции, поляризации, дисперсии. С другой стороны свет – поток частиц (корпускул). **Квантовые свойства света** проявляются в явлениях фотоэффекта, эффекта Комптона, теплового излучения тел, светового давления. Электромагнитное излучение испускается, поглощается и распространяется отдельными порциями – квантами света (**фотонами**). Фотоны обладают определёнными значениями энергии ε, и импульса p, зависящими от частоты ν или длины волны λ. **Энергия фотона**

$$\boxed{\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}},$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Планка, $c = 3 \cdot 10^8$м/с – скорость света в вакууме. **Масса фотона** равна нулю (m=0). **Скорость фотона** всегда равна скорости света $c = 3 \cdot 10^8$м/с. Поэтому фотон является релятивистской частицей с нулевой массой, и согласно теории относительности **связь энергии и импульса фотона**: $\boxed{\varepsilon = pc}$. Откуда **импульс фотона** $\boxed{p = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \frac{\hbar\omega}{c} = \hbar \mathrm{k}}$,где $\boxed{\mathrm{k} = \frac{\omega}{\mathrm{c}} = \frac{2\pi}{\lambda}}$ - волновое число. $\boxed{\vec{p} = \hbar\vec{k}}$ - вектор импульса фотона, $\vec{k}$ - волновой вектор, направленный вдоль направления движения фотона, модуль волнового вектора равен волновому числу. Удобно выражать энергию фотона через циклическую частоту $\omega = 2\pi\nu$; $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ $\varepsilon = \frac{h\omega}{2\pi} = \hbar\omega$, где $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Планка с чертой. Т.о., **энергия фотона** $\boxed{\varepsilon = \hbar\omega}$.

Тепловое излучение – это электромагнитное излучение, испускаемое телами за счёт их внутренней энергии (убыль энергии, уносимой с излучением, восполняется сообщением телу тепла). Оно происходит при

любой температуре и представляет собой электромагнитные волны во всём диапазоне длин волн ($0 < \lambda < \infty$). Теоретическое объяснение законов излучения привело к понятию квантов энергии.

Для количественной характеристики теплового излучения используют следующие величины. **Поток энергии** – энергия, испускаемая телом за единицу времени: $\boxed{\Phi = \frac{dW}{dt}}$, где dW - энергия, излучаемая телом за время dt . [Ф] = [1Вт] = [1Дж/1с]. **Излучательность** *(*энергетическая светимость) – энергия, испускаемая с единицы поверхности тела за единицу времени: $\boxed{R = \frac{dW}{dS \cdot dt}}$. **Спектральная плотность излучательности** (испускательная способность) – энергия, испускаемая единицей поверхности тела за единицу времени в единичном диапазоне длин волн:

$$\boxed{r_{\lambda T} = \frac{dW}{dS \cdot dt \cdot d\lambda}},$$

где индексы λ и T у величины r означают, что r зависит от длины волны и температуры: r=f(λ,T). Найдём связь между R и $r_{\lambda T}$. В пределах диапазона от λ до $\lambda+d\lambda$ величину $r_{\lambda T}$ можно считать постоянной. Умножив $r_{\lambda T}$ на $d\lambda$, получим энергию dR_T , испускаемую единицей поверхности за единицу времени в диапазоне длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$: $dR = r_{\lambda T} \cdot d\lambda$ Сумма dR_T для всех длин волн дает излучательность R_T . Следовательно

$\boxed{R = \int_0^\infty r_{\lambda T} \cdot d\lambda}$ **- связь излучательности и спектральной плотности**.

Пусть на площадку dS поверхности тела за время dt падает энергия $dW_{пад.}$. Часть этой энергии может отразиться, а часть – поглотиться. **Поглощательной способностью** тела называется отношение энергии $dW_{погл.}$ поглощенной телом к энергии $dW_{пад}$, падающей на тело (за одно и то же время, на одну и ту же площадку): $\boxed{a_{\lambda T} = \frac{dW_{погл.}}{dW_{пад.}}}$; $0 \le a_{\lambda T} \le 1$ - диапазон возможных значений поглощательной способности тела.

Абсолютно чёрное тело (АЧТ)– это тело, поглощающее всю падающую на него энергию. Для АЧТ поглощательная способность $\boxed{a_{\lambda T} = 1}$. В природе таких тел не существует, близки к ним сажа и платиновая чернь. Моделью абсолютно чёрного тела может служить замкнутая

полость с небольшим отверстием (рис.1). Свет, попадая в отверстие, многократно отражается от стенок, поглощается ими и не выходит наружу – окошко полости есть абсолютно черное тело.

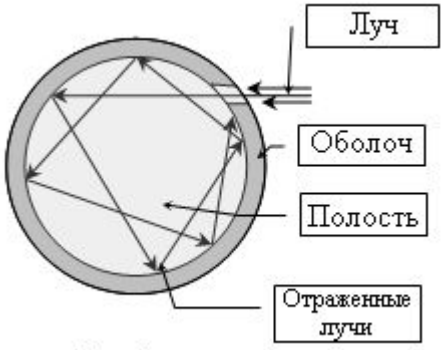


Рис.1

Испускательная и поглощательная способности тел взаимосвязаны: тело которое больше поглощает энергии, должно и больше испускать. **Закон Кирхгофа** устанавливает связь между поглощательной и испускательной способностью тел - отношение спектральной плотности излучательности к поглощательной способности не зависит от химической природы тел, а является одной и той же универсальной функцией длины волны λ и температуры T:

$$\frac{r_{\lambda T1}}{a_{\lambda T1}} = \frac{r_{\lambda T2}}{a_{\lambda T2}} = \frac{r_{\lambda T3}}{a_{\lambda T3}} = ... = f(\lambda, T),$$

где индексы 1, 2, 3 относятся к разным телам. Из закона Кирхгофа следует, что т.к. для абсолютно чёрного тела $a_{\lambda T}=1$, то $r_{\lambda T}=f(\lambda,T)$. Т.о., универсальная функция Кирхгофа равна испускательнай способности абсолютно черного тела. На рис.2 показана схематически экспериментальная зависимость испускательнай способности абсолютно чёрного тела от длины волны λ для некоторой температуры T (т.е. функция Кирхгофа). Т.к. $R = \int_0^\infty r_{\lambda T} \cdot d\lambda$, то площадь под кривой f(λ,T) равна излучательности R.

Анализ полученных экспериментальных закономерностей позволил сформулировать следующие **законы теплового излучения**. $R = \sigma T^4$ **- закон Стефана-Больцмана** ($\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м^{2}К – постоянная Стефана - Больцмана): излучательность абсолютно чёрного тела пропорциональна четвёртой степени его термодинамической температуры. $\lambda_m = \frac{b}{T}$ **- закон смещения Вина** (b=2,9·10^{-3}м·К – константа): при повышении температуры, длина волны λ_m, на которую приходится максимум спектральной плотности излучательности, смещается в область коротких волн. $r_{\lambda Tm} = CT^5$ - **следствие закона Вина** (C=1,3·10^{-5}Вт/м^3·К^5 – константа): максимальная

спектральная плотность излучательности абсолютно чёрного тела пропорциональна пятой степени его термодинамической температуры. На рис.3 показан ход функция Кирхгофа для двух различных температур $T_2 > T_1$, причем из закона Вина следует, что $\lambda_{m2} < \lambda_{m1}$ и $r_{\lambda Tm2} > r_{\lambda Tm1}$.

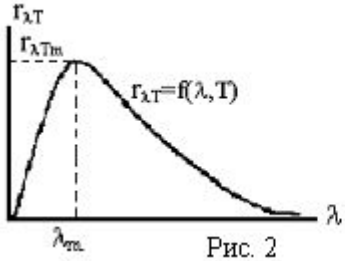


Рис. 2

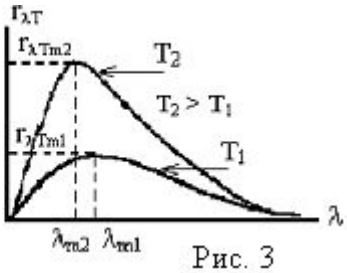


Рис. 3

Объяснить ход кривой f(λ,T) исходя из представлений о свете как электромагнитной волне, не удалось. В 1900г. Макс Планк выдвинул **гипотезу**, что тепловое излучение происходит порциями – квантами. Энергия кванта света (фотона) $\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$. На основе этого предположения Планк получил аналитическое выражение для функции Кирхгофа, описывающее ход кривой f(λ,T) (рис.2):

$$\boxed{f(\lambda,T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}}$$ - формула Планка;

где k – постоянная Больцмана; T –термодинамическая температура; c = $3 \cdot 10^8$м/с – скорость света в вакууме. Из этой формулы можно получить все законы теплового излучения, которые были первоначально получены экспериментальным путём. Энергетическая светимость находится интегрирование функции Планк:

$$R = \int_0^\infty r_{\lambda T} d\lambda = \int_0^\infty f(\lambda,T) d\lambda = 2\pi hc^2 \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)} = \sigma T^4 .$$

Если найти максимум $f(\lambda,T)$ (нужно взять от неё производную и приравнять к 0: $\frac{df(\lambda,T)}{d\lambda} = 0$), то получим $\boxed{\lambda_m = \frac{b}{T}}$. Подставив в формулу Планка λ_m , найдем: $\boxed{r_{\lambda Tm} = CT^5}$. Все константы, которые следуют из формулы Планка, совпадают с экспериментальными.

