

Министерство образования и науки Российской Федерации

Ивановский государственный химико-технологический университет

Л.С. Кудин, А.М. Дунаев, Г.Г. Бурдуковская

Виртуальный лабораторный практикум по физике

Оптика

Учебное пособие

Иваново 2018

Кудин, Л.С.

Виртуальный лабораторный практикум по физике. Оптика: учеб. пособие / Л.С. Кудин, А.М. Дунаев, Г.Г. Бурдуковская; Иван. гос. хим.-технол. ун-т. – Иваново, 2018. –141 с.

Предлагаемое учебное пособие представляет собой виртуальный лабораторный практикум по оптике. Издание включает шесть лабораторных работ.

Содержание лабораторного практикума отвечает требованиям Федерального государственного образовательного стандарта по физике для высших технических учебных заведений нефизического профиля. Каждая работа состоит из теоретического введения, практической части и списка вопросов для контроля степени усвоения студентами материала соответствующего раздела курса.

Теоретическая часть представлена в объеме, необходимом для углубленного изучения материала соответствующего раздела курса. Практическая часть включает описание реальной экспериментальной установки и ее симулятора-программы, а также указания по выполнению работы и проведению соответствующих расчетов с оценкой погрешности измерений.

Учебное пособие адресовано студентам технических направлений подготовки и профилям по программе бакалавриата и нацелено на формирование у выпускников общепрофессиональных и профессиональных компетенций.

Табл. 33. Ил. 68. Библиогр.: 12 назв.

Печатается по решению редакционно-издательского совета Ивановского государственного химико-технологического университета.

Рецензенты:

кандидат физико-математических наук Л.И. Минеев (Ивановский государственный университет); кандидат педагогических наук А.А. Малыгин (Ивановский государственный университет).

© Кудин Л.С., Дунаев А.М., Бурдуковская Г.Г., 2018
© ФГБОУ ВО «Ивановский государственный
химико-технологический университет», 2018

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРА ПРИ ПОМОЩИ ФОТОМЕТРА ПУЛЬФРИХА

Цель работы:

- изучить теоретические основы явления поглощения света;
- ознакомиться с физико-химическим методом определения концентрации окрашенных растворов — фотометрией;
- построить кривую поглощения окрашенного раствора и определить его природу и концентрацию.

Теоретическое введение

При распространении электромагнитных волн, и в частности световых, в любой среде наблюдается уменьшение их интенсивности. Это обусловлено различными процессами, происходящими при взаимодействии электрического и магнитного полей волны с атомами и молекулами среды. Такими процессами могут быть, например, рассеяние, люминесценция, фотохимическое разложение вещества и др. Если прохождение света через некоторую среду не сопровождается протеканием необратимых изменений, т.е. не происходят фотохимические реакции, и вещество достаточно однородно, так что можно пренебречь рассеянием, то изменение интенсивности света связано с превращением энергии электромагнитного поля волны в другие виды энергии (чаще всего в энергию хаотического теплового движения атомов и молекул вещества). Данное явление называется *поглощением света*. С поглощением света определенной длины волны связана окраска различных веществ. Действительно, если бы все видимые лучи белого света прошли бы через вещество без поглощения, то на выходе из него они создали бы ощущение того же белого света, т.е. вещество было бы бесцветным.

Современная теория поглощения света основывается на общих положениях молекулярной оптики и квантовой механики, согласно которой кванты световой энергии — фотоны при прохождении через вещество поглощаются им, изменяя его энергетическое состояние. При каждом акте поглощения фотона внутренняя энергия вещества увеличивается дискретно — на величину энергии кванта света. Дискретность обмена энергии обусловлена строением атомов вещества, его молекулярной структурой. Поглощение света веществом приводит к различным фотоэлектрическим явлениям, наблюдение которых позволяет регистрировать световые потоки и измерять их параметры.

С другой стороны, классическая электронная теория также смогла объяснить и вывести основные законы поглощения света. Электромагнитная теория Максвелла, развитая впоследствии Лорентцом, связала между собой оптические и электрические свойства вещества. Она объяснила, в частности, почему диэлектрики прозрачны, а металлы совсем не пропускают свет. Дело в том, что в диэлектриках отсутствуют свободные электроны и поглощение света обусловлено явлением резонанса при вынужденных колебаниях электронов в атомах и атомов в молекулах диэлектрика. При этом коэффициент поглощения для диэлектриков невелик (10^{-3} – 10^{-5} см⁻¹) и для них характерны сравнительно широкие полосы поглощения в определенных интервалах длин волн со сплошным спектром. Напротив, коэффициент поглощения для металлов имеет большие значения (10^3 – 10^5 см⁻¹), поэтому металлы являются непрозрачными для света. В металлах из-за наличия свободных электронов, движущихся под действием электрического поля световой волны, возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся выделением Джоулевой теплоты. Поэтому энергия световой волны быстро уменьшается, превращаясь во внутреннюю энергию металла. Чем выше проводимость металла, тем сильнее в нем поглощение света.

Рассмотрим основной закон поглощения света в однородной среде. Пусть параллельный пучок монохроматического излучения с длиной волны λ и начальной интенсивностью I_0 нормально падает на плоский слой изотропного однородного вещества толщиной l (рис. 1).

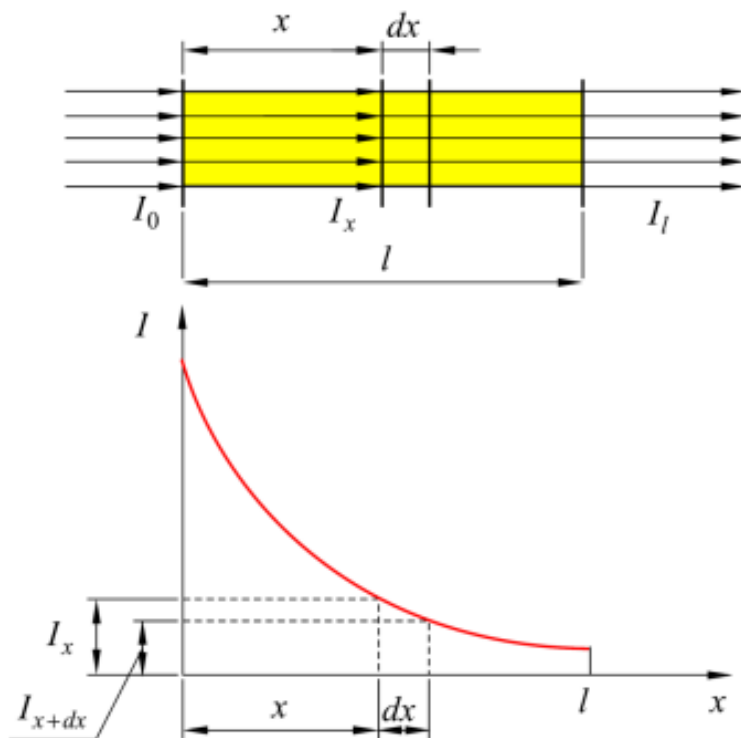


Рис.1. Изменение интенсивности параллельного пучка света в плоском слое изотропного однородного вещества

Выделим в данной среде бесконечно тонкий слой dx такой толщины, что изменение интенсивности световой волны за счет поглощения в этом слое мало по сравнению с самой интенсивностью. В 1729 г. французский физик Бугер установил, что относительное изменение интенсивности света в каждом таком слое dx не зависит от интенсивности и пропорционально толщине этого слоя:

$$dI = -kI dx. \quad (1)$$

Здесь k — коэффициент пропорциональности, называемый *коэффициентом поглощения*. Знак минус указывает на то, что интенсивность света убывает на отрезке dx .

Для вычисления полного поглощения света в слое вещества конечной толщины l необходимо проинтегрировать выражение (1), взяв в левой части пределы от I_0 до I , а в правой — от 0 до l соответственно:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -k \int_0^l dx. \quad (2)$$

В результате получаем

$$\ln \frac{I}{I_0} = -kl \quad (3)$$

или после потенцирования

$$I = I_0 e^{-kx}, \quad (4)$$

где I_0 — интенсивность света, падающего на поглощающий слой; I — интенсивность света, вышедшего из слоя толщиной l .

В общем случае начальная и конечная интенсивности в выражении (4) должны быть измерены с учетом отражения света от границ слоя вещества. Так как величина отраженной части энергии не зависит от толщины слоя, то при достаточно толстых слоях часто бывает возможно пренебречь отражением по сравнению с поглощением излучения.

Выражение (4) называется *законом Бугера*. Согласно этому закону интенсивность света убывает в поглощающем веществе экспоненциально (см. рис. 1). Коэффициент поглощения k имеет размерность $[L^{-1}]$ (в системе СИ k измеряется в m^{-1}) и характеризует такую толщину слоя l ($k = 1/l$) любого вещества, которая ослабляет интенсивность проходящего через нее монохроматического излучения в e раз. *Коэффициент поглощения зависит от химической природы и состояния вещества и от длины волны λ , но не зависит от интенсивности света.*

Зависимость коэффициента поглощения от длины волны — *кривая поглощения* определяет спектр поглощения данного вещества. Твердые тела и жидкости дают широкие полосы поглощения (рис. 2). Спектры поглощения разреженных газов, атомы или молекулы которых практически не взаимодействуют друг

с другим, представляют собой узкие линии (шириной в несколько сотых ангстрема), соответствующие резонансным частотам колебаний электронов внутри атомов (рис.3). По мере повышения давления максимумы поглощения, первоначально очень узкие, все более расширяются, и при высоких давлениях спектр поглощения газов приближается к спектрам поглощения жидкостей. Этот факт указывает на то, что расширение полос поглощения есть результат взаимодействия атомов друг с другом.

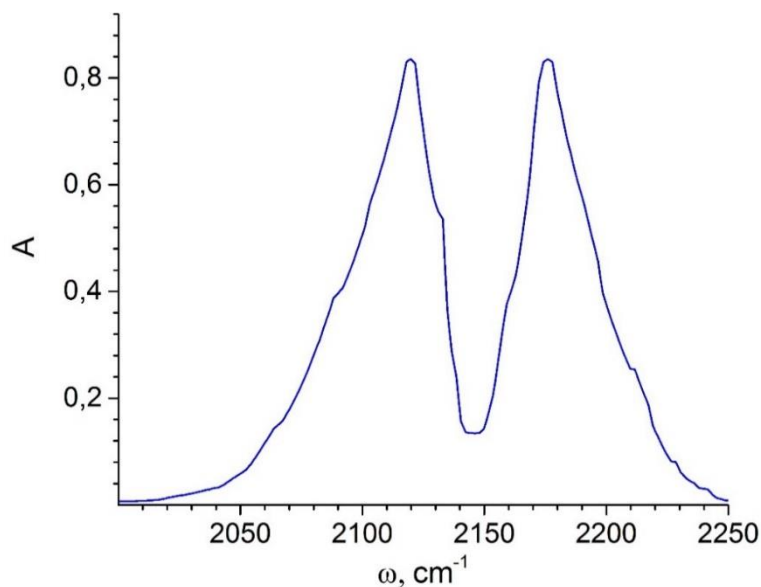


Рис. 2. Спектр поглощения СО в твердой фазе

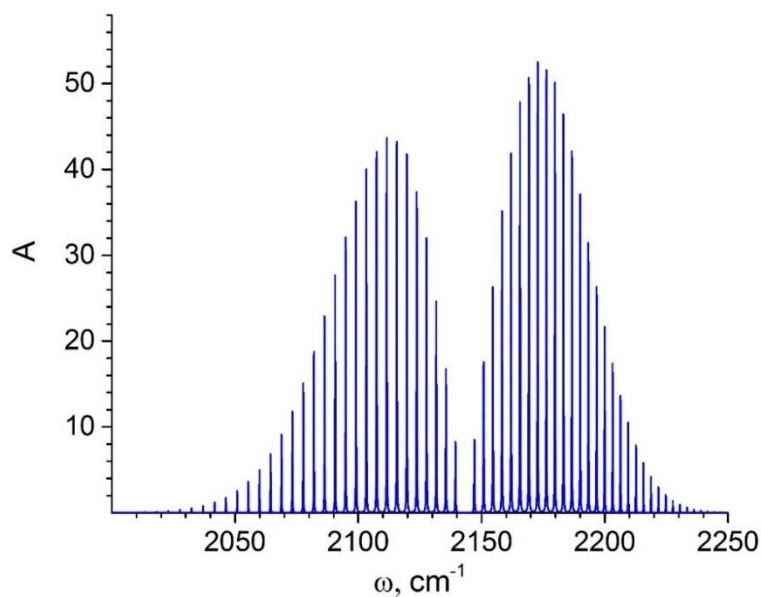


Рис. 3. Спектр поглощения газообразного СО

Селективным характером поглощения света объясняется окрашенность поглощающих сред. Например, стекло, слабо поглощающее красные и оранжевые лучи и сильно поглощающее зеленые, синие и фиолетовые, при осмотре в белом свете будет окрашенным в красный цвет. Если же на такое стекло направить зеленый, синий или фиолетовый свет, то из-за сильного поглощения света данной длины волны стекло покажется «черным». Среда, которая не поглощает ни на какой длине волны в видимой области, будет абсолютно прозрачной.

Тщательную экспериментальную проверку справедливости предположения, лежащего в основе закона Бугера, произвел академик Вавилов. Оказалось, что закон поглощения выполняется при любых интенсивностях от порога зрительного ощущения человеческого глаза (порядка 10^{-14} Вт/м²) до величины в 10^{19} раз большей. Причем этот закон, установленный экспериментально Бугером для поглощения *видимого света*, работает при ослаблении потока энергии, который несет однородная радиация любого вида. Таким образом, закон Бугера является фундаментальным законом природы.

Дальнейшее развитие представлений о закономерностях поглощения света связано с работами Бера, который в 1852 г. предположил, что поглощение света тонким слоем однородной среды пропорционально числу содержащихся в нем молекул, а следовательно, числу их в единице объема, т.е. их концентрации. В случае слабых растворов при непоглощающем растворителе коэффициент поглощения пропорционален концентрации раствора C :

$$k = \varepsilon C, \quad (5)$$

где ε — коэффициент пропорциональности (*коэффициент молярного поглощения*), зависящий от длины волны и от свойств молекул растворенного вещества.

Закон Бера имеет гораздо более узкие границы применимости, чем закон Бугера, так как наблюдаются многочисленные отступления от него, особенно при больших концентрациях. Кроме того, часто коэффициент поглощения зависит от природы растворителя. При небольших концентрациях взаимодействие

молекул в растворе мало и закон Бера обычно выполняется. Для растворов, подчиняющихся закону Бера, математическая формулировка закона Бугера принимает вид:

$$I = I_0 e^{-\varepsilon Cx}. \quad (6)$$

Перепишем уравнение (6) в виде:

$$\ln \frac{I_0}{I} = \varepsilon Cx = kx \quad (7)$$

или

$$\lg \frac{I_0}{I} = \frac{\varepsilon Cx}{2,303} = \frac{kx}{2,303}. \quad (8)$$

Величина $E = \lg \frac{I_0}{I}$ называется *поглощением* или *оптической плотностью* раствора. Для характеристики раствора, кроме поглощения E , применяется другая величина – *прозрачность*, %:

$$D = \frac{I}{I_0} 100. \quad (9)$$

Поглощение и прозрачность связаны соотношением:

$$E = 2 - \lg D. \quad (10)$$

Из формулы (7) следует, что при постоянной толщине поглощающего слоя x величины k и E пропорциональны друг другу. Измеряя E при разных λ и строя график зависимости $E = E(\lambda)$, можно получить кривую, подобную кривой поглощения $k = k(\lambda)$ (см. рис. 2).

При одинаковой толщине поглощающего слоя из условия пропорциональности E и C вытекает:

$$C_x = C \frac{E_x}{E}. \quad (11)$$

Таким образом, достаточно знать поглощение раствора E с известной концентрацией C и поглощение раствора E_x с неизвестной концентрацией, чтобы определить эту неизвестную концентрацию.

Этот прием часто используется в лабораторной и производственной практике для быстрого измерения концентрации веществ, химический анализ которых оказывается очень сложным или требует много времени.

Следует, однако, иметь в виду, что при больших концентрациях закон Бера, а с ним и формула (11) нарушаются. В этом случае необходимо строить градуировочную кривую $E = f(C)$, по которой неизвестная концентрация определяется графически.

Фотометрия

Это раздел общей физики, занимающийся измерением интенсивности света. Фотометрия широко применяется как вид молекулярно-абсорбционного анализа, основанного на пропорциональной зависимости между концентрацией однородных систем (например, растворов) и их светопоглощением в видимой, ИК и УФ областях спектра. Фотометрический метод включает визуальную фотометрию (колориметрию), фотоколориметрию и спектрофотометрию. Различия в фотометрических методах показаны в табл. 1.

Таблица 1

Название	Область спектра	Монохроматор	Способ регистрации светопоглощения
Колориметрия	Видимая	Без монохроматора или с ним (т.е. со светофильтром)	Визуальный
Фотоколориметрия	Видимая	Светофильтры	Фотоэлектрический
Спектрофотометрия	Видимая, УФ	Дифракционная решетка, призма	Фотоэлектрический

В данной работе для определения концентрации раствора используется колориметрический метод на основе фотометра Пульфриха. Фотометр Пульфриха

(рис. 4) относится к системе диафрагменных приборов с визуальным уравниванием интенсивности света в двух плечах прибора. В силу последнего обстоятельства прибор можно использовать только для работы в видимой области.

