

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Южно-Уральский государственный университет  
Кафедра общей и экспериментальной физики

535(07)  
А659

Б.А. Андрианов, В.Ф. Подзерко, А.С. Соболевский

# **ОПТИКА И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА**

Учебное пособие для выполнения лабораторных работ

Челябинск  
Издательский центр ЮУрГУ  
2013

УДК 535(075.8) + 539.1(075.8)  
А659

*Одобрено  
учебно-методической комиссией физического факультета*

*Рецензенты:  
В.П. Андрейчук, В.В. Викторов*

**Андрианов, Б.А.**  
А659      Оптика и ядерная физика: учебное пособие для выполнения лабораторных работ / Б.А. Андрианов, В.Ф. Подзерко, А.С. Соболевский. – Челябинск: Издательский центр ЮУрГУ, 2013. – 82 с.

Учебное пособие составлено с учетом программы лабораторного практикума по разделу «Оптика и ядерная физика» в курсе общей физики. В пособии рассмотрены вопросы теории тех разделов, которые вынесены на лабораторный практикум, приведены описания лабораторных работ, инструкции по их выполнению, даны контрольные вопросы.

УДК 535(075.8) + 539.1(075.8)

© Издательский центр ЮУрГУ, 2013

## РАБОТА № 1

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ

*Цель работы:* ознакомиться с условиями образования интерференционных полос равной толщины (колец Ньютона) и вычислить радиус кривизны линзы.

*Оборудование:* измерительный микроскоп с осветителем, линза, стеклянная пластинка.

#### Описание метода

Интерференция света – это такое сложение световых волн, при котором на экране происходит перераспределение энергии этих волн в пространстве, в результате чего на экране образуются чередующиеся темные и светлые полосы.

Частным случаем интерференции света являются кольца Ньютона (рис. 1), возникающие при нормальном прохождении или отражении света от контакта выпуклой линзы *C* с плоской пластинкой *B*. Свет в этом явлении проявляет себя как электромагнитная волна.

Для того, чтобы в данной области пространства наблюдалось постоянное взаимное гашение или усиление световых волн, необходимо, чтобы частота волн  $\omega$  была одинаковой и разность фаз  $\delta\varphi$  волн, приходящих в данную область, с течением времени не менялась. Световые волны, которые приходят в данную точку пространства с постоянной (не меняющейся во времени) разностью фаз, называются когерентными.

Условие когерентности можно записать так:

$$\omega_1 = \omega_2,$$

$$\delta\varphi = \text{const.}$$

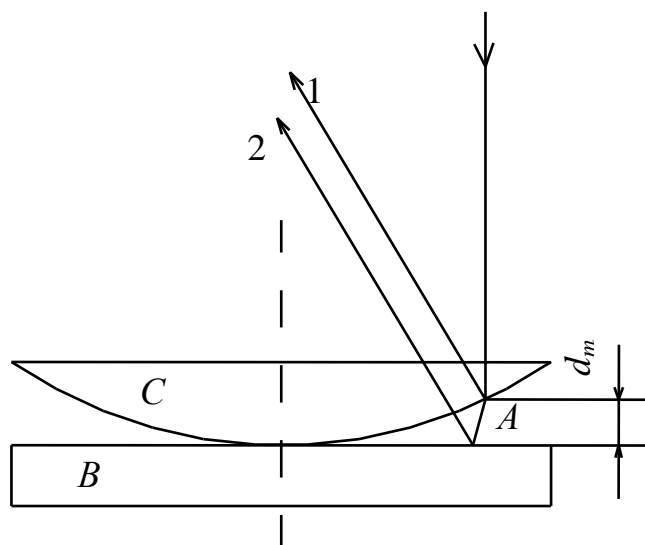


Рис. 1

Кольца Ньютона можно наблюдать как в проходящем, так и в отраженном свете.

Интерферируют в отраженном свете лучи 1 и 2. При небольшом удалении от оптической оси линзы они сохраняют когерентность, так как толщина воздушного клина в этом месте меньше длины когерентности. По мере удаления от оптической оси растет толщина воздушного зазора, увеличивается оптическая раз-

ность хода, нарушается когерентность и интерференционная картина постепенно размывается и пропадает.

Произведение абсолютного показателя преломления  $n$  среды, в которой распространяются волны, на геометрическую длину пути луча в этой среде называется оптической длиной пути  $nl$ . Разность оптических длин пути называется оптической разностью хода:

$$\Delta = n_1 l_1 - n_2 l_2.$$

Если когерентные волны интерферируют в одинаковых фазах, они максимально усиливают друг друга. При этом их оптическая разность хода  $\Delta$  равна четному числу полуволен  $2m \frac{\lambda}{2}$ . Условия максимума записываются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \delta\varphi &= \pm 2m\pi; \\ \Delta &= \pm 2m \frac{\lambda}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $m$  – порядок интерференционного максимума ( $m = 0, 1, 2, \dots$ );

$\delta\varphi$  – разность фаз складываемых световых волн.

Если когерентные волны интерферируют в противоположных фазах, они максимально ослабляют друг друга. При этом их оптическая разность хода  $\Delta$  равна нечетному числу полуволен  $2(m+1) \frac{\lambda}{2}$ . Условия минимума записываются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \delta\varphi &= \pm (2m+1)\pi; \\ \Delta &= \pm (2m+1) \frac{\lambda}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь  $m$  – порядок интерференционного минимума ( $m = 0, 1, 2, \dots$ );

$\delta\varphi$  – разность фаз складываемых световых колебаний.

Оптическая разность хода лучей 1 и 2

$$\Delta = 2dn + \frac{\lambda}{2}, \quad (3)$$

где  $d$  – толщина прослойки между линзой и пластинкой в месте наблюдения интерференции,  $n$  – абсолютный показатель преломления среды в этом промежутке. Если такой средой является воздух, то  $n \cong 1$ . Луч 2 отражается от оптически более плотной среды. При этом изменяется фаза колебания на противоположную, что равносильно изменению хода луча на  $\lambda/2$ .

В месте наблюдения темного кольца оптическая разность хода лучей (3) равна нечетному числу полуволен, то есть для  $m$ -го кольца

$$2d_m + \frac{\lambda}{2} = (2m+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4)$$

или

$$d_m = m \frac{\lambda}{2}. \quad (5)$$

Толщина воздушного клина  $d_m$  в месте наблюдения  $m$ -го темного кольца связана с радиусом этого кольца  $r_m$  (рис. 2). Пусть  $AE$  радиус  $m$ -го темного кольца, то есть  $AE=BD=r_m$ ,  $OD=OA$  и является радиусом кривизны линзы  $R$ . Тогда  $OE = OD - DE = R - d_m$ . Для треугольника  $OEA$  можем записать

$$R^2 = (R - d_m)^2 + r_m^2,$$

или

$$R^2 = R^2 - 2Rd_m + d_m^2 + r_m^2 \quad (6)$$

$d_m^2$  можно пренебречь, так оно мало по сравнению с другими величинами.

-

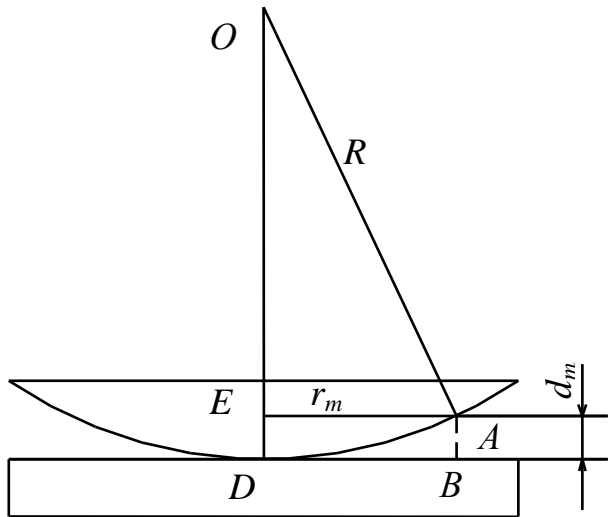


Рис. 2

Тогда из (6)

$$r_m^2 = 2Rd_m. \quad (7)$$

Подставляя в уравнение (7) выражение (5) для  $d_m$ , получаем

$$r_m = \sqrt{mR\lambda}.$$

Формула (8) описывает величину радиуса любого темного кольца Ньютона в отраженном свете. Если в зазоре между линзой и пластинкой находится жидкость, абсолютный показатель преломления которой  $n_{жс} < n_{ст}$

$$r_m = \sqrt{m \frac{R\lambda}{n_{жс}}}.$$

В месте соприкосновения линзы с пластиной ( $d = 0$ ) оптическая разность хода  $\Delta = \lambda/2$ , что соответствует условию минимума. Поэтому в центре интерференционной картины будет наблюдаться темное пятно. Оно окружено concentрическими чередующимися светлыми и темными кольцами, контрастность которых постепенно убывает. Ближайшее к темному пятну темное кольцо соответствует  $m = 1$ . По мере удаления от центра номера колец растут.

### Описание установки

На столике микроскопа (рис. 3) помещают плоскопараллельную пластинку из стекла  $A$  и линзу малой кривизны  $B$ . Внутри трубки микроскопа находится стеклянная пластинка  $P$  с наклоном к оси микроскопа  $45^\circ$ . Свет от источника  $S$ , отражаясь от  $P$ , падает на линзу нормально. Кольца Нью-

тона рассматриваются окулярным микрометром. Он представляет собой стеклянную пластинку с делениями. Пластишку помещают в плоскость изображения, создаваемого объективом  $O$ . Цена деления микроскопа указана на установке. Для получения монохроматического света служит красный светофильтр.

## Выполнение измерения

1. Включить вилку блока питания в розетку сети и повернуть тумблер блока питания (если он есть). При этом должна загореться лампа осветителя.

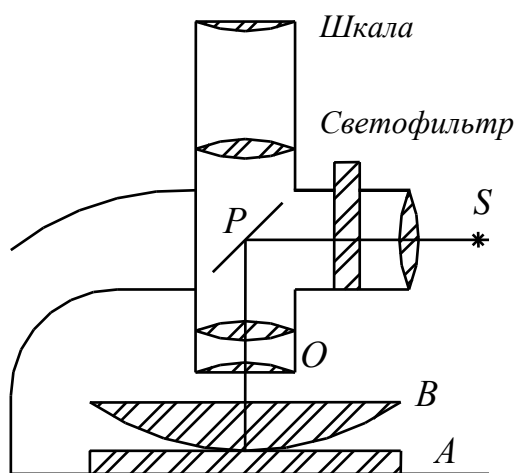


Рис. 3

2. Посмотреть в окуляр микроскопа. В центре поля зрения должна быть кольца Ньютона. Если их нет, то необходимо настроить микроскоп с помощью винта грубой настройки (круглая черная ручка на станине микроскопа), глядя в окуляр с измерительной шкалой. Если центр колец не совпадает с центром измерительной шкалы, то перемещать подставку  $A$  с линзой  $B$  (рис. 3) до их совмещения.

3. Рассмотрите интерференционную картину. В центре должно быть темное пятно. Если в центре светлое пятно, то необходимо протереть от пыли место контакта линзы  $B$  с подставкой  $A$  и снова совместить центры шкалы и колец. Счет темных колец начинается с самого малого, окружающего центральное темное пятно.

4. Измерьте по шкале (в ее малых делениях) положение точек пересечения первого кольца со шкалой. Разница даст вам значение диаметра первого кольца в малых делениях шкалы. Края колец размыты, поэтому измерения проводите по самому темному месту кольца. Закончив измерение диаметра первого кольца, повторите процедуру измерения ещё для четырёх колец. Результаты измерения занесите в таблицу.

Таблица

 $\lambda = 700 \text{ нм} = 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ мм (красный сф.)}$ 
 $\lambda = 550 \text{ нм} = 0,55 \cdot 10^{-3} \text{ мм (зеленый сф.)}$ 

Номер темного кольца	Положение кольца на шкале		Радиус кольца, $r_m$	
	Левый край	Правый край	Малые деле- ния шкалы	мм
1				
2				
3				
4				
5				

### Обработка результатов

1. Разделить пополам разницу координат левого и правого краёв кольца. Полученное значение радиуса кольца (в малых делениях шкалы) записать в таблицу.

2. Перевести в миллиметры полученные значения радиусов колец умножив их на цену малого деления шкалы (цена малого деления мм указана на блоке питания). Записать результаты в таблицу.

3. По формуле

$$R_i = \frac{r_m^2}{m\lambda}.$$

Определите пять раз радиус кривизны линзы в мм. Найдите её среднее арифметическое значение

$$\langle R \rangle = \frac{R_1 + R_2 + R_3 + R_4 + R_5}{5} = \frac{\sum_i R_i}{5}.$$

4. Определите случайную погрешность определения радиуса кривизны линзы по формуле

$$\Delta R = t_{P,N} \sqrt{\frac{\sum_i (\langle R \rangle - R_i)^2}{N(N-1)}},$$

где  $N=5$ , а коэффициент Стьюдента найдите по таблице, принимая доверительную вероятность  $P=0,9$ .

5. Запишите окончательный результат в виде:

$$R = \langle R \rangle \pm \Delta R, \text{ мм}$$

и сделайте по работе вывод.

## РАБОТА № 2

### ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

*Цель работы:* ознакомиться с явлением дифракции света, произвести измерения и вычислить длины волн основных линий излучения паров ртути в видимой части спектра.

*Оборудование:* осветители, блоки питания, шкала с щелью, дифракционная решетка.

#### Описание метода

Дифракцией называется огибание световой волной границ непрозрачных тел с образованием интерференционного перераспределения энергии по различным направлениям.

Пользуясь явлением дифракции света, можно с помощью дифракционной решетки измерить длину световой волны. Дифракционная решетка представляет собой систему параллельных друг другу щелей равной ширины, расположенных на равном расстоянии друг от друга. Расстояние между серединами соседних щелей, равное  $(a + b) = d$ , где  $b$  – ширина щели,  $a$  – ширина непрозрачного промежутка между щелями, называется периодом дифракционной решетки (рис. 1).

При падении на решетку плоской монохроматической световой волны каждая точка щелей становится источником вторичных сферических когерентных волн, распространяющихся от решетки во всех направлениях. Плоской называется волна, фронт которой представляет собой плоскость, отделяющая область, вовлеченную проходящей волной в колебательный

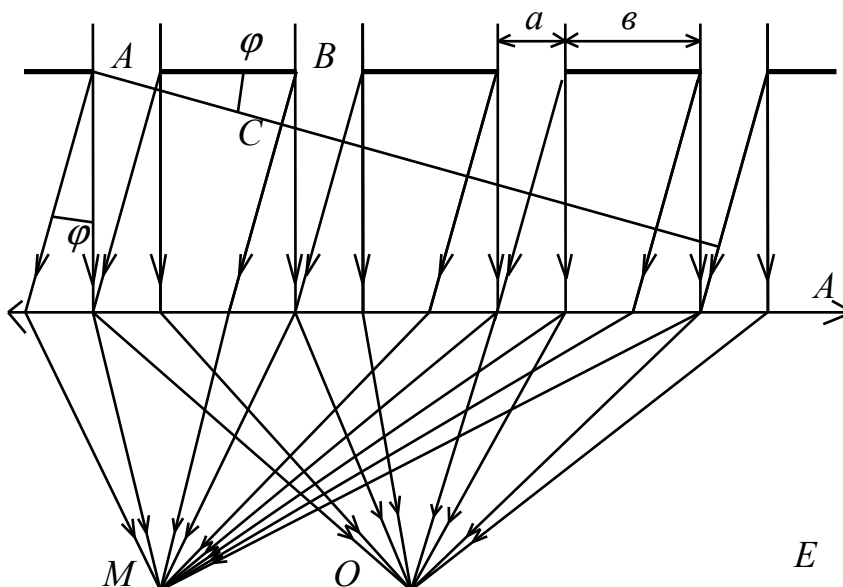


Рис. 1



процесс, от области пространства, до которой еще не дошла волна и не начались колебания. Если на пути волн за решеткой поставить собирающую линзу, то на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы, будет наблюдаться дифракционная картина: ряд светлых полос, разделенных темными промежутками. В данной работе роль линзы выполняет глаз наблюдателя. Вторичные волны, идущие в одном направлении, при наложении интерферируют между собой. Результат интерференции зависит от разности хода, с которой эти волны придут в данную точку экрана. Ход лучей от дифракционной решетки до экрана показан на рис. 1. Линза «сортирует» световые лучи по направлениям. Та часть световой волны, которая проходит через решетку в прямом направлении (параллельно главной оптической оси линзы) собирается линзой в точке  $O$ . В точке  $M$  линза собирает вместе все параллельные лучи, составляющие с первоначальным направлением некоторый угол  $\varphi$ . Здесь  $\varphi$  – угол дифракции.

Если разность хода волн  $\Delta$  равна четному числу полуволен ( $2m\lambda/2$ ), то волны таких пучков приходят в точку наблюдения в одинаковых фазах, и в результате интерференции получается максимум света. Из рис.1 следует, что

$$\Delta = BC = (a + b)\sin\varphi. \quad (1)$$

Тогда условие главных максимумов имеет вид

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda \quad (2)$$

Число  $m$  называем порядком максимума. При  $m = 0$  получим центральную светлую полосу, при  $m = 1$  – две светлые полосы первого порядка справа и слева от центрального максимума и т.д.

В некоторых направлениях каждая щель дает минимум света. Эти направления соответствуют условиям минимума от всех щелей

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda \quad (3)$$

Если складываются лучи, идущие от разных, но не от соседних щелей, и при этом возникает разность хода, равная нечетному числу полудлин волн, то возникают добавочные минимумы. Их условие имеет вид

$$d \sin \varphi = \pm \frac{m'}{N} \lambda \quad (4)$$

где  $N$  – общее число щелей дифракционной решетки,  $m' = 1, 2, 3, \dots, N - 1$ .

Внешне появление дополнительных минимумов проявляется в том, что дифракционная картина представляет собой широкие темные полосы, разделенные светлыми узкими линиями главных максимумов. Чем больше штрихов содержит дифракционная решетка, тем уже получаются дифракционные максимумы, тем выше разрешающая способность решетки

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN,$$

где  $N$  – общее число щелей решетки,  $m$  – порядок спектра, в котором разрешаются (воспринимаются раздельно) спектральные линии двух волн длиной  $\lambda$  и  $\lambda + \Delta\lambda$ .

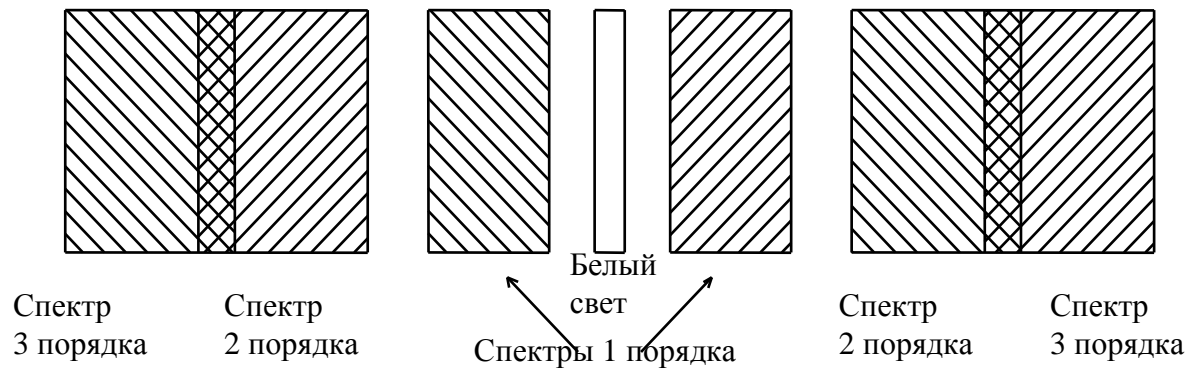


Рис. 2

Если на решетку падает не монохроматический, а белый свет, то все главные максимумы, кроме центрального, разлагаются в спектр, и картина приобретает вид, представленный на рис. 2. Из (2) видно, что в этих спектрах красные лучи более удалены от центра, чем фиолетовые, т.к.  $\lambda_k > \lambda_\phi$ .

### Описание установки

Схема установки показана на рис. 3. Свет от источника 1, пройдя узкую щель 2 в кожухе лампы 3, падает практически параллельным пучком на дифракционную решетку 5. Наблюдается дифракционная картина глазом. При этом глаз проецирует светлые линии на шкалу 4, на которой видна дифракционная картина.

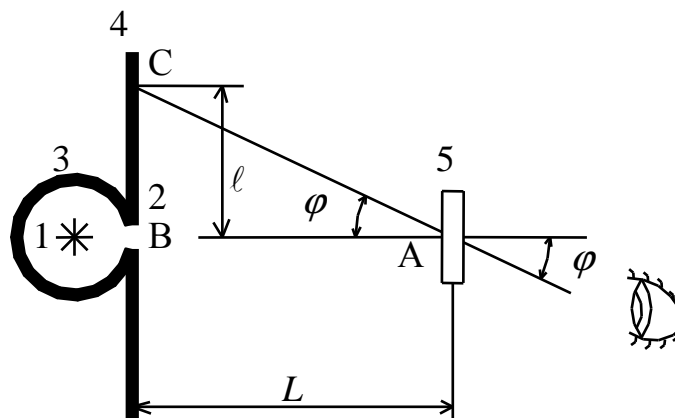


Рис. 3

Из треугольника  $ABC$  видно, что угол дифракции  $\varphi$  для отдельных полос можно найти из равенства

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\ell}{L} \quad \text{или} \quad \sin \varphi = \frac{\ell}{\sqrt{\ell^2 + L^2}}, \quad (5)$$

где  $L$  – расстояние от щели до дифракционной решетки;  $\ell$  – расстояние от максимума нулевого порядка (от щели) до интересующей нас полосы спектра.

### Выполнение измерений

1. Включить осветитель с ртутной лампой, имеющей линейчатый спектр.