Другое явление, объяснить которое можно только исходя из корпускулярного представления об электромагнитном излучении это **эффект Комптона**. В 1923 г. Комптон, исследуя рассеяние рентгеновских лучей различными веществами, обнаружил, что в рассеянных лучах, наряду с излучением первоначальной длины волны λ содержатся лучи большей длины волны λ'. Объяснить эффект Комптона можно рассматривая рассеяние как процесс упругого столкновения фотонов со слабосвязанными электронами (например валентными). Фотоны, сталкиваясь с такими электронами, передают часть своей энергии электронам вещества, в результате энергия фотонов уменьшается $\varepsilon' < \varepsilon$, где ε' и ε соответственно энергия рассеянного и падающего фотона. Из соотношения $\varepsilon' < \varepsilon$ следует $\frac{hc}{\lambda'} < \frac{hc}{\lambda}$, т.е $\lambda' > \lambda$ - длина волны рассеянного фотона λ' увеличивается.

Методика выполнения лабораторной работы.

В данной работе определяется постоянная Стефана - Больцмана путём измерения мощности потребляемой лампой накаливания от источника тока и температуры ее нити. При отсутствии тока температура нити лампы накаливания равна комнатной - T_1. Как и любое, тело нить испускает и поглощает тепловое излучение. Если принять нить за абсолютно чёрное тело, то по закону Стефана - Больцмана можно определить энергию W_1, испускаемую нитью с ее поверхности площадью S за время t при температуре T_1: $W_1 = R_{T1} St = \sigma T_1^4 St$. Подключив лампу к источнику тока, повысим температуру нити до величины T_2. При этом в соответствии с законом Стефана - Больцмана, энергия излученная нитью за время t при температуре T_2: $W_2 = \sigma T_2^4 St$ Очевидно: $W_2 > W_1$. Постоянство температуры T_2 нити накаливания означает, что сколько энергии нить излучает столько же она и получает. Частично она получает эту энергию (W_1) за счёт поглощения теплового излучения от окружающих тел, частично же получает энергию от источника тока: $W_3 = IUt$, где - I сила тока в лампе, U - напряжение на лампе. Равновесное состояние нити накаливания при температуре T_2 означает: $W_2 = W_1 + W_3$ или $\sigma T_2^4 St = \sigma T_1^4 St + IUt$. Откуда получаем **расчетную формулу** для постоянной Стефана-Больцмана:

$$\boxed{\sigma = \frac{IU}{S(T_2^4 - T_1^4)}}$$

где I - сила тока в лампе, U - напряжение на лампе, S - площадь поверхности нити лампы накаливания, T_1 - комнатная температура, T_2 - температура нити лампы. Измерение температуры тела в данной работе производит-

ся при помощи **оптического пирометра** с «исчезающей» нитью. Основная деталь пирометра эталонная лампа, яркость нити которой сравнивают с яркостью объекта, температуру которого хотят определить. Принцип действия оптического пирометра основан на очень большой чувствительности человеческого зрения различать границу участков с различной яркостью. Поскольку восприятие яркости зависит от длины волны (цвета) в пирометре вводится *красный светофильтр*. Поле зрения пирометра показано на рис.4. Если температура нити пирометра $T_П$ меньше температуры нити накала $T_Л$,то она кажется более тёмной (рис.4а). Если Тп > Тл то нить пирометра более яркая (рис.4б). Если температуры нитей пирометра и лампы накаливания равны Тп = Тл, то их яркость одинаковая (рис.4в).

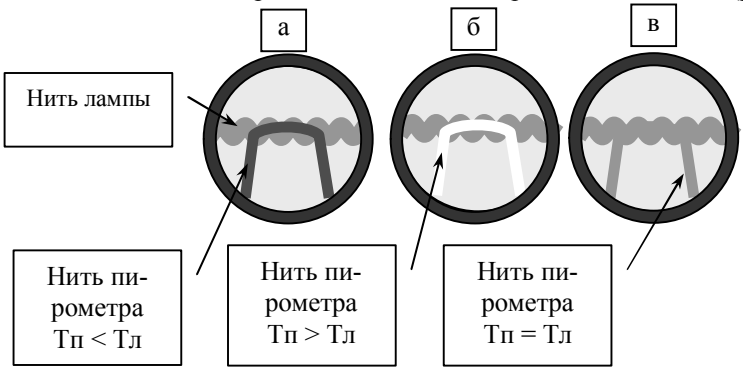


Рис.4

Визуально участок нити пирометра пересекающий нить лампы «исчезает». Яркость тела пропорциональна температуре. Тела близкие к АЧТ имеющие одинаковую яркость, имеют одинаковую температуру. Пределы измерения температур пирометра 700-2000°С. Накал нити пирометра задаётся *регулятором*, который является реостатом, изменяющим напряжение на эталонной лампе. Температуру нити отсчитывают по вольтметру, со шкалой, градуированной непосредственно в градусах Цельсия. При измерении температуры выше 1400^0С необходимо вводить *дымчатый светофильтр* ДФ. Пирометр градуировался по абсолютно чёрному телу. Поскольку вольфрамовая нить исследуемой лампы накаливания не является абсолютно чёрным телом, в показание пирометра необходимо вносить поправку. Δt . Эту *поправку Δt для вольфрама можно найти из графика, имеющегося в лаборатории*, где представлена зависимость Δt от показания пирометра t_V . Абсолютная температура T_2 нити исследуемой лампы определяется: $T_2 = 273 + t_V + \Delta t$,где t_V - показания шкалы пирометра. Для нагревания нити исследуемой лампы её включают в цепь пе-

ременного тока. Изменяя с помощью ЛАТРа (лабораторный автотрансформатор) напряжние U и ток I в цепи лампы, получают различную температуру нити накала лампы.

Порядок выполнения лабораторной работы

Внешний вид установки показан на рис.5. Внимательно ознакомьтесь с основными деталями установки. Внимание! Регулировку оптической системы производит лаборант. 1) По термометру, на стене лаборатории, определите комнатную температуру, переведите в Кельвины и запишите полученное значение T_1 в таблицу. 2) Регуляторы пирометра и ЛАТРа установите на минимум (повернуть до упора влево). 3) Тумблером «сеть» включите установку. 4) ЛАТРом установите по вольтметру напряжение U на лампе накаливания ≈40В, определить по амперметру силу тока I и запишите в таблицу. 4) Нажав кнопку пирометра одновременно наблюдая в окуляр, вращая регулятор температуры пирометра добиться одинаковой яркости нити лампы пирометра и нити лампы накаливания. 5) Не отпуская кнопки пирометра по его шкале определить температуру t_V и

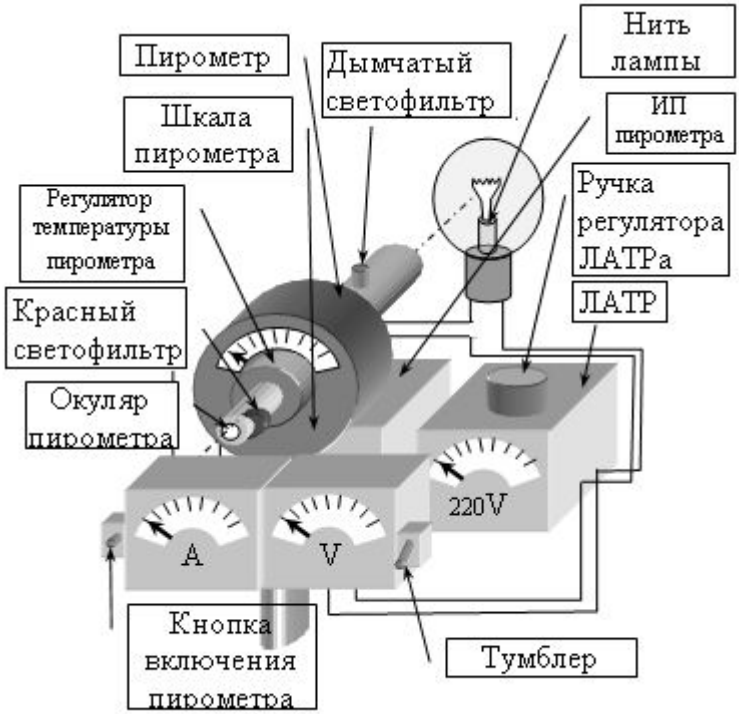


Рис. 5

записать в таблицу. 6) Изменяя напряжение накала произвести измерение температуры t_V еще 4 раза (аналогично пунктам 3,4,5). 7) По таблице на стенде установки найдите поправку Δt и запишите ее в таблицу. 8) Рассчитайте постоянную Стефана-Больцмана по формуле $б = \frac{IU}{S(T_2^4 - T_1^4)}$.