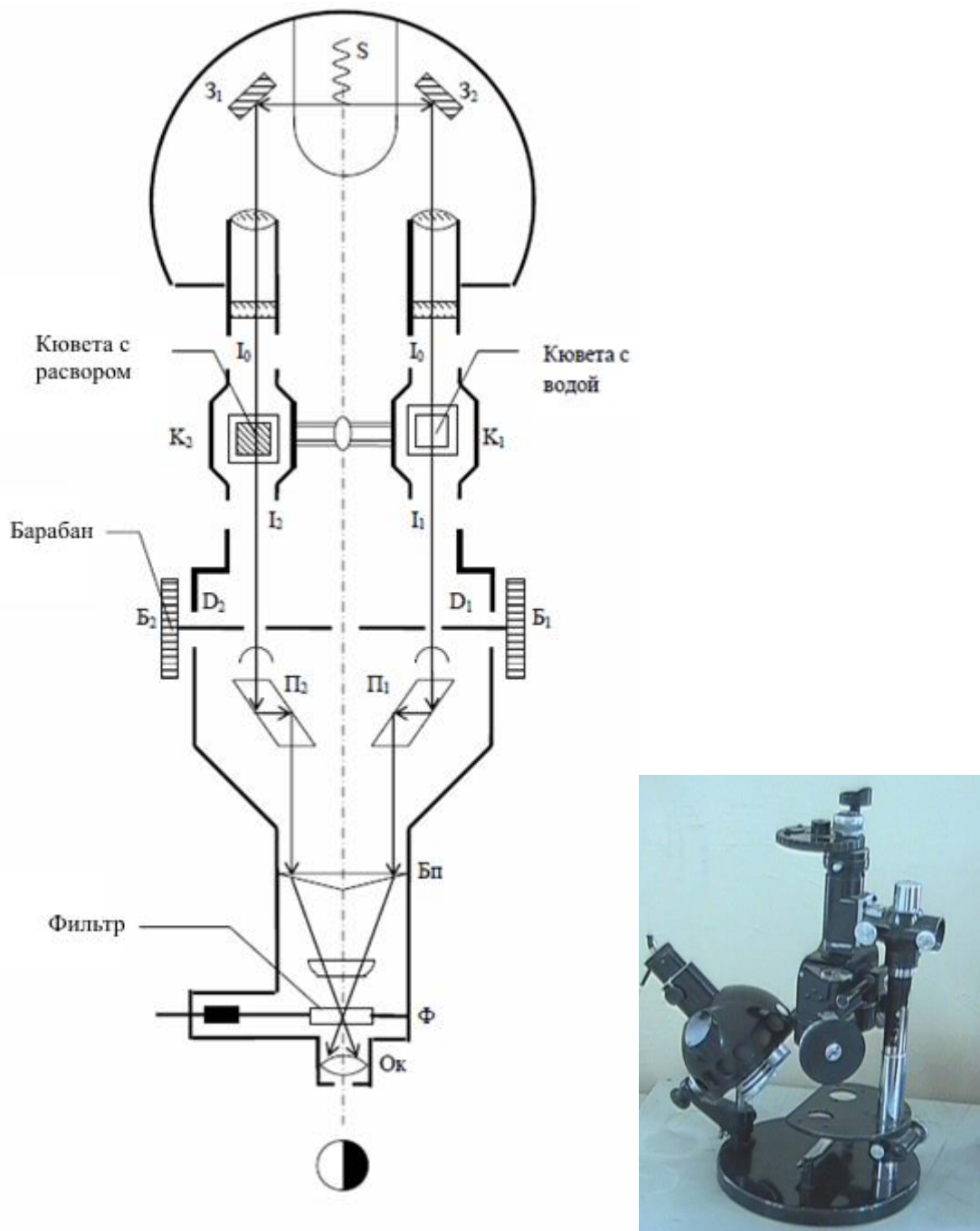


Рис. 4. Оптическая схема и внешний вид универсального фотометра Пульфриха (ФМ-56)

Световые пучки от источника света S , отразившись от зеркал Z_1 и Z_2 , проходят в одном плече через кювету K_1 с водой, в другом через кювету K_2 с поглощающим раствором. Пройдя через диафрагмы D_1 и D_2 , площадь отверстия которых можно изменять от 0 до S_0 поворотом барабанов B_1 и B_2 , оба пучка при помощи призм P_1 и P_2 направляются на бипризму $B_{\text{п}}$. Между бипризмой и окуляром O_k находится кассета со сменными фильтрами, которые можно поочередно помещать на пути лучей. Фильтры изготовлены из специальных стекол, каждое из которых пропускает монохроматический свет с определенной длиной волны. Благодаря этому можно изучать поглощение на разных длинах волн.

Из-за присутствия бипризмы $B_{\text{п}}$ поле зрения окуляра выглядит в виде круга, разделенного вертикально линией на две равные половины. Благодаря повороту лучей бипризмой, левая половина освещается только потоком Φ_1 , а правая половина – только потоком Φ_2 , выходящим из левой диафрагмы D_2 . При $\Phi_1 = \Phi_2$ все поле будет освещено равномерно. При этом световые потоки можно представить, как

$$\Phi_1 = I_1 S_1, \quad \Phi_2 = I_2 S_2, \quad (12)$$

где I – соответствующие интенсивности; S – площади отверстий диафрагм.

Пусть интенсивности света, падающего на кюветы K_1 и K_2 , одинаковы и равны I_0 . Интенсивность света, прошедшего кювету K_1 с водой, практически остается неизменной (вода не поглощает в видимой области):

$$I_1 \approx I_0. \quad (13)$$

Интенсивность света, прошедшего кювету K_2 с исследуемым раствором, уменьшается (раствор поглощает свет):

$$I_2 < I_0. \quad (14)$$

Вследствие этого правая половина поля зрения окажется более темной. Для выравнивания освещенностей обеих половинок, нужно уменьшить площадь отверстия диафрагмы со стороны воды, уменьшив S_1 по сравнению с S_2 . Этого добиваются вращением барабана B_1 .

Пусть диафрагма D_2 открыта полностью, т.е. $S_2 = S_0$, тогда при равенстве освещенности обеих половин поля зрения имеем

$$I_0 S_1 = I_2 S_0. \quad (15)$$

Отсюда

$$D = I_2/I_0 = S_1/S_0 \quad \text{и} \quad E = \lg I_0/I_2 = \lg S_0/S_1. \quad (16)$$

На измерительных барабанах B_1 и B_2 шкала проградуирована в значениях $\lg S_0/S_1$.

Если интенсивность света, падающего на кюветы K_1 и K_2 различна, то поглощение E нельзя определить по какому-то одному барабану. В этом случае поступают следующим образом. Сначала кювету с исследуемым раствором ставят в правый пучок света, а кювету с водой в левый. Правый барабан ставят на отсчет 0. Вращением левого барабана добиваются одинаковой освещенности обеих половин поля зрения и снимают отсчет E_1 по шкале левого барабана. Затем кюветы меняют местами. При этом левый барабан устанавливают на нуль, а по правому снимают отсчет E_2 . Тогда искомое поглощение найдется как полусумма обоих отсчетов

$$E = \frac{E_1 + E_2}{2}. \quad (17)$$

Порядок выполнения работы

Интерфейс программы (рис. 5) помимо описанных выше элементов управления включает окуляр 1, в котором виден результирующий световой поток, кнопки выбора кювет 2, а также кнопку смены положения кювет с раствором и водой 3.

Снятие кривой поглощения

1. По указанию преподавателя выбрать неизвестное вещество и известную концентрацию 10 %.
2. Отсчетные барабаны установить на 0. Поставить нужный фильтр на пути лучей света. Фильтр, маркированный отметкой М72, пропускает свет с длиной волны 720 нм, отметка М66 соответствует 660 нм и т.д.

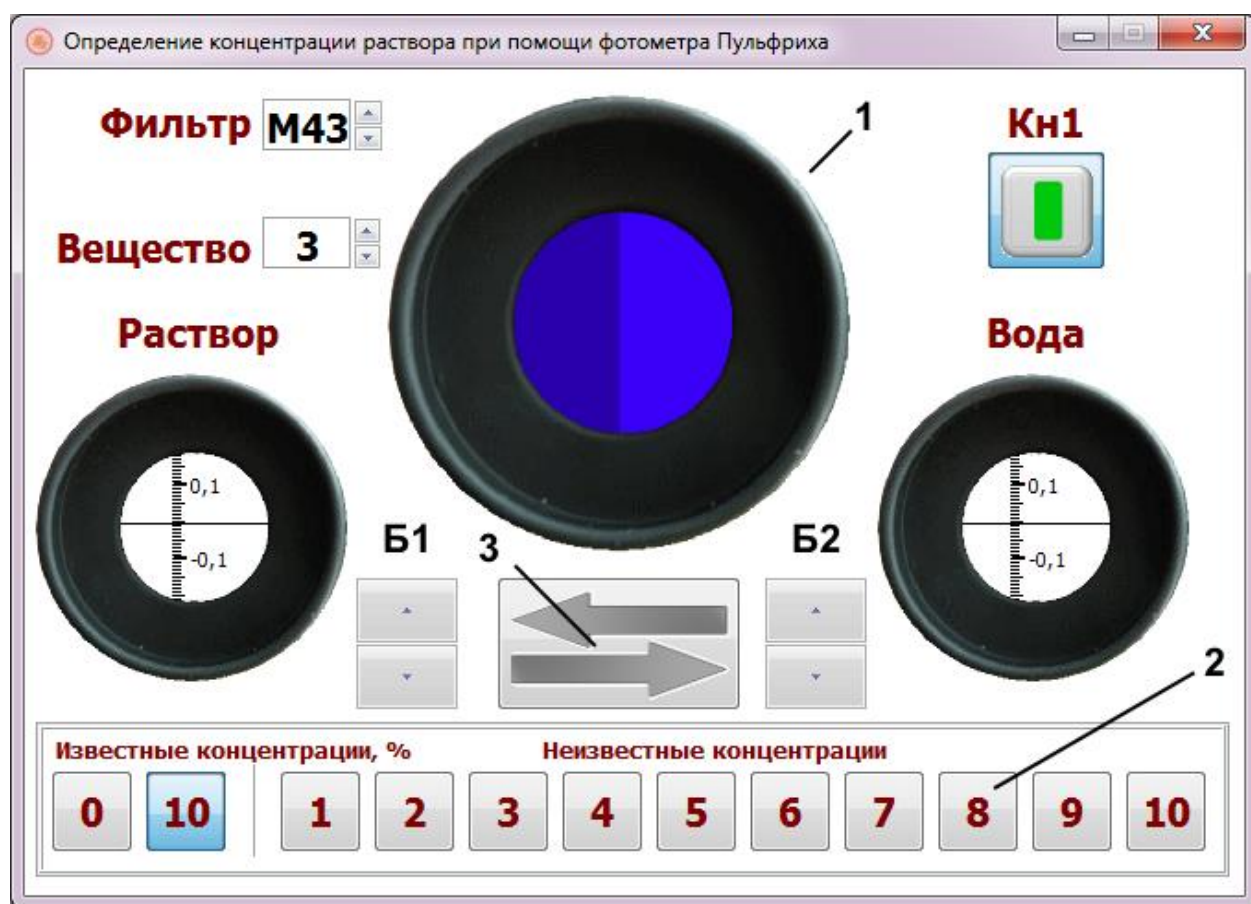


Рис. 5. Интерфейс программы

3. Вращением барабана, расположенного со стороны кюветы с водой, добиться одинаковой освещенности обеих половинок поля зрения и сделать отсчет по шкале. Это измерение выполнить трижды, фиксируя значения E_1' , E_1'' , E_1''' . В качестве E_1 принять среднее арифметическое.

4. Поменять кюветы местами и выполнить указанные в пункте 2 измерения по второму барабану. При этом правый барабан должен стоять на отметке 0. В качестве E_2 принять среднее арифметическое. Вычислить E по формуле (17). Данные занести в табл. 2.

5. Сменить фильтр и, выполнив указанные в пунктах 2 и 3 манипуляции, определить поглощение для света с другой длиной волны.

6. Такие измерения проделать со всеми фильтрами, заносая результаты в табл. 2. По значениям, взятым из второй и последней колонки, построить график зависимости $E=f(\lambda)$.

7. Путем сравнения полученной кривой поглощения с кривыми, приведенными на рис. 6 для различных веществ, определить природу неизвестного вещества.

Таблица 2

Номер фильтра	Длина волны фильтра, нм	1-е положение кювет				2-е положение кювет				E
		E_1'	E_1''	E_1'''	E_1	E_2'	E_2''	E_2'''	E_2	
1										
2										
3										
4										
5										
6										
7										
8										

Определение неизвестной концентрации раствора

1. Выбрать в качестве рабочего фильтр, соответствующий максимальному поглощению (в соответствии с табл. 2).
2. Выбрать кювету с раствором с неизвестной концентрацией C_x и определить поглощение E_x способом, описанным в I-й части работы (пункты 3 и 4).
3. Полученные данные занести в табл. 3.
4. По формуле (11) вычислить концентрацию исследуемого раствора.

Для расчета использовать средние значения поглощений E_x и E .

5. Вычислить относительную погрешность измерений по формуле:

$$\varepsilon = \frac{\Delta C_x}{C_x} = \frac{\Delta E_x}{E_x} + \frac{\Delta E}{E} + \frac{\Delta C}{C},$$

приняв $\Delta C = 0,005$. Величины $\Delta E_x = \Delta E$ оценить по шкале прибора.

6. Найти абсолютную погрешность $\Delta C_x = \varepsilon C_x$.
7. Записать окончательный результат $C_x = (C_{xcp} \pm \Delta C_x) \%$.

Таблица 3

Номер фильтра	Длина волны фильтра, нм	1-е положение кювет				2-е положение кювет				E
		E_1'	E_1''	E_1'''	E_1	E_2'	E_2''	E_2'''	E_2	

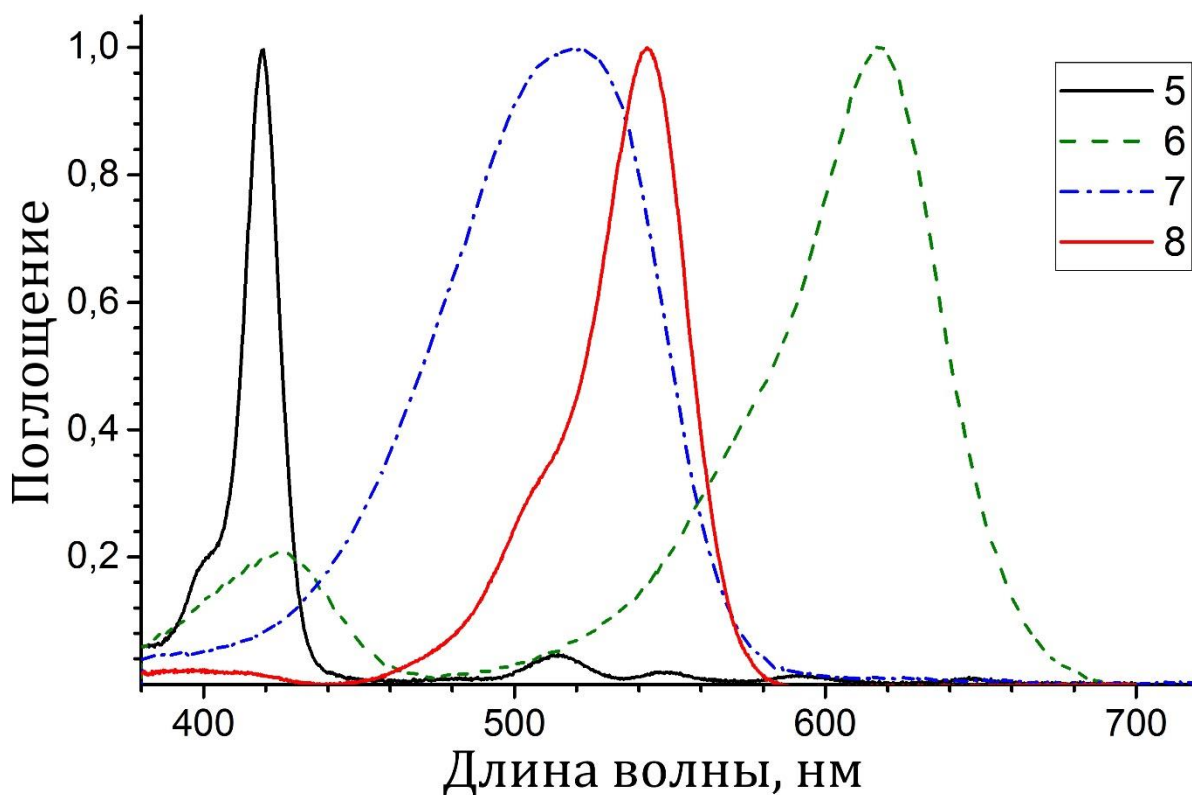
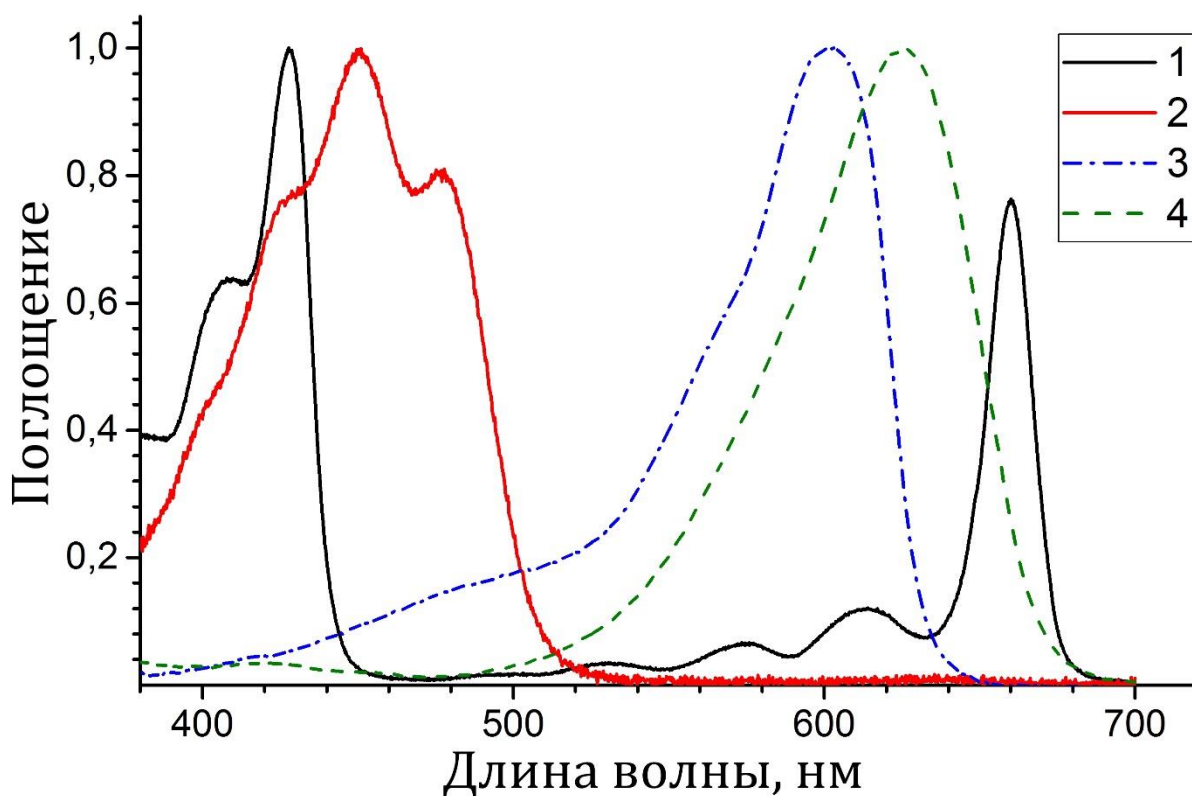


Рис. 6. Спектры поглощения некоторых веществ: 1 – хлорофилл-а; 2 – β -каротин; 3 – крезил; 4 – краситель Нильский Б; 5 – тетрафенилпорфирин; 6 – краситель Малахитовый; 7 – краситель Нильский Р; 8 – родамин

Контрольные вопросы

1. В чем состоит сущность явления поглощения света? Законы Бугера и Бугера-Ламберта-Бера.
2. Каков физический смысл коэффициента поглощения? От каких факторов зависит коэффициент поглощения?
3. Что такое оптическая плотность и прозрачность раствора? Связь между ними.
4. Что такое кривая поглощения? Какой она имеет вид для различных сред?
5. Принцип работы фотометра. Объяснить ход лучей в фотометре Пульфриха. Что такое монохроматический свет? Для чего нужны светофильтры?
6. На чем основано определение концентрации окрашенных растворов? Как нужно выбрать светофильтр для измерения концентрации?
6. Концентрации каких растворов можно определять фотометром Пульфриха? Почему в данном фотометре можно использовать только видимый свет?
7. Какими длинами волн ограничен видимый свет? Как по внешнему виду раствора узнать, поглощает он в видимой области или нет?
8. Какого цвета вещество, природу которого вы установили в ходе работы? Чем объясняется окраска раствора?

Библиографический список

1. Трофимова, Т.И. Курс общей физики / Т.И. Трофимова. – М.: Высш. шк., 2008. – 560 с.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики: в 3 т. / И.В. Савельев. – СПб.: Из-во Лань, 2008. – Т. 3. – 320 с.
3. Спектры поглощения – yandex.ru/images.