2. Установить дифракционную решетку по возможности дальше от щели так, чтобы отчетливо были видны спектры первого и второго порядков. Измерить расстояние  $L$  от щели до решетки. Плоскость решетки необходимо располагать перпендикулярно к световым лучам.

3. Глядя через решетку на щель, измерить по шкале расстояние от середины щели до фиолетовой линии в спектрах первого и второго порядков. Следует измерить  $\ell'$  и  $\ell''$  (вправо и влево от щели). Результаты измерений занесите в таблицу.

4. Используя формулы (2) и (5), определить длину волны фиолетовых лучей. Значение периода решетки  $d$  указано на установке.

$$\lambda = \frac{d}{m} \sin \left( \arctg \frac{\ell}{L} \right) \quad \text{или} \quad \lambda = \frac{d}{m} \times \frac{\ell}{\sqrt{\ell^2 + L^2}}.$$

5. Выполнить п.п. 3 и 4 для синих, зеленых и оранжевых лучей. Результаты вычислений занести в таблицу. Определить для каждого цвета среднюю длину волны  $\langle \lambda \rangle$ .

Таблица

		$L =$		$d =$			
Цвет	Порядок спектра	Влево $\ell'$ , мм	Вправо $\ell''$ , мм	$\langle \ell \rangle$ , мм	$\sin \varphi$	$\lambda_i$ , мкм	$\langle \lambda \rangle$ , мкм
Фиолетовый	1						
	2						
Синий	1						
	2						
Зеленый	1						
	2						
Оранжевый	1						
	2						

6. Определить абсолютную систематическую погрешность  $\theta \lambda$  в определении длины волны для какого-либо одного цвета

$$\theta\lambda = \langle \lambda \rangle \left( \frac{\theta \ell}{\ell} + \frac{\theta L}{L} \right).$$

Здесь  $\theta \ell$  – погрешность в определении положения линии, равная цене деления шкалы;  $\theta L$  – погрешность в определении расстояния от дифракционной решетки до шкалы, равная цене деления линейки. Считать погрешность в определении длины волны других цветов такой же.

7. Записать окончательный результат для каждого цвета:

$$\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \theta\lambda$$

8. Сделать вывод, считая  $\theta\lambda$  для всех цветов одинаковой. Сравнить полученные длины волн с табличными.

## РАБОТА № 3

### ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЗДУХА

*Цель работы:* ознакомиться с интерференционным методом определения показателя преломления газов и с его помощью определить абсолютный показатель преломления воздуха.

*Оборудование:* интерферометр ШИ-10, манометр, помпа, осветитель.

#### Описание метода

Согласно макроскопической теории Максвелла, абсолютный показатель преломления вещества

$$n = \frac{c}{v}, \quad (1)$$

представляющий собой отношение скорости света в вакууме к скорости распространения света в данном веществе, связан с электрической  $\epsilon$  и магнитной  $\mu$  проницаемостями среды

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}.$$

Так как  $\mu = 1$  для всех неферромагнитных сред, то

$$n \cong \sqrt{\epsilon} \quad (2)$$

Следует отметить, что относительная диэлектрическая проницаемость среды  $\epsilon$ , а значит и  $n$ , зависят от частоты света  $f = \frac{c}{\lambda}$ . Такая зависимость вызывает дисперсию света.

Диэлектрическая проницаемость является одной из основных характеристик диэлектрика и связана со свойствами атомов или молекул, входящих в состав диэлектрика. Диэлектрическая проницаемость есть отношение напряженности поля в вакууме и напряженности электрического поля в однородной изотропной среде при одном и том же расположении электрических зарядов, создающих поле.

$$\epsilon = \frac{E_0}{E}.$$

Ослабление поля в диэлектрике связано с его поляризацией. Количественной характеристикой поляризации является вектор поляризации  $\vec{P}$ , равный суммарному электрическому моменту единицы объема диэлектрика. Если диэлектрик однороден, то вектор поляризации, согласно классической теории,

$$\vec{P} = n_0 \alpha \epsilon_0 \vec{E} = \chi \epsilon_0 \vec{E}, \quad (3)$$

где  $\vec{E}$  – напряженность поля в диэлектрике;  $n_0$  – концентрация молекул;  $\alpha_0$  – поляризуемость молекул (величина, которая характеризует способность молекулы данного вещества поляризоваться под действием внешнего поля);  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная;  $\chi = \alpha n_0$  – диэлектрическая восприимчивость диэлектрика. Между  $\epsilon$  и  $\chi$  существует связь:

$$\epsilon = 1 + \chi. \quad (4)$$

Таким образом, показатель преломления однородного изотропного вещества

$$n = \sqrt{\epsilon} = \sqrt{1 + \chi} = \sqrt{1 + \alpha n_0}.$$

Так как концентрация молекул  $n_0$  связана с давлением газа соотношением  $P = n_0 kT$ , то

$$n \cong \sqrt{1 + \frac{P\alpha}{kT}}. \quad (5)$$

Здесь  $T$  – температура газа;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана. Для газа  $P\alpha/kT \ll 1$ , поэтому, разложив выражение (5) в ряд, получим

$$n \cong 1 + \frac{P\alpha}{2kT} = 1 + KP. \quad (6)$$

Изменение давления на  $\Delta P$  приводит к изменению показателя преломления на  $\Delta n$ :

$$\Delta n = K \Delta P. \quad (7)$$

Формула (7) позволяет по известным значениям  $\Delta n$  и  $\Delta P$  определить коэффициент пропорциональности  $K$ , а затем по формуле (6) можно вычислить и значение показателя преломления  $n$ .

Показатель преломления воздуха с изменением давления меняется очень мало. Одним из приборов, позволяющих заметить эти малые изменения, является интерферометр – прибор, в котором используется явление интерференции света.

Пучок света с помощью того или иного устройства пространственно разделяется на два когерентных луча, которые проходят различные оптические пути, а затем сводятся вместе и интерферируют. Интерференционная картина обычно представляет собой чередующиеся темные и светлые полосы. Окраска светлых полос определяется длиной волны света, используемого в интерферометре.

Если один луч проходит геометрический путь  $l_1$  в среде с показателем преломления  $n_1$ , а другой – путь  $l_2$  в среде с показателем преломления  $n_2$ , то оптическая разность хода лучей

$$\Delta = l_1 n_1 - l_2 n_2$$

Когда  $\Delta$  равна четному числу полуволен, то наблюдается максимум, если нечетному, то минимум освещенности. При плавном изменении одного

из показателей преломления ( $n_1$  или  $n_2$ ) оптическая разность хода  $\Delta$  будет плавно изменяться, что вызовет смещение интерференционной картины. При изменении  $\Delta$  на величину  $\lambda$  вся интерференционная картина смещается на одну полосу.

### Описание установки

В работе используется шахтный интерферометр ШИ-10, предназначенный для определения концентрации метана в окружающей среде. Схема установки приведена на рис. 1. Свет от лампы 1 через красный светофильтр 2 падает на пластинку 3 и разделяется на два когерентных луча. Один из них, изображенный пунктирной линией, проходит через кюветы 4 и 5, заполненные воздухом при атмосферном давлении. Другой луч, изображенный тонкой сплошной линией, проходит дважды через кювету 6, заполненную воздухом, находящимся под избыточным давлением  $P$ , создаваемым помпой и измеряемым U-образным манометром, заполненным подкрашенной водой. Избыточное давление  $\Delta P$  в мм вод.ст. равно разности уровней жидкости в левой и правой трубках манометра.

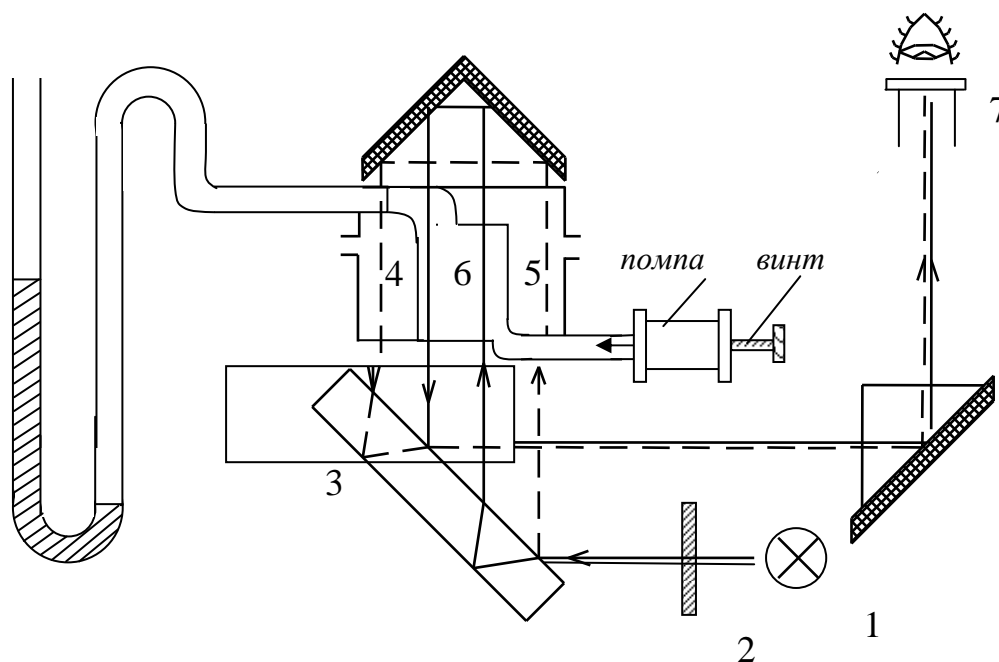


Рис. 1

Нагнетая помпой воздух в кювету 6, мы создаем в ней избыточное по отношению к атмосферному давление воздуха. Повышение давления сопровождается увеличением абсолютного показателя преломления воздуха на величину  $\Delta n$ , которое изменяет оптическую разность хода лучей на величину

$$\Delta = 2l \Delta n,$$

где  $l = 50$  мм – длина кювет 4, 5 и 6. Изменение разности хода лучей сопровождается смещением интерференционной картины, возникающей на экране 7 при наложении двух когерентных лучей, из которых один прошел кюветы 4 и 5, а второй дважды прошел кювету 6. Число интерференционных полос, на которые смещается наблюдаемая на экране картина, можно рассчитать по формуле:

$$m = \frac{2l\Delta n}{\lambda},$$

откуда

$$\Delta n = \frac{m\lambda}{2l}.$$

### Выполнение измерений

1. Включить осветитель и установить интерференционную картину в исходное положение, при котором нуль шкалы совпадает с серединой одной из темных полос. Это делается с помощью круглой ручки, расположенной на приборе. При этом винт помпы должен быть выкручен до упора.

2. Изменить давление воздуха в кювете 6, плавно закручивая винт помпы, и наблюдая смещение интерференционной картины. Когда к нулю измерительной шкалы подходит середина соседней темной полосы, произвести измерение избыточного давления по манометру и результаты занести в таблицу. После окончания измерений винт помпы выкрутить до упора, приведя его в исходное положение.

3. Вычислить изменения показателя преломления  $\Delta n$  и занести в таблицу.

$\lambda = 6,1 \cdot 10^{-7}$ м		$l = 0,05$ м	Таблица
Число смещённых полос $m$	$\Delta P$ , мм вод.ст.	$\Delta P$ , Па (1 мм=9,8 Па)	$\Delta n = m\lambda/2l$
1			
2			
3			
4			

4. Построить график зависимости  $\Delta n = f(\Delta P)$ , вид которого представлен на рис. 2.



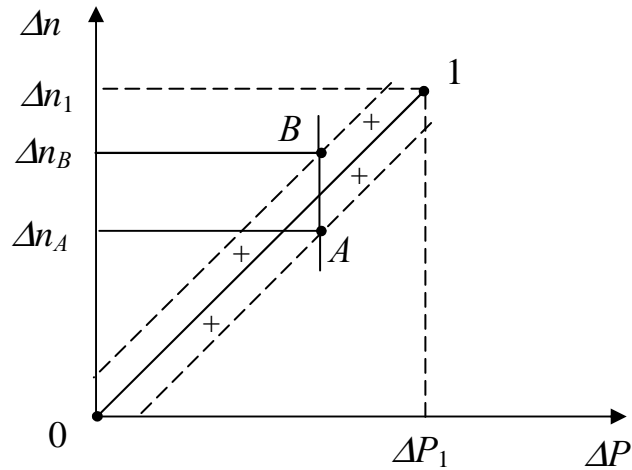


Рис. 2

По графику определить угловой коэффициент  $K$  :

$$K = \frac{\Delta n_1}{\Delta P_1} .$$

5. Найти среднее значение показателя преломления воздуха

$$\langle n \rangle = 1 + KP_0 ,$$

где  $P_0$  – нормальное атмосферное давление ( $10^5$  Па).

6. Определить погрешность углового коэффициента

$$\delta K = \frac{t_{P,N}(\Delta n_B - \Delta n_A)}{\Delta P_1 \sqrt{N}}$$

и вычислить доверительный интервал для  $n$

$$\Delta n = (n - 1) \left( \frac{\delta K}{K} + \frac{\theta P}{P_0} \right) ,$$

где  $\theta P$  – приборная погрешность измерения давления, равная цене минимального деления шкалы (1 мм вод. ст. = 9,8 Па).

7. Записать окончательный результат в виде

$$n = \langle n \rangle \pm \Delta n .$$

8. Сделать вывод.

## РАБОТА № 4

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛА ПОЛНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ И ПРОВЕРКА ЗАКОНА МАЛЮСА

*Цель работы:* ознакомиться с явлением поляризации света, с некоторыми способами получения поляризованного света и с методами исследования его.

*Оборудование:* специальная поляризационная установка, гальванометр, понижающий трансформатор с вмонтированным в его корпус реостатом.

### Описание метода

Волновая теория описывает свет, как распространяющиеся в пространстве колебания электромагнитного поля. Вектора напряженности электрического и магнитного полей располагаются в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, то есть эти волны являются поперечными. С поперечными волнами связано явление поляризации.

В дальнейшем будем указывать положение только одного вектора ( $\vec{E}$ ),

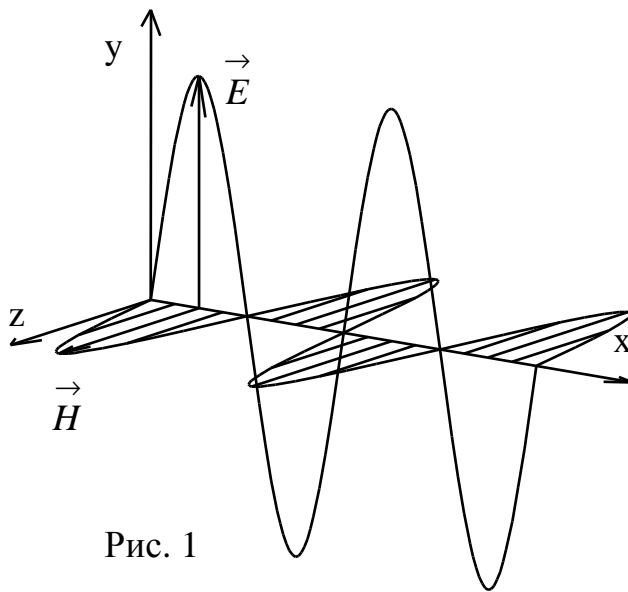


Рис. 1

так как вектор  $\vec{H}$  однозначно связан с ним. Вектор  $\vec{E}$  называют также световым вектором, ибо именно он определяет взаимодействие света с веществом, встречающимся на его пути.

Свет, в котором направление колебаний светового вектора меняется с течением времени непредсказуемо, называется естественным. Такой свет излучают все источники света,

кроме лазеров. Свет, в котором направление колебаний  $\vec{E}$  со временем не изменяется, называется плоскополяризованным.

Механические поперечные волны поляризуются при прохождении через узкую щель. В этом случае прошедшая волна сохраняет колебания, совпадающие по направлению со щелью. Поляризация света происходит при отражении света от поверхности диэлектриков, при преломлении в них, а также при прохождении света через анизотропные среды, например, через кристаллы кварца, турмалина, исландского шпата и т.д., если направление луча света не совпадает с оптической осью кристалла.

Приборы, предназначенные для получения поляризованного света, называются поляризаторами. На глаз поляризованный свет нельзя отличить от естественного. Приборы, предназначенные для исследования (анализа) поляризованного света, называются анализаторами. Один и тот же прибор можно использовать либо как поляризатор, либо как анализатор.

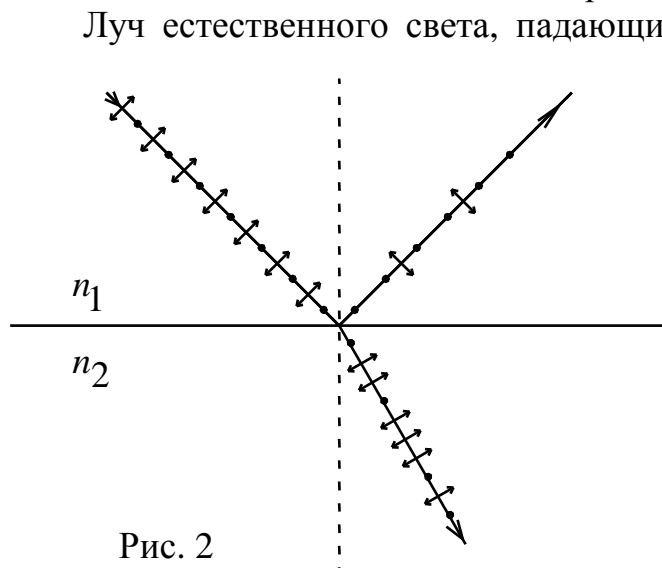


Рис. 2

Луч естественного света, падающий на границу раздела двух сред в общем случае можно представить совокупностью двух плоскополяризованных лучей, поляризация которых произошла в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Будем считать, что в одной части падающего света вектор  $\vec{E}$  колеблется перпендикулярно плоскости чертежа. Эти направления колебаний вектора изображаются точками (рис. 2). В другой части падающего света

вектор  $\vec{E}$  колеблется в плоскости чертежа. Эти направления колебаний вектора изображаются двухсторонними стрелками. Поскольку все направления в естественном луче равноценны, то на каждое из двух выбранных направлений колебаний вектора  $\vec{E}$  приходится половина интенсивности падающего света.

Отражение света с различной ориентацией вектора  $\vec{E}$  относительно плоскости раздела двух сред происходит по-разному. В отраженном луче интенсивность света с колебаниями вектора  $\vec{E}$ , перпендикулярном плоскости чертежа, будет больше, чем интенсивность света с колебаниями вектора  $\vec{E}$  в плоскости чертежа. Соответственно, в прошедшем луче интенсивность последних колебаний (в плоскости чертежа) будет больше, а первых меньше, оба луча оказываются частично поляризованными.

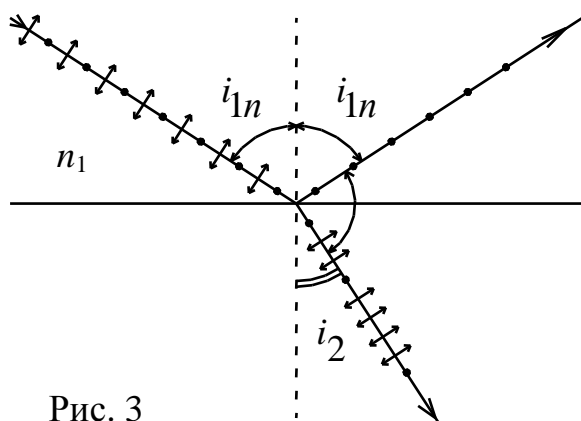


Рис. 3

Степень поляризации отраженного луча меняется при изменении угла падения  $i_1$ . Существует угол падения (рис.3), при котором отраженный луч оказыва-

ется полностью поляризованным. Он называется углом полной поляризации или углом Брюстера  $i_{1n}$ . Если угол падения равен углу Брюстера, то отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.

Сформулируем закон Брюстера: «Тангенс угла полной поляризации равен относительному показателю преломления второй среды относительно первой»:

$$\boxed{\operatorname{tg} i_{1n} = \frac{n_2}{n_1}}, \quad (1)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  – абсолютные показатели преломления второй и первой сред соответственно.

Поляроидами называются вещества, обладающие способностью поляризовать проходящий через них естественный свет. Поляроидами могут служить пластинки, вырезанные из кристалла турмалина, или целлулоидные пленки, покрытые тонким слоем мелких кристаллов герпатита. Ин-

тенсивность света, прошедшего обе пластинки, зависит от их взаимной ориентации: при некотором положении пластинок она оказывается наибольшей, а затем при вращении пластинки  $\Pi_2$  вызывает ослабление интенсивности прошедшего света до нуля.