T_1 K	I,A	U,B	t_V ^{0}C	Δt ^{0}C	T_2 K	σ, $Вт/м^2K^4$
	S =					
	$\sigma_{ср}$ =					

Методика выполнения компьютерной модельной лабораторной работы

На рисунке 6 показано окно компьютерной модельной лабораторной работы (компьютерная работа – имитация лабораторной установки). Кнопками **1** включается или выключается установка. В окне окуляра пирометра **2** изображены нить пирометра **3** и нить накала лампы накаливания **4**. Регулятором напряжения **5** изменяется напряжение на лампе накаливания, ток через нить этой лампы измеряется амперметром **6,** напряжение на ней - вольтметром **7.** Для более точного сравнения яркостей нитей лампы и пирометра в окне **8** показано увеличенное изображение области пересечения нити лампы накаливания и нити пирометра. Это окно можно вызвать или скрыть кнопкой **9.** Регулятором температуры **10** меняется температура нити пирометра, которая измеряется при нажатии кнопки **11** по шкале пирометра **12**. На графике **13** приведены поправочные температуры Δt к температуре пирометра.

Порядок выполнения компьютерной модельной лабораторной работы

Перед выполнением компьютерной работы изучите инструкцию, которую можно вызвать или убрать нажатием кнопки «Показать инструкцию» (внизу слева). ВНИМАНИЕ – при повторном включении установки меняется «коэффициент черноты» нити накала, меняются результаты измерения: не выключайте установку, пока не выполните измерения.

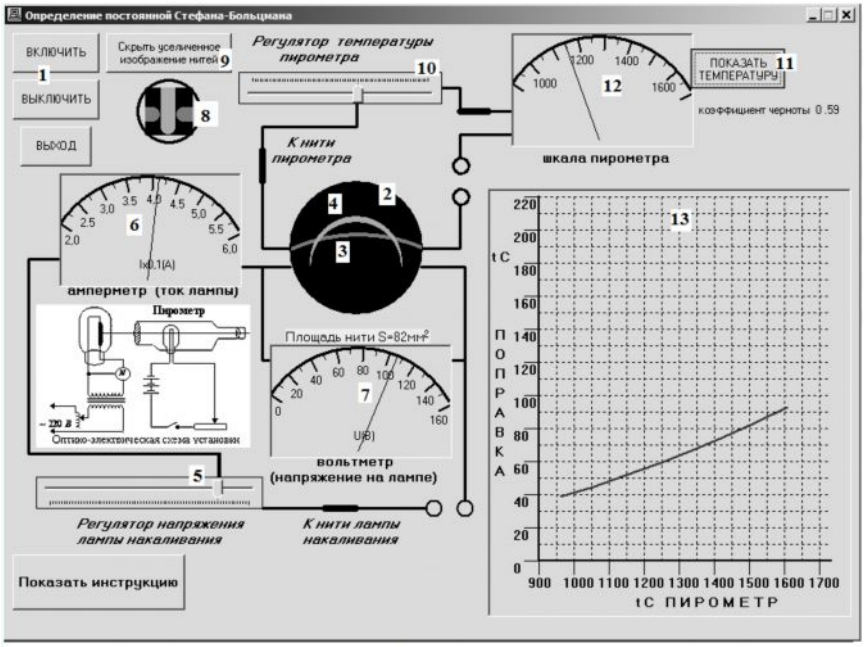


Рис. 6

1) По термометру, на стене лаборатории, определите комнатную температуру T_1, переведите в Кельвины и запишите в таблицу. 2) Нажмите кнопку «ВКЛЮЧИТЬ» - появится поле с нитями накала (рис. 6, поле 2) и начальное напряжение и ток нити лампы накаливания. 3) Регулятором напряжения лампы нити накаливания «5» установите напряжение ≈50В, определить по амперметру «6» силу тока I и запишите в таблицу ток и напряжение. 4) Регулятором температуры пирометра «10» увеличивайте яркость нити пирометра (изменяется цвет нити пирометра), добейтесь одинаковой яркости (цвета) нити пирометра и нити лампы накаливания. 5) Нажмите правую кнопку «11» «ПОКАЗАТЬ ТЕМПЕРАТУРУ» и удерживайте ее. Измерьте температуру нити пирометра по шкале прибора «12» t_V запишите в таблицу. *ВНИМАНИЕ – после отпускание кнопки «ПОКАЗАТЬ ТЕМПЕРАТУРУ» яркость нити накаливания возвращается в начальное (минимальное) состояние.* Для более точного сравнения яркостей нитей (цвета) можно включить кнопку «9» «Показать увеличенное изображение нитей», рис 6, поле 8. 6) По графику «13» «ПОПРАВКА» по температуре нити накаливания пирометра (на графике нижняя горизонтальная шкала, обозначенная t) определите поправку Δt и запишите в таблицу. 7) Изменяя напряжение накала ≈ 60, 70, 80, 100, 120В произвести

измерение температуры t_V аналогично пунктам 3 - 6. 7) Запишите в таблицу площадь S нити накаливания лампы – указана в окне установки. 8) Рассчитайте постоянную Стефана-Больцмана.

Контрольные вопросы.

1) В чем состоит корпускулярно - волновой дуализм света? В каких явлениях свет проявляет корпускулярные свойства? Что такое фотон? Чему равна энергия и импульс фотона? 2) Что такое тепловое излучение, какими основными величинами оно характеризуется (поток излучения, излучательность, спектральная плотность излучательности) 3) Как связана излучательность со спектральной плотностью излучательности? 4) Что такое поглощательная способность? Что такое абсолютно черное тело? 5) Сформулируйте закон Кирхгофа? 6) Какие тела можно рассматривать как абсолютно черные? Опишите модель АЧТ. Как закон Кирхгофа записывается для АЧТ? 7) В чем заключается закон Стефана-Больцмана? 8) В чем заключается закон смещения Вина? Нарисуйте график, поясняющий этот закон. 9) В чем состоит гипотеза Планка. Как из формулы Планка получить законы АЧТ, наблюдаемые экспериментально. 10) В чем состоит эффект Комптона? Объясните этот эффект с квантовой точки зрения. 11) В чем состоит принцип действия оптического пирометра с «исчезающей» нитью? 12) Выведите расчетную формулу работы.

Лабораторная работа 3-7

«Определение постоянной Ридберга»

Цель работы: изучение спектра излучения атома водорода, определение постоянной Ридберга с помощью монохроматора.

Теоретическое введение

(Это теоретическое введение общее для работ 3-7 и 3-9)

Гипотеза де Бройля

При изучении оптических явлений было установлено, что свету присущ корпускулярно-волновой дуализм: свет обладает свойствами волны и частицы. В 1924г. **де Бройль выдвинул гипотезу**, что частицы вещества наряду с корпускулярными, имеют и волновые свойства: корпускулярно-волновой дуализм присущ всем микрообъектам. Микрообъект (электрон, атом, молекула и т.п.) сочетает в себе свойства волны и частицы. Де Бройль предположил, что для микрообъекта справедливы те же соотношения что и для фотона: $E=h\nu=\hbar\omega;\ p=h/\lambda=\hbar k$, где $k=2\pi/\lambda$ - волновое число, $\vec{p}=\hbar\vec{k}$ - вектор импульса фотона. $\vec{k}$ - волновой вектор. Таким образом, движение микрообъекта связано с волновым процессом, длина волны которого $\lambda=h/p$ - **длина волны де Бройля**. Эти формулы связывают квантовые и волновые характеристики микрообъекта. В нерелятивистском случае (скорость частицы много меньше скорости света): $p=mv$, $\lambda=h/mv$. Вскоре гипотеза де Бройля была подтверждена экспериментально: была обнаружена дифракция электронного пучка, проходящего через металлическую фольгу.