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА ОТ УЗКОЙ ЩЕЛИ

Цель работы:

- изучить явление дифракции световых волн на узкой плоскопараллельной щели;
- исследовать распределение интенсивности в дифракционной картине;
- определить ширину щели.

Теоретическое введение

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при прохождении света в среде с резкими неоднородностями (вблизи границ непрозрачных или прозрачных тел, сквозь малые отверстия и т.п.) и связанных с отклонениями света от прямолинейности распространения. Дифракция приводит к огибанию световыми волнами препятствий и к проникновению света в область геометрической тени (рис. 1).

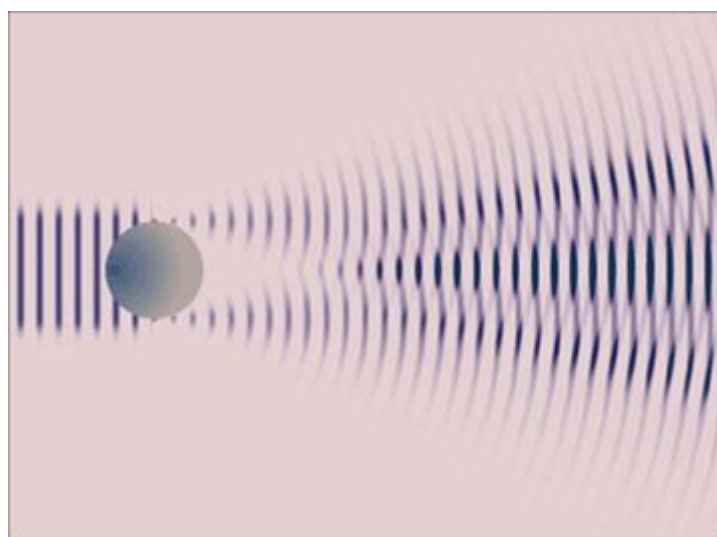


Рис. 1. Иллюстрация проникновения света в область геометрической тени

В результате дифракции происходит перераспределение световой энергии в пространстве, и возникает система чередующихся светлых и темных полос – *дифракционная картина*. Если препятствие имеет линейный характер (щель, нить, край пластины), то на экране возникает система параллельных дифракционных полос (рис. 2, а), если препятствие – круглое отверстие или непрозрачный диск, то дифракционная картина представляет собой чередующиеся темные и светлые кольца (рис. 2, б и 2, в).

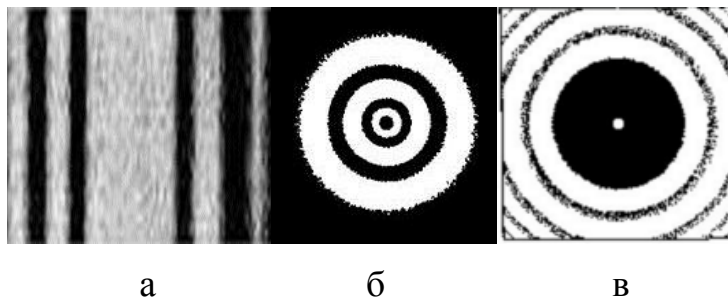


Рис. 2. Дифракционная картина от щели (а), круглого отверстия (б), круглого непрозрачного диска (в)

Между интерференцией и дифракцией нет принципиального различия. В обоих случаях в результате суперпозиции когерентных световых волн происходит перераспределение светового потока и возникновение в точке наблюдения (на экране) либо интерференционной, либо дифракционной картины (рис. 3).

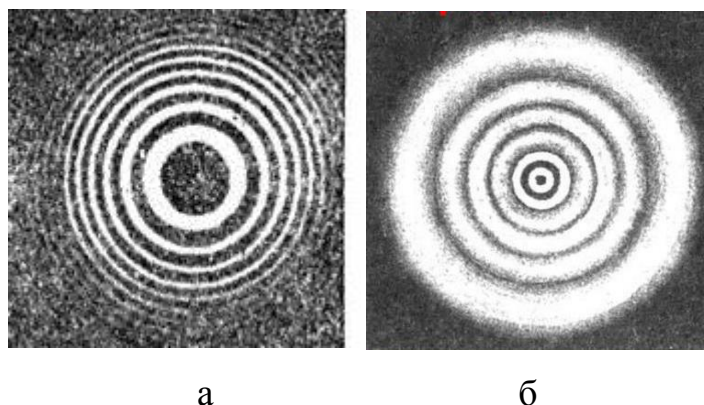


Рис. 3. Интерференционная картина (кольца Ньютона) (а); дифракционная картина (на круглом отверстии) (б)

Чисто исторически, перераспределение интенсивности, возникающее вследствие суперпозиции волн от дискретного числа источников, называется *интерференцией*, а от непрерывного числа источников – *дифракцией*. Поэтому говорят об интерференционной картине от двух узких щелей и о дифракционной картине от одной щели.

Различают два вида дифракции: Френеля (дифракция в сходящихся лучах) и Фраунгофера (дифракция в параллельных лучах). Дифракцию Фраунгофера можно наблюдать, поместив за источником света S и перед точкой наблюдения P по линзе так, чтобы точки S и P оказались в фокальной плоскости соответствующей линзы (рис. 4).

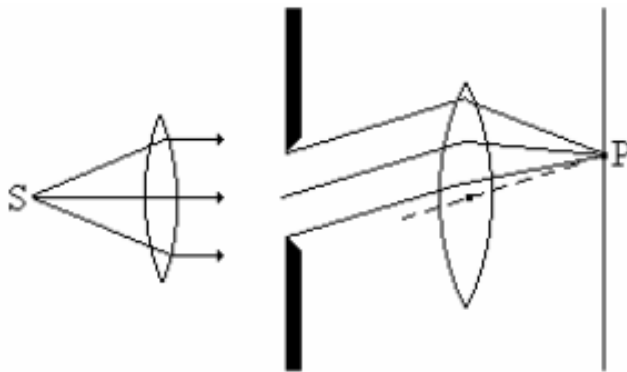


Рис. 4. Дифракция Фраунгофера от щели

Для наблюдения дифракции света необходимо создание определенных условий. Наиболее отчетливо явление дифракции наблюдается, когда размеры препятствия b удовлетворяют условию:

$$\frac{b^2}{l\lambda} \ll 1, \quad (1)$$

где l – расстояние от точки наблюдения до препятствия; λ — длина волны.

При сравнительно большом b , т.е. когда $l\lambda \ll b^2$, волновые эффекты незаметны, и можно говорить о выполнении законов геометрической оптики.

Отклонение света от прямолинейного распространения можно объяснить с помощью *принципа Гюйгенса – Френеля*. Согласно этому принципу каждая точка, до которой доходит волна, служит источником вторичных сферических волн, а их огибающая определяет положение *волнового фронта* (поверхность,

отделяющая часть пространства, вовлеченную в волновой процесс, от области, в которой колебания еще не возникли) в следующий момент времени. Эти источники когерентны (колебания всех точек волнового фронта происходят с одинаковой частотой и в одинаковой фазе), следовательно, и волны, исходящие из них, также когерентны и при наложении они интерферируют. От каждого элемента площади dS волновой поверхности S (рис. 5) в любую точку пространства P приходят световые колебания, имеющие определенную амплитуду и фазу. Результирующее колебание E в точке P представляет собой суперпозицию колебаний от всех элементов dS волновой поверхности и находится интегрированием:

$$E = \int_S K_\varphi \frac{A}{r} e^{i(\omega t - kr)} dS. \quad (2)$$

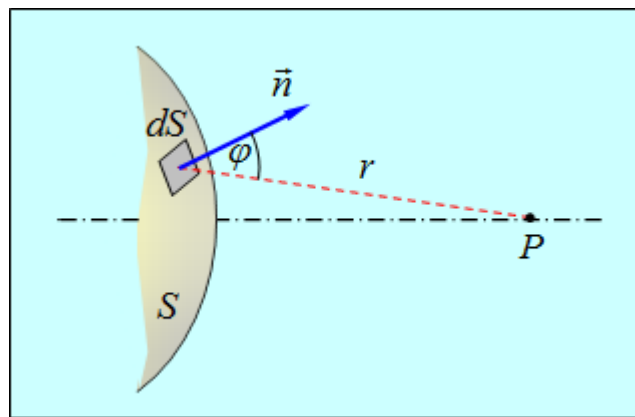


Рис. 5. К интерпретации принципа Гюйгенса-Френеля

Расчет амплитуды результирующего колебания в дифракционной картине по уравнению (2) представляет сложную математическую задачу.

Для случаев, отличающихся симметричной формой фронта волны, Френель предложил удобный и наглядный метод нахождения амплитуды результирующего колебания – *метод зон*. Согласно этому методу, волновой фронт разбивается на такие участки (зоны Френеля), расстояние от которых до точки наблюдения изменяется от зоны к зоне на $\lambda/2$ (рис. 6). При таком разбиении световые волны, приходящие в точку наблюдения P от двух соседних зон, окажутся в противофазе и будут гасить друг друга.

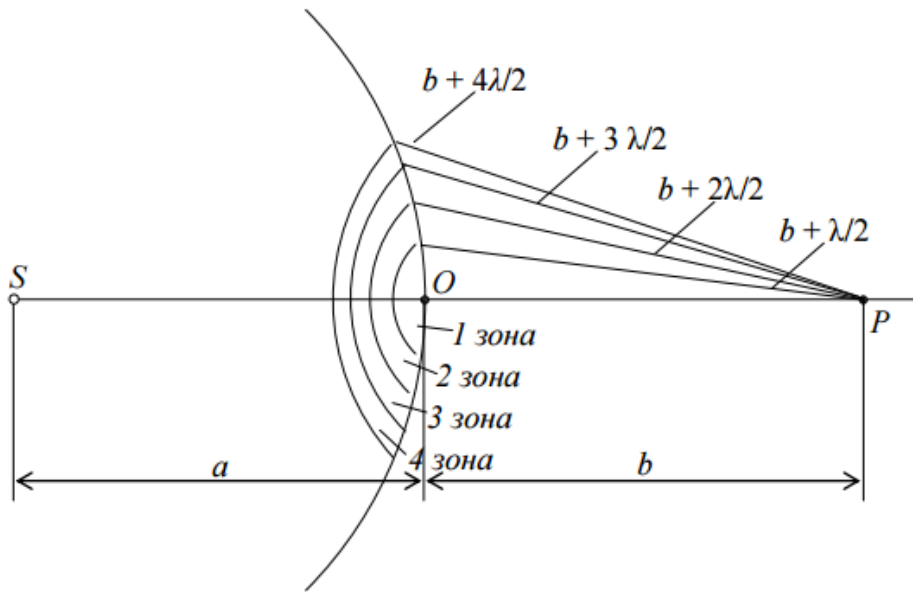


Рис. 6. Схема разбиения фронта сферической волны на зоны Френеля

Амплитуду результирующего колебания в точке P в этом случае можно представить в виде:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m \mp A_{m+1} \pm \dots \quad (3)$$

где A_1, A_2, \dots, A_m – амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ..., m -й зоной Френеля.

Амплитуда колебаний A_m , обусловленная действием m -й зоны Френеля, зависит от ее площади, номера m и угла φ_m (рис. 7). Как показывает расчет, площади всех зон Френеля примерно одинаковы, действие же зоны уменьшается с ростом m , т.к. при этом увеличивается расстояние от зоны до точки P . Одновременно растет угол φ_m , что также ослабляет действие зоны (ее излучение максимально в направлении нормали \mathbf{n}). Все это приводит к тому, что амплитуда A_m монотонно убывает по мере роста номера m .

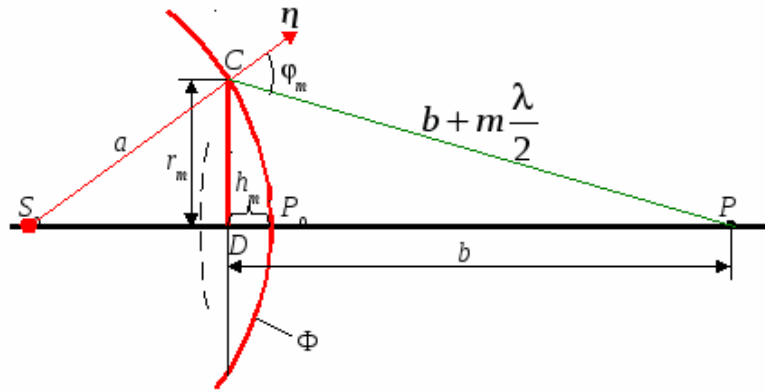


Рис. 7. Схема m -й зоны Френеля

Таким образом, амплитуды колебаний, приходящих со всех зон Френеля в точку P , образуют монотонно убывающую последовательность

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots > A_m > \dots \quad (4)$$

В этом выражении все амплитуды от нечетных зон входят со знаком «+», а от четных – со знаком «-».

Перепишем выражение (4) в виде:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots + \left(\frac{A_{m-2}}{2} - A_{m-1} + \frac{A_m}{2} \right) + \frac{A_m}{2}. \quad (5)$$

Вследствие монотонного убывания A_m можно приближенно считать

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}.$$

Тогда все выражения в скобках будут равны нулю, и формула (5) упрощается

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}. \quad (6)$$

С учетом того, что для больших m величиной $\frac{A_m}{2} \approx 0$ можно пренебречь, результирующая амплитуда, создаваемая в т. P всей сферической волновой поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой первой центральной зоной Френеля:

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (7)$$

Если на пути светового пучка поставить экран с одной открытой зоной Френеля, то $A = A_1$, т.е. в два раза больше, чем в отсутствие преграды.

Итак, метод зон Френеля позволяет легко сказать, что будет наблюдаться на экране в рассматриваемой точке: *свет* или *тьень* – все будет зависеть от числа открытых зон. При четном числе открытых зон наблюдается *тьень*, при нечетном числе открытых зон – *свет*.

Найдем радиус m -й зоны Френеля. Из рис. 7 видно, что

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b + m \frac{\lambda_0}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2. \quad (8)$$

С учетом того, что $\lambda_0 \ll a$, $\lambda_0 \ll b$ и $h_m \ll a$, получим

$$h_m = \frac{b}{2(a+b)} m \lambda_0, \quad r_m^2 = 2ah_m, \quad r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda_0. \quad (9)$$

Дифракция Фраунгофера на узкой щели

В данной работе исследуется дифракция Фраунгофера на узкой щели. Пусть параллельный пучок монохроматического света падает нормально на щель AB шириной b (рис. 8).

Каждая точка фронта волны в пределах щели, согласно принципу Гюйгенса, является источником вторичных волн, которые будут распространяться за плоскостью щели по всем возможным направлениям. Таким образом, пучок параллельных лучей, проходя через щель, дифрагирует под всевозможными углами φ , изменяющимися в пределах от 0 до $\pi/2$. Результат их интерференции можно наблюдать на экране \mathcal{E} , расположенном в фокальной плоскости линзы L .

Вторичные волны за плоскостью щели можно сгруппировать в параллельные пучки, из всей совокупности которых на рис. 8 представлены два пучка. Пучок I распространяется без изменения направления ($\varphi = 0$) и собирается

линзой L в ее главном фокусе – в точке O . В точке O световые колебания приходят в одной фазе, поэтому в этой точке будет наблюдаться интенсивный максимум нулевого порядка, или центральный дифракционный максимум (яркое изображение щели).

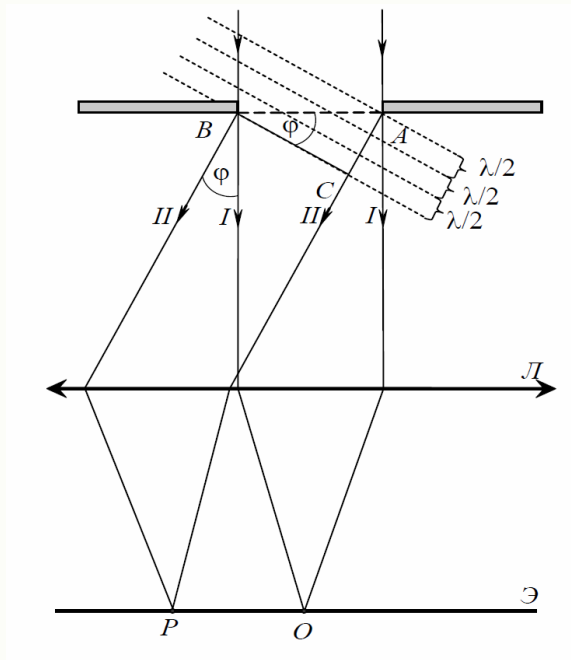


Рис.8. К выводу формулы координат минимумов и максимумов при дифракции на узкой щели

Пучок II отклоняется от первоначального направления под углом дифракции φ . Он собирается линзой в побочном фокусе — точке P . Чтобы определить световой эффект в этой точке, воспользуемся методом зон Френеля. Разобьем фронт волны AB системой параллельных плоскостей, перпендикулярных к направлению лучей и отстоящих друг от друга на расстоянии $\lambda/2$.

Оптическая разность хода волн, идущих от краев щели в произвольном направлении φ , равна

$$\Delta = b \sin \varphi. \quad (10)$$

Число m зон Френеля при заданной ширине щели b и длине волны λ зависит от угла дифракции φ :

$$m = \frac{\Delta}{\lambda/2} = \frac{2b \sin \varphi}{\lambda}. \quad (11)$$

Так как на щель падает плоская волна, то площади всех зон одинаковы, значит, одинакова и амплитуда колебаний, возбуждаемых в точке P действием каждой зоны Френеля, а фазы колебаний, создаваемых соседними зонами, противоположны. Следовательно, колебания каждой пары соседних зон будут гасить друг друга.

Для всех углов дифракции, при которых в щели уложится четное число зон Френеля ($m = 2k$), будут наблюдаться дифракционные минимумы (темные полосы), т.к. зоны попарно погасят друг друга. Тогда из (11) условие образования *дифракционного минимума* принимает вид:

$$\frac{\Delta}{\lambda/2} = \pm 2k$$

или

$$b \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2} = \pm k\lambda, \quad (k = 1, 2, 3, \dots). \quad (12)$$

Для всех углов дифракции, при которых в щели уложится нечетное число зон Френеля ($m = 2k + 1$), будут наблюдаться дифракционные максимумы. В этом случае действие щели эквивалентно действию одной зоны Френеля, поскольку действие остальных пар зон взаимно компенсируется. Таким образом, *условие дифракционного максимума* запишется в виде:

$$b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (k = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (13)$$

Итак, волны, дифрагирующие от щели под углами, соответствующими нечетному числу зон Френеля, создают на экране максимумы интенсивности света, а волны, дифрагирующие под углами, соответствующими четному числу зон Френеля, – минимумы. Величина $k = 1, 2, 3 \dots$ называется порядком дифракционного минимума или максимума.

В целом дифракционная картина, возникающая при прохождении монохроматического света через узкую щель, имеет вид чередующихся светлых и темных полос, симметрично расположенных по обе стороны от центральной светлой полосы (рис. 9).