Это явление объясняется следующим образом. Когда на пластинку  $\Pi_1$  падают световые волны со всевозможными ориентациями вектора  $\vec{E}$ , то пластинка пропускает лишь часть их, выбирая волны с определенным направлением вектора  $\vec{E}$ . Пусть кристалл  $\Pi_1$  пропускает волны, световой вектор которых колеблется в плоскости  $AA'$  (рис. 5), являющейся главной плоскостью пластинки. Каждый вектор  $\vec{E}$ , колеблющейся

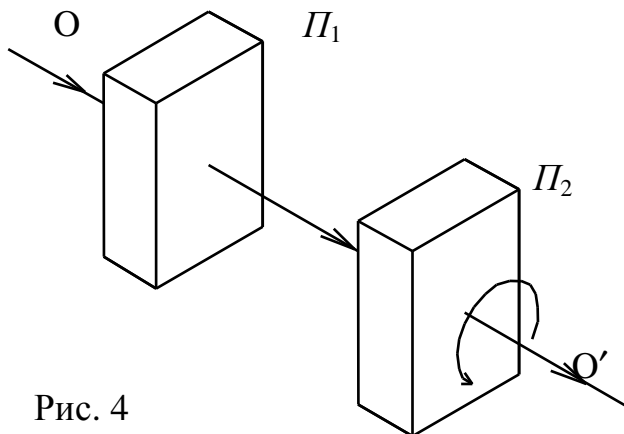


Рис. 4

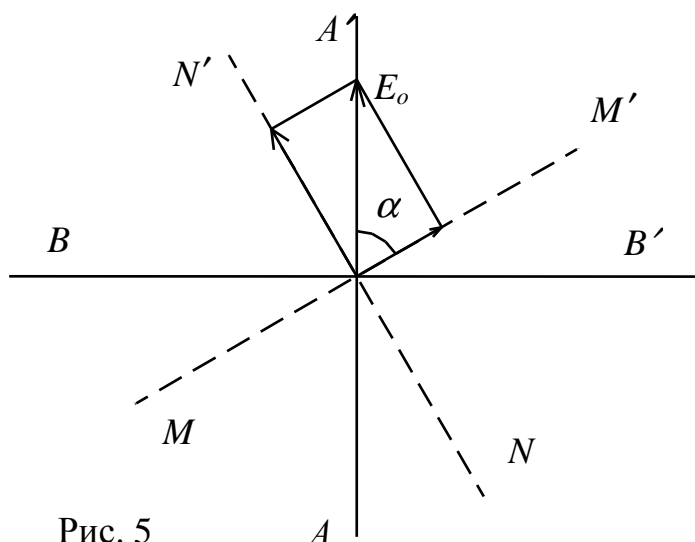


Рис. 5

в некотором другом направлении, можно разложить на два взаимно перпендикулярных вектора, колебания которых будут совершаться вдоль направлений  $AA'$  и  $BB'$ . Следовательно, естественный свет можно представить совокупностью двух поляризованных лучей, в одном из которых вектор  $\vec{E}$  колеблется в направлении  $BB'$ . Пластика  $\Pi_1$ , задерживая половину интенсивности света, отвечающую колебаниям вектора  $\vec{E}$  в направлении  $BB'$ , превращает естественный свет в плоскополяризованный.

На пластинку  $\Pi_2$  падает уже поляризованный свет. В зависимости от ориентации пластинки  $\Pi_2$  из этого поляризованного света пропускается большая или меньшая часть. Пусть  $\Pi_2$  ориентирована таким образом, что пропускает свет с колебаниями вектора  $\vec{E}$  в направлении плоскости  $MM'$ , являющейся главной плоскостью пластинки  $\Pi_2$  и составляющей угол с осью пластинки  $\Pi_1$  направлением  $AA'$ , (см. рис. 5). Вектор  $\vec{E}$  в падающем на  $\Pi_2$  луче колеблется вдоль направления  $AA'$ . Амплитуду колебаний вектора  $\vec{E}$  в падающем на  $\Pi_2$  луче обозначим  $E_0$ . Колебания вектора  $\vec{E}$  вдоль  $AA'$  могут быть разложены на составляющие колебания: вдоль  $MM'$  с амплитудой

$$E_\tau = E_0 \cos \alpha \quad (2)$$

и вдоль  $NN'$  с амплитудой

$$E_n = E_0 \sin \alpha . \quad (3)$$

Пластика  $\Pi_2$  пропустит колебания с амплитудой  $E_\tau$  и полностью погасит колебания с амплитудой  $E_n$ . Согласно волновой теории, интенсивность световых волн пропорциональна квадрату амплитуды колебаний вектора  $\vec{E}$  в волне. Вследствие этого можно записать

$$\begin{aligned} I_0 &= k E_0^2 \\ I &= k E_\tau^2 , \end{aligned} \quad (4)$$

где  $k$  – некоторый коэффициент пропорциональности, а  $I_0$  и  $I$  – интенсивности поляризованного света, падающего на пластинку  $\Pi_2$  и вышедшего из нее.

Возводя выражение (2) в квадрат и решая его совместно с формулами (4), приходим к выводу

$$\boxed{I = I_0 \cos^2 \alpha} . \quad (5)$$

Отсюда следует, что интенсивность вышедшего луча  $I$  пропорциональна  $\cos^2 \alpha$ , где  $\alpha$  – угол между главными плоскостями обеих пластинок. Интенсивность оказывается наибольшей, когда  $\alpha = 0$  и равной нулю (свет

задерживается полностью), когда главные плоскости пластинок перпендикулярны, и интенсивность имеет промежуточное значение при промежуточных положениях пластинок. Выражение (5) представляет собой закон Малюса.

### Описание установки

Установка (рис. 6) состоит из оптической скамьи (СК), на одном конце которой помещен источник света  $I$ , питаемый от трансформатора на 12 В через реостат  $R$ . Свет источника собирается с помощью конденсорной линзы  $L$  в узкий параллельный пучок. На другом конце скамьи на вращающемся коромысле размещена основная часть прибора, состоящая из поляризатора  $\Pi$ , черного зеркала  $З$ , могущего вращаться вокруг вертикальной оси, анализатора  $A$  и фотоэлемента  $\Phi$ . Фототок регистрируется гальванометром  $G$ .

При определении угла полной поляризации поляризатором служит черное зеркало. Свет от источника  $I$  с помощью конденсорной линзы  $L$  направляют на черное зеркало, подвижное коромысло поворачивают таким образом, чтобы отраженный от зеркала луч попадал через анализатор на фотоэлемент.

После отражения от зеркала луч становится поляризованным, так как в нем будет больше интенсивность световых волн с колебаниями вектора  $\vec{E}$ , перпендикулярными плоскости падения (плоскость чертежа, рис. 6). Степень поляризации отраженного луча будет зависеть от угла падения лучей на зеркало. Если указатель шкалы анализатора поставить на  $90^\circ$ , то анали-

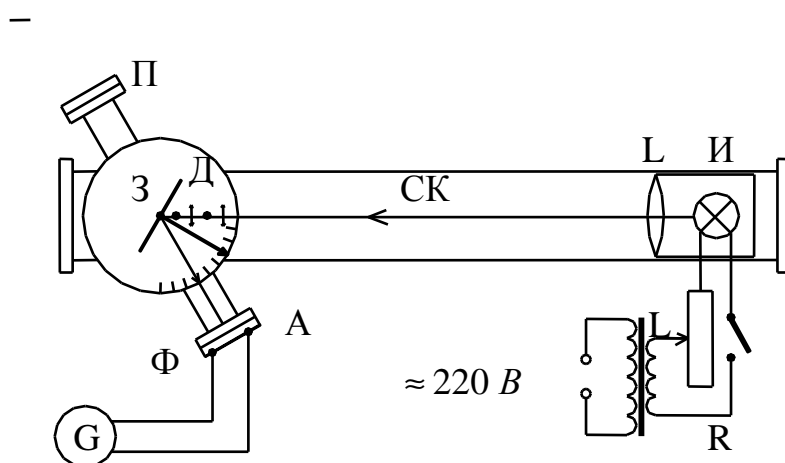


Рис. 6

затор не пропустит световой волны с колебаниями вектора  $\vec{E}$ , перпендикулярными плоскости падения. С увеличением интенсивности таких колебаний в луче будет увеличиваться поглощение света в анализаторе, а, сле-

довательно, будет уменьшаться интенсивность света, падающего на фотоэлемент. Поэтому показания гальванометра будут уменьшаться.

При проверке закона Малюса поляризатором света служит поляроид  $\Pi$ . Черное зеркало убирают, а подвижное коромысло располагают таким образом, чтобы свет от источника  $I$  направлялся конденсором  $L$  на поляризатор  $\Pi$ , а затем проходил через анализатор  $A$  на фотоэлемент  $\Phi$  (рис. 7).

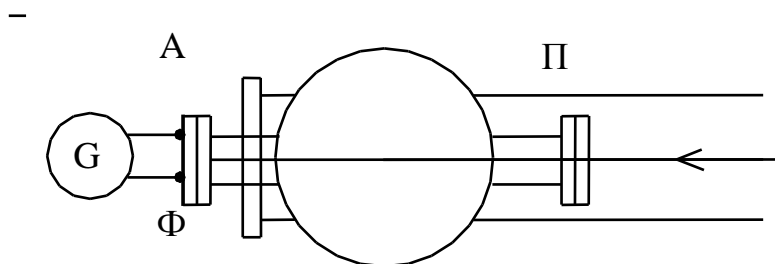


Рис. 7

Поляроид  $\Pi$  полностью поляризует падающий на него световой поток. В анализатор попадает уже поляризованный свет. Интенсивность света, выходящего из анализатора, зависит от угла между главными плоскостями пластинок. Если оба указателя шкал поляризатора и анализатора поставить на 0, то главные плоскости обеих пластинок будут параллельны ( $\alpha = 0$ ). В этом случае свет, вышедший из поляризатора, будет полностью пропущен анализатором и показания гальванометра будут максимальны ( $I_{g \max}$ ). Поворачивая один из поляроидов, например, анализатор, создаем угол между главными плоскостями пластинок. При этом интенсивность света, вышедшего из поляризатора, будет меняться пропорционально  $\cos^2 \alpha$ , а поскольку величина фототока пропорциональна световому потоку, падающему на фотоэлемент, то можно считать, что

$$I_g = I_{g \max} \cos^2 \alpha . \quad (6)$$

Здесь  $I_g$ ,  $I_{g \max}$  – величины фототока при различных положениях поляроидов. Соотношение (6) будет выполняться более точно, если устранить попадание постороннего света на анализатор и учесть потери в анализаторе и погрешности в измерении фототока.

## Выполнение измерений

### А. Проверка закона Брюстера

1. Включить трансформатор в сеть и регулировать ток реостатом так, чтобы накал лампы был ярким.

2. Поставить зеркало под углом  $25^\circ$ , а указатель шкалы анализатора на  $90^\circ$ . Затем, поворачивая коромысло, уловить анализатором отраженный от зеркала луч.

3. Поворачивая зеркало последовательно на различные углы (табл. 1), и улавливая анализатором отраженный луч в каждом положении, записать показания гальванометра в табл. 1.

Таблица 1

Угол падения $\varphi$ , град	25	35	45	50	55	56	57	58	59	60	65	70
Показания гальванометра (деления шкалы)												

4. Построить график зависимости показания гальванометра  $G$  от угла падения  $\varphi$ . Угол падения, при котором ток будет иметь минимальное значение, будет углом полной поляризации  $i_{1n}$ .

5. По формуле (1) найдите показатель преломления стекла  $n$  и сравните его с табличным ( $n_T = 1,5$ ). Оцените относительную погрешность

$$\gamma = \left| \frac{n - n_T}{n_T} \right|.$$

6. Сделайте вывод о выполнении закона Брюстера.

### Б. Проверка закона Малюса

1. Снять с установки черное зеркало и поворотом коромысла установить поляризатор и анализатор вдоль оси оптической скамьи.

2. Поворачивать анализатор и отмечать показания гальванометра  $I_{g1}$  при значениях угла поворота  $\alpha$ , приведенных в табл. 2. Поворачивать анализатор в обратном направлении и отмечать показания гальванометра  $I_{g2}$  при изменении угла  $\alpha$  от  $90^\circ$  до  $0^\circ$ . Для каждого значения рассчитать  $\langle I_g \rangle = \frac{1}{2}(I_{g1} + I_{g2})$ . Результаты измерений и вычислений занести в табл. 2.

3. Поскольку используемые в работе поляроиды не позволяют получить полностью поляризованный свет, показание гальванометра, соответствующее повороту анализатора на  $90^\circ$ , не равно нулю ( $I_{g90} \neq 0$ ). Вычитая  $I_{g90}$  из всех значений  $\langle I_g \rangle$ , определить показания гальванометра  $I$ , которые наблюдались бы в случае полностью поляризованного света. Результаты вычислений занести в табл. 2.



Таблица 2

$\alpha$ , град	$I_{g1}$	$I_{g2}$	$\langle I_g \rangle$	$I = \langle I_g \rangle - I_{90}$	$\cos^2 \alpha$
0					
10					
20					
30					
40					
50					
60					
70					
80					
90					

В рамке записать  $I_{g0} = (I_{g1} + I_{g2})/2$  для  $\alpha=90^\circ$ .

4. Построить график зависимости  $I$  от  $\cos^2 \alpha$ , сравнить с теоретическим и сделать вывод о выполнении закона Малюса.

## РАБОТА № 5

### ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА

*Цель работы:* изучение дифракции Фраунгофера в когерентном свете лазера, определение длины световой волны и параметров схем.

*Оборудование:* источник света – гелий-неоновый лазер, укрепленная на подставке непрозрачная пластина с двумя параллельными прозрачными щелями с расстоянием между ними  $d = 0,160$  мм и шириной щелей  $a = 0,01–0,03$  мм, матовый экран со шкалой, цена деления которого равна 1 мм, оптическая скамья.

#### Описание метода

Дифракцией называется отклонение световых волн от прямолинейного пути при прохождении вблизи краев экранов, отверстий и других неоднородностей. Дифракция Фраунгофера наблюдается в параллельных лучах, для получения которой используются либо лазеры, либо оптические системы – коллиматоры.

Оптическая схема наблюдения дифракции от двух щелей представлена на рис. 1. Параллельный пучок лучей гелий-неонового лазера освещает эк-

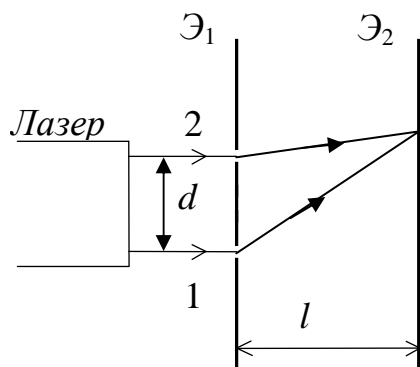


Рис. 1

ран  $\mathcal{E}_1$  с двумя узкими параллельными щелями 1 и 2, расстояние между серединами щелей равно  $d$ . На расстоянии  $l$  от экрана  $\mathcal{E}_1$  располагается экран  $\mathcal{E}_2$ , причем  $l \gg d$ .

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, каждая точка плоскости щелей, до которой дошла световая волна, становится источником вторичных когерентных волн. В области их наложения на экране  $\mathcal{E}_2$  в одних точках происходит усиление света, а в других ослабление, то есть наблюдается интерференция

света. Результирующее распределение интенсивности света на экране  $\mathcal{E}_2$  представляет собой чередование максимумов и минимумов интенсивности света  $I$  в зависимости от синуса угла дифракции  $\varphi$  (рис. 2). Пунктиром указано положение первичных максимумов и минимумов, полученных при дифракции на одной щели.

Результат наложения вторичных волн, идущих от одной щели под углом  $\varphi$ , зависит от числа зон Френеля, укладывающихся на ширине щели. Если это число четное, то амплитуда результирующего колебания равна нулю, так как колебания от каждой пары соседних зон взаимно погашают друг друга. Условие первичных минимумов имеет вид:

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

где  $\varphi$  – угол дифракции,  $a$  – ширина щели.

Соответственно, если на ширине щели уложится нечетное число зон Френеля, то наблюдается дифракционный максимум, соответствующий действию одной некомпенсированной зоны Френеля. Условие первичных максимумов будет иметь вид

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Наличие на экране Э<sub>1</sub> двух щелей 1 и 2 приводит к тому, что на дифракционную картину от одной щели накладывается интерференция вторичных волн, идущих от двух щелей. Очевидно, что в тех направлениях, в которых ни одна из щелей не посылает свет, он не будет распространяться и при двух щелях. Следовательно, условие первичных минимумов выполняется при дифракции от двух щелей.

Если на оптической разности хода  $\Delta = |BC| = d \sin \varphi$ ,  $d$  уложится четное число полуволн, то возникают главные максимумы интенсивности:

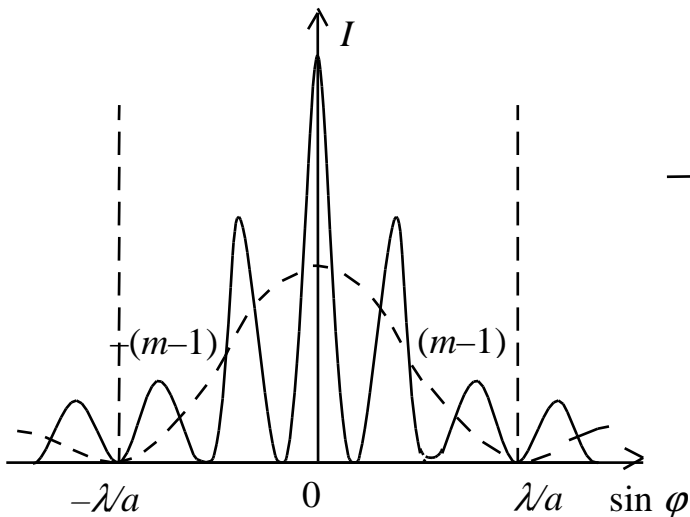


Рис. 2

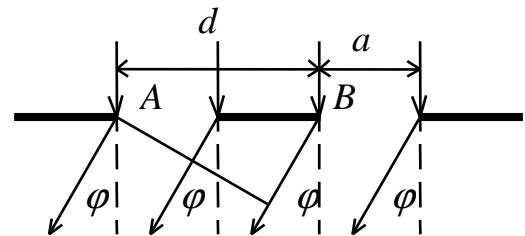


Рис. 3

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Если на оптической разности хода уложится нечетное число полуволн  $-\frac{\lambda}{2}$ , то наблюдаются дополнительные минимумы интенсивности:

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

Почти весь дифрагированный световой поток ( $\sim 90\%$ ) сосредоточен в пределах нулевого первичного максимума (см. рис. 2), заключенного между первичными минимумами (в пределах угла  $\varphi_1$ ):

$$a \sin \varphi = \pm \lambda, \quad m = 1 \text{ (условие первого первичного минимума)}$$

$$\sin \varphi_1 = \pm \frac{\lambda}{2}.$$

Если  $d$  больше  $a$ , то в пределах  $\pm \varphi_1$  уложится несколько главных максимумов. Найдем их число, для чего сначала найдем порядок того главного максимума, на который накладывается первичный минимум. Для чего сопоставим выражения, описывающие угловые положения первичного минимума и  $m$ -го – главного максимума,

$$a \sin \varphi_1 = \pm \lambda - \text{первый первичный максимум } (m = 1);$$

$$d \sin \varphi_1 = \pm m\lambda - \text{главный максимум.}$$

Из факта наложения первого первичного минимума на  $m$ -й главный максимум следует, что они наблюдаются под одним углом  $\varphi_1$ . Выразим  $\sin \varphi_1$  из приведенных выражений и приравняем

$$\left. \begin{array}{l} \sin \varphi_1 = \pm \frac{\lambda}{a} \\ \sin \varphi_1 = \pm \frac{m\lambda}{d} \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{\lambda}{a} = \frac{m\lambda}{d}.$$

Откуда получим, что  $m = \frac{d}{a}$ , где  $m$  – порядок главного максимума, отсутствующего на экране. Следовательно, на экране в пределах  $\pm \varphi_1$  (см. рис. 2) будут все максимумы, кроме  $m$ -го, то есть порядок последнего главного максимума  $(m - 1)$ .

Число максимумов справа и слева от центрального максимума равно  $(m - 1)$ , а общее число максимумов, вместе с центральным, будет  $N = 2((m - 1) + 1) = 2m - 1$ .

Шириной интерференционной полосы –  $\Delta x$  называется расстояние между серединами соседних минимумов (рис. 4).

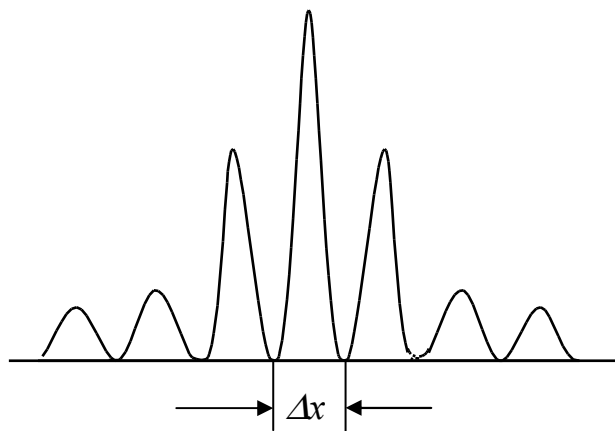


Рис. 4

Найдем  $\Delta x$ , используя условие дополнительных минимумов

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

Тогда угловые положения первых ( $m = 0$ ), дополнительных минимумов, лежащих по обе стороны от центрального максимума, определяется соотношением:

$$d \sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{2},$$

откуда  $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{2d}$ ,  $a \operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta x}{2l}$ . При малых углах  $\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi$ , тогда

$$\frac{\lambda}{2d} = \frac{\Delta x}{2l} \Rightarrow \Delta x = \frac{\lambda l}{d}.$$

При дифракции на двух щелях ширина препятствия равна расстоянию между серединами щелей –  $d$ . Если на пути лазера установить препятствие в виде тонкой нити, то ширина препятствия будет равна толщине нити  $D$ . В этом случае наблюдаемая дифракционная картина на экране  $\mathcal{E}_2$  будет аналогична наблюдаемой при прохождении света через экран  $\mathcal{E}_1$  с двумя щелями.

## Описание установки

Гелий-неоновый лазер и оба экрана  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$  на подставках размещаются на оптической скамье последовательно друг за другом согласно схеме, приведенной на рис. 1.

Пучок параллельных лучей от лазера падает нормально на экран  $\mathcal{E}_1$  с двумя узкими щелями 1 и 2, имеющими одинаковую ширину  $a$ . Расстояние между серединами щелей  $d$ . Дифракционная картина будет наблюдаться на экране  $\mathcal{E}_2$ , удаленном от  $\mathcal{E}_1$  на расстояние  $l$ .