Соотношение неопределённостей. Волновая функция

В классической механике движение частицы происходит по точной траектории и её состояние задаётся координатами и скоростью. Волна распространяется в некоторой области пространства, поэтому говорить о траектории волны не имеет смысла. Так как микрочастица обладает волновыми свойствами, то также как для волны понятие траектории к микрочастицам не применимо. Эти соображения привели к принципу неопределённости. Согласно этому принципу существуют пары физических величин, точные значения которых невозможно определить одновременно. Математическим выражением этого принципа служит **соотношение неопределённостей Гейзенберга**, которое связывает неопределённости координат и проекций импульса:

$$\Delta x\Delta p_x\geq\hbar;\ \Delta y\Delta p_y\geq\hbar;\ \Delta z\Delta p_z\geq\hbar$$

где Δx - неопределённость координаты x; Δp_x - неопределённость проекции импульса p_x на ось x и т.д. Т. о., произведение неопределённости координаты на неопределённость соответствующей проекции импульса больше или равно постоянной Планка $\hbar$. Из соотношений неопределённостей следует, что чем точнее определена одна величина (меньше её неопределённость), тем больше неопределённость другой. **Для энергии E микрообъекта и времени t соотношение неопределённостей** имеет вид: $\boxed{\Delta E \Delta t \geq \hbar}$, где ΔE - неопределённость энергии частицы в состоянии с энергией E; Δt - время существования частицы в состоянии с этой энергией.

Так как микрообъект не имеет точных значений координат и проекций импульса, то невозможно указать точно его местонахождение в пространстве. Движение микрообъекта носит вероятностный характер и можно определить лишь вероятность нахождения частицы в данной области пространства. В квантовой механике **состояние микрочастицы описывается волновой функцией $\Psi=\Psi(x,y,z,t)$**, которая в общем случае зависит от координат и времени (Ψ - буква пси греческого алфавита). Для свободной частицы волновая функция имеет вид: $\Psi = A\cos(\omega t - \kappa x)$ - т.е. ей соответствует плоская волна. В ряде случаев волновая функция может быть комплексной, и, следовательно, она физического смысла не имеет. Физический смысл имеет квадрат модуля волновой функции: $|\Psi|^2=\Psi\Psi^*$, где Ψ^* - функция комплексно-сопряжённая к Ψ. Пусть частица находится в объеме V**. Вероятность нахождения частицы в объёме** dV : $\boxed{dP=|\Psi|^2 dV}$. Откуда следует физический смысл: $\boxed{|\Psi|^2 = \frac{dP}{dV}}$, т. е. квадрат модуля волновой функции равен плотности вероятности обнаружения частицы в данном месте пространства. **Вероятность обнаружить частицу в объёме ΔV** (части всего объема V) можно найти интегрированием $\boxed{P = \int\limits_{\Delta V} |\Psi|^2 \, dV}$. (Вероятность принимает значение $0 \le P \le 1$. Если вероятность $P = 0{,}2$, это означает, что частица только 20% времени находится в объёме ΔV). Если точно известно, что частица находится в объёме V, то это достоверное событие и его вероятность $P = 1$, тогда можно записать, что $\boxed{\int\limits_V |\Psi|^2 dV = 1}$ - **условие нормировки волновой функции** (оно позволяет найти ее амплитуду). Волновая функция должна удовлетворять **стандартными условиями**: быть конечной, однозначной, непрерывной, иметь конечную и непрерывную производные.

Уравнение Шредингера для стационарного состояния. Квантование

Основным уравнением квантовой механики является уравнение Шрёдингера, которое позволяет найти волновую функцию частицы, если известна потенциальная энергия U частицы во внешнем силовом поле. Наиболее просто уравнение Шрёдингера записывается для **стационарного состояния**, в котором потенциальная энергия зависит только от координат и не зависит от времени: $U = U(x, y, z)$. **Уравнение Шрёдингера для стационарного состояния** *имеет вид:*

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}\cdot(E-U)\cdot\Psi = 0,$$

где $\Psi=\Psi(x,y,z)$ - волновая функция (более точно - координатная часть волновой функции); m - масса частицы; E – полная энергия частицы, U – потенциальная энергия частицы во внешнем силовом поле, Δ - оператор Лапласа, $\Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}$ - оператор Лапласа от волновой функции.

В математике доказывается, что если движение частицы ограничено в пространстве (электрон в атоме, в металле и т.п.), то уравнение Шредингера имеет решения только для некоторого набора значений энергии - $E_1, E_2, ..., E_n, ...$ Это значит, что энергия частицы может меняться только определёнными порциями, т.е. принимает только дискретный (определенный) ряд значений. Такое изменение физических величин **называется квантованием**. Таким образом, из уравнения Шредингера вытекает возможность **квантование энергии частицы**.

Частица в бесконечно глубокой потенциальной яме (ящике)

Предположим, что частица может двигаться только вдоль оси X, а её движение ограничено непроницаемыми стенками с координатами $x = 0$ и $x = \ell$; на участке $0 \le x \le \ell$ потенциальная энергия частицы $U=0$. Так как частица не может выйти за пределы $x = 0$ и $x = \ell$, то это значит, что потенциальная энергия ее в этих точках $U=\infty$. График потенциальной энергии такой частицы показан на рис.1 толстой линией. Такая зависимость $U(x)$ простейшая модель взаимодействия

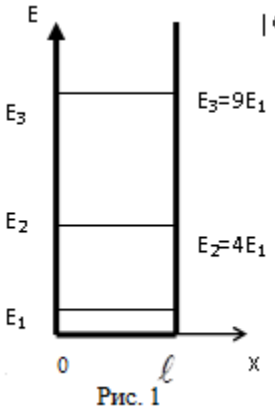


Рис. 1

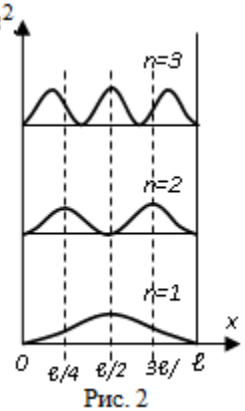


Рис. 2

частицы, при котором ее движение ограничено. Так как в данном случае волновая функция зависит только от координаты x частицы, то в уравнении Шредингера $\Delta\Psi = \frac{d^2\Psi}{dx^2}$, остальные производные равны нулю. За пределами потенциальной ямы частица находиться не может, следовательно, вероятность обнаружить её в областях $x<0$ и $x>\ell$ равна нулю. Тогда и волновая функция в этих областях равна нулю. Внутри потенциальной ямы $U = 0$. Окончательно получим:

$$\boxed{\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2}\Psi = 0}$$

- уравнение Шредингера для частицы в потенциальной яме. Введём обозначения $k^2=2mE/\hbar^2$ и запишем уравнение Шредингера в виде $\frac{d^2\Psi}{dx^2} + k^2\Psi = 0$. Его решение имеет вид: $\Psi(x) = A\sin(kx+\alpha)$. Используя стандартные условия для и условия нормировки можно получить:

$$\boxed{E_n = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m\ell^2}n^2}, \quad \boxed{\Psi(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}}\sin\frac{\pi n}{\ell}x}; \; n = 1,2,3\ldots$$

Числа n называются **главным квантовым числом**. Таким образом, полная энергия частицы в потенциальной яме может принимать только ряд дискретных значений: $E_1, E_2, E_3, ..., E_n, ...$. На рис.1 показаны возможные значения энергии частицы (первые три) - схема энергетических уровней для частицы в потенциальной яме. На рис.2 показан график плотности вероятности $|\psi(x)|^2$. Из графика видно, что плотность вероятности обнаружения частицы различна в различных точках потенциальной ямы. Например: при $n = 2$ частица не может находиться в точках с координатами $x = 0$, $x = \ell/2$, $x = \ell$, а максимальная вероятность её обнаружения в точках с координатами $x = \ell/4$ и $x = 3\ell/4$.