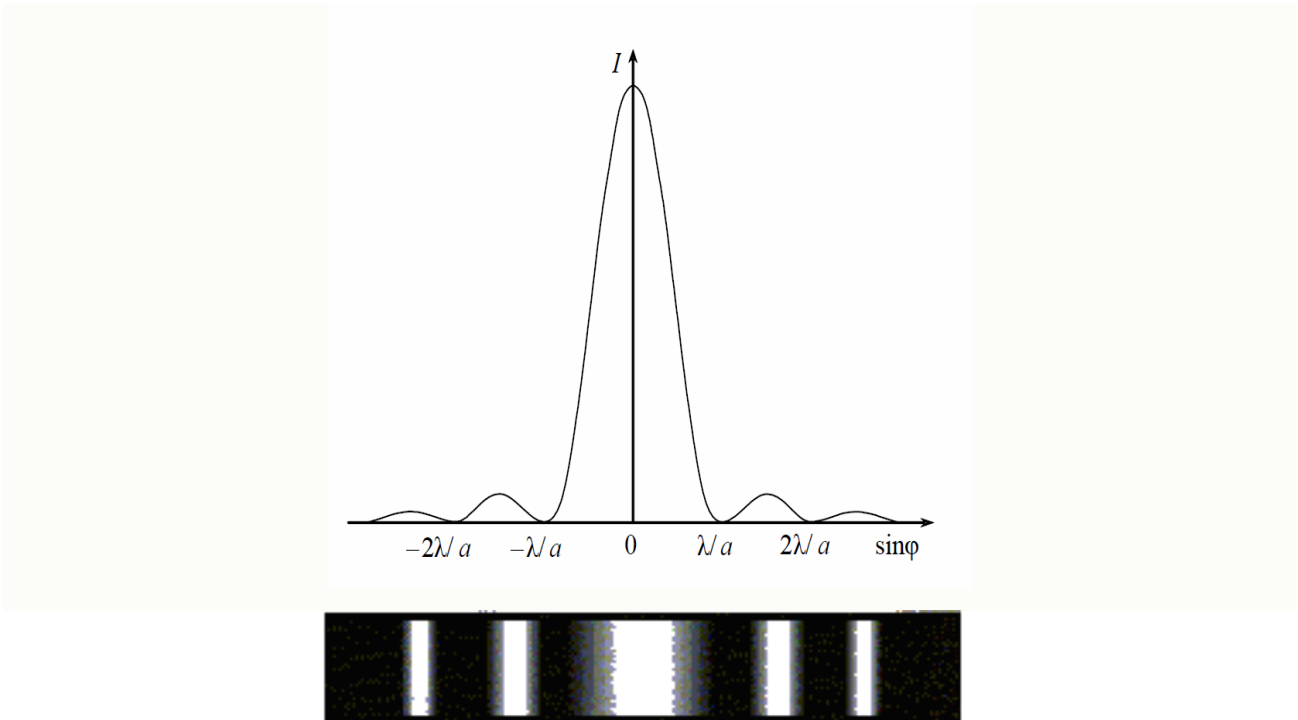


Рис. 9. Распределение интенсивности в дифракционной картине при дифракции на узкой щели

Выражение (13) позволяет найти угловое положение первого минимума ($m = 1$) (рис. 9):

$$\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{b}, \quad (14)$$

а минимальное число полос определяется из условия:

$$|\sin \varphi| < 1, \quad m \leq \frac{\lambda}{b}. \quad (15)$$

Наблюдаемость (четкость изображения) дифракционной картины зависит от ширины щели и от расстояния l от щели до экрана. Из выражений (14) и (15) следует, что сужение щели приводит к тому, что центральный и другие максимумы расплываются (яркость уменьшается), картина становится менее четкой. Если щель будет очень широкой ($b \gg \lambda$), то на экране возникнет яркое изображение щели, окаймленное по краям очень узкими практически неразличимыми глазом чередующимися темными и светлыми полосами, т.е. имеет место прямолинейное распространение света. И наоборот, если щель очень узкая ($b < \lambda$), то вся поверхность AB будет представлять собой лишь часть одной зоны, и условие

даже для первого минимума не может быть выполнено ни при каком угле дифракции. Весь экран будет освещен, причем интенсивность света будет монотонно убывать от центра экрана к его краям. Если щель сравнима по ширине с длиной волны, то картина распределения интенсивности будет иметь вид, изображенный на рис. 9.

Соотношение интенсивностей в дифракционной картине можно определить по методу графического сложения амплитуд (рис. 10).

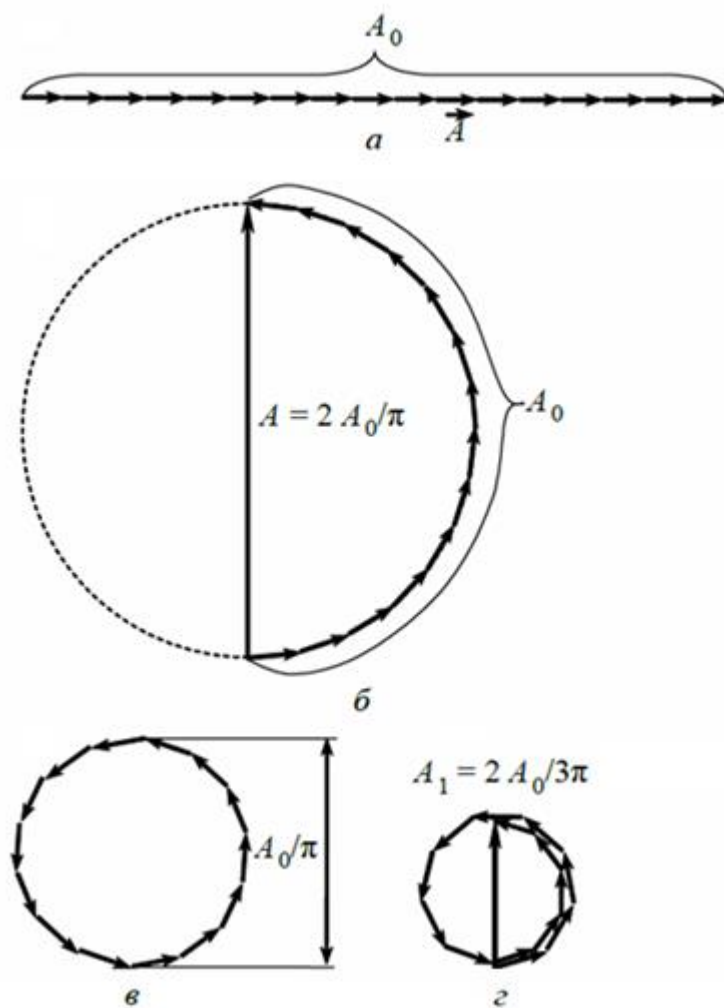


Рис. 10. Иллюстрация метода графического сложения амплитуд

Разобьем фронт волны на элементарные зоны, ширина которых значительно меньше, чем ширина зон Френеля. Каждая такая элементарная зона будет играть роль вторичного источника света. Пусть ΔA — амплитуда колебаний волны от одной элементарной зоны; δ — разность фаз волн от двух соседних

элементарных зон (δ зависит от угла дифракции φ). Амплитуда A результирующего колебания в данной точке экрана представляет собой геометрическую сумму векторов элементарных амплитуд ΔA . Рассмотрим результаты сложения амплитуд.

1. Пусть угол дифракции φ равен 0. В этом случае разность фаз ($\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = 0$) колебаний равна нулю. Элементарные векторы ΔA имеют одинаковое направление (рис. 10, а), и амплитуда результирующего колебания A_0 равна алгебраической сумме амплитуд ΔA . Получаем максимальное значение результирующей амплитуды, соответствующее центральному дифракционному максимуму.

2. Пусть при некотором угле дифракции φ разность фаз колебаний δ , соответствующих краям щели, равна π . В этом случае все векторы ΔA должны располагаться вдоль полуокружности длиной A_0 (рис. 10, б), тогда векторы ΔA от элементарных зон у краев щели будут иметь противоположное направление. Результирующая амплитуда A является диаметром полуокружности. Длина полуокружности равна $A_0 = \pi A/2$, следовательно, результирующая амплитуда $A = 2A_0/\pi$.

3. Пусть разность фаз колебаний, соответствующих краям щели, равна 2π . Векторы ΔA расположатся вдоль окружности длиной A_0 (рис. 10, в). Результирующая амплитуда равна нулю, что соответствует дифракционному минимуму первого порядка.

4. Пусть разность фаз колебаний от краев щели равна 3π . Векторы ΔA обойдут полтора раза окружность диаметра A_1 (рис. 10, г). Возникает дифракционный максимум первого порядка. Величину амплитуды можно найти из условия $\pi A_1 + \pi A_1/2 = A_0$ (длина окружности плюс длина полуокружности). Отсюда $A_1 = 2A_0/(3\pi)$.

Аналогично можно определить амплитуды колебаний, соответствующих последующим максимумам:

$$A_2 = \frac{2A_0}{5\pi}; \quad A_3 = \frac{2A_0}{7\pi}; \quad \dots \quad A_n = \frac{2A_0}{(2n+1)\pi}. \quad (16)$$

Поскольку интенсивность света I пропорциональна квадрату амплитуды, соотношение интенсивностей света в дифракционной картине можно представить, как отношение квадратов соответствующих амплитуд:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots I_n = A_0^2 : A_1^2 : A_2^2 : A_3^2 : \dots A_n^2. \quad (17)$$

Принимая интенсивность света центрального максимума за единицу, получим:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots I_n = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,008 \dots \quad (18)$$

Таким образом, центральный максимум значительно превосходит по интенсивности остальные максимумы. В нем сосредоточена основная доля ($\approx 90\%$) светового потока, проходящего через щель.

Описание установки

В качестве источника света в работе используется лазер, излучение которого характеризуется высокой интенсивностью и монохроматичностью, является когерентным и обладает малой угловой расходимостью. Световой пучок, излучаемый лазером, представляет собой узконаправленный пучок параллельных лучей и не требуют применения оптических систем для их коллимации. Если на пути лазерного луча поставить щель, то на экране будет наблюдаться дифракционная картина, приведенная на рис. 9.

Схема установки приведена на рис. 11. На оптической скамье 1 установлены лазер 2, рейтер для крепления дифракционной щели 3, съемный экран 4. Ширина щели задается кнопками 5. Длина волны лазера задается кнопками 6. Установка включается кнопкой Кн1. Для исследования распределения интенсивности света в дифракционной картине используется фотодиод, закрепленный в центре экрана. Возникающая под воздействием света фотоЭДС отображается на индикаторе 8. Положение луча по горизонтали задается кнопками 7.

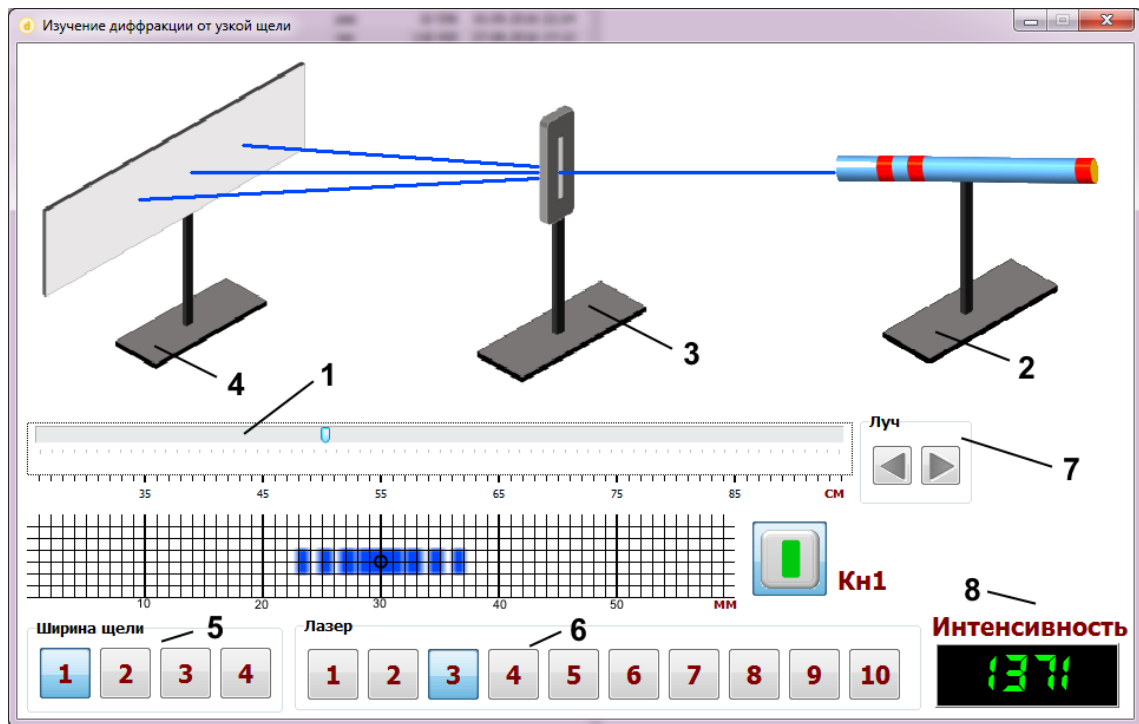


Рис. 11. Схема установки для наблюдения дифракции от узкой щели

Порядок выполнения работы

1. Включить лазер кнопкой Кн1.
2. По заданию преподавателя выбрать номер лазера.
3. По заданию преподавателя установить расстояние l от щели до экрана.
4. Измерить на экране расстояния x_k между центрами минимумов интенсивности первого, второго и третьего и т.д. порядков. Данные занести в табл. 1.
5. Повторить измерения для двух других значений l .
6. Из условия дифракционных минимумов (12) с учетом соотношения $\sin\varphi \approx \operatorname{tg}\varphi = x/(2l)$, справедливого для малых углов дифракции, вычислить ширину дифракционной щели по формуле

$$b = \frac{2kl\lambda}{x_k}. \quad (19)$$

7. Вычислить приближенное значение ширины щели $b_{\text{ср}}$ и оценить погрешность измерений с учетом систематических и случайных погрешностей. Случайную погрешность рассчитать по методу Стьюдента, а систематическую

погрешность по методике обработки результатов косвенных измерений с использованием выражения:

$$\varepsilon = \frac{\Delta b}{b} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta x}{x}. \quad (20)$$

При расчетах принять систематические погрешности в измерении величин l , x и λ соответственно равными: $\Delta \lambda = 10$ нм, $\Delta l = 1$ мм, $\Delta x = 0,5$ мм. Общую погрешность измеряемой величины b рассчитать по уравнению

$$\Delta b = \sqrt{\Delta b_{сл}^2 + \Delta b_{сист}^2}. \quad (21)$$

8. Результат записать в виде $b = (b_{ср} \pm \Delta b)$ мкм.

Таблица. 1. Результаты измерений и вычислений

l , мм	k	x , мм	b , мкм
	1		
	2		
	3		
	1		
	2		
	3		
	1		
	2		
	3		
Среднее значение, $b_{ср}$			
Абсолютная случайная погрешность, Δb			

9. При помощи кнопок 7, перемещая фотодиод вправо и влево относительно максимума нулевого порядка измерить по индикатору 8 фотоЭДС в максимумах интенсивности нулевого и $\pm k$ -го порядков. Данные занести в табл. 2.

10. Рассчитать соотношение интенсивностей $I_0 : I_1 : I_2 : I_3$ как отношения фотоЭДС в максимумах и сравнить его с теоретическим.

11. Сформулировать выводы по результатам работы.

Таблица 2. Распределение интенсивности в максимумах дифракции

k	0	1	2	3
I , отн. ед.				

Приложение. Параметры лазеров

Номер решетки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
λ , нм	390	415	450	500	525	550	595	625	680	720

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление дифракции? Каковы оптимальные условия для наблюдения дифракции?
2. Как формулируется принцип Гюйгенса – Френеля?
3. Чем отличается дифракция Фраунгофера от дифракции Френеля?
4. Обоснуйте условия образования максимумов и минимумов при дифракции от щели.
5. Как будет меняться дифракционная картина при сужении (расширении) щели? При уменьшении (увеличении) длины волны?
7. Как с помощью метода графического сложения амплитуд получить соотношение между интенсивностями света в дифракционной картине?
8. В чем суть метода зон Френеля?
9. Почему амплитуда колебания, создаваемая в некоторой точке экрана всей сферической волновой поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой лишь центральной зоной Френеля?
10. Объясните возникновение пятна Пуассона при дифракции света на небольшом непрозрачном круглом диске.

Библиографический список

1. Трофимова, Т.И. Курс общей физики / Т.И. Трофимова. – М.: Высш. шк., 2008. – 560 с.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики: в 3 т. / И.В. Савельев. – СПб.: Из-во Лань, 2008. – Т. 3. – 320 с.
3. yandex.ru/images»дифракция света в картинках.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы:

- ознакомление с устройством и принципом действия оптического квантового генератора (на примере гелий-неонового лазера);
- определение длины волны излучения лазера с помощью дифракционной решетки.

Теоретическое введение

Лазер¹ – это устройство, преобразующее различные виды энергии (электрическую, световую, тепловую, энергию химической реакции и др.) в когерентное электромагнитное излучение оптического диапазона (400 – 760 нм). Поэтому лазер часто называют оптическим квантовым генератором (ОКГ).

В основе работы лазера лежит явление индуцированного излучения. Теоретические основы квантовых генераторов были разработаны в 1954 г. Басовым и Прохоровым в Физическом институте АН СССР им. П.Н. Лебедева (г. Москва) и Таунсом с сотр. в Колумбийском университете (США), которые в 1964 г. стали нобелевскими лауреатами в области квантовой радиофизики.

Первый ОКГ на кристалле рубина был создан в США Мейманом в 1960 г., а первый газовый лазер (на смеси гелия и неона) Джаваном с сотр. в 1961 г. В настоящее время создано большое количество разнообразных ОКГ, дающих излучение в широком диапазоне длин волн.

¹ Название «лазер» произошло от аббревиатуры английского названия LASER – Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, что означает «усиление света посредством вынужденного (индуцированного) излучения.

Лазеры классифицируют по: 1) типам активной среды (газовые, твердотельные, жидкостные, полупроводниковые); 2) энергетическим характеристикам (трех- и четырех уровневые); 3) способам накачки (химические, инжекционные, газодинамические и др.); 4) режимам работы (импульсные, непрерывного действия); 5) особенностям оптических схем резонатора.

Высокая мощность (плотность потока энергии лазерного излучения составляет величину порядка 10^{10} Вт/см² в сравнении с интенсивностью излучения Солнца – $7 \cdot 10^3$ Вт/см²), временная и пространственная когерентность и направленность излучения способствовали широкому применению лазеров в различных областях науки, техники, медицины и т.п.

Теоретические основы работы лазера

В основе работы лазера лежит явление индуцированного излучения. Для понимания этого явления рассмотрим элементарные акты взаимодействия электромагнитного излучения с атомной системой.

Атом может находиться в различных энергетических состояниях с энергиями $E_1, E_2, E_3 \dots$ и т.д. Состояние с наименьшей энергией называется *основным*. Это стабильное состояние, в котором атом в отсутствие внешних возмущений может находиться бесконечно долго. Все другие состояния называются *возбужденными*, они нестабильны со средним временем жизни порядка 10^{-8} с.