## Выполнение измерений

### А. Определение длины волны $\lambda$ излучения лазера

1. Включить лазер. Непрозрачную пластинку с двумя щелями на подставке (экран  $\mathcal{E}_1$ ) установить на таком расстоянии от лазера, чтобы световой пучок полностью перекрывал обе щели по ширине, экран  $\mathcal{E}_2$  поместить в конце оптической скамьи.

2. Пользуясь регулировочными винтами подставки, установить пластину перпендикулярно световому пучку, направив отраженные лучи обратно в выходное отверстие лазера. Добиться наилучшей видимости картины на экране  $\mathcal{E}_2$ .

3. Сосчитать видимое число интерференционных максимумов  $N$  на экране.

4. Определить ширину интерференционной полосы  $\Delta x$ . Для этого измерить по шкале экрана  $\mathcal{E}_2$  длину всей интерференционной картины и эту длину поделить на число максимумов (см. рис. 4).

5. Отсчитать по линейке расстояние  $l$ .

6. Рассчитать значение  $\lambda$  по формуле  $\lambda = \frac{\Delta x d}{l}$ .

7. Измерения повторить не менее трех раз, изменяя расстояние  $l$ . Измерения занести в табл. 1.

Таблица 1

$d = 160 \text{ мкм}$				
Номер опыта	$l, \text{ мм}$	$\Delta x, \text{ мм}$	$\lambda, \text{ мм}$	$\langle \lambda \rangle, \text{ мм}$
1				
2				
3				

8. Оценить случайную погрешность измерений

$$\delta \lambda = t_{n,p} \sqrt{\frac{\sum (\lambda_i - \langle \lambda \rangle)^2}{n(n-1)}}.$$

### Б. Определение ширины щелей $a$

1. Установить пластинку с двумя щелями, как указано в п.п. 1, 2. Со-считать видимое число интерференционных максимумов  $N$  на экране  $\mathcal{E}_2$ .

Определить значение  $a$  по формуле  $a = \frac{d}{m}$ , где  $m = \frac{N+1}{2}$ .

2. Измерения повторить не менее трех раз, изменяя расстояние  $l$ . Результаты занести в табл. 2.

Таблица 2

$d = 160 \text{ мкм}$					
Номер опыта	$N$	$m$	$l, \text{ мм}$	$a, \text{ мм}$	$\langle a \rangle, \text{ мм}$
1					
2					
3					

3. Сравнить полученное среднее значение  $a$  с данными пластинки с двумя щелями.

### В. Определение толщины волоса

1. Закрепить на подставке волос и установить как указано в п. п. 1, 2.

2. Сосчитать видимое число интерференционных минимумов на экране  $\mathcal{E}_2$ .

3. Определить ширину интерференционной полосы  $\Delta x$ . Для этого измерить по шкале экрана длину всей интерференционной картины и поделить эту длину на число максимумов.

4. Отсчитать по линейке расстояние  $l$ .

5. Рассчитать толщину волоса  $D$  по формуле  $D = \frac{\lambda l}{\Delta x}$ .

6. Измерения повторить не менее трех раз, изменяя расстояние  $l$ . Результаты занести в таблицу 3.

Таблица 3

$$\lambda = 0,63 \text{ мкм}$$

Номер опыта	$l$ , мм	$\Delta x$ , мм	$D$ , мм	$\langle D \rangle$ , мм
1				
2				
3				

7. Найти среднее значение  $D$  и оценить случайную погрешность измерений.

8. Сделать вывод.

### Г. Определение периода дифракционной решетки

1. На пути светового луча установить дифракционную решетку на подставке на таком расстоянии от экрана, чтобы на экране разместилось несколько дифракционных максимумов.

2. Измерить расстояние  $L$  – от дифракционной решетки до экрана и  $l_m$  – расстояние от центрального дифракционного максимума до максимума  $m$ -го порядка, где  $m = 1, 2, 3 \dots$

3. Определить синус угла дифракции  $\varphi_m$  по формуле  $\sin \varphi_m = \frac{l_m}{\sqrt{l_m^2 + L^2}}$ .

4. Найти период дифракционной решетки по формуле:  $d = \frac{m\lambda}{\sin \varphi_m}$ .

5. Измерения повторить при разных значениях  $L$  и найти среднее значение периода постоянной решетки  $\langle d \rangle$ . Оценить погрешность измерений:

$$\delta d = t_{p,n} \sqrt{\frac{\sum (d_i - \langle d \rangle)^2}{n(n-1)}}; \quad P = 0,9, \quad n = 3.$$

6. Сделать выводы.

## РАБОТА № 6

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ВОЛЬФРАМА

*Цель работы:* ознакомиться с законами теплового излучения, изучить пирометр с «исчезающей нитью», определить поглощательную способность вольфрама.

*Оборудование:* регулируемый источник теплового излучения (лампа накаливания), пирометр с «исчезающей нитью», амперметр, вольтметр.

### Описание метода

Тепловым излучением называется излучение электромагнитных волн, вызванное нагреванием тел. Это излучение имеется при всех температурах, отличных от абсолютного нуля. Его можно поддерживать длительное время, непрерывно подводя к телу энергию.

Излучение называется равновесным, если энергия, излучаемая телом в единицу времени, будет равна энергии, поглощенной за это же время. При равновесном излучении температура тела остается постоянной.

Для характеристики теплового излучения вводятся следующие величины.

Поток излучения (мощность излучения)  $\Phi$  – это энергия  $W$ , излучаемая телом при данной температуре в единицу времени в интервале длин волн от 0 до  $\infty$  всей поверхностью тела:

$$\Phi = \frac{dW}{dt} . \quad (1)$$

Энергетическая светимость (излучательность)  $M_e$  – это энергия, излучаемая телом при данной температуре в единицу времени с единицы площади в интервале длин волн от 0 до  $\infty$ :

$$M_e = \frac{d\Phi}{dS} . \quad (2)$$

Спектральная плотность энергетической светимости тела  $M_{e\lambda}$  – энергия, получаемая телом в единицу времени с единицы площади в единичном интервале длин волн:

$$M_{e\lambda} = \frac{dM_e}{d\lambda} . \quad (3)$$

Поглощательная способность тела  $A$  – величина, определяющая, какая часть падающего на поверхность тела потока излучения поглощается при данной температуре:

$$A = \frac{d\Phi'}{d\Phi} , \quad (4)$$



где  $d\Phi$  – падающий поток излучения;  
 $d\Phi'$  – поглощенный поток излучения.

В теории теплового излучения пользуются понятиями абсолютно черного и серого тел.

Абсолютно черным называется тело, которое полностью поглощает энергию падающего на него излучения всех длин волн. Для абсолютно черного тела (АЧТ)

$A^0 = 1$ . Величины, характеризующие АЧТ, будем обозначать индексом  $^0$ . В природе не существует АЧТ. Это материальная абстракция. С практической точки зрения АЧТ нужно для того, чтобы сравнивать характеристики излучения реальных тел.

Серым называется тело, если его поглощательная способность одинакова для всех длин волн и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности. Для серого тела  $A < 1$ .

Закон Кирхгофа можно записать в дифференциальной форме для любого тела и в интегральной форме для серого тела. В дифференциальной форме закон Кирхгофа связывает величины  $M_{e\lambda}$  и  $A$  для произвольных тел и читается так: отношение спектральной плотности энергетической светимости тела к его поглощательной способности для всех тел одна и та же функция температуры и длины волны

$$\frac{M_{e\lambda}}{A} = f(\lambda, T) = M_{e\lambda}^0. \quad (5)$$

Функция  $f(\lambda, T)$  называется функцией Кирхгофа, величины  $M_{e\lambda}$  и  $A$ , взятые отдельно, могут чрезвычайно сильно меняться при переходе от одного тела к другому. Однако отношение их оказывается одинаковым для всех тел.

В интегральной форме закон Кирхгофа связывает энергетическую светимость серого тела  $M_e$  с энергетической светимостью  $M_e^0$  АЧТ

$$M_e = A M_e^0. \quad (6)$$

Здесь  $A$  – поглощательная способность серого тела.

Видно (6), что при данной температуре сильнее излучают те серые тела, которые обладают большей поглощательной способностью.

Установлены следующие законы излучения АЧТ.

Закон Стефана-Больцмана: энергетическая светимость АЧТ прямо пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры.  $\sigma$  называется постоянной Стефана-Больцмана.

$$M_e^0 = \sigma T^4 \quad (7)$$

Закон смещения Вина (первый закон Вина): длина волны  $\lambda_m$ , на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости АЧТ, обратно пропорционально абсолютной температуре

$$\lambda_m = \frac{C_1}{T}. \quad (8)$$

Величина  $C_1 = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$  называется постоянной Вина.

Второй закон Вина: максимальное значение спектральной плотности энергетической светимости АЧТ  $M_{e\lambda \max}$  прямо пропорционально пятой степени его абсолютной температуры

$$M_{e\lambda \max}^0 = c_2 T^5, \quad (9)$$

$$c_2 = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/м}^3 \cdot \text{К}^5.$$

На рис. 1 показаны эмпирические кривые распределения энергии излучения АЧТ по длинам волн при разных температурах. Видно, что значение максимума спектральной плотности излучения при повышении температуры увеличивается, а сам максимум смещается в сторону коротких волн.

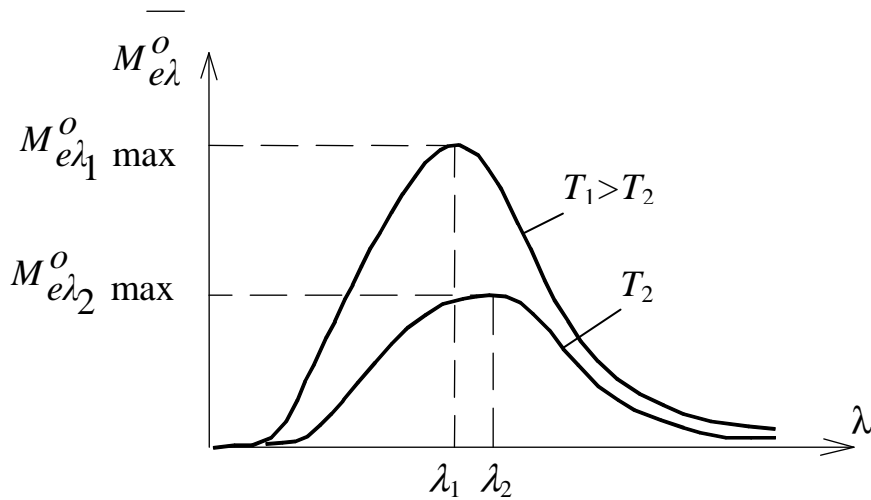


Рис. 1

Правильное выражение для функции Кирхгофа и теоретическое обоснование спектральных зависимостей излучения АЧТ было дано М. Планком. Он предложил идею о квантовом характере излучения. Планк выдвинул гипотезу: атомы абсолютно черного тела излучают энергию порциями, и энергия  $\varepsilon$  каждой порции (кванта) излучения связана с частотой излучения формулой

$$\varepsilon = h\nu, \quad (10)$$

где  $\nu$  — частота излучения;

$h$  — постоянная величина, равная  $6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ .

Постоянная  $h$  была вычислена М. Планком и позднее названа его именем.

Используя представление о квантовом характере теплового излучения, Планк получил функцию Кирхгофа

$$M_{e\lambda}^0 = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda \cdot kT}\right) - 1} \quad (11)$$

где  $c$  – скорость света;  $k$  – постоянная Больцмана.

Из формулы (11) получаются как следствия закон Стефана-Больцмана и закон смещения Вина.

Методы определения температуры тела по его тепловому излучению называются оптической пирометрией. Приборы, применяемые для этой цели, называются пирометрами.

Наиболее широко распространены следующие методы определения температуры: радиационный, яркостный и световой. В данной работе используется яркостный метод. В этом методе сравнивают яркость исследуемого тела с яркостью АЧТ. С помощью этого метода определяют так называемую яркостную температуру  $T_{я}$ , то есть такую температуру АЧТ, при которой его спектральная плотность энергетической светимости  $M_{e\lambda}^0$  равна  $M_{e\lambda}$  исследуемого тела при данной  $\lambda$

$$M_{e\lambda}^0 = M_{e\lambda} \text{ .}$$

Истинная температура тела  $T > T_{я}$ . Поэтому, если тело не является абсолютно черным, вводят поправку.

### Описание установки

Для измерения температуры нити накала в работе используется оптический пирометр с «исчезающей нитью» (рис. 2).

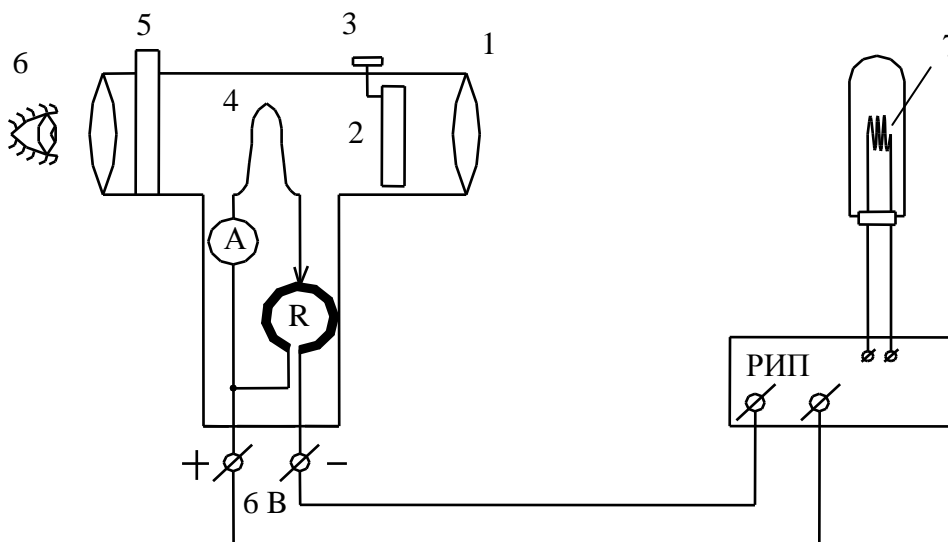


Рис. 2

Здесь 1 – объектив пирометра, 2 – ослабляющий светофильтр, который можно вводить и выводить поворотом рукоятки 3; 4 – эталонная лампа, нить которой имеет форму дуги; 5 – светофильтр, пропускающий красный свет с длиной волны  $\lambda = 0,66$  мкм, который вводится с помощью рукоятки, расположенной на оправе окуляра; 6 – окуляр.

Эталонную лампу подключают к источнику питания. В цепь эталонной лампы включен реостат  $R$  и амперметр  $A$ , встроенный в корпус пирометра. Шкала пирометра проградуирована по излучению абсолютно черного тела в градусах Цельсия. Меняя сопротивление реостата  $R$  с помощью рукоятки в виде кольца, выведенного на лицевую часть пирометра, можно изменить силу тока в эталонной лампе и яркость ее нити накала.

Измерение температуры пирометром осуществляется следующим образом. С помощью объектива 1 изображение светящейся поверхности тела, температура которого должна быть измерена, совмещают с плоскостью, где установлена нить накала эталонной лампы 4. При этом наблюдатель через окуляр 6 и светофильтр 5 видит изображение нити эталонной лампы на фоне изображения поверхности тела (рис. 3).

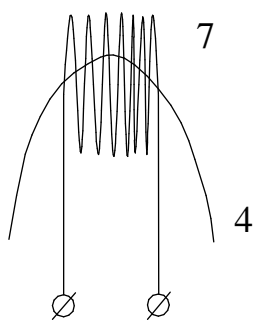


Рис. 3

Изменяя с помощью реостата  $R$  силу тока в лампе пирометра, добиваются, чтобы яркость нити накала лампы и поверхности исследуемого тела стали одинаковыми. При этом нить накала лампы «исчезает» на фоне изображения поверхности исследуемого тела. Это означает, что спектральная плотность энергетической светимости эталонной лампы при данном токе совпадает со спектральной плотностью энергетической светимости исследуемого тела. Пирометр предварительно градуируют по абсолютно черному

телу, то есть устанавливают, при каком токе в эталонной лампе ее спектральная плотность энергетической светимости для  $\lambda = 0,66$  мкм совпадает со спектральной плотностью АЧТ известной температуры. Поэтому по показаниям пирометра можно определить не истинную температуру исследуемого тела, а температуру  $T_{\text{я}}$  абсолютно черного тела.

Для определения истинной температуры в работе дан график поправок, которые нужно прибавлять к показаниям пирометра. График расположен на лабораторном столе.

## Выполнение измерений

1. Включить источник питания и установить на лампе напряжение 3,5 В. Измерить силу тока в лампе по шкале прибора (амперметра).

2. Установить пирометр так, чтобы изображение нити исследуемой лампы и нити эталонной лампы перекрывались. С помощью окуляра добиться отчетливого изображения нити исследуемой лампы (см. рис. 3).

3. При введенном светофилтре 5 медленно меняя поворотом кольца реостата  $R$  яркость нити эталонной лампы, добиться одинаковой яркости нитей. Определить по шкале пирометра яркостную температуру  $t_{я}$ , °С лампы. Результат занести в таблицу.

Таблица 1

Номер опыта	$U$ , В	$I$ , А	$t_{я}$ , °С	$\Delta t$ , °С	$T_{ист}$ , К	$A$
1						
2						
3						
4						

По графику поправок определить поправку  $\Delta t$ , °С, и, прибавляя ее к яркостной температуре, найти истинную температуру исследуемого тела – лампы. Выразить истинную температуру  $T_{ист}$  в Кельвинах.

5. Измерения повторить еще 4 раза с разными напряжениями. Результаты измерений занести в таблицу.

6. Вычислить по формуле (12) поглощательную способность вольфрама  $A$  для каждой температуры

$$A = \frac{I U}{\sigma T^4 S}, \quad (12)$$

принимая  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/м<sup>2</sup> · К<sup>4</sup>. Площадь  $S$  излучения лампы указана на ее защитном кожухе, не забудьте перевести её в м<sup>2</sup>. Построить график  $A(T)$ .

7. Сделать вывод.

## РАБОТА № 7

# ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИСПУСКАНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

*Цель работы:* изучение особенностей непрерывных спектров ламп накаливания и других источников света, определение их температуры методами оптической спектрометрии.

*Оборудование:* спектрометр на основе спектрофотометра СФ-4А, амперметр, вольтметр, лампа накаливания.

### Описание метода

Описание метода приведено в работе №6 «Определение поглощательной способности вольфрама».

### Описание установки

На рис. 1 показан общий вид установки, собранной на базе спектрофотометра СФ-4А. —

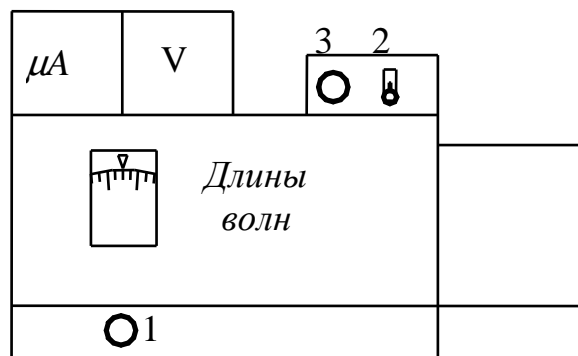


Рис. 1

Свет лампы накаливания проходит щель диафрагмы и <sup>—</sup>раскладывается в спектр. Отдельные части спектра поворотом ручки (1) поочередно выводятся на узкую щель, за которой расположен светодиод. Длина волны подаваемой на щель части спектра указана на шкале прибора. Сигнал светодиода подается на микроамперметр.

### Выполнение измерений

1. Включить питание лампы (2) и поворотом ручки (3) установить по вольтметру напряжение 9,5 В.

2. Изменяя ручкой (1) длину волны от 600 нм до 1200 нм через 50 нм снять зависимость тока фотодиода от длины волны. Результат занести в таблицу.

3. Вблизи максимума фототока повторить измерения через 5 нм, чтобы точнее установить положение максимума.

4. Повторить эксперимент при напряжении на лампе не менее 7 В.

Таблица 1

Номер опыта	$\lambda$ , нм	$I_\phi$ , $\mu\text{A}$	$\eta I_\phi$ , $\mu\text{A}$	$T$ , К
1				
2				
15				

5. Скорректировать показания микроамперметра умножением на коэффициент, учитывающий спектральную характеристику фотодиода и приведенный в таблице 2.

Таблица 2

$\lambda$ , нм	600	700	800	850	900	950	1000	1050
$\eta$	1,16	1,08	1,00	0,96	0,92	0,88	0,84	0,80

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda$ , нм	1100	1150	1200	1250	1300	1350	1400	1450
$\eta$	0,76	0,72	0,68	0,64	0,60	0,56	0,52	0,48

6. Построить графики зависимости скорректированных показаний фотодиода от длины волны падающего света от каждого напряжения лампы.

7. Определить температуру нити накала лампы по формуле первого закона Вина

$$T = \frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{\lambda_{\max}}, \text{ К},$$

где  $\lambda_{\max}$  – определяемая из графика длина волны, на которую приходится максимум тока фотодиода.

8. Сделать вывод

# РАБОТА № 8

## СНЯТИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОЭЛЕМЕНТА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНА

*Цель работы:* ознакомиться с основными закономерностями внешнего фотоэффекта, снять спектральную характеристику фотоэлемента и определить работу выхода электрона

### Описание метода

Внешним фотоэффектом называется испускание свободных электронов твердыми и жидкими телами при их освещении.

При изучении законов фотоэффекта у металлов может быть использован вакуумный фотоэлемент, представляющий собой стеклянный баллон, половина внутренней поверхности которого покрыта тонким слоем металла, являющимся катодом. Анодом служит металлическое кольцо, расположенное внутри баллона. Между катодом и анодом создается электрическое напряжение (рис. 1), которое можно изменять при помощи потенциометра  $R$ . Для измерения напряжения служит вольтметр  $V$ . При освещении катода в цепи появляется фототок, сила которого измеряется гальванометром  $G$ .