Квантование момента импульса. Спин

В классической физике атом рассматривается как система, состоящая из ядра и электронов, движущихся по определенным орбитам вокруг ядра. Движение электрона можно характеризовать вектором момента импульса $\vec{L} = [\vec{r}\vec{p}]$. Для микрочастиц, в силу соотношения неопределенностей, можно определить только модуль орбитального момента импульса и одну из его проекций на некоторую ось – будем обозначать ее ось Z. Квантовая механика показывает, что момент импульса микрочастицы и его проекция квантуются (принимают дискретный ряд значений). **Модуль L орбитального момента импульса** и **проекция L_Z орбитального момента импульса соответственно** равны:

$$L = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}\,;\ L_Z = m\hbar\,,$$

где $\ell = 0,1,2,3,\ldots$ - **орбитальное** (азимутальное) **квантовое число**; $m = 0,\pm1,\pm2\ldots\pm\ell$ - **магнитное квантовое число**. Видно, что максимальное значение m (т.е. число возможных проекций) ограничено числом ℓ (т.е. модулем момента импульса).

Но даже если частица покоится (импульс ее равен нулю), она может иметь собственный момент импульса L_S - **спин**. Формула для **спина и его проекции** аналогичны формулам орбитального момента импульса: $L_S = \hbar\sqrt{s(s+1)}$, $L_{SZ} = m_S\hbar$, где s –**спиновое квантовое число** (или просто спин); $m_S = \pm s$ - **магнитное спиновое квантовое число**. Спин s может принимать как целые, так и полуцелые значения. Частицы с полуцелым спином называются **фермионами**, частицы с целым или нулевым спином – **бозонами**. В частности для электрона $s = 1/2$. Следовательно, **электроны являются *фермионами*** и могут иметь два значения проекции спина: $L_{SZ} = \pm\hbar/2$.

Уравнение Шрёдингера для атома водорода. Схема энергетических уровней атома водорода

Простейшим атомом является атом водорода, состоящий из протона (ядро атома) и движущегося вокруг ядра электрона. Электрон находится в электростатическом поле ядра атома, поэтому потенциальная энергия электрона в атоме водорода $U = -\dfrac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$, где +e заряд протона; -e заряд электрона; r – расстояние от центра ядра до электрона. Подставляя это выражение в уравнение Шрёдингера, получим **уравнение Шрёдингера для электрона в атоме водорода**:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\psi = 0$$

Это уравнение имеет решения при отрицательных значениях E, равных

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2}\frac{1}{n^2},$$

где n - **главное квантовое число** ($n = 1,2,3\ldots$), E_n - энергия стационарных состояний атома водорода. Обычно обозначают $E_i = \dfrac{me^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2}$, где $E_i = 13{,}6\,эВ$ - энергия ионизации атома водорода ($1\,эВ = 1{,}6\cdot10^{-19}\,Дж$). Таким образом, **полная энергия электрона в атоме водорода**

$$E_n = -E_i/n^2.$$

Эта формула позволяет легко рассчитать возможные значения энергии электрона в атоме водорода: E_1=–13,6/1^2=-13,6эВ, E_2= –13,6/2^2=-3,4эВ, E_3= –13,6/3^2=-1,5эВ и т.д. до $E_\infty = -13,6/\infty^2 = 0$. Схема энергетических уровней атома водорода показана на рис.3. Состояния с n>1 называются **возбужденными**: E_2 – 1-е возбужденное состояние, E_3 – 2-е и т.д

Рис.3

Из решения уравнения Шредингера следует, что в формуле орбитального момента импульса $\boxed{L = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}}$ орбитальное квантовое число ограничено главным квантовым числом и принимает значения: $\boxed{\ell = 0,1,\ldots n\text{-}1}$. Проекция момента импульса электрона в атоме водорода определяется так же, как это было указано выше: $\boxed{L_Z = m\hbar}$, где m=0,±1,±2…±ℓ. Если учесть спин, то приходим к выводу: состояние электрона в атоме водорода определяется значениями четырех физических величин – энергией, модулем момента импульса, его проекцией и проекцией спина. Т.к. каждой величине соответствует свое квантовое число, то **состояние атома водорода характеризуется четырьмя квантовыми числами**: *n, ℓ, m, m_S*.

Излучение и поглощение энергии атомом

Атом может переходить из состояния с одной энергией в состояние с другой энергией. При переходе атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией, **атом испускает фотон** с энергией: $E_\phi = h\nu = E_m - E_\kappa$, ($m > \kappa$). На рис.3 такие изменения энергии обозначены стрелками, направленными вниз. При переходе атома из состояния с меньшей энергией в состояние с большей энергией он **поглощает энергию**: $\Delta E = E_m - E_\kappa$, ($m > \kappa$). Такую энергию атом может получить за счёт поглощения фотона, либо при столкновении с другими частицами. В квантовой механике доказывается, что возможны только такие изменения энергии атома, при излучении или поглощении фотона, для которых орбитальное квантовое число ℓ изменяется на единицу: $\boxed{\Delta\ell = \pm 1}$ – это **правило отбора** (ограничение, накладываемые на изменения квантовых чисел).

В **основном состоянии** с энергией E_1 атом может находиться сколь угодно долго, т.к. энергия в этом состоянии наименьшая, а в соответствии

с принципом минимума энергии любая система стремится находиться в состоянии с наименьшей энергией. В **возбуждённом состоянии** (n>1) атом может находиться короткое время, порядка 10^{-8}с, а затем переходит в состояние с меньшей энергией, испустив фотон. Выразим длину волны λ, испускаемую атомом при переходе с уровня m на k уровень (она же равна длине волны λ фотона при его поглощении атомом с переходом из k на m уровень). Энергия испускаемого фотона

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = E_m - E_к .$$

Т.к. $E_m = -\frac{E_i}{m^2}$ и $E_к = -\frac{E_i}{k^2}$, то $\frac{hc}{\lambda} = -\frac{Ei}{m^2} + \frac{Ei}{k^2}$ или $\frac{1}{\lambda} = \frac{Ei}{hc}(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2})$.

Обозначим буквой $R=E_i/hc$; R называется постоянной Ридберга и равна R=1,1·10^{7}м$^{-1}$. Таким образом получим:

$$\boxed{\frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2})};\ m > k.$$

Это **формула Бальмера-Ридберга** (или обобщенная формула Бальмера).

Спектр излучения атома водорода состоит из отдельных спектральных линий. **Спектральная серия** – это совокупность переходов на общий нижний уровень. На схеме (рис.3) показаны переходы, соответствующие некоторым линиям первых трех серий. Для 1-ой серии (**серии Лаймана**) k=1, m=2,3,4,..., λ< 0,4мкм (ультрафиолетовая область спектра). Для 2-ой серия (**серия Бальмера**) k=2, m=3,4,5,.... Четыре линии этой серии находятся в видимой части спектра (0,4<λ<0,76 мкм). Это переходы на второй уровень с 6,5,4,3 уровней. Для 3-ей серия (**серия Пашена**) k=3, m=4,5,6,..., λ>0,76мкм (инфракрасная область спектра).

Энергия ионизации Ei - это энергия, которую нужно сообщить атому, находящемуся в основном состоянии, чтобы оторвать от него электрон. Энергия ионизации равна энергии, необходимой для перехода с уровня $n=1$ на $n=\infty$. Следовательно, энергия ионизации атома водорода $E_{иониз}=E_\infty-E_1=E_i$, т.е. равна 13,6эВ.

Методика выполнения лабораторной работы.

Для определения постоянной Ридберга R удобно использовать спектральные линии серии Бальмера (k=2), находящиеся в видимой части спектра излучения атома водорода. Серия Бальмера состоит из ряда линий, наиболее яркими из которых являются следующие четыре: ярко красная (m=3); зелёно–голубая (m=4); фиолетово-синяя (m=5) и фиолетовая (m=6).

Измерив длины волн λ этих линий, можно из формулы $\frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2})$ выразить постоянную Ридберга *R* и вычислить ее численное значение:

$$R = \frac{1}{\lambda\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right)}, \; m=3,4,5,6.$$

Для измерения длин волн спектральных линий в работе используется монохроматор - спектроскоп УМ – 2, внешний вид которого показан на рис.6. Источником света служит *газоразрядная лампа*, наполненная водородом. При подключении лампы к *источнику питания* в ней возникает электрический разряд, сопровождающийся свечением газа трубки. Свет от источника попадает в *коллиматорную трубу*, а за ней на призму, которая разлагает падающий на неё параллельный пучок света в дисперсионный спектр (цветные линии на темном фоне). Призма установлена на поворотном столике, который приводится в движение вращением *барабана*. Барабан снабжён *шкалой с делениями* – градусами. *Зрительная труба* служит для наблюдения спектра. В трубе находится указатель спектральных линий. Вращением барабана нужная спектральная линия подводится к указателю спектральных линий. По шкале барабана отсчитывается в градусах положение этой спектральной линии. Для пересчёта градусных делений барабана в длины волн спектральных линий служит градуировочный график, представляющий собой кривую, построенную в координатах: градусные деления барабана – длины волн спектральных линий.