На рис. 1 схематически представлены возможные механизмы переходов между двумя энергетическими состояниями атома с поглощением или испусканием кванта света. Если атом находится в основном состоянии с энергией E_1 , то под действием внешнего излучения может осуществиться его *вынужденный* переход в возбужденное состояние с энергией E_2 (рис. 1, а). Вероятность таких переходов пропорциональна плотности излучения, вызывающего эти переходы. Атом, находясь в возбужденном состоянии E_2 , которое является неустойчивым состоянием, через время порядка 10^{-8} с самопроизвольно (без внешних воздействий) перейдет в состояние с низшей энергией (рис. 1, б), отдавая избыточную

энергию в виде электромагнитного излучения, испуская фотон с частотой, определяемой вторым постулатом Бора:

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}. \quad (1)$$

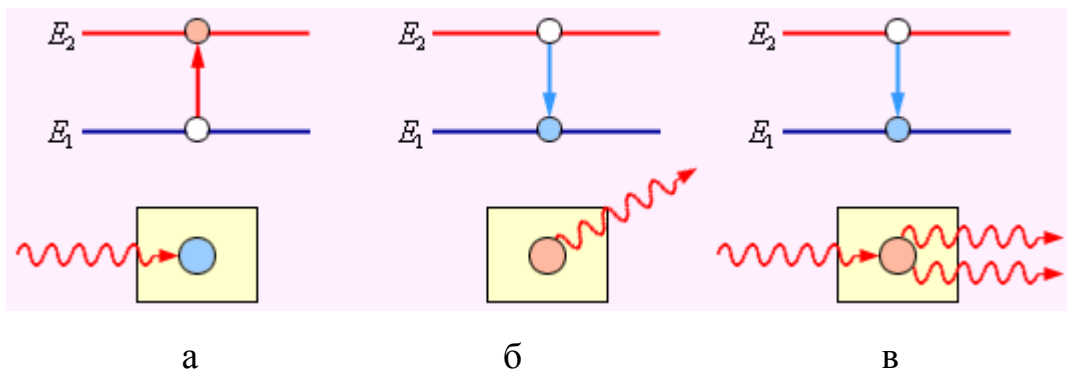


Рис.1. Условное изображение процессов: а – поглощения, б – спонтанного испускания, в – индуцированного испускания кванта

Процесс испускания фотона возбужденным атомом без каких-либо внешних воздействий называется *спонтанным* излучением (примером спонтанного излучения является свет Солнца, люминесцентных ламп, ламп накаливания, пламени и т.п.). Чем больше вероятность спонтанных переходов, тем меньше *среднее время жизни* атома в возбужденном состоянии. Так как спонтанные переходы взаимно не согласованы, то спонтанное излучение *не когерентно*.

Среди множества возможных возбужденных уровней существуют так называемые *метастабильные* уровни, радиационные переходы на которые или переходы с которых запрещены *правилами отбора*. Такие возбужденные состояния характеризуются очень большим временем жизни (порядка $10^{-5} - 10^{-3}$ с), другими словами, вероятность спонтанных переходов с этих уровней, а также возбуждение этих уровней за счет поглощения фотона очень малы по сравнению с обычными уровнями.

Переходы между энергетическими уровнями атома не обязательно связаны с поглощением или испусканием фотонов. Атом может приобрести или отдать

часть своей энергии и перейти в другое квантовое состояние в результате взаимодействия или столкновений с другими частицами, например, электронами. Такие переходы называются *безызлучательными*.

В 1916 г. Эйнштейн обратил внимание на то, что двух рассмотренных видов излучения недостаточно для объяснения существования термодинамического равновесия между веществом и испускаемым и поглощаемым им излучением. Действительно, вероятность спонтанных переходов определяется лишь внутренним свойством атомов и не зависит от интенсивности падающего излучения. В то же время вероятность «поглощательных» переходов зависит как от свойств атомов, так и от интенсивности падающего излучения. Для установления равновесия при произвольной интенсивности падающего излучения необходимо существование «испускаемых» переходов, вероятность которых возрастала бы с увеличением интенсивности излучения, т.е. «испускаемых» переходов, *вызываемых излучением*. Таким образом, Эйнштейн постулировал, что помимо поглощения и спонтанного излучения должен существовать третий, качественно иной тип взаимодействия (рис. 1, в). А именно, если на атом, находящийся в возбужденном состоянии с энергией E_2 , падает внешнее излучение с частотой, удовлетворяющей условию

$$\Delta E_{21} = E_2 - E_1 = h\nu, \quad (2)$$

то атом совершает *вынужденный* переход в низшее энергетическое состояние, сопровождаемый излучением фотона той же энергии $\Delta E_{21} = h\nu$. При подобном переходе атом излучает новый фотон, не поглощая того фотона, под действием которого произошёл переход. Возникающее в результате таких переходов излучение называют *вынужденным* или *индуцированным* излучением.

Исходя из термодинамических соображений, Эйнштейн доказал, что вероятность вынужденных переходов, сопровождающихся излучением, должна быть равна вероятности вынужденных переходов, сопровождающихся поглощением света. Следовательно, вынужденные переходы могут с равной вероятностью происходить как в одном, так и в другом направлении.

Индукцированное излучение резко отличается от спонтанного излучения. В результате взаимодействия возбужденного атома с фотоном атом испускает еще один фотон той же самой частоты, распространяющийся в том же направлении. На языке волновой теории это означает, что атом излучает электромагнитную волну, у которой частота, фаза, поляризация и направление распространения точно такие же, как и у первоначальной волны, т.е. излучение *когерентное*. В результате вынужденного испускания фотонов амплитуда волны, распространяющейся в среде, возрастает. С точки зрения квантовой теории в результате взаимодействия возбужденного атома с фотоном, частота которого равна частоте перехода, появляются два совершенно одинаковых фотона-близнеца. Именно такое *индукцированное излучение является физической основой работы лазеров*.

В случае термодинамического равновесия распределение атомов по различным энергетическим состояниям определяется законом Больцмана:

$$N_i = C e^{-E_i/kT}, \quad (3)$$

где N_i – число атомов, находящихся при температуре T в состоянии с энергией E_i ; C – некоторая константа; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Из уравнения (3) следует, что населённости энергетических уровней, т.е. количество атомов в данном состоянии, уменьшаются с возрастанием энергии. Поэтому в равновесном состоянии вещества нижние уровни всегда заселены больше верхних уровней, и самым заселённым является нижний уровень, соответствующий невозбуждённому состоянию атома. Число переходов между двумя энергетическими уровнями пропорционально населённости исходного уровня. Следовательно, в системе атомов, находящейся в термодинамическом равновесии, поглощение падающей световой волны будет преобладать над вынужденным излучением. Поэтому падающий свет при прохождении через вещество ослабляется.

Для увеличения интенсивности света, прошедшего через вещество, надо каким-либо способом сделать так, чтобы в состоянии с большей энергией E_n

находилось больше атомов, чем в состоянии с меньшей энергией E_m . В этом случае говорят, что данная совокупность атомов имеет *инверсную населённость*. Согласно формуле (3)

$$\frac{N_n}{N_m} = e^{-\frac{(E_n - E_m)}{kT}}. \quad (4)$$

В случае инверсной населенности $\frac{N_n}{N_m} > 1$ при $(E_n - E_m) > 1$. Распространяя формально на этот случай распределение (3), мы получим для T отрицательную температуру. Поэтому состояния с инверсной населенностью называют иногда *состояниями с отрицательной температурой*.

В средах с инверсной населенностью вынужденное излучение может превысить поглощение, т.е. падающее излучение при прохождении через среду будет усиливаться. Такие среды называются *активными*, они являются термодинамически неравновесными. Для этих сред в законе Бугера:

$$I = I_0 e^{-kx}, \quad (5)$$

коэффициент поглощения k — отрицателен.

Впервые на возможность получения сред с инверсной населённостью, в которых свет способен усиливаться, указал в 1940 г. советский физик Фабрикант. Создание ОКГ стало возможным после того, как были найдены способы осуществления и создания инверсной заселенности. Процесс перевода активной среды в неравновесное состояние с инверсной населенностью называется *накачкой*. В зависимости от типа активной среды накачку можно осуществить различными способами, например, путем передачи энергии возбуждения в результате столкновения частиц в плазме газового разряда (газовые лазеры), передачей энергии облучением активных центров некогерентным светом от специальных источников (оптическая накачка в твердотельных лазерах), инжекцией неравновесных носителей через р-п – переход (полупроводниковые лазеры), возбуждением электронным пучком, в результате химических реакций и др.

Принцип действия ОКГ рассмотрим на примере газового лазера, работающего на смеси He-Ne (рис. 2).

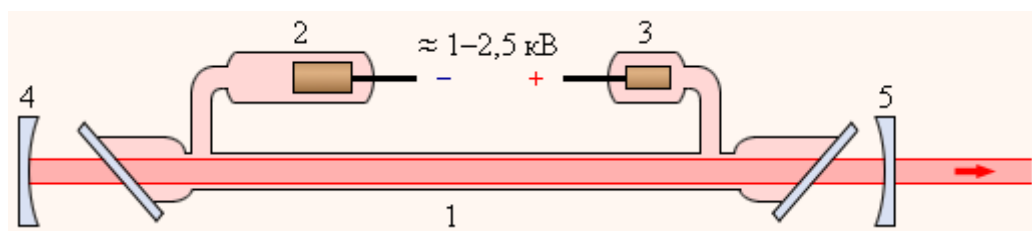
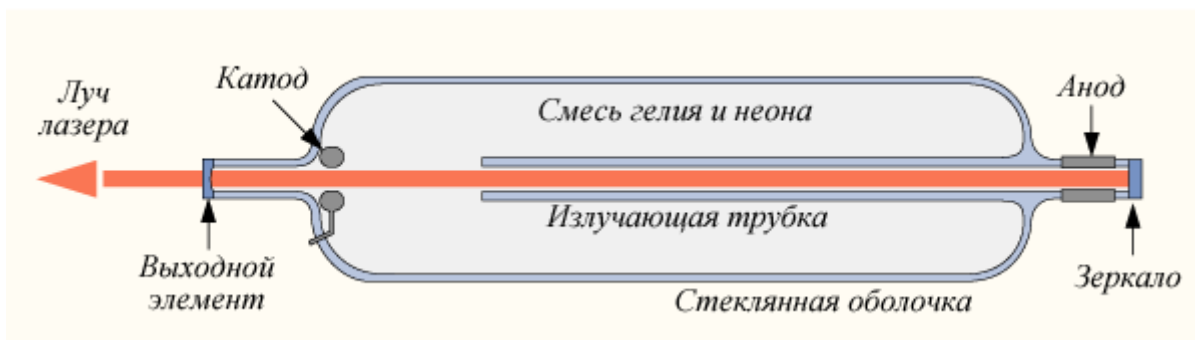
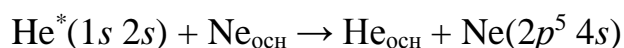
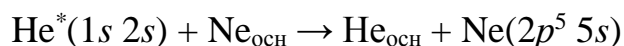


Рис. 2. Устройство гелий-неонового лазера

Смесь гелия и неона при соотношении компонент He и Ne примерно 10 : 1 и общем давлении порядка 10^2 Па помещается в стеклянную трубку с торцевыми окнами, приклеенными под углом Брюстера. Трубка помещается в резонатор, представляющий собой два параллельно расположенных зеркала, одно из которых 4 полностью непрозрачно, а другое 5 – на выходной стороне устройства пропускает через себя около 1 % падающего излучения. Активным газом, на котором в непрерывном режиме возникает генерация на длине волны 632,8 нм (красный свет), является неон. Гелий – буферный газ, он участвует в механизме создания инверсной населенности одного из верхних уровней неона. Энергия накачки подаётся от двух электрических разрядников с напряжением 1000–5000 В (в зависимости от длины резонатора), расположенных на торцах трубки.

На рис. 3 представлена упрощенная диаграмма уровней гелия и неона, поясняющая механизм создания инверсной населенности лазерного перехода по трехуровневой схеме. Под действием разряда часть атомов газовой смеси ионизируется, в результате чего образуется плазма, содержащая положительные ионы и электроны. Электроны, обладающие достаточной кинетической энергией, возбуждают атомы обоих газов. Состояния гелия $1s2s$ (1S_0 и 3S_1) являются метастабильными состояниями с временем жизни $\sim 10^{-3}$ с. Переходы с этих уровней в

основное состояние $1s^2$ (1S_0) в дипольном приближении запрещены правилами отбора. Поэтому при возбуждении атомов гелия в разряде путем электронных ударов происходит накопление атомов He на указанных уровнях. В энергетическом спектре неона состояния $2p^5 5s$ и $2p^5 4s$ случайно оказались совпадающими с метастабильными уровнями гелия. Благодаря этому в разряде между гелием и неоном происходит интенсивный обмен энергией, носящий резонансный характер:



Здесь символ (*) означает возбужденное состояние атома.

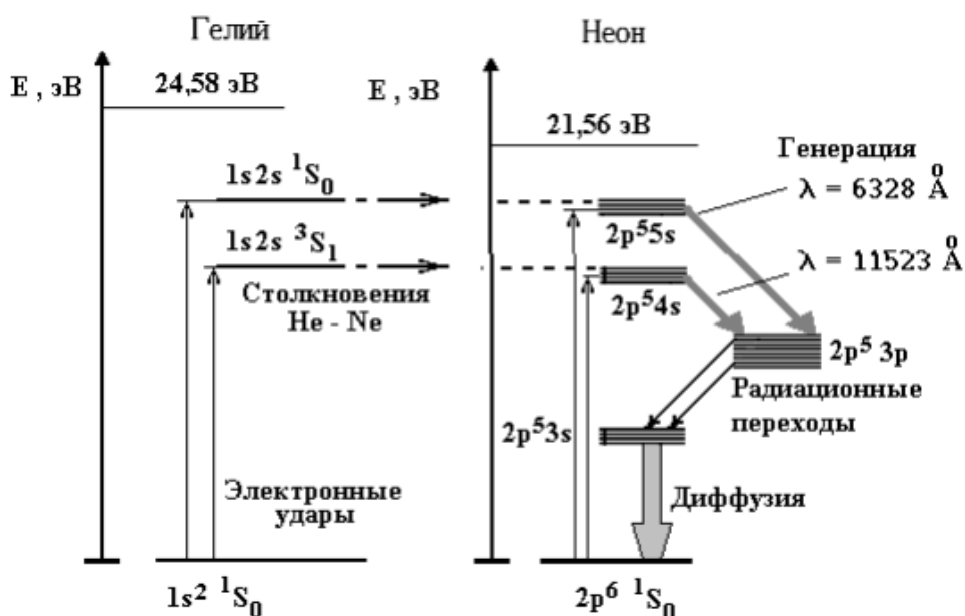


Рис. 3. Схема нижних энергетических уровней He и Ne (уровни Ne $2p^5 4p$ и $2p^5 3d$ не показаны)

В результате неупругих столкновений с неоном метастабильные состояния гелия разрушаются – атомы гелия переходят в основное состояние без излучения, а атомы неона возбуждаются в $2p^5 4s$ и $2p^5 5s$ состояния. В обратном направлении передача энергии не идет, так как вероятность столкновения в разряде возбужденных атомов неона и гелия значительно меньше (концентрация атомов Ne на порядок ниже концентрации атомов He). Таким образом, уровни $2p^5 4s$ и $2p^5 5s$ неона заселяются не только вследствие электронных

ударов, но главным образом в результате резонансной передачи энергии возбужденными атомами гелия. Высокая скорость заселения верхних уровней $2p^54s$ и $2p^55s$ Ne, обладающих большим временем жизни по сравнению с уровнями $2p^53p$ и $2p^53s$, а также быстрое опустошение нижнего уровня $2p^53s$ с переходом в основное состояние $2p^6$ либо за счет спонтанных переходов резонансного излучения, либо за счет диффузии и соударений со стенками, приводит к созданию инверсной заселенности и возникновению генерации для следующих пар уровней:

$$5s \rightarrow 4p \ (\lambda = 3,3914 \text{ мкм}), \text{ (на рис. 3 не показан)}$$

$$5s \rightarrow 3p \ (\lambda = 0,6328 \text{ мкм}),$$

$$4s \rightarrow 3p \ (\lambda = 1,1525 \text{ мкм}).$$

Если не принимать меры для селекции генерируемых длин волн, генерация происходит на всех трех переходах. Энергетические уровни $5s$, $4s$ и $3p$ состоят из близкорасположенных отдельных подуровней, различные комбинации переходов между которыми приводят к появлению излучения с разными длинами волн. Для осуществления генерации на определенном переходе резонатор настраивается на соответствующую длину волны, подбирая расстояние между зеркалами так, чтобы выполнялось условие $2L = k\lambda$ ($k = 1, 2, 3 \dots$). В качестве отражающих поверхностей зеркал обычно используются многослойные диэлектрические пленки, состоящие из напылённых на кварцевую или стеклянную подложку чередующихся четвертьволновых слоев сульфида цинка и фторида магния. Максимальный коэффициент отражения диэлектрических покрытий очень велик и достигает 99,9 %. “Затравкой” для процесса генерации служит *спонтанное испускание фотона* ($5s \rightarrow 3p$ переход), направленного вдоль оси системы (фотоны, имеющие другие направления, безвозвратно теряются). В результате движения этого фотона в активной среде он порождает лавину фотонов, летящих в том же направлении. Дойдя до зеркала, лавина отражается и идет в обратном направлении, продолжая усиливаться. После многократных отражений через некоторое время в такой системе возникает стационарный режим генерации. Это и

есть лазерное излучение, которое выводится наружу через одно из зеркал, обладающее частичной прозрачностью. Схематически развитие лавинообразного процесса в лазере представлено на рис. 4.

Образующееся лазерное излучение обладает высокой интенсивностью, монохроматичностью, характеризуется узкой направленностью (малая расходимость), является когерентным и поляризованным (торцевые окна на разрядной трубке приклеены под углом Брюстера к ее оси).

Описание установки

Схема установки по наблюдению дифракции лазерного излучения показана на рис. 5. Излучение лазера 1 падает на дифракционную решетку 2 и создает на экране 3 дифракционную картину. Все три элемента укреплены на оптической скамье, снабженной масштабной линейкой 4. Смещение лазерного луча по вертикали и горизонтали достигается кнопками 5. Выбор дифракционной решетки и лазера осуществляется соответственно кнопками 6 и 7.

Определение длины волны лазера

Определение длины волны лазера в данной работе основано *на уравнении главных максимумов в дифракционной картине*, возникающей при дифракции пучка параллельных лучей на дифракционной решетке:

$$d \sin \varphi = m \lambda, \quad (6)$$

где $d = a + b$ называют периодом дифракционной решетки; m – порядком дифракционного максимума; λ – длина волны лазерного излучения.

Поскольку углы дифракции малы ($l \gg x/2$), то

$$\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{x}{2l}. \quad (7)$$

Здесь x – расстояния между центрами дифракционных максимумов одного и того же порядка, а l – расстояние между решеткой и экраном.