Зависимость силы фототока от напряжения при неизменных частоте излучения и величине светового потока, падающего на катод, называется вольтамперной характеристикой фотоэлемента (рис.2). При построении характеристики считают  $U > 0$ , если потенциал анода положителен по отношению к потенциалу катода, в противном случае  $U < 0$ . На рис. 2 видно, что с увеличением напряжения сила фототока увеличивается и достигает максимального значения  $I_n$ , называемого силой тока насыщения. Задерживающим потенциалом (напряжением) называют напряжение  $U_z$ , при котором фототок прекращается.

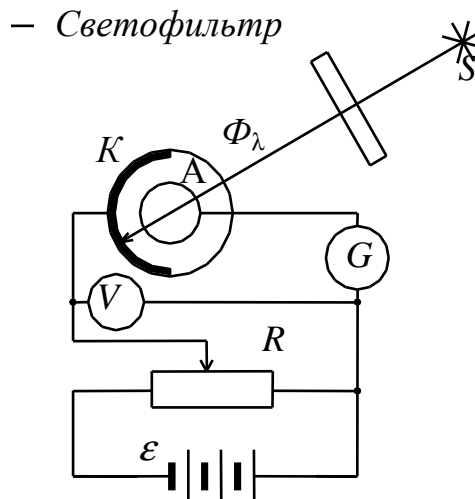


Рис. 1

Фототок достигает насыщения, когда все электроны, вылетающие из катода за 1 с, достигают за 1 с анода. Следовательно, сила фототока насыщения  $I_n = e n$ , где  $e$  – заряд электрона,  $n$  – число электронов, вылетающих из катода за 1 с. Когда напряжение на фотоэлементе равно задерживающему потенциалу  $U_z$ , то  $I = 0$ , то есть задерживаются даже самые быстрые электроны со скоростью  $v_{\max}$  при вылете. Их кинетическая энергия полно-



стью расходуется на работу против сил тормозящего поля  $\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_3$ , где  $m$  – масса электрона. Если, не меняя частоты света, увеличить вдвое падающий на катод световой поток  $\Phi_\lambda$ , то задерживающий потенциал не изменится, а сила тока насыщения  $I_n$  увеличится вдвое по закону Столетова (см. рис. 2).

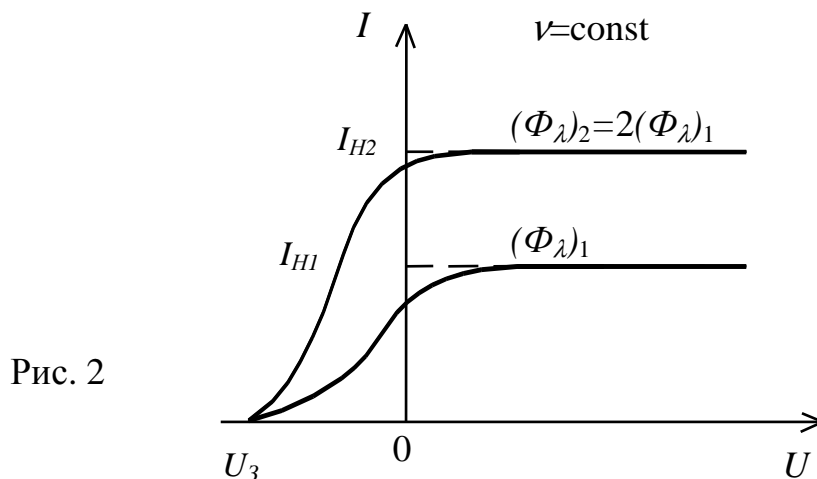


Рис. 2

Закономерности фотоэффекта объясняет квантовая теория. Согласно этой теории, свет излучается, переносится и поглощается в виде отдельных частиц, называемых фотонами. Энергия фотона  $\varepsilon = h\nu$  при фотоэффекте передается электрону. Часть этой энергии расходуется электроном на совершение работы выхода из металла, часть расходуется на пути к поверхности. Остаток энергии уносится электроном в виде кинетической энергии. Эта энергия будет максимальна, если электрон поглощает энергию фотона на поверхности металла. Для этого случая справедливо уравнение Эйнштейна

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

Видно, что при  $\nu \ll \nu_0$  фотоэффекта не будет, так как энергия кванта должна быть достаточно велика, чтобы совершить работу выхода:

$$h\nu_0 = A. \quad (1)$$

Минимальная частота  $\nu_0$ , при которой еще возможен фотоэффект, называется граничной частотой фотоэффекта. Постоянная Планка  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с.

### Описание установки

Работа выхода электрона определяется по формуле

$$A = h\nu_0, \quad (1)$$

где  $\nu_0$  – граничная частота фотоэффекта. Для нахождения граничной частоты снимается спектральная характеристика вакуумного фотоэлемента.

Для получения монохроматического света различной частоты используются светофильтры, вставленные в диск, который можно вращать вокруг горизонтальной оси.

Сила фототока насыщения  $I_\phi$ , вызываемого светом различной частоты, измеряется гальванометром.

Световые потоки, пропускаемые различными светофильтрами, неодинаковы. Для сравнения величин этих световых потоков служит термостолбик, замкнутый на гальванометр и имеющий отдельное входное окно.

При падении монохроматического света на термостолбик в его цепи возникает термоток, сила которого  $I_T$  пропорциональна величине светового потока  $\Phi_\nu$  и не зависит от частоты света, то есть

$$I_T = k\Phi_\nu, \quad (2)$$

где  $k$  – коэффициент пропорциональности.

Таким образом, по силе термотока можно судить о величине светового потока  $\Phi_\nu$ , пропущенного светофильтром.

При построении спектральной характеристики можно воспользоваться отношением фототока к силе термотока, которое пропорционально отношению  $I_\phi/\Phi_\nu$ . График зависимости  $I_\phi/I_T$  от  $\nu$  и представляет собой спектральную характеристику фотоэлемента.

Установка состоит из: 1) осветителя, напряжение на который подается через трансформатор; 2) вакуумного фотоэлемента, катодом в котором является слой цезия, напряжение на фотоэлемент подается через выпрямитель; 3) термостолбика; 4) гальванометра для измерения термо- и фототока; 5) переключателя, позволяющего подключать гальванометр либо к фотоэлементу, либо к термостолбику; 6) диска с вставленными в него светофильтрами с указанием частоты пропускаемого ими света.

## Выполнение измерений

1. Включить осветитель и направить его свет на термостолбик. Вращением диска поочередно установить на пути лучей света все светофильтры и, выждав, пока установится стрелка гальванометра, измерить термоток в (делениях шкалы). Результаты измерений занести в таблицу.

Таблица

Частота света $\nu$ , Гц ( $\times 10^{14}$ )	4,6	4,8	5,1	5,7	7,0	7,6
Фототок $I_\phi$						
Термоток $I_T$ , показания $\times 10^{+3}$						
$I_\phi / I_T$						

2. Перевести луч света на фотоэлемент. Измерить фототок при прохождении света последовательно через все светофильтры. Результаты измерений занести в таблицу.

3. Вычислить отношение фототока к термотоку  $I_\phi / I_T$ . Результаты вычислений занести в таблицу.

4. Построить график зависимости  $I_\phi / I_T$  от частоты света  $\nu$ , падающего на фотоэлемент.

5. По графику определить граничную частоту фотоэффекта и по формуле (1) рассчитать работу выхода электрона из цезия в Дж и эВ.  $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ .

6. Сравнить полученное значение работы  $A$  выхода электрона из цезия с табличным значением  $A_{\text{табл}} = 1,93 \text{ эВ}$ . Для этого определить относительную погрешность работы выхода

$$\gamma = \frac{A_{\text{табл}} - A}{A_{\text{табл}}} 100\%.$$

7. Сделать вывод.

РАБОТА № 9

**ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ  
И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ  
ПРОВОДИМОСТИ**

*Цель работы:* 1) ознакомиться с зонной теорией твердых тел и распределением электронов по энергетическим зонам в полупроводниках; 2) ознакомиться с типами проводимости полупроводников; 3) изучить зависимость электросопротивления полупроводника от температуры и определить энергию активации проводимости.

**Описание метода**

Полупроводники занимают промежуточное место по величине удельной электропроводности между металлами и диэлектриками. Характерное свойство полупроводников заключается в том, что величина их электропроводности сильно изменяется при изменении температуры, освещения и т.д. В частности, электропроводность полупроводников возрастает с повышением температуры, в то время как в металлах она падает.

Свойства полупроводников описывает зонная теория твердых тел. Пока  $N$  атомов изолированы, набор энергетических уровней электронов во всех атомах одинаков. Если же  $N$  атомов соединены в кристалл, например, силами электростатического взаимодействия между ионами и валентными электронами, то каждый энергетический уровень электронов расщепляется на  $N$  близко расположенных дискретных уровней, образующих энергетическую зону.

Между соседними разрешенными зонами имеется запрещенная зона, которая охватывает такие значения энергии, которые электроны в кристалле не могут иметь. Валентная зона в полупроводнике образуется при расщеплении уровня, на котором находятся валентные (внешние) электроны атомов в основном состоянии.

Свободная зона (зона проводимости) в полупроводнике образуется при расщеплении уровня, на котором могут находиться валентные электроны атомов в возбужденном состоянии.

При  $T = 0$  в полупроводнике уровни валентной зоны полностью заполнены электронами, уровни зоны проводимости свободны от электронов, а ширина запрещенной зоны  $\Delta E_0$  обычно меньше 1 эВ. Таким образом, полупроводник является диэлектриком (рис. 1а).

Чтобы в полупроводнике возникла собственная проводимость, нужно, чтобы часть электронов с верхних уровней валентной зоны перешли на нижние уровни зоны проводимости. Для этого валентным электронам не-

обходимо сообщить энергию  $\Delta E_0$ , называемую энергией активации собственной проводимости. Эту энергию валентные электроны могут получить, например, при нагреве кристалла (рис. 1б). Одновременно в валентной зоне образуются вакантные состояния электронов – дырки. Валентные электроны теперь могут переходить с низких уровней на освободившиеся верхние, что соответствует переходу дырок в противоположном направлении.

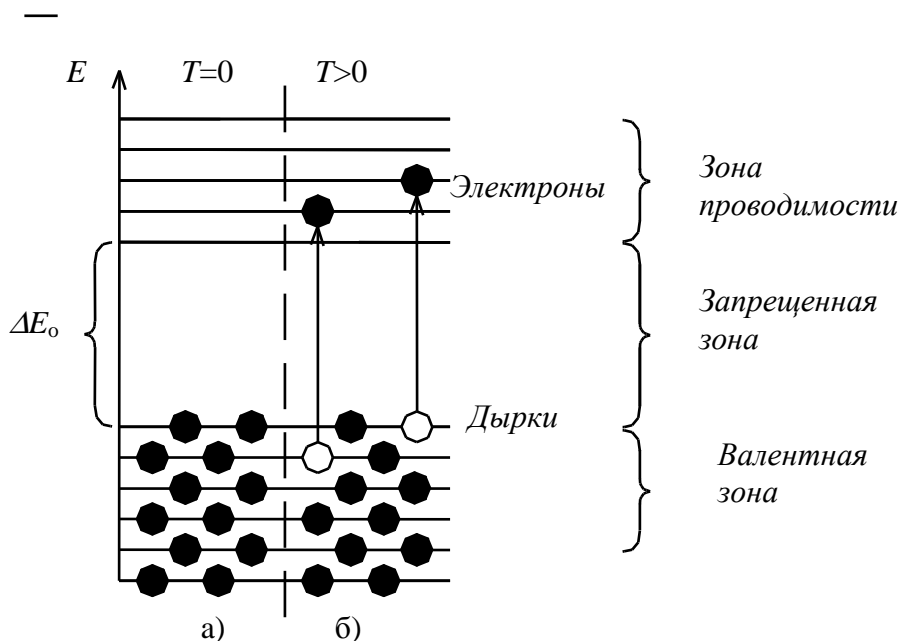


Рис. 1

Таким образом, носители тока в случае собственной проводимости полупроводника – электроны проводимости и дырки. Концентрация носителей тока, а следовательно, и электропроводность экспоненциально растет с температурой

$$n \sim e^{\frac{-\Delta E_0}{2kT}},$$

где  $\Delta E_0$  – энергия активации собственной проводимости;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

Примеси, введенные в чистый полупроводник, сообщают ему примесную проводимость, дополнительную к основной. Появление в основной кристаллической решетке полупроводника атомов примеси приводит к возникновению в запрещенной зоне локальных разрешенных примесных уровней.

Валентность примесных атомов отличается на  $\pm 1$  от валентности основных атомов полупроводника. Если у примеси валентных электронов больше, чем у основных атомов, то избыточные электроны атомов примеси не участвуют в образовании химической связи в кристалле. Они занимают донорные уровни вблизи дна зоны проводимости (рис. 2а). При  $T > 0$ ,

получив энергию активации  $\Delta E_1$  за счет энергии теплового движения, электроны с донорных уровней переходят в зону проводимости. Так возникает примесная электронная проводимость полупроводника, который в этом случае называется полупроводником  $n$  – типа, а примесь в нем – донорной примесью, так как поставляет электроны в зону проводимости.

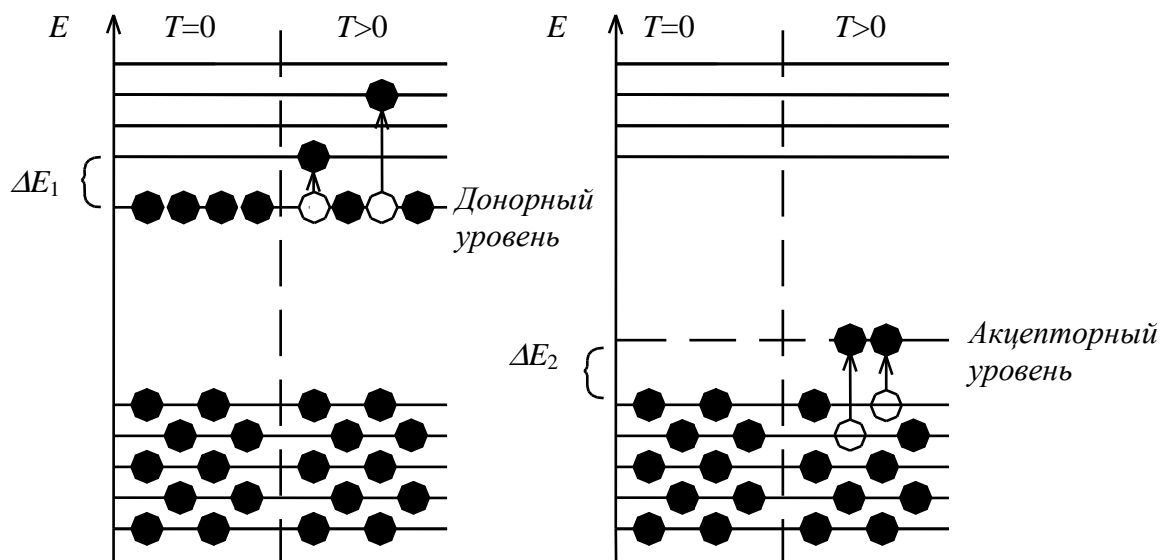


Рис. 2

Концентрация электронов проводимости экспоненциально зависит от температуры

$$n \sim e^{\frac{-\Delta E_1}{2kT}}.$$

Здесь  $\Delta E_1$  – энергия активации примесной электронной проводимости.

Если у атомов примеси валентных электронов меньше, чем у основных атомов полупроводника, то примесные атомы для образования химической связи в кристалле захватывают электроны из числа валентных электронов основных атомов. При этом в валентной зоне основных атомов образуются дырки. Заимствованные электроны находятся на акцепторных уровнях вблизи дна запрещенной зоны (рис. 2б). Для образования дырок требуется энергия активации  $\Delta E_2$ , которую электроны приобретают за счет теплового движения.

Рассмотренный полупроводник обладает дырочной проводимостью и называется полупроводником  $p$  – типа, а примеси в нем, захватывающие электроны из валентной зоны, – акцепторами.

Концентрация носителей тока – дырок экспоненциально зависит от температуры

$$n \sim e^{\frac{-\Delta E_2}{2kT}}.$$

Здесь  $\Delta E_2$  – энергия активации примесной дырочной проводимости.

Исследуемый образец полупроводника – карбид кремния с примесями. Температурная зависимость сопротивления образца имеет вид

$$R = R_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (1)$$

где  $R_0$  – постоянная, зависящая от природы полупроводника;  $\Delta E$  – энергия активации примесной проводимости,  $\Delta E = \Delta E_1$  или  $\Delta E = \Delta E_2$ ;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

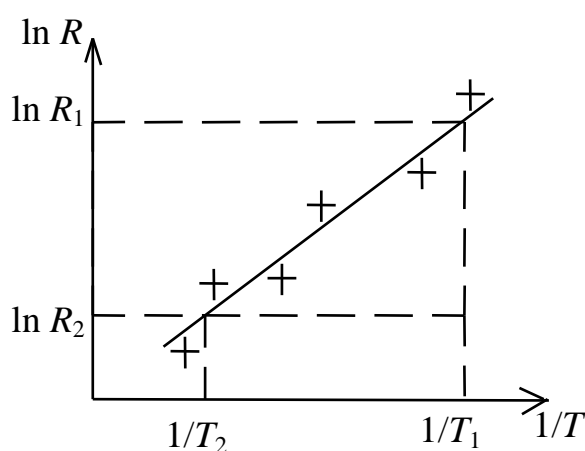


Рис. 3

Прологарифмировав выражение (1), получим

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{\Delta E}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (2)$$

Уравнение (2) графически изображается прямой линией (рис. 3). Выбрав на прямой, проведенной через все экспериментальные точки, точки 1 и 2, рассчитаем энергию активации по формуле

$$\Delta E = 2k \frac{\ln R_1 - \ln R_2}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}. \quad (3)$$

## Описание установки

Образец полупроводника помещается в термостат. Температура  $T$  измеряется термопарой и считывается со шкалы прибора Ш 4500, проградуированного в градусах Цельсия. Сопротивление  $R$  измеряется мультиметром в килоОмах.

## Выполнение измерений

1. Включить индикатор Ш 4500 и мультиметр в сеть. Измерить температуру и сопротивление образца. Результаты измерений занести в таблицу.
2. Включить термостат в сеть.
3. Построить график зависимости  $R$  от  $T$  и  $\ln R$  от  $1/T$ .

Таблица

Номер опыта	$t, ^\circ\text{C}$	$R, \text{кОм}$	$T, \text{К}$	$1/T, \text{К}^{-1}$	$\ln R$
1					
2					
...					
7					

4. По графику  $\ln R = f(1/T)$  и по формуле (3) и вычислить энергию активации примесной проводимости карбида кремния в электронвольтах ( $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ ).

5. Сделать вывод.



## РАБОТА № 10

### ИЗУЧЕНИЕ $\alpha$ -РАСПАДА

*Цель работы:* исследовать процесс ослабления потока  $\alpha$ -частиц в среде и рассчитать основные параметры радиоактивного распада плутония-238.

*Оборудование:* контейнер с радиоактивным препаратом, механизм перемещения, блок детектирования, счётчик импульсов.

#### Описание метода

Радиоактивный препарат  ${}^{238}_{94}\text{Pu}$ , используемый в данной работе, самопроизвольно распадается с испусканием  $\alpha$ -частиц. Альфа-частица представляет собой ядро атома гелия  ${}^4_2\text{He}$ , состоящее из четырёх нуклонов: двух протонов и двух нейтронов. Она несёт положительный электрический заряд, равный удвоенному элементарному заряду  $e$ , и имеет массу  $m_\alpha = 6,644 \cdot 10^{-27}$  кг. Спектр энергии вылетающих частиц является дискретным, то есть эти частицы имеют одно или несколько строго определённых значений энергии. Значения энергии  $\alpha$ -частиц, испускаемых радиоактивными ядрами, лежат в пределах  $4 \div 9$  МэВ, что соответствует их скорости  $(1,4 \div 2,0) \cdot 10^7$  м/с.

Интенсивность радиоактивного распада характеризуется периодом полураспада  $\tau_{1/2}$ , то есть временем, за которое число нераспавшихся ядер убывает вдвое. Существует связь между кинетической энергией  $W_\alpha$  вылетающих из ядра  $\alpha$ -частиц и периодом полураспада ядер этого сорта. Ядра, испускающие  $\alpha$ -частицы с энергией порядка 9 МэВ, распадаются практически мгновенно (например, у ядра  ${}^{212}_{84}\text{Po}$  период полураспада  $\tau_{1/2} = 3 \cdot 10^{-7}$  с), а ядра, испускающие  $\alpha$ -частицы с энергией ниже 4 МэВ, живут практически вечно (так, ядро  ${}^{238}_{92}\text{U}$  имеет  $\tau_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$  лет).

Причиной такой зависимости является туннельный механизм альфа-распада, т.е.  $\alpha$ -частица за счет своих волновых свойств обладает вероятностью проникать сквозь потенциальный барьер, высота которого ( $U_{\max}$ ) превышает ее кинетическую энергию ( $W_\alpha$ ) (рис. 1а).

Вероятность такого проникновения характеризуется коэффициентом прозрачности  $D$  барьера. Для упрощенного случая барьера прямоугольной формы (рис. 1б)

$$D = \exp \left[ -\frac{2L}{\hbar} \sqrt{2m_\alpha (U_{\max} - W_\alpha)} \right], \quad (1)$$

где  $L$  – ширина барьера, в нашем случае равная  $2 \cdot 10^{-14}$  м,  $\hbar = 1,05459 \cdot 10^{-34}$  Дж/с – постоянная Планка, делённая на  $2\pi$ ,  $m_\alpha$  – масса  $\alpha$ -частицы,

$U_{\max}=21,45$  МэВ – высота барьера,  $W_{\alpha}$  – кинетическая энергия покидающей ядро  $\alpha$ -частицы.