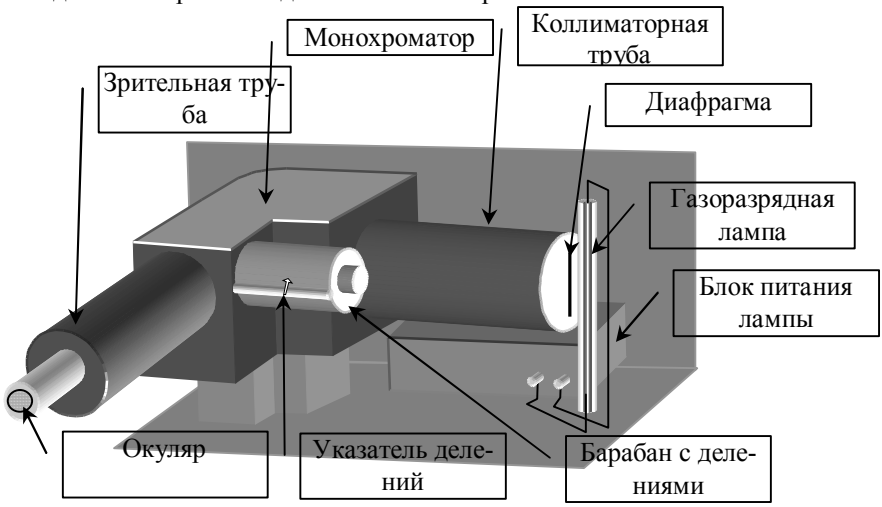


Рис.6

Порядок выполнения лабораторной работы.
Внимание! Установку включает и настраивает лаборант!

1) После включения лампы через *окуляр наблюдайте спектр.* Вращая *барабан,* просмотрите спектр излучения водорода. Найдите все четыре видимых линии серии Бальмера. 2).Вращая барабан, совместите ярко-красную линию с указателем/ 3). По шкале барабана произведите отсчёт в градусах положения ярко-красной линии и запишите в таблицу 1. 4) Повторите измерения для остальных линий спектра согласно пунктам (2) и (3). 5) По градуировачному графику (находится на лабораторном столе) определите длины волн спектральных линий и запишите в таблицу 1. 6).Выключите источник питания газоразрядной трубки.

Таблица 1

Цвет спектральной линии водорода	k	m	Отсчёт по шкале барабана, градусы	λ, м	R, $м^{-1}$
Ярко-красная	2	3			
Зелёно-голубая	2	4			
Фиолетово-синяя	2	5			
Фиолетовая	2	6			
$\langle R \rangle =$			$\varepsilon =$		

Обработка результатов измерений.

Вычислите по формуле $R = \dfrac{1}{\lambda\left(\dfrac{1}{2^2} - \dfrac{1}{m^2}\right)}$ постоянную Ридберга, найдите ее среднее значение $\langle R \rangle$, абсолютные погрешности $\Delta R = \left| R - \langle R \rangle \right|$, среднюю абсолютную погрешность $\langle \Delta R \rangle$ и относительную погрешность $\varepsilon = \dfrac{\langle \Delta R \rangle}{\langle R \rangle} \cdot 100\%$.

Методика выполнения компьютерной модельной лабораторной работы

На рисунке 7 показано окно компьютерной модельной лабораторной работы (компьютерная работа – имитация лабораторной установки). Внимательно ознакомьтесь с пояснительными надписями в окне работы.

Кнопкой **1** включается или выключается установка. Номером **2** обозначен указатель, напротив которого надо установить линию **3** излучения атома водорода. Кнопками **4** производится поворот призмы монохроматора. При этом нужный участок спектра излучения выводится на экран. Угол поворота отсчитывается в окне **5.** Градуировочный график показан в окне **6**, который для удобства пользования можно построить отдельно на листе по таблице **7.**

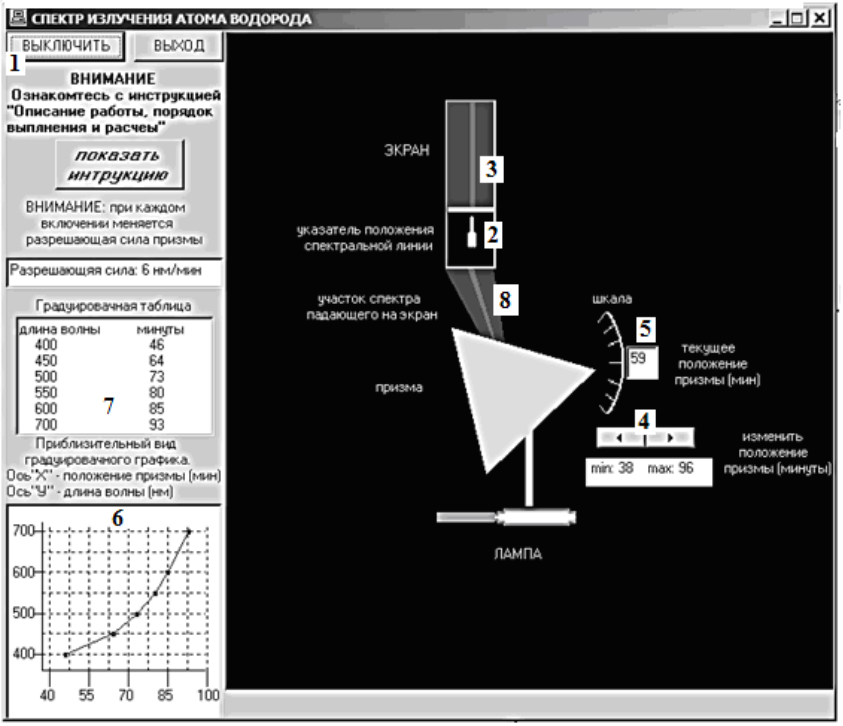


Рис. 7

Порядок выполнения компьютерной модельной лабораторной работы.

Перед выполнением компьютерной работы изучите инструкцию, которую можно вызвать или убрать нажатием кнопки «Показать инструкцию» (вверху слева). ВНИМАНИЕ – при повторном включении установки меняется разрешение призмы, меняются результаты измерения: не выключайте установку, пока не выполните измерения и расчеты полностью.

1) Включите установку кнопкой **1**. Появится спектр (на рис.7 участок 8) идущий от призмы к экрану. Этот сплошной спектр обусловлен тем, что в лампе содержащий атомарный водород присутствует и некоторое коли-

чество молекулярного водорода и другие газы. 2) Нажимая кнопку **4** вправо, выведите на экран напротив указателя **2** первую появившуюся яркую линию излучения атома водорода - фиолетовая линия. 3) Запишите показания угла поворота призмы из окна **5** в таблицу 2. 4) повторите действия пункта 2 для остальных 3 линий излучения атома водорода.5) По данным таблицы **7** (рис. 7) постройте на отдельном листе градуировочный график. По графику определите длины волн для каждой линии и запишите в таблицу 2. 6) Выполните обработку результатов измерения и запишите в таблицу 2.

Таблица 2

Цвет спектральной линии атома водорода	k	m	Текущее положение призмы (мин)	λ,м	$R,м^{-1}$
Фиолетовая	2	6			
Фиолетово-синяя	2	5			
Зелёно-голубая	2	4			
Ярко-красная	2	3			
$\langle R \rangle =$ ε=					

Контрольные вопросы.

1) В чем состоит гипотеза де Бройля? 2) В чем заключается принцип неопределенности? Запишите соотношение неопределенностей для координат и проекций импульса. 3) Каков физический смысл волновой функции ψ (x, y ,z)? Что такое условие нормировки и стандартные условия?4) Напишите уравнение Шредингера для стационарного состояния; разъясните буквенные обозначения. 5) Что такое квантование энергии? 6) По какой формуле находят энергию частицы в бесконечно глубокой потенциальной яме? Какой вид имеет соответствующая схема энергетических уровней? 7) Чему равны орбитальный момент импульса электрона и его проекции? Что такое спин, чему он равен? 8) Напишите уравнение Шредингера для электрона в атоме водорода; разъясните буквенные обозначения. 9) По какой формуле находят энергию электрона в атоме водорода? 10) Изобразите схему энергетических уровней атома водорода. 11) Что собой представляют основное и возбуждённые состояния атома водорода? Как излучает и поглощает энергию атом? 12) Получите обобщенную формулу Бальмера. 13) Что такое спектральная серия? Какие спектральные серии наблюдаются в спектре излучения атома водорода? В каких областях спектра они лежат? 14) Объясните устройство и принцип

действия монохроматора 15) Какую физическую постоянную определяют в данной лабораторной работе? По какой формуле ее рассчитывают?