Проведя соответствующую замену в уравнении (6), получаем формулу для расчета длины волны лазера:

$$\lambda = \frac{xd}{2ml}. \quad (8)$$

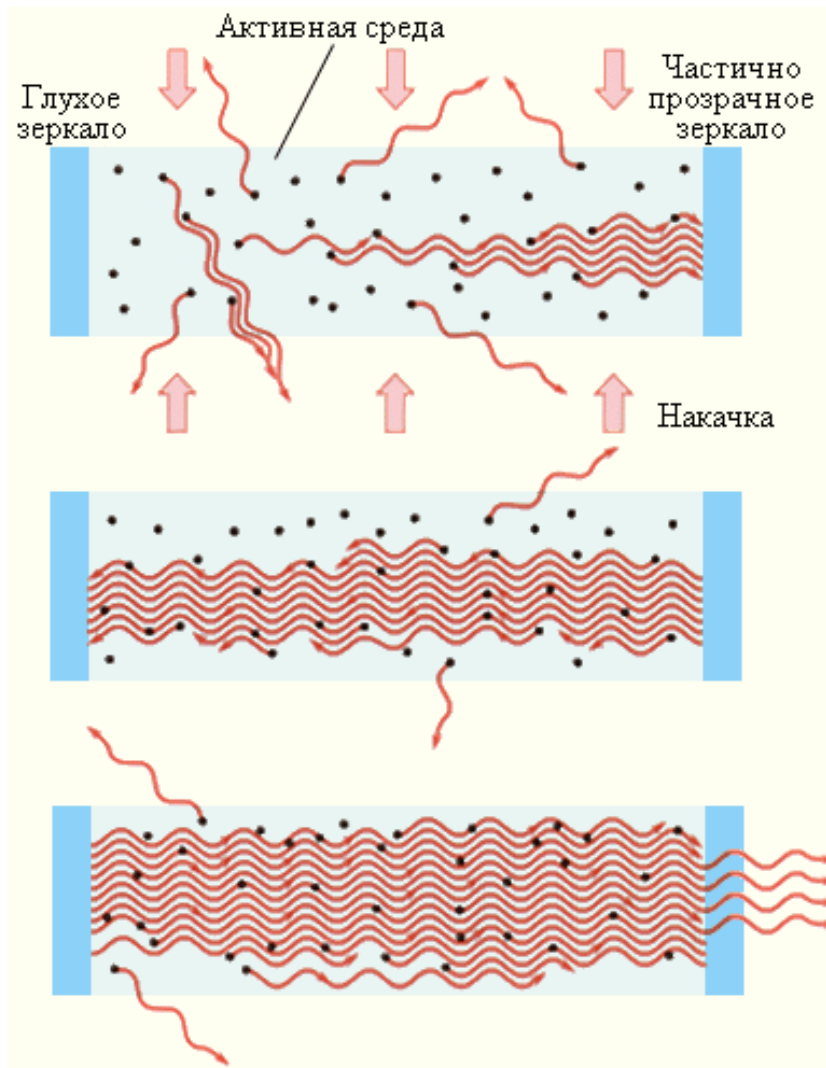


Рис.4. Развитие лавинообразного процесса генерации в ОКГ

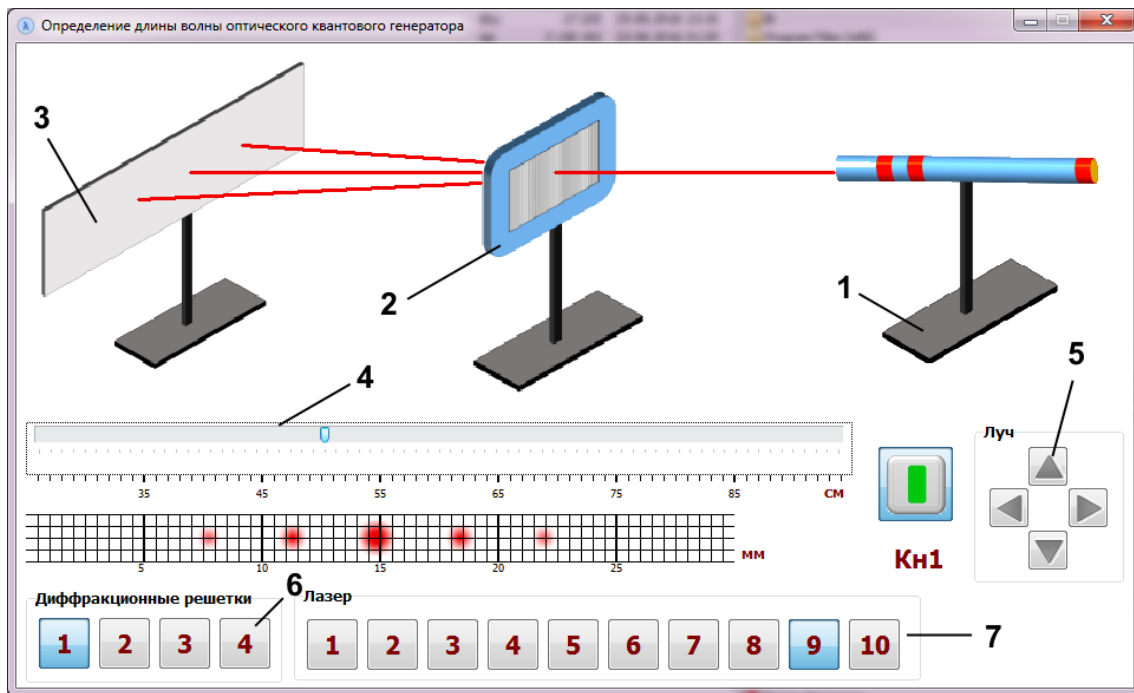


Рис. 5. Схема установки

Порядок выполнения работы

1. Включить установку кнопкой Кн1.
2. По заданию преподавателя выбрать лазер и дифракционную решетку (Кн7 и Кн6).
3. По заданию преподавателя установить расстояние l между предметом и экраном.
4. Измерить расстояния на экране между максимумами 1-го порядка, 2-го порядка и т.д. (рис. 6).
5. Описанные выше измерения повторить еще два раза с другими расстояниями между дифракционной решеткой и экраном.
6. Результаты измерений занести в табл. и провести расчеты длины волны лазера λ (значение λ выразить в нм).
7. Оценить погрешность измерений с учетом систематических и случайных погрешностей. Случайную погрешность рассчитать по методу Стьюдента, а систематическую по методике обработки результатов косвенных измерений с использованием выражения:

$$\varepsilon = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta x}{x} \quad (9)$$

Принять систематические погрешности в измерении величин d , l и x соответственно равными: $\Delta d = 10$ нм, $\Delta l = 1$ мм, $\Delta x = 0,05$ мм.

Общую погрешность измеряемой величины b рассчитать по уравнению:

$$\Delta\lambda = \sqrt{\Delta\lambda_{\text{сл}}^2 + \Delta\lambda_{\text{сист}}^2}. \quad (10)$$

8. Результат записать в виде $\lambda = \lambda_{\text{ср}} \pm \Delta\lambda$ нм.

Таблица. Результаты измерений и расчетов

Расстояние между решеткой и экраном l , см	Порядок максимума m	Расстояние между дифракционными максимумами x , см	Длина волны $\lambda = xd/(2ml)$, нм
	1		
	2		
	3		
	1		
	2		
	3		
	1		
	2		
	3		
Приближенное значение λ			
Абсолютная погрешность $\Delta\lambda$			

Приложение. Параметры дифракционных решеток

Номер решетки	1	2	3	4
$d, 10^{-4}$ м	10	8,5	15	9

Контрольные вопросы

1. Виды оптических переходов. Происхождение спонтанного и индуцированного излучения.
2. Какой уровень называется метастабильным и как достигается состояние инверсной населенности?
3. Какая среда называется активной? Какие требования предъявляются к активным средам?
4. Что такое «накачка» и каким образом она реализуется в He – Ne лазере?
5. Как интерпретировать состояния системы с отрицательной температурой?
6. Что такое оптический резонатор и его назначение в ОКГ?
7. Изобразите схему энергетических уровней He – Ne лазера.
8. Опишите устройство и принцип работы He – Ne лазера.
9. В чем заключаются особенности индуцированного излучения?
10. Выведите расчетную формулу для определения длины волны лазера.

Библиографический список

1. Трофимова, Т.И. Курс общей физики / Т.И. Трофимова. – М.: Высш. шк., 2008. – 560 с.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики: в 3 т. / И.В. Савельев. – СПб.: Из-во Лань, 2008. – Т. 3. – 320 с.
3. Оптический квантовый генератор на смеси гелия и неона. He-Ne лазер. Лабораторная работа № 16. / [С.С. Красильников и др.] – М.: Издательский отдел УНЦ ДО, 2002. – 37 с.
4. Справочник по лазерам / под ред. А.М. Прохорова – М.: Сов. радио, 1978. – 400 с.
5. Оптические квантовые генераторы – yandex.ru/images.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРА ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ПОМОЩИ ПОЛЯРИМЕТРА

Цель работы:

- изучить теоретические основы явления поляризации света;
- ознакомиться с физико-химическим методом определения концентрации оптически активных веществ — поляризиметрией;
- определить концентрацию сахарного раствора при помощи поляриметра Корну.

Теоретическое введение

Согласно электромагнитной теории Максвелла свет представляет собой электромагнитные волны с длинами волн, лежащими в оптическом диапазоне 380–760 нм. В электромагнитной волне вектор напряженности электрического поля \vec{E} колеблется в плоскости, перпендикулярной плоскости колебания вектора магнитного \vec{H} поля, и оба вектора перпендикулярны скорости \vec{v} распространения волны (рис. 1).

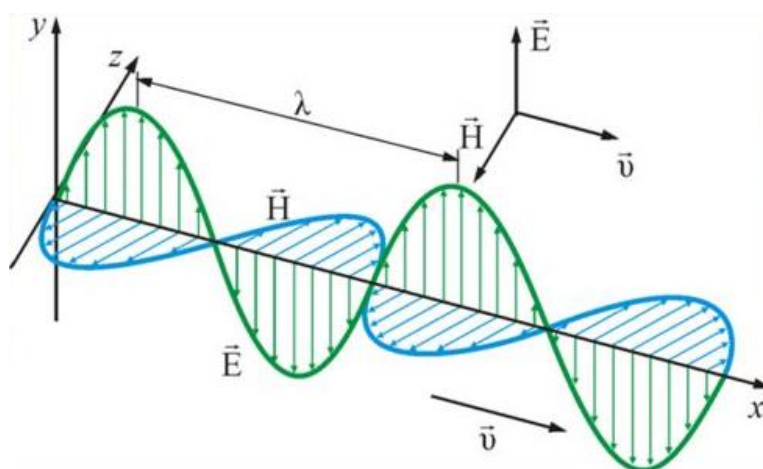


Рис. 1. График электромагнитной волны

Уравнение электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси x , можно представить в виде:

$$\mathbf{E} = E_m \cos(\omega t - \mathbf{kx} + \varphi); \quad (1)$$

$$\mathbf{H} = H_m \cos(\omega t - \mathbf{kx} + \varphi),$$

где E_m и H_m – амплитудное значение вектора напряженности электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} поля соответственно; ω – круговая частота волны; \mathbf{k} – вектор направления распространения волны, модуль которого (волновое число) $k = \omega/v = 2\pi/\lambda$; φ – начальная фаза колебаний.

Плоскость, проходящая через вектор E и направление распространения волны x , называется *плоскостью колебаний*. Плоскость, проходящая через направление распространения волны и вектор H , называется *плоскостью поляризации*.

Опыты показывают, что в основном все действия света: химическое, биологическое и др. обусловлены электрической составляющей световой волны. Поэтому в дальнейшем речь будет идти только о плоскости колебаний вектора \mathbf{E} , подразумевая, что плоскость поляризации всегда неразрывно с ней связана и всегда перпендикулярна ей.

Макроскопические источники света состоят из огромного числа частиц-излучателей (атомов или молекул). Пространственная ориентация вектора \mathbf{E} в элементарном акте излучения отдельно взятым излучателем строго фиксирована. При этом излучение каждого излучателя распределено хаотически. Поэтому в *естественном* свете ориентация колебаний вектора \mathbf{E} в различных направлениях распределена случайным образом. Свет, в котором вектор \mathbf{E} имеет всевозможные направления колебаний, причем ни одно из этих направлений не является преимущественным, называется *неполяризованным (естественным)* светом. Такой свет испускают обычные источники, например, солнечный свет, излучение ламп накаливания и т.п. Напротив, свет, в котором колебания вектора \mathbf{E} совершаются в строго фиксированном направлении, называется *плоскополяризованным* све-

том. Если в результате каких-либо внешних воздействий появляется преимущественное (но неисключительное!) направление колебаний вектора \mathbf{E} , то имеем дело с *частично поляризованным* светом. На рис. 2 приведено схематическое изображение колебаний вектора \mathbf{E} .

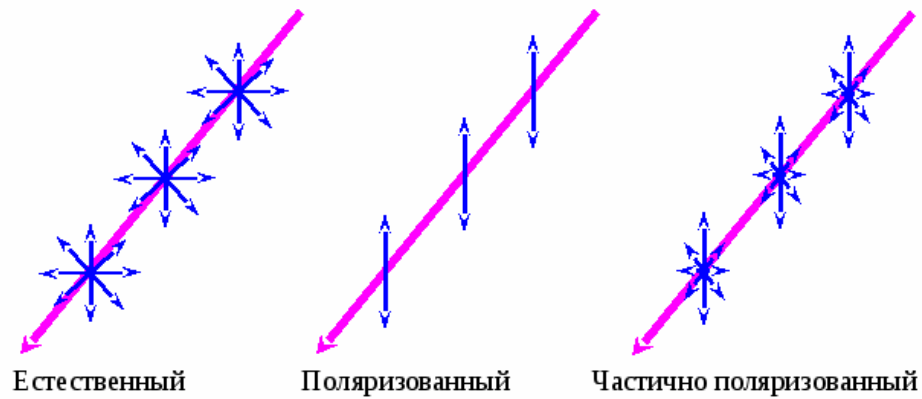


Рис. 2. Схематическое изображение колебаний вектора \mathbf{E}

В общем случае плоскополяризованный свет является эллиптически поляризованной волной. В любой плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, конец результирующего вектора \mathbf{E} за один период светового колебания обегает эллипс, который называется *эллипсом поляризации*. Форма и размер эллипса поляризации определяются амплитудами двух взаимно-перпендикулярных линейно-поляризованных волн и фазовым сдвигом $\Delta\varphi$ между ними. Частным случаем эллиптически-поляризованной волны является волна с *круговой поляризацией* (при разности фаз, равной $\pm\pi/2$) или *линейной поляризацией* (при разности фаз, равной 0 или π , рис. 3).

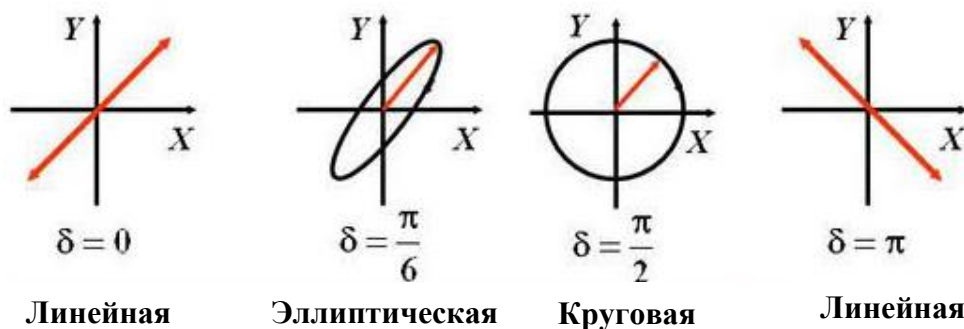


Рис. 3. Типы поляризации

Поляризация при двойном лучепреломлении

При прохождении света через все прозрачные кристаллы, не принадлежащие кубической системе, наблюдается явление *двойного лучепреломления*. Это явление заключается в том, что упавший на кристалл луч разделяется внутри кристалла на два луча (рис. 4), распространяющиеся с разными скоростями и в различных направлениях. Если кристалл поворачивать относительно направления первоначального луча, то поворачиваются оба луча, прошедшие через кристалл.

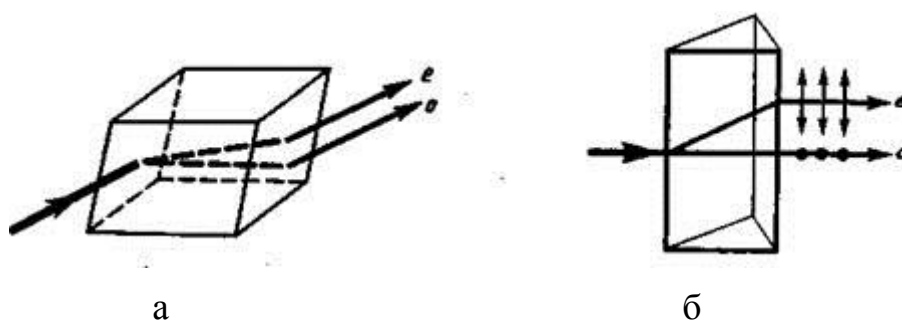


Рис. 4. Двойное лучепреломление

Кристаллы, обладающие двойным лучепреломлением, подразделяются на *одноосные* и *двуосные*. У одноосных кристаллов один из преломленных лучей подчиняется закону преломления, в частности, он лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности. Этот луч называется *обыкновенным* и обозначается буквой *o*. Для другого луча, называемого *необыкновенным* (его обозначают буквой *e*), отношение синусов угла падения и угла преломления не остается постоянным при изменении угла падения. Даже при нормальном падении света на кристалл (см. рис. 4, б) необыкновенный луч отклоняется от *нормали*. Кроме того, необыкновенный луч *не лежит*, как правило, в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности. Примерами одноосных кристаллов могут служить исландский шпат, кварц

и турмалин. У двуосных кристаллов (слюда, гипс) оба луча необыкновенные, показатели преломления для них зависят от направления распространения лучей в кристалле.

У кристаллов, обладающих двойным лучепреломлением, существует одно (одноосные кристаллы) или два (двуосные кристаллы) направления, в которых раздвоения луча не происходит. Это направление называется *оптической осью* кристалла. Оптическая ось – это не *прямая линия*, проходящая через какую-то точку кристалла, а определенное направление в кристалле. Любая прямая, параллельная данному направлению, является оптической осью кристалла. Плоскость, проходящая через оптическую ось, называется *главным сечением* или *главной плоскостью кристалла*. Обычно пользуются главным сечением, проходящим через световой луч. Исследование обыкновенного и необыкновенного лучей показывает, что *оба луча полностью поляризованы во взаимно-перпендикулярных направлениях. Плоскость колебаний обыкновенного луча перпендикулярна к главному сечению кристалла. В необыкновенном луче колебания светового вектора совершаются в плоскости, совпадающей с главным сечением.* Таким образом, при выходе из кристалла оба луча оказываются линейно-поляризованными во взаимно-перпендикулярных плоскостях.

Двойное лучепреломление объясняется анизотропией кристаллов. В кристаллах некубической системы диэлектрическая проницаемость ϵ оказывается зависящей от направления. В одноосных кристаллах в направлении оптической оси и в направлениях, перпендикулярных к ней, ϵ имеет различные значения ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} . В других направлениях ϵ принимает промежуточные значения. Поскольку $n \sim \sqrt{\epsilon}$, то из анизотропии диэлектрической проницаемости вытекает, что электромагнитным волнам с различными направлениями колебаний вектора \mathbf{E} соответствуют разные значения показателя преломления n . Поэтому скорость световых волн зависит от направления колебаний светового вектора \mathbf{E} .

В обыкновенном луче колебания вектора **E** происходят в направлении, перпендикулярном к главному сечению кристалла. Поэтому при любом направлении распространения обыкновенного луча скорость v_o световой волны будет одна и та же, показатель преломления кристалла для обыкновенного луча не зависит от направления луча в кристалле и равен $n_o = c/v_o$. Вектор **E** необыкновенного луча колеблется в главной плоскости кристалла, он может составлять с оптической осью любые углы от 0 до $\pi/2$. Поэтому скорость распространения света v_e вдоль необыкновенного луча и показатель преломления кристалла n_e для необыкновенного луча зависят от направления этого луча по отношению к оптической оси. При распространении света вдоль оптической оси оба луча совпадают, скорость света не зависит от направления колебаний вектора **E** (в обоих лучах вектор перпендикулярен к оптической оси), показатель преломления необыкновенного луча совпадает с показателем преломления обыкновенного луча: $n_o = n_e$. При распространении света в любом другом направлении скорость и показатель преломления необыкновенного луча отличаются от соответствующих значений для обыкновенного луча. Наибольшее отличие наблюдается в направлении, перпендикулярном к оптической оси. За показатель преломления необыкновенного луча принимают значение n_e для направления распространения, перпендикулярного к оптической оси кристалла. В этом направлении $n_e = c/v_e$, где v_e – скорость распространения необыкновенного луча в данном направлении. Различают положительные и отрицательные одноосные кристаллы. У положительных кристаллов $n_e > n_o$ ($v_e < v_o$), у отрицательных кристаллов $n_e < n_o$ ($v_e > v_o$).