Зная коэффициент прозрачности и скорость  $v$  вылетающей  $\alpha$ -частицы, которую можно определить по формуле  $v = \sqrt{2W_{\alpha} / m_{\alpha}}$ , можно рассчитать постоянную радиоактивного распада

$$\lambda = \frac{v}{r_1} D, \quad (2)$$

где  $r_1$  – размер радиоактивного ядра (ширина потенциальной ямы, равная  $10^{-14}$  м).

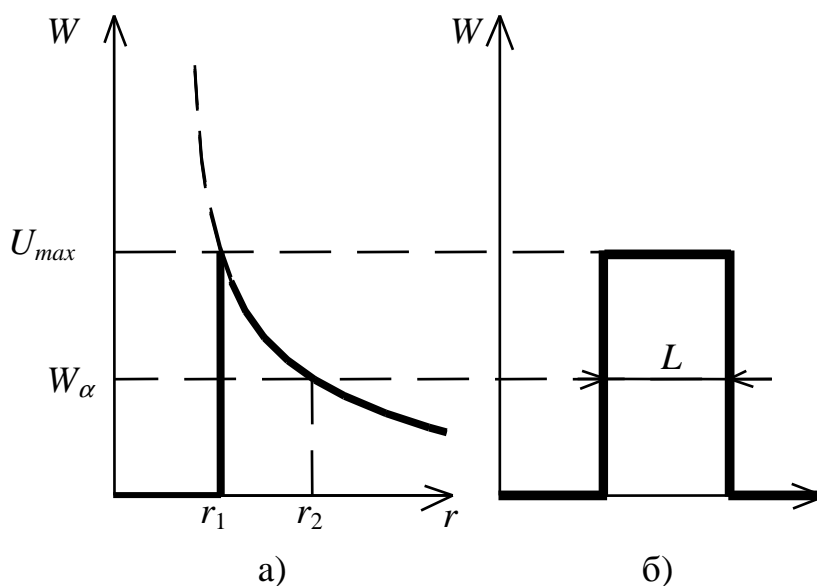


Рис. 1

Постоянная распада  $\lambda$  связана с периодом полураспада  $\tau_{1/2}$  соотношением

$$\tau_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (3)$$

Таким образом, определив кинетическую энергию  $W_{\alpha}$  испускаемых альфа-частиц, можно по формулам (1), (2) и (3) рассчитать период полураспада изотопа  ${}^{238}_{94}\text{Pu}$  и сравнить его с табличным значением 89,6 года ( $\approx 2,82 \cdot 10^9$  с).

Для определения энергии  $W_{\alpha}$  вылетающих из ядра  $\alpha$ -частиц в данной работе используется метод измерения длины пробега. Это длина траектории  $\alpha$ -частицы в веществе. Она обычно прямолинейна, так как столкновения тяжёлых  $\alpha$ -частиц с лёгкими электронами практически не вызывают углового рассеяния. Величина пробега  $\alpha$ -частиц в воздухе мала и при нормальных условиях не превышает 10 см.

Вид кривой ослабления потока  $\alpha$ -частиц  $N_{\alpha}$  в зависимости от длины  $x$  пробега представлен на рис. 2. Построив касательную в точке, соответст

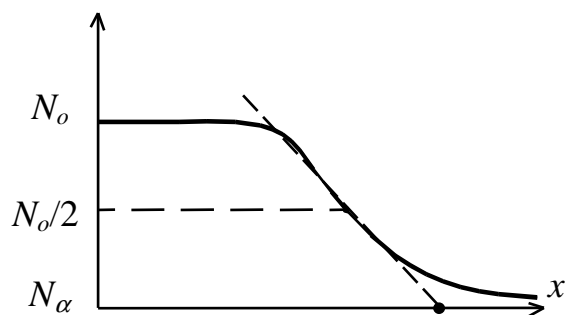


Рис. 2

вующей ослаблению потока  $\alpha$ -частиц в два раза, находят экстраполированный пробег  $R_э$ , который мало зависит от условий измерения, а зависит только от кинетической энергии  $W_\alpha$  вылетающих  $\alpha$ -частиц. Эта зависимость выражается экспериментальным законом Гейгера

$$R = 0,32W_\alpha^{3/2},$$

где  $R$  – пробег  $\alpha$ -частиц в воздухе в *сантиметрах*,  $W_\alpha$  – энергия частиц в МэВ.

## Описание установки

Установка для определения пробега  $\alpha$ -частиц показана рис.3. Исследуемый источник  $\alpha$ -частиц помещается на подставку, которая с помощью винта может перемещаться в вертикальном направлении. Величина перемещения  $x$  отсчитывается по нониусной шкале подставки (рис.4).

Для регистрации  $\alpha$ -излучения служит блок детектирования БДЗА-100, предназначенный для измерения плотности потока  $\alpha$ -излучения  $N_\alpha$  в месте своего расположения от 0,1 до  $1 \cdot 10^4$  имп  $\cdot$  мин $^{-1} \cdot$  см $^{-2}$ .

Блок детектирования подключен к измерителю скорости счёта импульсов УИМ2-2Д (рис.5), который регистрирует не только значение измеряемой величины, но и его относительную погрешность в процентах.

Вылетающие из источника  $\alpha$ -частицы проходят слой воздуха толщиной  $x$  и входят в блок детектирования, где они попадают на сцинтиллятор, представляющий собой тонкий слой люминофора, нанесенный на прозрачную подложку. При столкновении  $\alpha$ -частицы с люминофором возникает вспышка света, которая фиксируется фотоэлектронным умножителем и преобразуется им в электрический импульс, поступающий на вход измерителя УИМ2-2Д.

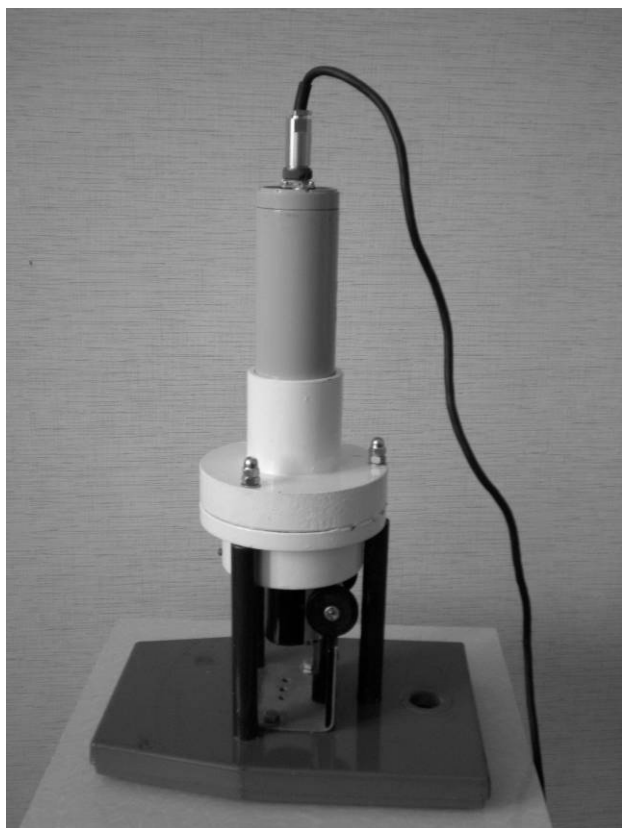


Рис.3



Рис.4



Рис.5

### Выполнение измерений

1. Ознакомиться с описанием установки и метода измерений.
2. С разрешения преподавателя и в его присутствии включить в сеть измеритель импульсов УИМ2-2Д.
3. Приблизить источник на минимальное расстояние к входному окну детектора с помощью кремальеры (рис.4). При этом на шкале измерителя перемещений должен быть ( $x=0$ ).

4. Измерить число  $\alpha$ -частиц, прошедших через детектор за время экспонирования, дождавшись относительной погрешности 5%.

5. Удаляя препарат от детектора, продолжать измерения до тех пор, пока показания измерителя импульсов не уменьшиться в 100 раз. Результаты занести в таблицу

$X$ , мм	0	2	4	6	.....
$N_2$					

6. Выключить измеритель и установить радиоактивный препарат на максимально возможное расстояние от блока детектирования.

### Обработка результатов

1. На миллиметровой бумаге построить график зависимости  $N_2 = f(x)$ . Вид графика дан на рис.2. Для этого нанести на поле графика экспериментальные точки и соедините их плавной кривой. В точке графика на уровне половины от максимального значения проведите касательную к кривой графика и продолжите ее до пересечения с осью абсцисс. Точка пересечения дает значения экстраполированного пробега  $R_j$ .

2. Найти пробег  $\alpha$ -частиц по формуле:

$$R = X_j + \Delta,$$

где  $\Delta=19\text{мм}$  – расстояние от радиоактивного препарата до детектора при нулевом значении шкалы измерителя перемещений.

3. Выразить значение  $R$  в см и, подставив его в формулу

$$W_\alpha = 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot \sqrt[3]{\left(\frac{R}{0,32}\right)^2},$$

найти кинетическую энергию вылетающих из плутония при его радиоактивном распаде  $\alpha$ -частиц.

4. Найти скорость этих  $\alpha$ -частиц по выражению:

$$V_\alpha = \sqrt{\frac{2W_\alpha}{m_\alpha}},$$

где  $m_\alpha = 6,644 \cdot 10^{-27}$  кг – масса покоя  $\alpha$ -частиц.

5. Определить коэффициент прозрачности потенциального барьера ядер плутония (формула 1):

$$D = e^z,$$

где  $z$  после подстановки значений физических констант принимает вид:

$$z = -\frac{4}{1,055} \cdot \sqrt{13,288(34,32 - W_\alpha)},$$

где  $W_\alpha$  в Дж, но без  $10^{-13}$ .

6. Теперь можно найти постоянную радиоактивного распада  $P_u$ -238 по формуле (2), принимая  $r_1 = 10^{-14}$  м (ширина потенциальной ямы).

7. По формуле (3) рассчитать период полураспада  $P_u$ -238. Полученный в секундах результат делим на  $3,15 \cdot 10^7$  год/с и получаем период полураспада в годах. Сравнивая его с табличным значением  $\tau_0 = 89,6$  года, находим относительную погрешность

$$\gamma(\%) = \frac{\tau - \tau_0}{\tau_0} \cdot 100\% .$$

8. Сделать вывод по результатам сравнения табличного  $\tau_0$  и экспериментального  $\tau$  периодов полураспада.

## РАБОТА № 11

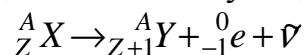
### ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ ЭНЕРГИИ БЕТА-СПЕКТРА

*Цель работы:* ознакомление с  $\beta$ -активностью, особенностями  $\beta$ -спектров, измерение максимальной энергии  $\beta$ -частиц.

*Оборудование:* контейнер с радиоактивным препаратом, кассета с поглотителем, блок детектирования, счётчик импульсов.

#### Описание метода

Бета-распадом называется самопроизвольное превращение ядер, при котором их массовое число не изменяется, а заряд увеличивается или уменьшается на единицу. Этот заряд уносится электроном или позитроном, покидающим ядро. При электронном  $\beta$ -распаде кроме электрона испускается антинейтрино – частица, не имеющая электрического заряда. Её масса покоя равна нулю (или, во всяком случае, очень мала):



Здесь обозначено:

${}^A_ZX$  – исходное ядро с массовым числом  $A$  и зарядовым числом  $Z$ ;

${}^A_{Z+1}Y$  – образующееся в результате  $\beta$ -распада ядро;

${}^0_{-1}e$  – электрон с массовым числом, равным нулю, и зарядовым числом  $-1$ ;

$\bar{\nu}$  – электронное антинейтрино, массовое и зарядовое числа которого равны нулю.

Кроме электронного  $\beta$ -распада существуют также позитронный  $\beta$ -распад, при котором образуются позитрон  ${}^0_{+1}e$  и электронное нейтрино  $\nu$ , и  $K$ -захват, при котором ядро поглощает один из электронов с внутренних оболочек атома и изменяет своё зарядовое число на единицу.

В данной работе мы будем иметь дело с электронным  $\beta$ -распадом и в дальнейшем будем говорить только о нём.

Каждое  $\beta$ -активное ядро какого-либо элемента, излучив  $\beta$ -частицу, превращается в ядро нового элемента, имеющего атомный номер на единицу больший, чем атомный номер исходного элемента.

Согласно современным представлениям все частицы, вылетающие при  $\beta$ -распаде, рождаются в процессе распада, а не существуют в ядре заранее. Бета-активные ядра встречаются во всей области значений массового числа  $A$ , начиная от единицы (свободный нейтрон) и кончая самыми тяжёлыми ядрами. Период полураспада  $\beta$ -активных ядер изменяется от ничтожных долей секунды до  $\sim 10^{18}$  лет. Выделяющаяся при единичном акте  $\beta$ -

распада энергия зависит от типа ядра. Она минимальна для трития  ${}^3_1\text{H}$  (0,02 МэВ) и максимальна для изотопа бора  ${}^{12}_5\text{B}$  (13,4 МэВ).

Освобождающаяся при  $\beta$ -распаде энергия делится между электроном, антинейтрино и дочерним ядром, однако доля энергии, передаваемой ядру, исчезающе мала по сравнению с энергией, уносимой электроном и антинейтрино. Практически можно считать, что эти две частицы делят между собой всю освобождающуюся энергию. При обычной постановке экспериментов антинейтрино не регистрируются и наблюдаются только электроны, энергия которых может принимать любое значение – от нулевого до некоторого максимального. Максимальная энергия  $\beta$ -частиц равна энергии, освобождающейся при  $\beta$ -распаде, и является важной физической величиной.

Поскольку энергии ядра каждого элемента образуют дискретный ряд, казалось бы следует ожидать, что энергии вылетающих  $\beta$ -частиц также образуют дискретный ряд значений, равных разности между энергиями материнского и дочернего ядер (рис.1).



Рис.1. Ожидаемый спектр энергий  $\beta$ -частиц

Однако в действительности энергии  $\beta$ -частиц любого  $\beta$ -активного элемента образуют непрерывный спектр, простирающийся от ничтожно малых значений до некоторой максимальной величины (см. рис.2). Это является важнейшей особенностью  $\beta$ -излучения, отличающей его от других радиоактивных излучений.

Данная особенность объясняется тем, что в каждом акте  $\beta$ -распада разность энергий материнского и дочернего ядра уносится не только электроном, а распределяется между электроном и антинейтрино в разных долях, причём эти доли энергии в различных актах распада могут изменяться.

Это приводит к тому, что разные  $\beta$ -частицы, вылетающие из ядер данного препарата, имеют разные энергии, образующие непрерывный ряд, начиная от максимального значения (когда антинейтрино вовсе не берёт на



себя энергию и вся энергия передаётся  $\beta$ -частице) до минимального значения (когда антинейтрино забирает почти всю выделенную энергию). Таким образом, максимальная энергия  $\beta$ -распада равна разности энергий материнского и дочернего ядер.



Рис.2. Действительный спектр энергий

Поскольку ядро каждого элемента имеет вполне определённый, только ему свойственный энергетический спектр и поскольку при  $\beta$ -распаде данного элемента получается вполне определённый дочерний элемент, то ясно, что максимальная энергия  $\beta$ -спектра является характерной величиной для каждого  $\beta$ -активного элемента. Вот почему  $\beta$ -активные вещества можно идентифицировать по максимальной энергии их спектра.

Определение максимальной энергии  $\beta$ -спектра можно производить различными способами. Один из них заключается в изучении поглощения  $\beta$ -излучения веществом (метод полного поглощения). Обычно в качестве поглотителя используют листочки алюминиевой фольги.

$\beta$ -излучение, проходя через слой поглощающего вещества, постепенно ослабляется в своей интенсивности (см. рис.3) интенсивность излучения  $\beta$ -частиц характеризуется плотностью потока. Это число частиц, пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную направлению потока. Поглощение  $\beta$ -частиц довольно хорошо, но не вполне точно подчиняется экспоненциальному закону

$$J = J_0 e^{-\mu d}, \quad (1)$$

где  $J_0$  – плотность потока  $\beta$ -частиц в месте расположения счётчика при отсутствии поглотителя;  $J$  – плотность потока  $\beta$ -частиц в том же месте, если между радиоактивным препаратом и счётчиком имеется слой поглотителя толщиной  $d$  см.

График зависимости плотности потока  $J(d)$  от толщины поглощающего слоя называется **кривой поглощения**. Коэффициент  $\mu$  в формуле (1) назы-

вается **общим коэффициентом поглощения** и имеет размерность обратной длины. Он показывает, какая часть  $\beta$ -частиц поглощается на единице длины их пути в данной среде. Если  $d$  выражается в см, то  $\mu$  – в 1/см.

Установлено, что  $\mu$  в некотором приближении прямо пропорционален плотности  $\rho$  поглощающей среды. Таким образом, отношение  $\mu/\rho$  (**массовый коэффициент поглощения**) будет почти постоянным для различных веществ. А так как поглощение  $\beta$ -частиц зависит от числа электронов в единице объёма вещества, то массовый коэффициент поглощения  $\mu/\rho$  несколько изменяется пропорционально отношению атомного номера к атомной массе элементов  $Z/A$ .

Уравнение (1) может быть представлено теперь в виде:

$$J = J_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \tau}, \quad (2)$$

где  $\mu/\rho$  – массовый коэффициент поглощения, измеряемый в  $\text{см}^2/\text{г}$ ;  
 $\tau = \rho d$  – «толщина» поглощающего слоя, измеряемая в  $\text{г}/\text{см}^2$  и имеющая смысл поверхностной плотности.

Кривая поглощения представлена на рис.3.



Рис.3. График, соответствующий формуле (2)

Из формул (1) и (2) следует, что

$$\ln\left(\frac{J}{J_0}\right) = -\mu d = -\frac{\mu}{\rho} \tau. \quad (3)$$

Поэтому, если построить кривую поглощения в полулогарифмических координатах, откладывая по оси абсцисс толщину поглощающего слоя  $d$  в см или «толщину»  $\tau$  в  $\text{г}/\text{см}^2$ , а по оси ординат  $\ln(J/J_0)$ , то должна получиться прямая, тангенс угла наклона которой к оси абсцисс даст нам, соот-

ветственно, значение либо общего коэффициента поглощения  $\mu$ , либо массового коэффициента поглощения  $\mu/\rho$ .

Как уже было отмечено, формула (1), а следовательно, и (2) лишь приблизительно выражает закон поглощения. Это видно, например, из того, что в соответствии с (2) кривая поглощения должна была бы асимптотически приближаться к оси абсцисс, в то время как в действительности эта кривая пересекает эту ось на конечном расстоянии  $\tau = R$ , соответствующем полному поглощению.

Вследствие приблизительного характера выражения (2) реальная кривая поглощения в полулогарифмических координатах не является строгой прямой. Формулу (3) можно переписать в виде

$$\ln J = \ln J_0 - \mu d = \ln J_0 - \frac{\mu}{\rho} \tau. \quad (4)$$

Поэтому если построить экспериментальную кривую поглощения, откладывая по оси абсцисс  $\tau$ , а по оси ординат  $\ln J$ , то должна получиться линия, близкая к прямой (см. рис.4).

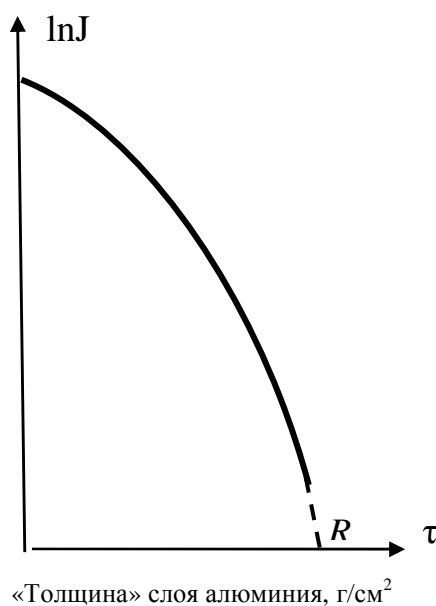


Рис.4. Экспериментальная кривая поглощения  $\beta$ -частиц

Правая часть этой кривой отличается сравнительно крутым падением, так что экстраполируя её к оси абсцисс, получим «толщину»  $R$  вещества (алюминия), требуемую для полного поглощения исследуемого  $\beta$ -излучения.

Максимальную энергию  $\beta$ -частиц определяют по одной из следующих формул

Если полная толщина  $R$  поглощающего слоя меньше  $0,03 \text{ г/см}^2$ , то

$$E = \left( \frac{R}{0,00667} \right)^{\frac{3}{5}} \text{ МэВ}. \quad (5)$$

Если  $0,03 \text{ г/см}^2 \leq R \leq 0,3 \text{ г/см}^2$ , то

$$E = 1,92R^{0,795} \text{ МэВ} \quad (6)$$

Наконец, если  $R > 0,3 \text{ г/см}^2$ , то

$$E = (1,85R + 0,245) \text{ МэВ} . \quad (7)$$

Нанеся все точки  $\ln J(\tau)$  на график, находят точку пересечения  $R$  этой кривой с осью  $\tau$ . Найдя  $R$ , выбирают нужную формулу (5), (6) или (7) и определяют по ней энергию  $E$  верхней границы исследуемого  $\beta$ -излучения.

До сих пор речь шла об установлении энергии верхней границы  $\beta$ -спектра для какой-либо одной компоненты  $\beta$ -излучения радиоактивного препарата. Если препарат даёт однокомпонентное  $\beta$ -излучение, то всё сказанное выше применимо непосредственно.

Если же препарат даёт  $\beta$ -излучение, состоящее из двух или большего числа компонент (о такой ситуации свидетельствуют изломы на графике  $\ln(J/J_0) = f(\tau)$ ), то возникает предварительная задача о разделении  $\beta$  излучения на отдельные компоненты, для каждой из которых нужно найти свою энергию верхней границы её спектра.