Лабораторная работа 3-9

«Определение первого потенциала возбуждения»

Цель работы: изучение опыта Франка и Герца и определения первого потенциала возбуждения.

Теоретическое введение -
приведено в лабораторной работе 3-7 на стр. 67-73.

Методика лабораторной работы.

Существование дискретных энергетических уровней атомов подтверждается опытами, проведенными в 1914 г. Франком и Герцем. Схема установки этого опыта приведена на рис.1. Принципиальная схема лабораторной установки совпадает с установкой применяемой Франком и Герцем. В трубке (газонаполненной лампе – тиратроне) заполненной парами ртути при небольшом давлении (~1мм. рт. ст.) имелись три электрода: катод, сетка и анод. Электроны, вылетавшие с катода вследствие термоэлектронной эмиссии, ускорялись разностью потенциалов между *катодом* и *сеткой, которая* регулируется *потенциометром* и измеряется *вольтметром* (V). На анод подавался потенциал меньше чем на сетку, поэтому электроны, пролетевшие через неё, тормозились. Исследовалась зависимость анодного тока (измеряемого микроамперметром μA) от напряжения между катодом и сеткой - рис.1. Сила тока монотонно возрастала, достигая максимума при U = 4,9В, при дальнейшем увеличении напряжения резко падала, достигнув минимума и снова начинала расти (рис. 2.). Мак-

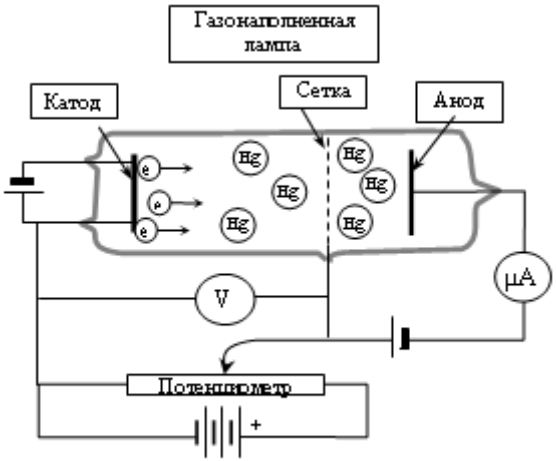


Рис. 1

симумы тока повторялись при U=9,8 (4,9×2)В, 14,7 (4,9×3)В и т. д. Такой ход кривой объясняется тем, что вследствие дискретности энергетических уровней атомы могут получать энергию только порциями $\Delta E_1 = E_2 - E_1$; $\Delta E_2 = E_3 - E_1$, где E_1, E_2, E_3, - энергия 1-го, 2-го, 3-го и т. д стационарных состояний атома. **Первым потенциалом возбуждения** называется потенциал $\varphi_1=\Delta E_1/e$, соответствующий энергии ΔE_1, необходимой для перехода атома из основного в первое возбужденное состояние.

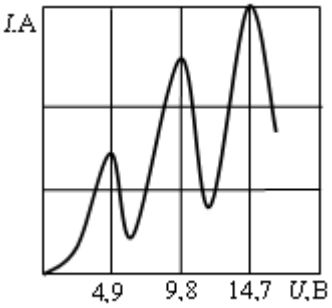


Рис. 2

Электроны, вылетевшие из катода и ускоренные электрическим полем между катодом и сеткой, имеют перед сеткой кинетическую энергию $mv^2/2=eU$, где m – масса электрона, e – его заряд, v- скорость электрона у сетки, U – напряжение между сеткой и катодом. Атомы газа, заполняющего лампу, получают энергию при столкновении с электронами, летящими от катода к сетке. До тех пор пока $eU=mv^2/2<\Delta E_1$, т.е. кинетическая энергия электрона меньше чем энергия необходимая для перехода атома из стационарного (n=1) в первое возбужденное состояние (n=2) столкновения **упругие** - кинетическая энергия электрона сохраняется, меняется только направление его движения. Когда кинетическая энергия электрона $eU_1=mv^2/2=\Delta E_1$ – энергии перехода атома газа в первое возбужденное состояние (n=2), соударение происходит **неупруго** - атом получает от электрона энергию $\Delta E_1= E_2-E_1$. Электрон, передав свою энергию атому, не может преодолеть небольшую задерживающею разность потенциалов между сеткой и анодом и уходит на сетку. Число электронов, попадающих на анод, уменьшается, и анодный ток резко падает. Если напряжение между катодом и сеткой $U>U_1$, то неупругие столкновения будут происходить на некотором расстоянии от сетки. После неупругого соударения электрон снова начнет ускоряться и сможет преодолеть тормозящее поле – ток снова увеличивается. При U=2 U_1 электрон дважды сможет получить энергию, необходимую для возбуждения атома, и дважды может испытать неупругое соударение с атом. Ток резко уменьшится и т. д. Например: разность потенциалов между сеткой и катодом 9,8В. На середине расстояния между ними U=4,8В – в этой области соударения электрона с атомом неупругое. От середины до сетки электрон опять проходит разность потенциалов 4,8В и, следовательно, перед сеткой произойдет неупругое столкновение. Атомы газа, заполняющего тиратрон, переходят в первое возбужденное состояние в результате неупругих столкновений с электронами, а затем возвращаются в основное состояние,

излучая фотоны. Энергия фотона $E_ф = hc/\lambda = E_2 - E_1$. Так как $E_2 - E_1 = eU_1$, то $hc/\lambda = e\varphi_1$, c – скорость света, λ - длина волны фотона. Следовательно, длина волны излучения, испускаемого атомами газа при переходе из первого возбужденного состояния в основное, определяется выражением:

$$\lambda = hc/e\varphi_1$$

Порядок выполнения лабораторной работы

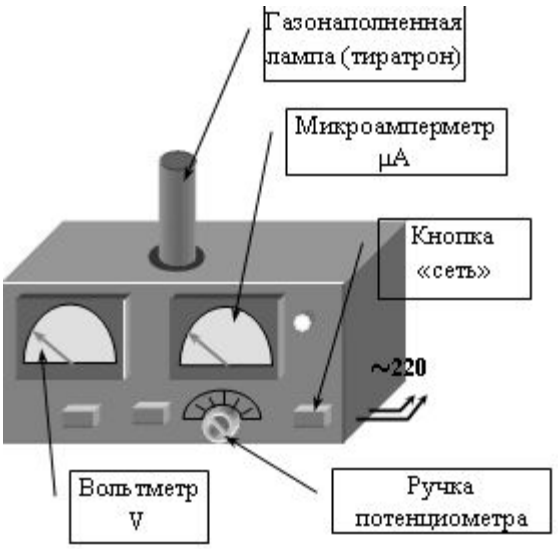


Рис. 3

Принципиальная схема лабораторной установки повторяет схему опыта Франка и Герца (рис.1). Внешний вид установки показан на рис.3. В лабораторной работе надо исследовать зависимость анодного тока от напряжения между сеткой и катодом. Для снятия вольт-амперной сеточной характеристики тиратрона необходимо: 1) Включить установку. 2) Ручку потенциометра установить на минимум (крайнее левое положение). 3) Вращая ручку потенциометра вправо, постепенно увеличивайте напряжение, записывая показания вольтметра и микроамперметра в таблицу 1. 4) Во время снятия вольтамперной характеристики следите за показаниями микроамперметра. Если вы заметите уменьшение тока, то надо немного уменьшить напряжение и найти максимальное значение тока, после которого начинается резкий спад. Определите напряжение, при котором начинается спад. Эти данные занесите в таблицу.

Обработка результатов измерений.