На явлении двойного лучепреломления основана работа *поляризаторов* – специальных устройств для получения поляризованного света. В качестве поляризаторов используются различные поляризационные призмы: Николя, Корну, Фуко, Глана, Томпсона и др. На рис. 5 в качестве примера изображена *призма Николя*. Она представляет собой две одинаковые треугольные призмы из исландского шпата ($n = 1,55$), склеенные тонким слоем канадского бальзама. Призмы

изготавливаются таким образом, чтобы торец был скошен под углом 68° относительно направления проходящего света, а склеиваемые стороны составляли прямой угол с торцами.

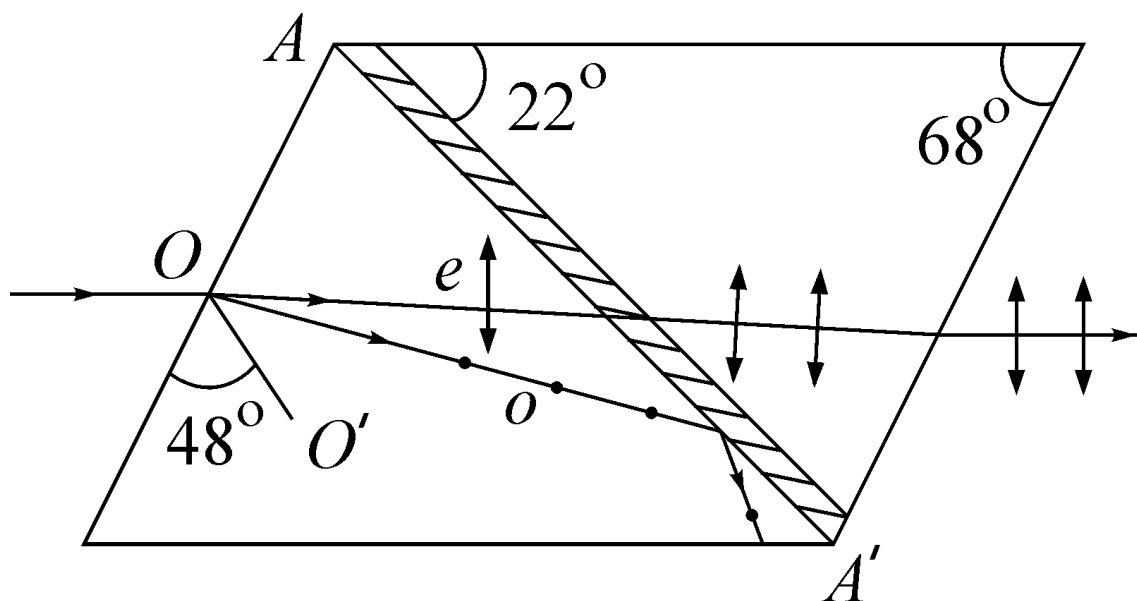


Рис. 5. Призма Николя

Неполяризованный свет, проходя через торец призмы, испытывает двойное лучепреломление и расщепляется на два луча – обыкновенный (o), имеющий горизонтальную плоскость поляризации, и необыкновенный (e), с вертикальной плоскостью поляризации. На границе раздела балласт – призма обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение и выходит через боковую поверхность, а необыкновенный – беспрепятственно выходит через противоположный торец призмы. Призма Николя не может применяться для поляризации ультрафиолета, так как канадский балласт поглощает ультрафиолет.

Другой тип призмы – призма Корну представляет собой модифицированную призму Николя (рис. 6). Из призмы Николя (рис. 6, а) выпиливают клин с углом 5° симметрично диагонали, проходящей через тупые углы. Клин удаляют и оставшиеся части призмы склеивают. При прохождении неполяризованного света через такую призму на выходе получаем два поляризованных пучка света, угол между плоскостями колебаний которых составляет 5° .

Поляризатор свободно пропускает световые колебания, параллельные плоскости, называемой *плоскостью пропускания поляризатора* (плоскость поляризатора), и полностью задерживает колебания, перпендикулярные к его плоскости.

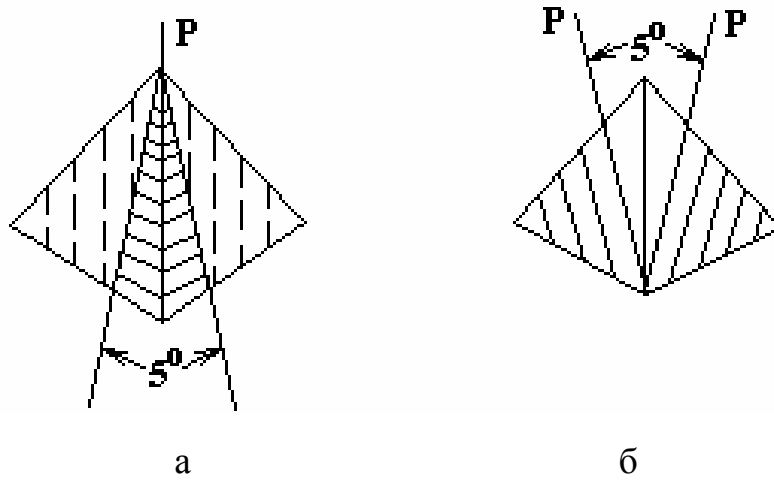


Рис. 6. Модифицирование призмы Николя (а) и призмы Корну (б)

Колебание амплитуды E , совершающееся в плоскости, образующей с плоскостью поляризатора P угол φ (рис. 7), можно разложить на два колебания с амплитудами $E_{\parallel} = E \cdot \cos\varphi$ и $E_{\perp} = E \sin\varphi$.

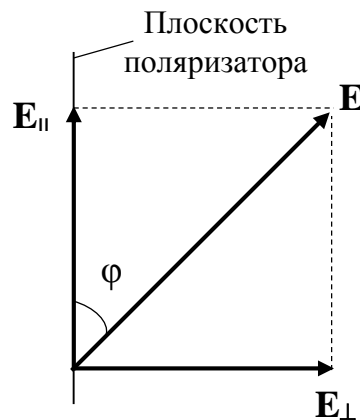


Рис. 7. Разложение вектора E на E_{\parallel} и E_{\perp}

Первое колебание пройдет через поляризатор, второе будет задержано им. Поскольку интенсивность $I \sim E^2$, то $I_{\parallel} = I \cos^2\varphi$, где I – интенсивность колебания с амплитудой E . Следовательно, колебание, параллельное плоскости поляризатора, несет с собой долю интенсивности, равную $\cos^2\varphi$. В естественном свете все

значения φ равновероятны. Поэтому доля света, прошедшего через поляризатор, будет равна среднему значению $\langle \cos^2\varphi \rangle$, т.е. $\frac{1}{2}$. При вращении поляризатора вокруг направления естественного луча интенсивность прошедшего света остается одной и той же, изменяется лишь ориентация плоскости колебаний света, выходящего из прибора.

Пусть на поляризатор падает плоскополяризованный свет амплитуды E_0 и интенсивности I_0 (рис. 8). Через поляризатор пройдет составляющая колебания с амплитудой $E = E_0 \cos\varphi$, где φ – угол между плоскостью колебаний падающего света и плоскостью поляризатора. Следовательно, интенсивность прошедшего света I определяется выражением:

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

Выражение (2) носит название *закон Малюса*:

Интенсивность света, прошедшего через анализатор I , равна интенсивности линейно поляризованного света, падающего на анализатор I_0 , умноженной на квадрат косинуса угла между плоскостью поляризации падающего на анализатор света и плоскостью пропускания анализатора.

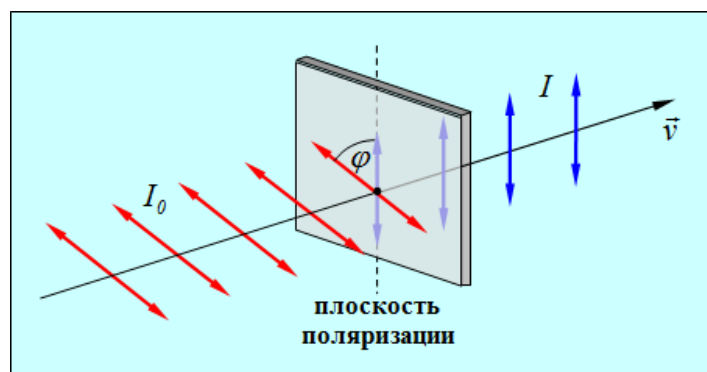


Рис. 8. Прохождение света через поляризатор

Человеческий глаз не отличает естественный свет от поляризованного, поэтому для анализа поляризации света используют устройство, называемое *анализатором*. Поляризатором и анализатором может служить один и тот же прибор

в зависимости от того, для каких целей его используют: для получения поляризованного света или для его анализа.

Рассмотрим прохождение естественного света через два поляризационных устройства (рис.9). Пройдя через первое поляризационное устройство Π_1 (поляризатор), свет становится плоскополяризованным, а его интенсивность равна $\frac{1}{2}I_0$. Второе поляризационное устройство Π_2 (анализатор) пропустит только те колебания, которые совпадают с направлением его оптической оси.

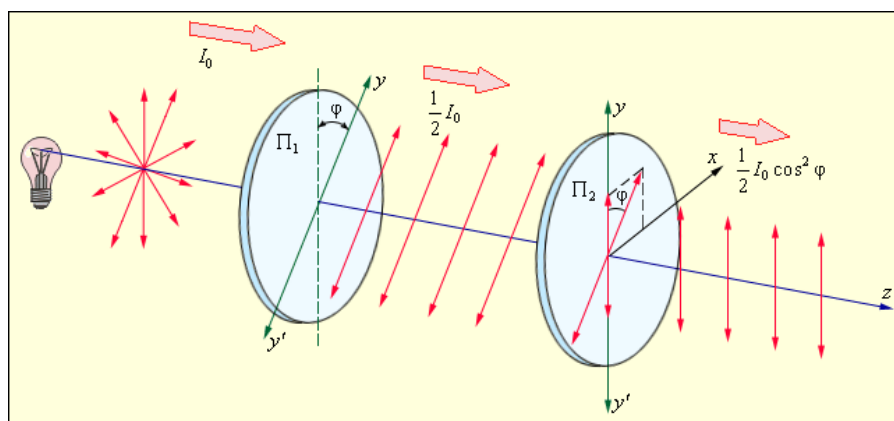


Рис. 9. Прохождение естественного света через поляризатор и анализатор

Следовательно, интенсивность света, прошедшего через анализатор, согласно закону Малюса, будет равна:

$$I = \frac{1}{2}I_0 \cos^2\varphi. \quad (3)$$

Если оптические оси поляризатора и анализатора совпадают, то интенсивность проходящего света будет максимальной: $I_{max} = \frac{1}{2}I_0$ (поляризаторы параллельны) и минимальной — $I_{min} = 0$ при взаимно-перпендикулярной ориентации осей (поляризаторы скрещены).

В соответствии с законом Малюса, если на поляризатор падает плоскополяризованный свет, то при вращении поляризатора через каждые 90° на экране будет наблюдаться полное погашение луча.

Степенью поляризации P света называют величину, равную

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (4)$$

где I_{max} и I_{min} — соответственно максимальная и минимальная интенсивности света, пропускаемого анализатором. Для естественного света $I_{max} = I_{min}$ и, следовательно, $P = 0$, для линейно-поляризованного света $I_{min} = 0$ и $P = 1$, для частично поляризованного света $I_{max} \neq I_{min}$. Таким образом, степень поляризации изменяется в пределах $0 \leq P \leq 1$.

Поляризация при отражении и преломлении

Поляризованный свет можно получить, используя отражение или преломление света от диэлектрических изотропных сред (например, от стекла). Если угол падения света на границу раздела двух диэлектриков отличен от нуля, отраженный и преломленный лучи оказываются *частично поляризованными*. В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения (на рис. 10 эти колебания обозначены точками), в преломленном луче — колебания, параллельные плоскости падения (на рис. 10 они изображены двусторонними стрелками).

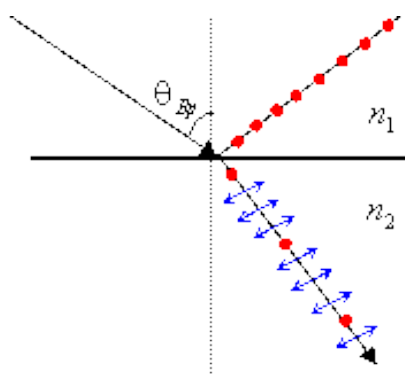


Рис. 10. Поляризации при отражении и преломлении

Степень поляризации того и другого луча зависит от угла падения луча. У каждой пары прозрачных сред существует такой угол падения — *угол Брюстера*, при котором отраженный свет становится полностью *плоскополяризованным*, а

преломленный луч остается *частично поляризованным*. Степень поляризации света при этом угле *максимальна*.

Угол Брюстера определяется из условия, называемого *законом Брюстера*:

$$\operatorname{tg}\theta_{\text{Бр}} = n_{21}, \quad (5)$$

где n_{21} – относительный показатель преломления двух сред.

При падении света под углом Брюстера отраженный и преломленный лучи *взаимно-перпендикулярны*.

Таким образом, пластинка диэлектрика сортирует лучи естественного света, отражая преимущественно лучи с одним направлением колебаний и пропуская перпендикулярные колебания. Чтобы получить высокую степень поляризации преломленного луча, его пропускают через стопу стеклянных пластинок (*стопа Столетова*, рис. 11): после прохождения каждой следующей пластинки стопы степень поляризации преломленного луча увеличивается. При достаточно большом числе пластинок проходящий через эту систему свет будет *практически полностью плоскополяризованным* (в плоскости падения), а интенсивность прошедшего света в отсутствие поглощения будет равна половине интенсивности падающего на стопу естественного света.

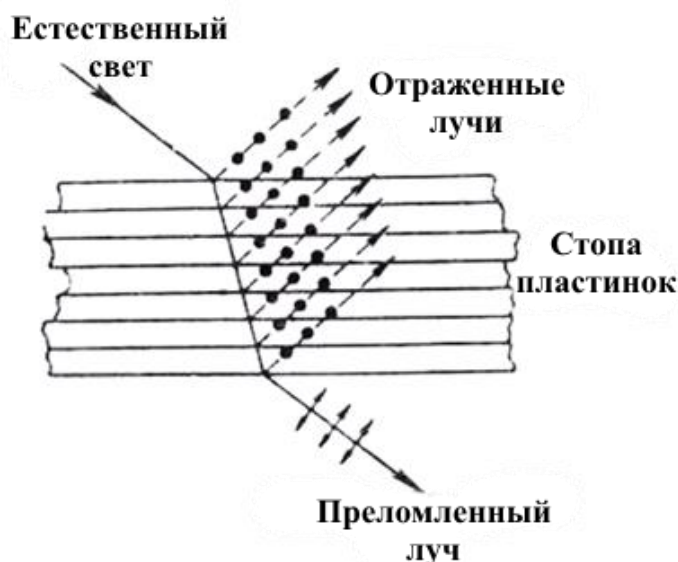


Рис. 11. Стопа Столетова

Степень поляризации отраженного и преломленного лучей, зависящая от угла падения, может быть рассчитана по формулам Френеля. Эти формулы вытекают из условий, налагаемых на электромагнитное поле на границе двух диэлектриков ($E_{\tau}'=E_{\tau}''$; $H_{\tau}'=H_{\tau}''$; $D_n'=D_n''$; $B_n'=B_n''$):

$$I_{\parallel}' = 0,5I_0 \frac{\operatorname{tg}^2(\theta_1 - \theta_2)}{\operatorname{tg}^2(\theta_1 + \theta_2)};$$

$$I_{\perp}' = 0,5I_0 \frac{\sin^2(\theta_1 - \theta_2)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)}; \quad (6)$$

$$I_{\parallel}'' = 0,5I_0 \frac{4\sin^2\theta_2 \cos^2\theta_1}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2) \cos^2(\theta_1 - \theta_2)};$$

$$I_{\perp}'' = 0,5I_0 \frac{4\sin^2\theta_2 \cos^2\theta_1}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)}.$$

Поляризация при прохождении света через поглощающие анизотропные вещества

Некоторые кристаллические вещества обладают избирательным поглощением лучей с различной ориентацией вектора \mathbf{E} относительно осей этих кристаллов. Это явление называется *дихроизмом*. Очень сильным дихроизмом в видимых лучах обладает кристалл турмалина. В нем обыкновенный луч практически полностью поглощается на длине 1 мм. В кристаллах сульфата йодистого хинина один из лучей поглощается на пути примерно в 0,1 мм. Такое избирательное поглощение используется для изготовления поляризационного устройства, называемого *поляроидом*. Поляроид представляет собой целлулоидную или желатиновую пленку, в которую введено большое количество одинаково ориентированных кристалликов, например, сульфата йодистого хинина. Другой тип поляроидов изготавливается из полимеров, содержащих длинные молекулярные цепи, ориентированные в одном направлении. В этом случае через поляроид проходит

свет с вектором \mathbf{E} , перпендикулярным этим цепям. Стоимость поляроида существенно ниже, чем призмы Николя, и их можно изготовить с большой площадью поверхности. Недостатком поляроидов является меньшая по сравнению с призмами из исландского шпата прозрачность, а также зависимость поглощения от длины волн. Фиолетовую и красную область спектра поляроиды поляризуют лишь частично.

Искусственная анизотропия

Двойное лучепреломление имеет место в естественных анизотропных средах. Существуют, однако, различные способы получения *искусственной оптической анизотропии*, т.е. сообщение оптической анизотропии естественно изотропным веществам.

1. *Анизотропия при деформациях.* Если подвергнуть какое-либо прозрачное тело сжатию (или растяжению), то в результате такого воздействия образуется своеобразный «квазикристалл», оптическая ось которого проходит в направлении сжатия (растяжения). Это явление легко наблюдать на опыте, схема которого приведена на рис. 12.

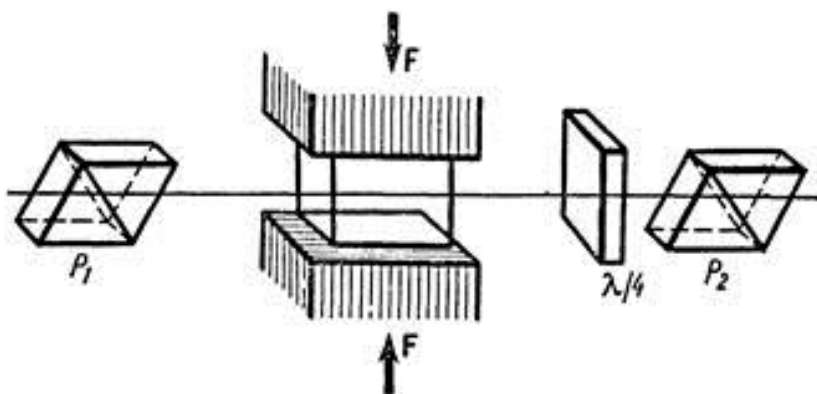


Рис. 12. Анизотропия при деформациях

Через тело, подвергшееся сжатию, пропускают свет в направлении, перпендикулярном образовавшейся оптической оси. Мерой возникающей оптической анизотропии служит разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей:

$$n_e - n_o = k\sigma, \quad (7)$$

где $\sigma = F/S$ – напряжение, вызвавшее деформацию; k постоянная, характеризующая свойства вещества. Разность $n_e - n_o$ может принимать как положительные, так и отрицательные значения и, кроме того, она зависит от длины волны света. При наблюдении прозрачного тела на просвет в скрещенных николях деформированное тело в белом свете представляется окрашенным, причем окраска зависит от деформации. По распределению окраски можно судить о распределении деформаций в теле (рис. 13).