### Описание лабораторной установки

Для установления закономерности поглощения  $\beta$ -излучения в данной работе используется блок детектирования БДЗБ-100, предназначенный для измерения плотности потока  $\beta$ -излучения в месте своего расположения в диапазоне энергий от 0,3 до 3,0 МэВ. Блок подключен к измерителю скорости счёта импульсов УИМ2-2Д (далее – измеритель), который регистрирует не только значение измеряемой величины, но и его относительную погрешность в процентах.

Радиоактивный  $\beta$ -препарат  $^{90}\text{Sr}$  (излучатель) в защитном контейнере с отверстием помещён на определённом расстоянии от входного окна блока детектирования с таким расчётом, чтобы между препаратом и детектором

$\beta$ -излучения можно было свободно расположить слой вещества, целиком поглощающий данное излучение. В качестве поглотителя используется алюминий. При отсутствии поглотителя слой воздуха между препаратом и входным окном блока детектирования составляет  $24 \pm 1$  мм. В этот зазор можно помещать алюминиевые пластины различной толщины, обозначенной на них, постепенно увеличивая их общую толщину.

Установка содержит следующие основные узлы (см. рис.5).

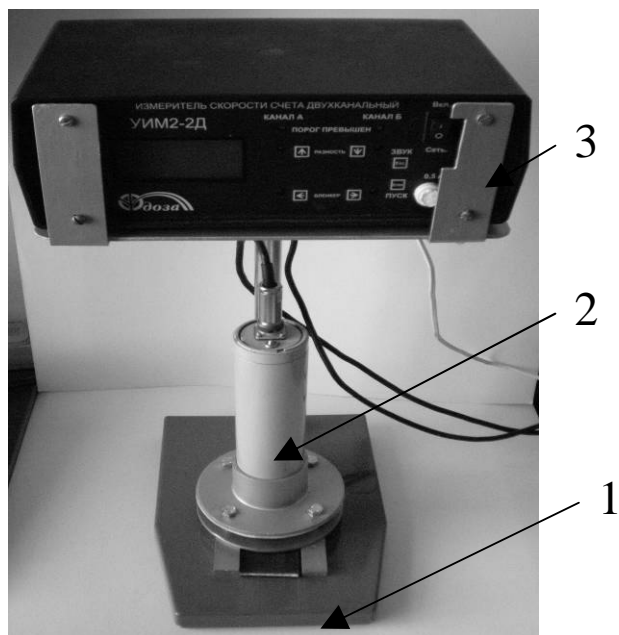


Рис.5. Общий вид лабораторной установки

1. Основание, внутри которого размещены радиоактивный препарат и коллиматор (формирователь пучка  $\beta$ -частиц). Поглотитель (листочки алюминия) помещают на верхней поверхности основания вслед за коллиматором.

2. Блок детектирования БДЗБ-100.

3. Измеритель скорости счёта импульсов УИМ2-2Д.

Поток электронов, вылетающих из радиоактивного препарата, после прохождения зазора (с поглотителем или без него) попадает на входное окно блока детектирования БДЗБ-100 и преобразуется в электрические импульсы. Эти импульсы по кабелю направляются в измеритель скорости счёта импульсов УИМ2-2Д. Результаты измерения средней скорости счёта импульсов выводятся на дисплей. Здесь же указана относительная погрешность измерения в %. Показания на дисплее обновляются каждые две секунды. За это время идёт уточнение результата, что отражается в уменьшении относительной погрешности на дисплее. По окончании этого времени результат стирается и измерение возобновляется.

### Выполнение работы

1. Ознакомиться с описанием к работе и аппаратурой.

2. С разрешения преподавателя и в его присутствии включить измеритель 3 (рис 5).

3. Удалить комплект алюминиевых пластин (12 штук толщиной 0,03 см каждая) из зазора камеры с  $\beta$ -излучающим препаратом и измерить плотность потока электронов  $J$ . *Обратить внимание:* для работы № 11 показания на индикаторе прибора высвечиваются в нижней строке. Вна-

чале появляются две звёздочки, а потом сами показания с размытой относительной погрешностью (например,  $208 \pm 43 \%$ ). Дождаться относительной погрешности не более 15 % и записать значение  $J$  в таблицу 1, округлив до целых чисел. Запишите также относительную погрешность.

4. Поместите в зазор между препаратом и детектором две алюминиевых пластины и проведите измерение плотности потока  $J$ , как указано в предыдущем пункте.

5. Прибавляя по две пластины, произвести измерения, используя весь комплект пластин. Для последних измерений относительная погрешность может быть увеличена.

Таблица 1

№ п/п	Толщина поглотителя $d$ , см	$\tau$ , г/см <sup>2</sup>	$J$ , имп/мин·см <sup>2</sup>	Относит. погрешность ( $\Delta J/J$ ), %	$\ln J$
1					
25					

6. Выключить измеритель и вернуть в зазор камеры с радиоактивным препаратом комплект алюминиевых пластин.

7. Вычислить для таблицы 1 значение  $\tau$  каждого измерения по формуле:

$$\tau = 2,7d + 0,00129(2,4 - d) \text{ г/см}^2, \quad (8)$$

округляя результат до тысячных долей, и логарифмы натуральные плотности потока электронов ( $\ln J$ ) с точностью до 0,1 ( $d$  – общая толщина вложенных пластин поглотителя в сантиметрах).

8. Построить график зависимости  $\ln J = f(\tau)$ , начиная отсчет по осям от 0. Провести плавную кривую по построенным экспериментальным точкам и продолжить её до пересечения с осью  $\tau$ . Точка пересечения даст значение  $R$ .

9. В зависимости от значения  $R$  выбрать необходимую расчётную формулу (5–7) и найти по ней верхнюю границу энергии  $\beta$ -излучения.

Оценить погрешность измерения этой энергии по формулам

$$\Delta R = \frac{R}{100} \cdot \frac{\Delta J}{J},$$

где  $\frac{\Delta J}{J}$  берётся из таблицы 1 в процентах для последнего измерения, и

$$\Delta E = E \cdot \Delta R.$$

Записываем результат в виде  $E \pm \Delta E$ , МэВ.

10. По найденному значению энергии  $E$ , используя таблицу 2, определить какому химическому элементу в действительности принадлежит исследованное  $\beta$ -излучение.

Таблица 2

Радиоактивный элемент	Период полураспада	Тип распада	Энергия, МэВ
$_{38}\text{Sr}^{90}$ (стронций)	27,7 лет	$\beta^-$	0,546
$_{39}\text{Y}^{90}$ (иттрий)	64,0 час	$\beta^-$	2,27

Следует заметить, что элемент  $_{38}\text{Sr}^{90}$  в результате  $\beta$ -распада превращается в другой радиоактивный элемент  $_{39}\text{Y}^{90}$ , который также подвержен  $\beta$ -распаду.

## РАБОТА №12

### ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И СТЕПЕНИ ЧЕРНОТЫ ТЕЛА МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОТНОШЕНИЙ

*Цель работы:* ознакомиться с законами теплового излучения, измерить интегральную степень черноты источника излучения и построить график ее зависимости от температуры излучателя.

*Оборудование:* двухчастотный регистратор теплового излучения РТИ1

#### Описание метода

Испускательная способность абсолютно черного тела может быть определена для различных длин волн и температур по формуле Планка

$$r_{T,\lambda}^* = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (1)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме;  $h$  – постоянная Планка;  $\lambda$  – длина волны;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура. Следовательно, для узкого диапазона длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , в котором испускательную способность  $r^*(\lambda, T)$  можно считать постоянной, энергетическая светимость абсолютно черного тела равна

$$dR^* = r^*(\lambda, T)d\lambda.$$

Если тело не является абсолютно черным, то его испускательная способность выражается формулой

$$r(\lambda, T) = A(\lambda, T)r^*(\lambda, T)$$

где  $A(\lambda, T) < 1$  – спектральный коэффициент излучения тела.

Следовательно, энергетическую светимость тела для диапазона длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$  найдем по формуле,

$$dR = A(\lambda, T)r^*(\lambda, T)d\lambda.$$

Рассмотрим излучение тела с температурой  $T$  для двух различных длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  при различных значениях диапазонов  $d\lambda_1$  и  $d\lambda_2$  соответственно

$$dR_1 = A_1 r_1^* d\lambda_1,$$

$$dR_2 = A_2 r_2^* d\lambda_2,$$

где  $A_1$  и  $A_2$  – спектральные коэффициенты излучения тела при длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответственно.

Излучение, дошедшее до приемника (фотодиод, фотосопротивление), составляет некоторую часть от общего излучения источника. Оно определяется размерами приемника, расстоянием от источника до приемника и наличием на пути излучения поглощающих сред, т.е. определяется такими



параметрами измерительной системы, которые не изменяются в процессе опыта. Для двух различных приемников, воспринимающих поток падающего на них излучения в различных узких диапазонах длин волн, величины этих потоков будут равны:

$$J_1 = K_1 A_1 r_1^* \cdot d\lambda_1,$$

$$J_2 = K_2 A_2 r_2^* \cdot d\lambda_2,$$

где  $K_1$  и  $K_2$  – коэффициенты использования потока излучения первым и вторым приемником соответственно, которые не изменяются в процессе опыта.

Следовательно, отношение потоков излучения для двух приемников

$$\frac{J_1}{J_2} = Z \cdot \left( \frac{r_1^* d\lambda_1}{r_2^* d\lambda_2} \right),$$

где величину  $Z = (K_1 A_1 / K_2 A_2)$  можно считать постоянной при условии, что зависимостью отношения спектральных коэффициентов излучения от температуры можно пренебречь для выбранных  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Величины  $r_1^*$  и  $r_2^*$  определяются с помощью формулы Планка (1). Следовательно,

$$\frac{J_1}{J_2} = Z \cdot \frac{C_1 \lambda_2^5 (\exp(C_2 / \lambda_2 T) - 1) \cdot d\lambda_1}{C_1 \lambda_1^5 (\exp(C_2 / \lambda_1 T) - 1) \cdot d\lambda_2}$$

где

$$C_1 = 2\pi h c^2 = 3,742 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2,$$

$$C_2 = hc / k = 1,439 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

Оценим величину  $\exp(C_2 / \lambda T)$  и сравним ее с единицей.

Пусть  $T = 3000 \text{ К}$ ,  $\lambda = 1 \text{ мкм}$ . Тогда,

$$\exp(C_2 / \lambda T) = \exp(1,439 \cdot 10^{-2} / 1 \cdot 10^{-6} \cdot 3000) \approx 121,$$

причем понижение температуры и уменьшение длины волны изменит эту оценку в большую сторону. Это означает, что для используемых в опытах температур и длин волн единиц в скобках в формуле Планка можно пренебречь (выполняется приближенная формула Вина).

$$\frac{J_1}{J_2} = Z \cdot \frac{\lambda_2^5 d\lambda_1}{\lambda_1^5 d\lambda_2} \cdot \exp \left[ \frac{C_2}{T} \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \right].$$

Прологарифмируем это выражение и найдем из полученной формулы температуру  $T$ .

$$T = \frac{C_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \frac{J_1}{J_2} - \ln Z - 5 \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} - \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2}}.$$

Учтем, что в процессе опытов сохраняются значения  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $d\lambda_1$  и  $d\lambda_2$ . Поэтому объединим члены, содержащие постоянные величины, в две новые константы  $L$  и  $Z_0$

$$L = C_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right),$$

$$Z_0 = \ln Z + 5 \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2}.$$

Тогда формула для определения температуры примет вид

$$T = \frac{L}{\ln \frac{J_1}{J_2} - Z_0}. \quad (2)$$

Из формулы (2) видно что, зная из тарировочных опытов величину  $Z_0$  и рассчитав значения  $L$ , можно, измерив отношение  $J_1/J_2$ , определить соответствующую температуру излучающего тела. Важно отметить, что прибор, используемый в работе, измеряет не абсолютное значение потока, а его отношение к  $J_0$ , которая остается постоянной в процессе измерений.

## Измерение интегрального коэффициента излучения тела

Интегральный коэффициент излучения (степень черноты) тела  $A_T$  определяется отношением

$$A_T = \frac{R_T}{R_T^*}$$

где  $R_T$  – энергетическая светимость тела при температуре  $T$ ,  $R_T^*$  – энергетическая светимость абсолютно черного тела при этой же температуре.

Для вольфрама, который используется в этой лабораторной работе в качестве источника излучения (нить накала электролампы), интегральный коэффициент излучения для температуры  $T = 2000$  К надежно измерен. Он оказался равным  $A_{2000} = 0,249$ .

Это позволяет применить относительный метод исследования зависимости интегрального коэффициента излучения от температуры излучающего тела.

Выразим интегральный коэффициент излучения при некоторой температуре  $T$  через измеряемые величины и  $A_{2000}$ .

Согласно определению

$$A_T = \frac{R_T}{R_T^*}, \quad A_{2000} = \frac{R_{2000}}{R_{2000}^*}.$$

Учтем, что по закону Стефана-Больцмана энергетические светимости абсолютно черного тела в этих выражениях равны

$$R_T^* = \sigma \cdot T^4, \quad R_{2000}^* = \sigma \cdot (2000)^4.$$

Если считать, что потери энергии за счет теплопроводности и конвекции малы, т.е. вся подводимая к вольфрамовой нити лампы энергия электрического тока превращается в энергию излучения, то энергетическую светимость источника можно выразить через мощность  $P_{ИСТ}$ , которая рассеивается на нем:

$$R_T = \frac{P_{ИСТ}}{S},$$

где  $S$  – площадь излучающей поверхности.

Найдем отношение коэффициентов излучения

$$\frac{A_T}{A_{2000}} = \frac{R_T R_{2000}^*}{R_T^* R_{2000}} = \frac{P_{ИСТ} \sigma (2000)^4 S}{S \sigma T^4 P_{ИСТ2000}} = \frac{(2000)^4}{P_{ИСТ2000}} \cdot \frac{P_{ИСТ}}{T^4} = K \cdot \frac{P_{ИСТ}}{T^4}.$$

Величину  $K$  в последней формуле можно определить из выше описанных опытов по определению температуры, если в процессе измерений снимать дополнительно значения мощности, рассеиваемой источником. Это несложно сделать, так как источник излучения нагревается электрическим током, мощность которого при высоких температурах равна

$$P_{ИСТ} = UI, \quad (3)$$

где  $U$  – напряжение на вольфрамовой спирали источника теплового излучения,  $I$  – сила тока в спирали. Следовательно, для интегрального коэффициента излучения получаем формулу

$$A_T = A_{2000} \cdot K \cdot \frac{P_{ИСТ}}{T^4}, \quad (4)$$

где

$$K = \frac{(2000)^4}{P_{ИСТ2000}}, \quad A = 0,249.$$

## Описание установки

Прибор состоит из источника излучения (лампа накаливания), двух узкополосных фотоприемников для длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  и органов управления индикации. Вид передней панели блока представлен на рисунке.

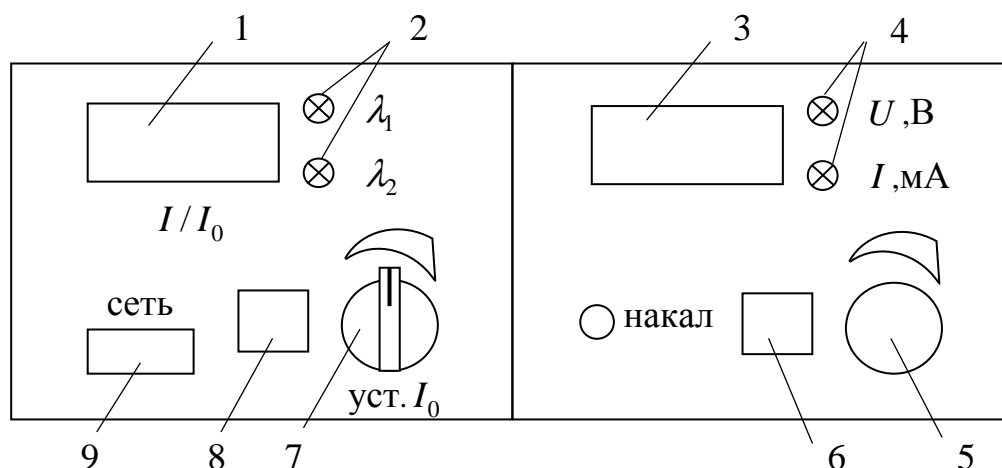


Рис.

- 1 – табло индикатора относительной интенсивности излучения;
- 2 – индикаторы выбранного фотоприемника ( $\lambda_1$  или  $\lambda_2$ );
- 3 – табло индикатора напряжения или тока на лампе накаливания;
- 4 – индикатор выбора измеряемого параметра (напряжения или тока);
- 5 – регулятор напряжения накала;
- 6 – переключатель «ток или напряжение»;
- 7 – регулятор максимальной интенсивности излучения;
- 8 – переключатель фотоприемников ( $\lambda_1$  или  $\lambda_2$ );
- 9 – включение (выключение) сети.

## Выполнение измерений

1. Включить прибор нажатием красной кнопки 9. При этом загораются индикаторы 1÷4. Регулятор 7 поставить в среднее положение и в дальнейшем его не трогать.

2. Регулятором 5 при горящем верхнем индикаторе 4 ( $U$ , В) установить напряжение 5 В. Нажав кнопку 6, зажечь нижний индикатор 4 ( $I$ , мА) и замерить ток на лампе. Измеренные значения тока и напряжения записать в таблицу.

3. На табло 1 фотоприемников замерить последовательно вначале  $I_1/I_0$  (горит верхний индикатор 2), а затем  $I_2/I_0$  (для этого нажатием кнопки 8 зажечь нижний индикатор 2). Результаты измерений также записать в таблицу.

4. Вернуть прибор в исходное положение. Для этого нажатием кнопки 6 зажать верхний индикатор 4 ( $U$ , В), и нажатием кнопки 8 зажать верхний индикатор 2 ( $\lambda_1$ ).

5. Регулятором 5 последовательно увеличивать напряжение через 1 В до максимального значения 11В и для каждого значения напряжения выполнять действия, описанные в пунктах 2, 3 и 4.

6. Закончив измерения и заполнив первые четыре столбца таблицы, выключить прибор кнопкой 9 («Сеть») и вынуть вилку из розетки.

Таблица

$U$ , В	$I$ , А	$I_1/I_0$	$I_2/I_0$	$P_{ист}$ , Вт	$I_1/I_2$	$\ln \frac{I_1}{I_2}$	$T$ , К	$A_T$
5								
6 ...								
11								

7. Заполним расчетную часть таблицы. Рассчитаем мощность излучателя по формуле (3)

$$P = I \cdot U,$$

не забыв перевести мА в А.

Температуру излучателя найдем по формуле

$$T = \frac{6490}{1,784 - \ln \frac{I_1}{I_2}}.$$

Это формула (2) (см. описание метода) с уже рассчитанными значениями  $Z_0$  и  $L$ . Обратите внимание на то, что  $\ln \frac{I_1}{I_2}$  имеет отрицательное значение. Поэтому после его подстановки в знаменателе будет сумма двух положительных величин.

Интегральный коэффициент излучения (степень черноты) тела определим по формуле (4), которая с учетом тарировочных опытов примет вид

$$A_T = 1,226 \cdot \frac{P_{ист}}{(10^{-3} \cdot T)^4}.$$

8. По данным таблицы построить график  $A_T = f(T)$ . Рекомендуемый масштаб для  $T$ : 100 К=2 см, а для степени черноты  $A_T$ : 0,1=1 см.

9. Сделать вывод о величине интегральной степени черноты тела в исследованном интервале температур и о характере температурной зависимости.

## РАБОТА №13

### ИССЛЕДОВАНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: снять вольтамперную характеристику фотоэлемента с внешним фотоэффектом, зависимость тока насыщения от величины светового потока, спектральную характеристику фотоэлемента и рассчитать работу выхода фотоэлектронов.

Оборудование: модульный учебный комплекс МУК-ОК в составе исследовательского стенда СЗ-ОК01, блока питания ИПС, блока амперметра – вольтметра АВ1 и соединительных проводов.

#### Описание метода

Внешним фотоэффектом называется явление испускания электронов веществом под действием света, поглощаемого этим веществом.

Работой выхода  $A_B$  называется наименьшая энергия, необходимая для освобождения электрона из данного вещества. Для электрона, которому достаточно для освобождения именно этой энергии и который поглотил фотон с энергией  $\hbar\omega$ , можно записать уравнение Эйнштейна

$$\hbar\omega = A_B + E_{K.МАКС}, \quad (1)$$

где  $E_{K.МАКС}$  – максимально возможная кинетическая энергия выбитых электронов;  $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка с чертой;  $\omega$  – циклическая частота световой волны.

Так как началу фотоэффекта соответствует условие  $E_{K.МАКС} = 0$ , то из уравнения 1 следует выражение для циклической частоты красной границы фотоэффекта:

$$\omega_0 = \frac{A_B}{\hbar}. \quad (2)$$

Основными характеристиками фотоэлемента являются вольтамперная, световая и спектральная.

**Вольтамперные характеристики фотоэлемента**, полученные для одинаковой частоты, но различных интенсивностей света, представлены на рис.1. Участок  $AB$  графика соответствует току насыщения  $I_H$  фотоэлемента. Сила тока насыщения не зависит от напряжения между катодом и анодом, потому что все электроны, выбитые светом в область пространства между катодом и анодом, достигают анода. При напряжениях  $U < U_A$  электрическое поле между катодом и анодом недостаточно для того, чтобы при данной геометрии фотоэлемента собрать на аноде все выбитые электроны. Сила тока становится меньше  $I_{НАС}$ .

При некоторой определенной разности потенциалов задерживающего поля  $U_z$  наступает состояние, когда даже самые энергичные из летевших к

аноду электронов не коснувшись его отбрасываются назад к катоду. Ток через фотоэлемент при этом становится равным нулю (точка  $D$  графика).