1) По значениям напряжения и тока, занесенных в таблицу, постройте график $I = f(U)$. Вид зависимости тока анода от сеточного напряжения будет аналогичен кривой рис.2. 2) Опустите перпендикуляры из точек

максимумов тока на ось напряжения U_1 и U_2, при которых наблюдаются максимумы токов. 3) Найдите два значения первого потенциала возбуждения $\varphi_1' = U_1$ и $\varphi_1'' = \frac{U_2}{2}$. 4) Определите среднее значение первого потенциала возбуждения $\varphi_{ср} = \frac{\varphi_1' + \varphi_1''}{2}$ и запишите его в таблицу 2. 5) Рассчитайте длину волны излучения по формуле $\boldsymbol{\lambda = hc/e\varphi_{ср}}$, запишите в таблицу 2

U, *В*																									
I,*мА*																									

Таблица 1

Таблица 2

Первый максимум U_1= (В)	Второй максимум U_2= (В)	λ= (м)
$\varphi_{ср}$=		

Методика выполнения компьютерной модельной лабораторной работы

На рисунке 4 показано окно компьютерной модельной лабораторной работы (компьютерная работа – имитация лабораторной установки). Внимательно ознакомьтесь с пояснительными надписями в окне работы.

Кнопкой **1** включается установка. При этом происходит замыкание ключа 2, нить накала 3 «загорается» красным цветом, появляются стрелки 4 на вольтметре 5 и амперметре 6; в поле тиратрона 7 указывается газ каких молекул будет исследоваться. При включении установки выбор газ производится случайным образом. Кнопками 8 можно выбрать любой из трех газов молекул. При включении кнопок 8 меняется цена деления вольтметра 5. Потенциометром 9 можно менять напряжение сетка-катод, которое измеряется по шкале вольтметра 5. Анодный ток, **в относительных единицах,** измеряется амперметром 6. В поле 10 показан приблизительны график вольт-амперной зависимости данной работы. Кнопкой 11 вызывается инструкция работы.

Порядок выполнения компьютерной модельной лабораторной работы

1) Включить установку кнопкой «включить». 2) Изменяя регулятором 9 напряжение сетка-катод установите напряжение приблизительно 0.1 от максимального значения шкалы вольтметра и запишите показания

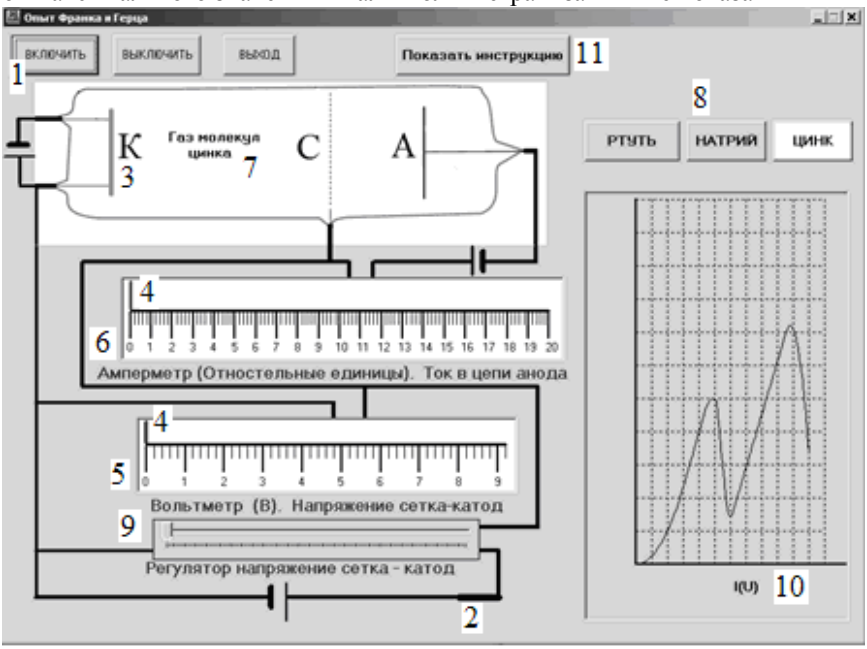


Рис. 4

амперметра и вольтметра в таблицу 1. **Внимание: ток в модельной лабораторной работе измеряется в относительных единицах**. 3) Увеличьте напряжение на интервал напряжения, определенный в пункте 3, определите силу тока по амперметру. Запишите показание приборов в таблицу 1. 4) Увеличивая далее напряжение, определяйте силу тока. Данные заносите в таблицу 1. 5) Во время снятия вольтамперной характеристики следите за показаниями амперметра. Если вы заметите уменьшение тока, то надо вернуться и потенциометром найти максимальное значение тока. Определите напряжения, соответствующее максимуму тока. Максимумов тока должно быть два (рис.4, график в поле 10) Эти данные занесите в таблицу 1. 6) По значениям напряжения и тока, занесенных в таблицу, постройте график *I=f(U)*. 7) Определите напряжения соответствующие двум максимумам тока Значение напряжения, при котором наблюдается второй максимум тока должно быть близок к удвоенному значению первого. Полученные данные запишите в таблицу 2. 8) Определите среднее значение первого потенциала возбуждения по формуле

$$\varphi_{ср} = \frac{U_1 + U_2 / 2}{2}$$

Результат занесите в таблицу 2. 10) Рассчитайте длину волны излучения по формуле $\lambda = hc/e\varphi_{ср}$, запишите в таблицу 2.

Контрольные вопросы.

1) В чем состоит гипотеза де Бройля? 2) В чем заключается принцип неопределенности? Запишите соотношение неопределенностей для координат и проекций импульса. 3) Какова квантовомеханическая интерпретация волновой функции ψ (x, y ,z)? Что такое условие нормировки? Какие требования накладываются на ψ - функцию? 4) Напишите уравнение Шредингера для стационарных состояний; разъясните буквенные обозначения. 5) Что такое квантование энергии. 6) Чему равны момент импульса электрона в атоме и его проекции? Что такое спин, чему он равен? 7) Напишите уравнение Шредингера для электрона в атоме водорода; разъясните буквенные обозначения. Какой результат для энергии получается, какими величинами характеризуется состояние атома водорода? 8) Изобразите схему энергетических уровней атома водорода. Что собой представляет основное и возбуждённые состояния атома водорода? Как излучает и поглощает энергию атом водорода? Получите обобщенную формулу Бальмера. 9) Что собой представляют спектральные серии в излучении атома водорода? Каким переходам соответствуют спектральные линии серии Лаймана и серии Бальмера? 10) В чем заключался опыт Франка и Герца? Какие соударения электронов с атомами являются упругими и неупругими? При каких условиях они происходят? Как объяснить полученную вольтамперную характеристику газонаполненной лампы? 11) Что такое потенциал возбуждения и первый потенциал возбуждения атома? 12) Получите формулу для длины волны излучения, испускаемого при переходе атомов из первого возбужденного состояния в основное.

Библиографический список

1. Савельев И.В. Курс физики: Учеб. В 3-х т. Т. 2. Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика. М.: Лань, 2016. -464 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: Учеб. пособие. В 5 т. Т. 4. Волны. Оптика. М.: Лань, 2011.-256 с.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Учеб. пособие. В 5 т. Т. 4. Оптика. М.: Физматлит. 2017. – 792 с.
4. Трофимова Т.И. Физика. Учеб. М.: Академия. 2012. - 320с.
5. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. Учеб. пособие. М.: Академия. 2014. - 720с.
6. Бутиков Е.И. Оптика: Учеб. пособие для вузов / Под ред. Н.И.Калитеевского. М.: Высш. шк., 1986. – 512 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Работа №	НАЗВАНИЕ	стр.
3-1	Определение длины световой волны с помощью колец Ньютона	3
3-2	Определение длины световой волны с помощью бипризмы Френеля	15
3-3	Определение концентрации раствора сахара поляриметром	24
3-4	Определение длины световой волны с помощью дифракционной решетки	37
3-5	Изучение явления внешнего фотоэффекта	49
3-6	Определение постоянной Стефана - Больцмана	57
3-7	Определение постоянной Ридберга	67
3-9	Определение первого потенциала возбуждения	78
	Библиографический список	85

Учебное издание

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ

Часть 3

ВОЛНОВАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА

Составители:
РЕЗВОВ Юрий Герасимович
ПОДОЛЬСКИЙ Вадим Александрович
СИВКОВА Ольга Дмитриевна
ЛОГАЧЕВА Валентина Михайловна
ГУКАСОВ Александр Степанович

Редактор Туманова Е.М.
Подписано к печати . Формат $60x80^{1/16}$
Бумага «Снегурочка». Отпечатано на ризографе.
Усл.печ.л. . Уч.-изд.л. .
Тираж экз. Заказ №

ФГБОУ ВО «Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева», Новомосковский институт (филиал). Издательский центр
Адрес университета: 125047, Москва, Миусская пл.,9
Адрес института: 301655 Тульская обл., Новомосковск, ул. Дружбы,8