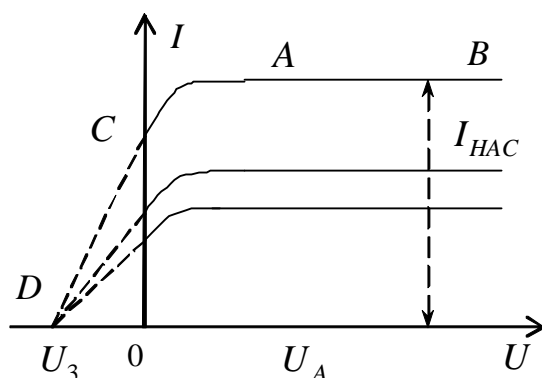


Рис.1

**Световой характеристикой фотоэлемента** называется зависимость фототока насыщения от светового потока при неизменном его спектральном составе и постоянном напряжении:

$$I_H = f(\Phi_V)_{U=const}$$

Световая характеристика вакуумного фотоэлемента носит линейный характер (при не слишком больших освещенностях фотокатода, когда не создается большого отрицательного заряда у фотокатода и может быть получен ток насыщения).

**Спектральной характеристикой фотоэлемента** называется зависимость фототока насыщения фотоэлемента от длины волны падающего света при неизменной величине потока монохроматического излучения разных длин волн:

$$I_H = f(\lambda)_{\Phi_{\lambda}=const}.$$

Для значений  $\lambda > \frac{2\pi C}{\omega_0}$  ( $C$  – скорость света) фотоэффект не наблюдается,

а значит и сила фототока насыщения равна 0. При уменьшении длины волны фототок быстро растет, достигая максимума при некоторой длине волны  $\lambda_1$ , затем уменьшается. При дальнейшем уменьшении длины волны может опять наблюдаться медленный рост фототока. Указанный характер спектральной характеристики связан с энергетическими состояниями свободных электронов и наблюдается у металлов.

Красная граница фотоэффекта для щелочных металлов соответствует энергии фотона  $\varepsilon_0 \approx 3 \div 5$  эВ, а для остальных металлов еще больше. Сказанное означает, что металлические фотоэмиттеры нефоточувствительны в видимой области спектра и, кроме того, имеют, как показывает опыт, малый квантовый выход. Поэтому чистые металлы практически не используются в качестве фотоэмиттеров в электровакуумных приборах.

Эффективные фотоэмиттеры в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра созданы на основе полупроводниковых материалов. При этом следует отметить, что переходя от металлов к полупроводникам, нужно применять в уравнении Эйнштейна (1) вместо работы выхода  $A_B$  другую энергию  $W$  – порог фотоэффекта:

$$\hbar\omega = W + E_{K.МАКС}. \quad (3)$$

Это связано с более сложным, чем у металлов характером энергетических состояний электронов, способных покинуть полупроводник при фотоэффекте. Существенное влияние на фотоэмиссию оказывает примесь, добавленная в полупроводник, и состояние его поверхности.

При использовании полупроводниковых фотоэмиттеров порог фотоэффекта  $W = 1 \div 2$  эВ.

### Описание установки

В качестве источников света в лабораторной установке используется набор из восьми светодиодов, излучающих в различных узких диапазонах длин волн. Эти диапазоны лежат в видимой и инфракрасной частях спектра и указаны на панели стенда.

В качестве фотоэмиттера используется катод фотоэлемента, изготовленный из полупроводникового вещества. Электроны, выбитые светом из катода, собираются анодом.

На рис. 2. представлена электрическая схема. В качестве источника ЭДС используется генератор регулируемого постоянного напряжения блока ИПС1, работающий в диапазоне 0÷20 В. Обратите внимание на правильность подключения полярности амперметра. Такое включение обеспечивает подавление сетевых наводок в измерительной цепи. При этом на индикаторе амперметра высвечивается сила тока со знаком «-», который не нужно учитывать.

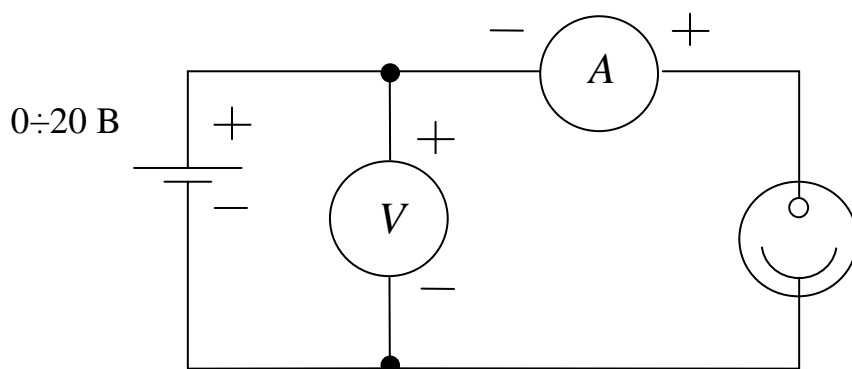


Рис. 2

На рис.3. показаны панели управления блоков и способ их соединения.



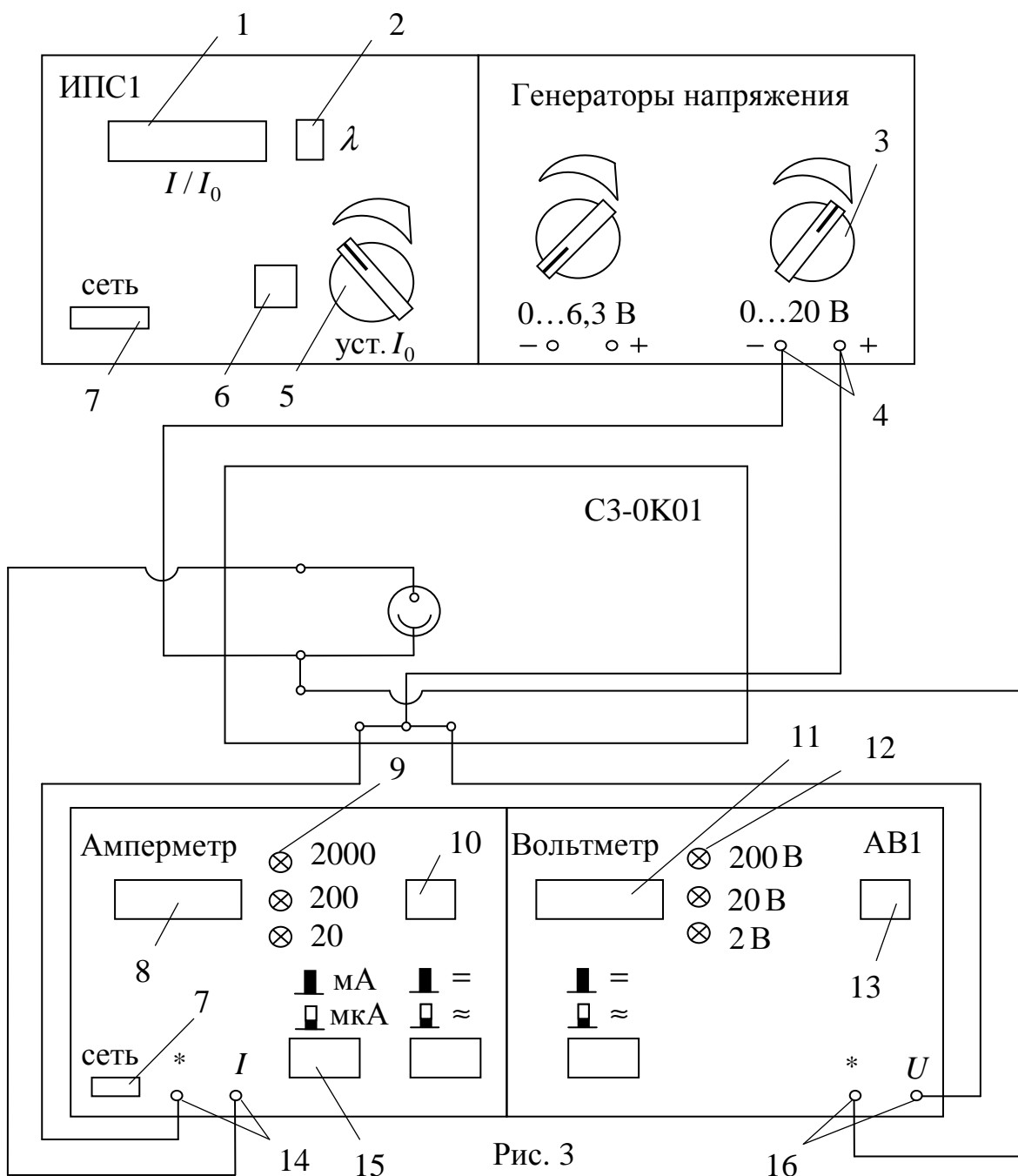


Рис. 3

- 1 – табло относительной интенсивности излучения;
- 2 – индикатор номера светодиода;
- 3 – регулятор напряжения 20В;
- 4 – выходные гнезда генератора напряжения 20В;
- 5 – регулятор относительной интенсивности излучения;
- 6 – переключатель фотодиодов;
- 7 – кнопка «сеть»;
- 8 – табло значения тока;
- 9 – индикатор выбранного предела измерений амперметра;
- 10 – кнопка переключения пределов измерений амперметра;
- 11 – табло значений напряжения;
- 12 – индикатор выбранного предела измерений вольтметра;

- 13 – кнопка переключения пределов измерений вольтметра;
- 14 – входные гнезда амперметра;
- 15 – кнопка переключения мА/мкА;
- 16 – входные гнезда вольтметра.

### Задание 1 Снятие вольтамперной характеристики.

1. Собрать установку по схеме. После проверки правильности сборки преподавателем включить оба блока кнопками 7 «сеть».
2. Переключателем 6 установить на блоке ИПС1 излучатель с  $\lambda = 430$  нм. При этом в окошечке 2 будет гореть цифра «0».
3. Ручкою 5 «установка  $I_0$ » выставить на табло 1 этого блока отношение  $I/I_0 = 1,000 \pm 0,005$ .
4. На блоке АВ1 установить пределы измерения постоянного тока 20 мкА и постоянного напряжения 20В.
5. На генераторе напряжений рукояткою 3 устанавливать напряжения, указанные в таблице 1, и измерять токи. Результаты измерений токов занести в таблицу 1. Знак «–» для токов не учитывать (при такой полярности меньше колебания в сети и стабильнее показания).

Таблица 1

$U$ , В	0,05	2	4	6	10	14	17	19,5
$I$ , мкА								

6. Поменять полярность на генераторе напряжений (4). При этом вольтметр будет показывать отрицательные значения напряжения. Заполнить таблицу 2.

Таблица 2

$U$ , В	–0,05	–0,50	–1,0
$I$ , мкА			

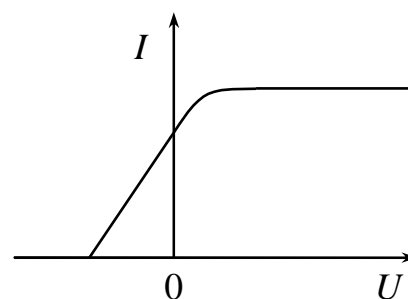


Рис. 4

7. Перейти на излучатели с  $\lambda_5 = 660$  нм и  $\lambda_2 = 520$  нм и снять вольтамперные характеристики (см. п/п 5 и 6). Выключить установку.
8. Построить на одном графике  $I(U)$  вольтамперные характеристики трех излучателей (рис. 4).

### Задание 2 Снятие зависимости тока насыщения от величины светового потока.

1. Включить оба блока кнопками 7 «сеть». На генераторе напряжений рукояткой 3 установить на табло 11 вольтметра 15В (предел измерений должен быть 20В, постоянное напряжение).

2. Включить переключателем 6 излучатель  $\lambda_2$ . При этом в окошке 2 появится цифра «2».

3. На амперметре переключателем 10 выставить предел измерений 20 мкА, постоянный ток.

4. Рукояткою 5 «Установка  $I_0$ » выставить на табло 1 блока ИПС1 указанные в таблице 3 значения  $I/I_0$  и вписать значения тока насыщения, которые покажет при этом табло 8 амперметра (знак «—» не учитывать).

Таблица 3

$I/I_0$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$I_{НАС}$											

5. Выключить установку и построить график зависимости  $I_H$  ( $I/I_0$ ). Линейный характер зависимости подтверждает экспериментальный закон Столетова.

### Задание 3 Снятие спектральной характеристики фотоэлемента.

1. Включить оба блока кнопками 7 «сеть». На генераторе напряжений (блок ИПС1) рукояткой 3 установить на табло 11 вольтметра напряжение 15В (предел измерений прибора должен быть 20В, постоянное напряжение).

2. Рукояткою 5 «Установка  $I_0$ » на блоке ИПС1 установить значение  $I/I_0 = 0,5$ , которое будет оставаться постоянным в этом задании.

3. Выставить на амперметре предел измерений 20 мкА, постоянный ток (горит нижняя сигнальная лампочка 9).

4. Последовательно включаем в сеть восемь излучателей с помощью переключателя 6 и записываем показания тока на табло 8 амперметра в таблицу 4 (знак «—» не учитывать). Для первых двух излучателей показания записывать по их максимальным значениям.

Таблица 4

№ излучателя	0	1	2	3	4	5	6	7
$\lambda$ , нм	430	470	520	565	590	660	700	880
$I$ , мкА								

5. Выключить установку.
6. Построить график зависимости  $I(\lambda)$  и найти длину волны  $\lambda_k$ , при которой ток становится равным нулю (прекращается фотоэффект).
7. По этому полученному значению красной границы фотоэффекта рассчитать работу выхода по формуле  $A_{\text{вых}} = \frac{hc}{\lambda_k}$ .
8. Сделать вывод.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

### РАБОТА № 1

1. Дайте определение интерференции света.
2. Какие волны называются когерентными?
3. Чему равна разность фаз  $\Delta\varphi$  и оптическая разность хода  $\Delta$  волн, которые максимально усиливают друг друга при интерференции?
4. Какова толщина воздушного зазора  $d$  в месте наблюдения в отраженном свете второго темного кольца?
5. Что произойдет с кольцами Ньютона при увеличении оптической плотности среды в зазоре?
6. Чему равно изменение толщины воздушного зазора при переходе от светового кольца к соседнему темному?
7. Как изменится вид интерференционной картины, если перейти от наблюдения в отраженном свете к наблюдению в проходящем свете?

### РАБОТА № 2

1. Что представляет собой дифракционная решетка?
2. Чему равен период дифракционной решетки, у которой на 1 мм нанесено 1000 штрихов?
3. Каково условие получения главных максимумов при дифракции плоских волн на дифракционной решетке?
4. Каково условие получения главных минимумов при дифракции плоских волн на дифракционной решетке?
5. Что представляют собой зоны Френеля и от чего зависит число зон Френеля, укладывающихся на плоской щели?
6. Каков наибольший порядок спектра от дифракционной решетки с периодом  $d = 3,5$  мкм, если длина волны света  $\lambda = 600$  нм?
7. Как изменяется интенсивность главных максимумов с увеличением числа щелей  $N$  при дифракции от многих щелей?
8. В чем заключается дифракция света?

### РАБОТА № 3

1. В чем заключается явление интерференции света?
2. Какие волны при наложении образуют устойчивую интерференционную картину?
3. Как образуются в интерферометре ШИ-10 два когерентных луча и чему равна их оптическая разность хода?

4. Что показывает относительная диэлектрическая проницаемость среды  $\epsilon$ ?
5. Чему равен абсолютный показатель преломления среды?
6. Как зависит относительная диэлектрическая проницаемость среды  $\epsilon$  от концентрации молекул  $n_0$ ?
7. Как зависит абсолютный показатель преломления вещества  $n$  от относительной диэлектрической проницаемости среды  $\epsilon$  и магнитной проницаемости среды  $\mu$ ?
8. Как зависит абсолютный показатель преломления вещества от давления?

#### РАБОТА № 4

1. Какой свет является естественным?
2. Какой свет является плоскополяризованным?
3. Какими способами можно получить поляризованный свет?
4. Почему происходит поляризация света при отражении от диэлектрика?
5. От чего зависит степень поляризации отраженного луча?
6. Сформулируйте закон Брюстера.
7. Если естественный свет пройдет через поляроид, то как изменится его интенсивность?
8. Сформулируйте закон Малюса.

#### РАБОТА № 5

1. В чем заключается явление дифракции света?
2. В чем отличие дифракции Фраунгофера от других видов дифракции?
3. Какие минимумы и максимумы интенсивности света при дифракции от двух и более щелей называются главными?
4. Как определить порядок главного максимума, отсутствующего на экране из-за наложения первичного минимума?
5. По какой формуле можно определить угловое положение (угол дифракции) дополнительных минимумов интенсивности при дифракции от двух щелей?
7. Что называется шириной интерференционной полосы?
8. По какой формуле при дифракции на нити (волос) можно вычислить толщину этой нити?

#### РАБОТА № 6

1. Какое излучение называется тепловым?

2. Назовите характеристики теплового излучения.
3. По какой характеристике теплового излучения реального тела можно измерить его температуру оптическим пирометром с «исчезающей нитью»?
4. Какую температуру измеряет оптический пирометр?
5. Какой закон теплового излучения объясняет, почему температура, измеряемая пирометром, всегда ниже истинной температуры реального тела?
6. Как находится в лабораторной работе истинная температура вольфрамовой спирали лампы накаливания?
7. По какому закону определяется поглотительная способность вольфрама в лабораторной работе?
8. Зависит ли поглотительная способность реального тела от температуры?

### РАБОТА № 7

1. Какое тело называется абсолютно черным?
2. Как формулируется закон Стефана-Больцмана для абсолютно черного тела? Запишите его формулу.
3. Как изменяется с ростом температуры длина волны, на которую приходится максимум излучения абсолютно черного тела?
4. Сформулируйте закон смещения Вина для абсолютно черного тела и запишите его формулу.
5. Что называется спектральной плотностью энергетической светимости тела? Запишите ее определительную формулу.
6. Как зависит от температуры величина максимума спектральной плотности энергетической светимости тела?
7. Как называется величина, пропорциональная площади, заключенной между графиком спектральной плотности энергетической светимости и осью частот (длин волн)? Запишите определительную формулу этой величины.

### РАБОТА № 8

1. Какое явление называется внешним фотоэффектом?
2. От чего зависит сила фототока?
3. Как сила фототока зависит от величины светового потока?
4. Каково назначение термостолбика в работе? От чего зависит термоток?
5. Дайте определение красной границы фотоэффекта?
6. Как экспериментально определить «красную границу фотоэффекта»?
7. От чего зависит работа выхода электрона из вещества?

8. Как экспериментально определить работу выхода электрона?

### РАБОТА № 9

1. Какие вещества относятся к полупроводникам?
2. Какие типы проводимости полупроводников Вам известны?
3. Как зависит сопротивление полупроводника от температуры?
4. Как зонная теория твердых тел объясняет температурную зависимость сопротивления полупроводников?
5. Как определить энергию активации примесной проводимости, используя график зависимости  $\ln R = f(1/T)$ ?
6. Какие носители заряда являются основными в полупроводниках n-типа?
7. Какие носители заряда являются основными в полупроводниках p-типа?
8. Какими свойствами обладает p-n-переход?

### РАБОТА № 10

1. Какое явление называется радиоактивностью? Дайте определение естественной и искусственной радиоактивности.
2. Какие виды радиоактивных распадов Вы знаете?
3. Сформулируйте основной закон радиоактивного распада. Поясните физический смысл постоянной распада –  $\lambda$ .
4. Что называется периодом полураспада?
5. Каков механизм  $\alpha$ -распада? Благодаря каким свойствам микрочастицы возможен  $\alpha$ -распад?
6. Как связаны постоянная  $\alpha$ -распада  $\lambda$  и коэффициент прозрачности  $D$  потенциального барьера?
7. Как связаны кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы и длина ее пробега?
8. По какой формуле можно определить длину волны микрочастицы?

### РАБОТА № 11

1. Какое явление называется  $\beta$ -распадом?
2. Какие виды  $\beta$ -распадов Вы можете отметить?
3. Почему в случае  $\beta$ -распада наблюдается спектр энергий вылетающих электронов, а не какая-либо определённая для данного вещества энергия?
4. Какие законы сохранения выполняются при этом виде радиоактивного распада?



5. Откуда берутся вылетающие из ядра электроны, если в самом ядре их нет?
6. Как зависит плотность потока  $\beta$ -частиц  $J$  от толщины поглотителя  $d$ ?
7. Что такое толщина слоя полного поглощения  $R$ , как она зависит от максимальной энергии  $\beta$ -спектра и как определяется?
8. Как находится верхняя граница энергии  $\beta$ -спектра по кривой  $\ln J = f(R)$ ?
9. Чем отличаются общий и массовый коэффициенты поглощения?
10. Как производится оценка погрешности измерения верхней границы энергии  $\beta$ -спектра

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Работа № 1	Определение радиуса кривизны линзы .....	3
Работа № 2	Измерение длины световой волны .....	8
Работа № 3	Измерение показателя преломления воздуха .....	13
Работа № 4	Определение угла полной поляризации и проверка закона Малюса .....	18
Работа № 5	Изучение дифракции Фраунгофера .....	26
Работа № 6	Определение поглощательной способности вольфрама ..	32
Работа № 7	Исследование спектра испускания твердых тел .....	38
Работа № 8	Снятие спектральной характеристики фотоэлемента и определение работы выхода электрона .....	40
Работа № 9	Изучение температурной зависимости сопротивления полупроводников и определение энергии активации проводимости .....	44
Работа №10	Изучение $\alpha$ -распада .....	49
Работа №11	Измерение верхней границы энергии бета-спектра .....	55
Работа №12	Измерение температуры и степени черноты тела методом спектральных отношений .....	64
Работа №13	Исследование внешнего фотоэффекта .....	70
Контрольные вопросы .....		77