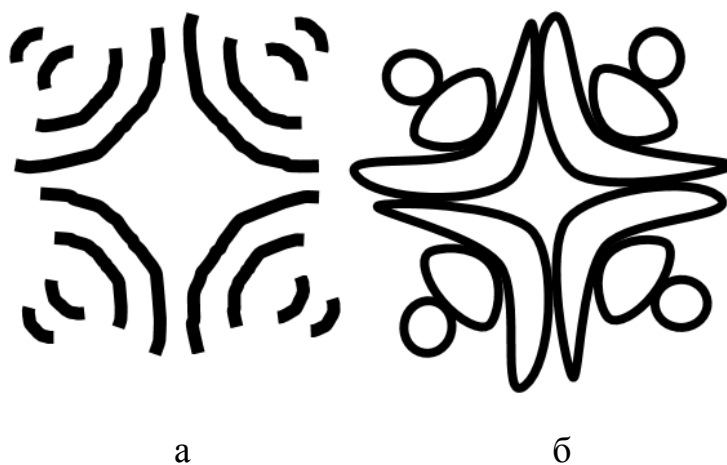


Рис. 13. Картины распределения механических напряжений в закаленном стеклянном кубике при освещении его поляризованным светом:

- а – между параллельно установленными поляроидами;
- б – между перпендикулярно установленными поляроидами.

2. *Анизотропия в электрическом поле.* Возникновение двойного лучепреломления в оптически изотропных веществах (газах, жидкостях, кристаллах с центром симметрии) под действием внешнего однородного электрического поля называется *эффектом Керра*. Оптически изотропная среда, помещённая в электрическое поле (рис. 14), становится анизотропной, т.е. приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого направлена вдоль поля.

Для наблюдения эффекта Керра между скрещенными поляризатором (P) и анализатором (A) располагается ячейка Керра – плоский конденсатор, заполненный прозрачным изотропным веществом. Плоскость поляризации падающего на ячейку излучения составляет угол 45° с направлением поля. В отсутствие поля

свет не проходит через анализатор. Индуцируемая электрическим полем оптическая анизотропия среды приводит к различию показателей преломления n_o и n_e необыкновенной и обыкновенной компонент пучка, поляризованных соответственно вдоль и поперёк поля. Имея разные скорости, эти компоненты по мере распространения через среду приобретают разность фаз и, складываясь на выходе из среды, образуют *эллиптически поляризованный свет*, который частично проходит через анализатор. О величине эффекта можно судить по интенсивности прошедшего через анализатор света, регистрируемой фотоприёмником. Величина фазового сдвига δ между обоими лучами, индуцируемого электрическим полем, определяется выражением:

$$\delta = (2\pi/\lambda) (n_o - n_e)l = 2\pi kE^2l = 2\pi VE^2l, \quad (8)$$

где $V = \frac{k}{\lambda}$ – постоянная Керра; λ – длина волны света в вакууме; l – длина образца; E – напряжённость электрического поля.

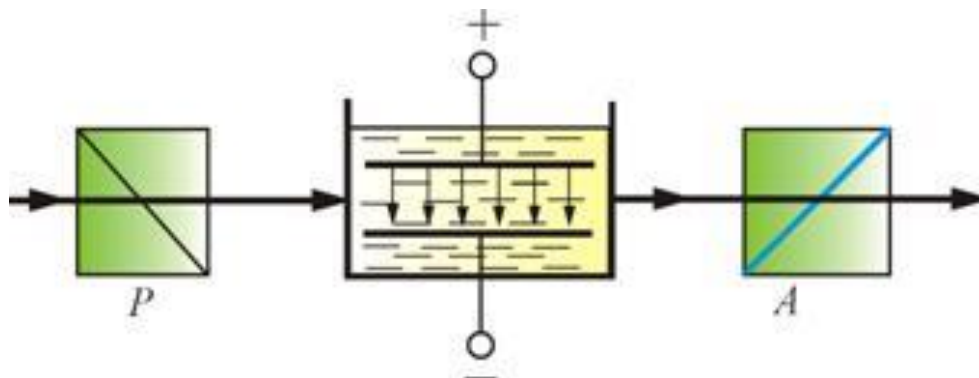


Рис. 14. Электрооптический эффект Керра

Количественно интерпретация эффекта Керра была дана Ланжевенем в 1910 г. для недипольных (неполярных) молекул и обобщена Борном в 1918 г. на случай дипольных (полярных) молекул. Эффект Керра объясняется анизотропией поляризуемости молекул. Хаотическое расположение анизотропных молекул обуславливает макроскопическую изотропность среды в отсутствие поля. Внешнее электрическое поле индуцирует в молекуле дипольный момент, пропорциональный полю, но не совпадающий с ним по направлению из-за анизо-

тропии поляризуемости молекулы. При взаимодействии постоянного поля с индуцированным диполем возникает момент сил, стремящийся развернуть молекулу так, чтобы направление её максимальной поляризуемости совпало с направлением поля (рис. 15). Ориентирующее действие поля и дезориентирующее действие теплового движения молекул приводят к установлению при заданной температуре определенной степени ориентации молекул, определяющей анизотропию оптических свойств среды, т. е. величину эффекта Керра.

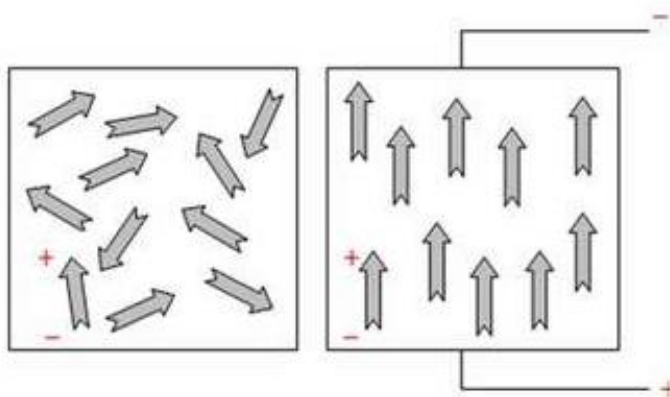


Рис. 15. Эффект ориентации дипольных моментов в электрическом поле

Борн теоретически описал эффект Керра для дипольных молекул, когда ориентирующее действие электрического поля обусловлено его взаимодействием с постоянными моментами молекул, направление которых не совпадает с направлением максимальной оптической поляризуемости.

Эффект Керра обладает чрезвычайно малой инерционностью: время релаксации $\sim 10^{-11}$ – 10^{-12} с. Это нашло широкое применение при создании быстродействующих оптических затворов и модуляторов света, необходимых для лазерной техники и скоростной фотографии.

3. *Анизотропия в магнитном поле.* Двойное лучепреломление света в оптически изотропном веществе, помещённом в магнитное поле, перпендикулярное световому лучу, становится оптически анизотропным (*эффект Коттона-Мутона*). Под действием магнитного поля линейно-поляризованный свет рас-

щепляется на два луча. (рис.16). Оптическая изотропность соответствующих веществ, в роли которых обычно выступают коллоидные растворы и жидкие кристаллы, обусловлена хаотической ориентацией векторов магнитных моментов отдельных молекул в отсутствие внешнего магнитного поля.

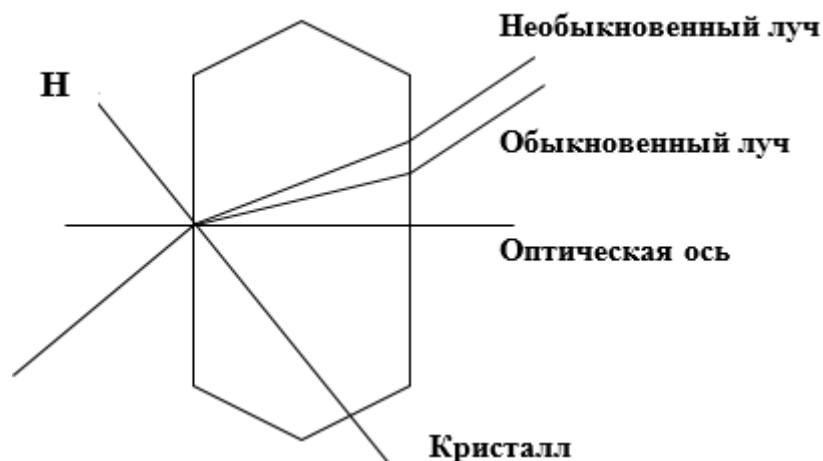


Рис. 16. Расщепление света в магнитном поле

Таким образом, под действием внешнего магнитного поля вещество приобретает наведенную оптическую анизотропию из-за преимущественной ориентации векторов магнитных моментов молекул вещества вдоль направления магнитного поля, создаваемого электромагнитом. Эта анизотропия и приводит к различию показателей преломления света в зависимости от направления его распространения. В результате линейно-поляризованный свет при прохождении вещества с наведенной анизотропией разделяется на два ортогонально поляризованных луча — обыкновенный и необыкновенный и становится эллиптически поляризованным. Отличие показателей преломления n_o обыкновенного и n_e необыкновенного лучей пропорционально длине волны света λ , а также квадрату напряжённости магнитного поля H :

$$n_e - n_o = \lambda K H^2, \quad (9)$$

где K — константа Коттона - Мутона, зависящая от вещества и убывающая (вдали от точек фазовых переходов) приблизительно обратно пропорционально температуре; H — напряженность магнитного поля.

Вращение плоскости колебаний

При прохождении плоскополяризованного света через некоторые вещества, например, кристаллы кварца, киновари, растворы многих органических веществ (сахара, винной кислоты, алкалоиды и др.), а также некоторые чистые жидкости (скипидар, никотин) наблюдается *вращение плоскости колебаний светового вектора*. Вещества, обладающие такой способностью, называются *оптически активными*. В зависимости от направления вращения плоскости колебаний оптически активные вещества (ОАВ) подразделяются на *право-* и *лево-вращающие*. Если смотреть навстречу лучу, то в правовращающих веществах плоскость колебаний будет поворачиваться по часовой стрелке, в левовращающих — против часовой стрелки. Некоторые вещества, например кварц, могут быть и левовращающими и правовращающими. Согласно теории Френеля, скорость распространения света в оптически активных веществах различна для лучей, поляризованных по кругу вправо и влево. Часто при синтезе химическими методами получают смеси, содержащие равное количество «правых» и «левых» молекул. Такая смесь, называемая *рацемической*, не вращает плоскость колебаний.

Вращение плоскости поляризации можно наблюдать на следующем опыте (рис. 17). Пусть монохроматический свет падает от осветителя на систему поляризатор – анализатор, главные плоскости которых взаимно-перпендикулярны (скрещены).

В соответствии с законом Малюса такая система не пропускает свет, и наблюдатель зафиксирует темное поле зрения. Если между поляризатором и анализатором поместить кювету с оптически активным раствором, например, раствором сахара, то поле зрения просветляется. При повороте анализатора на некоторый угол φ можно вновь получить темное поле зрения. Угол φ и есть тот угол, на который ОАВ поворачивает плоскость колебания света, прошедшего через поляризатор. Так как поворотом анализатора можно получить темное поле зрения, то свет, прошедший через ОАВ, является плоскополяризованным.



Рис. 17. Схема прохождения монохроматического света через систему
 $\Pi \rightarrow \text{OAB} \rightarrow \text{A}$

Для данной длины волны угол поворота плоскости колебаний пропорционален пути l , пройденному светом через ОАВ, и для различных веществ рассчитывается по соответствующим соотношениям:

$$\text{кристаллы} \quad \varphi = \alpha \cdot l; \quad (10)$$

$$\text{чистые жидкости} \quad \varphi = [\alpha] \cdot \rho \cdot l; \quad (11)$$

$$\text{растворы} \quad \varphi = [\alpha] \cdot c \cdot l. \quad (12)$$

где α — постоянная вращения (принято выражать в угловых градусах на миллиметр); ρ — плотность жидкости; c — массовая концентрация, кг/м³; $[\alpha]$ — удельное вращение — это величина, численно равная углу поворота плоскости колебаний слоем ОАВ единичной толщины (1 дм) и единичной концентрации (г/мл) для растворов (град·см³/(дм·г)). Удельное вращение зависит от природы вещества, температуры и от длины волны, быстро возрастая с уменьшением длины волны ($[\alpha] \sim 1/\lambda^2$, закон Био). Так, кварцевая пластинка толщиной 1мм вращает плоскость колебаний на следующие углы: для красного света — 15°, желтого — 20°, зеленого — 27°, синего — 33°, фиолетового — 51°.

Значение угла вращения φ конкретного ОАВ зависит от его природы, толщины слоя и длины волны света. Для растворов угол φ также зависит от концентрации ОАВ и природы растворителя. Если заменить растворитель, то может измениться угол вращения как по величине, так и по знаку. Поскольку угол вращения зависит еще от температуры исследуемого образца, то для проведения точных измерений образцы необходимо термостатировать. Обычно измерения проводят при 20 °С и длине волны света 589,3 нм (длина волны линии D спектра натрия).

Все вещества, оптически активные в жидком состоянии, обладают таким же свойством и в кристаллическом состоянии. Однако не все вещества, активные в кристаллическом состоянии, являются активными в жидком состоянии (например, расплавленный кварц). Следовательно, оптическая активность обуславливается как строением молекул вещества (их асимметрией), так и особенностями расположения частиц в кристаллическом состоянии.

Оптически неактивные вещества при помещении их в магнитное поле приобретают способность вращать плоскость поляризации света (рис. 18). Данное явление было обнаружено Фарадеем и поэтому называется *магнито-оптическим эффектом Фарадея*. Оно наблюдается только при распространении света вдоль направления намагниченности. Поэтому для наблюдения эффекта Фарадея в полюсных наконечниках электромагнита просверливают отверстия, через которые пропускается световой луч (рис. 18, а).

Объясняется данный эффект следующим образом. Проходящее через изотропную среду линейно-поляризованное излучение всегда может быть представлено как суперпозиция двух право- и левополяризованных волн с противоположным направлением вращения. Во внешнем магнитном поле показатели преломления для право- и левополяризованного света становятся различными (n_+ и n_-). Вследствие этого, при прохождении через среду (вдоль силовых линий магнитного поля) линейно-поляризованного излучения его лево- и правополяризованные составляющие распространяются с разными фазовыми скоростями, приобретая разность хода, линейно зависящую от оптической длины пути. В результате плоскость поляризации линейно-поляризованного монохроматического света с длиной волны λ , прошедшего в среде путь l , поворачивается на угол

$$\varphi = \frac{\pi l(n_+ - n_-)}{\lambda}. \quad (13)$$

Направление вращения определяется направлением магнитного поля. От направления луча знак вращения не зависит. Поэтому, если, отразив луч зеркалом, заставить его пройти через намагниченное вещество еще раз в обратном направлении, *поворот плоскости поляризации удвоится*.

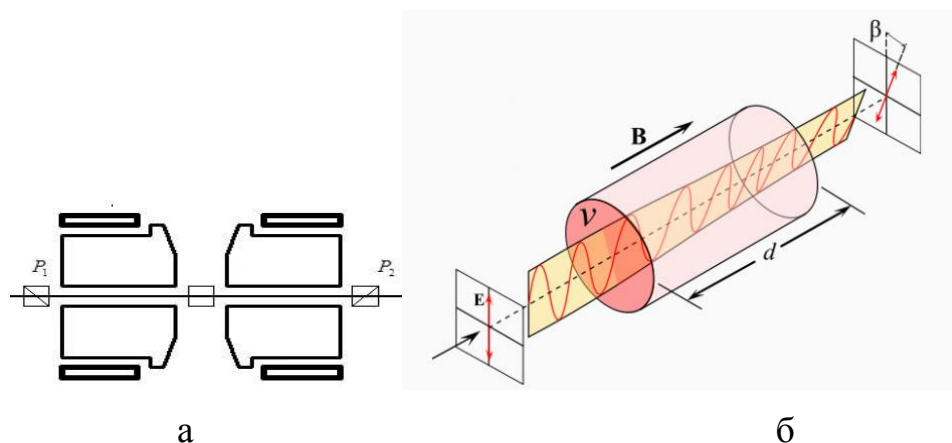


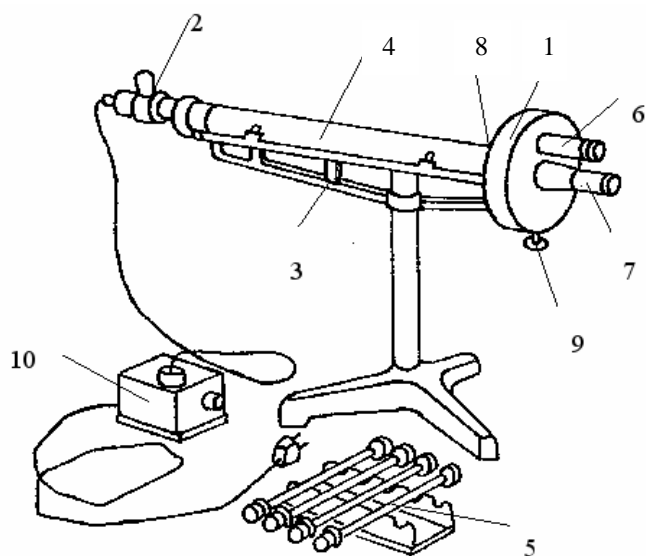
Рис. 18. Вращение плоскости колебаний в магнитном поле

ОАВ под действием магнитного поля приобретают дополнительную способность вращать плоскость колебаний, которая складывается с их естественной способностью.

Поляриметрия

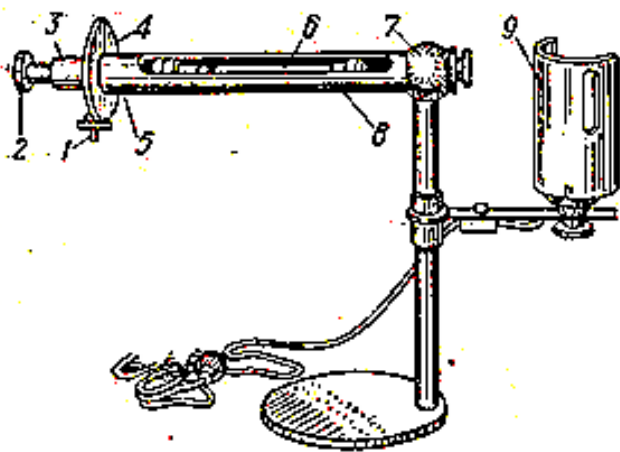
Явление вращения плоскости поляризации лежит в основе физико-химического метода определения концентрации растворов ОАВ, называемого *поляриметрией* или *сахариметрией*. Используемые для этих целей измерительные приборы называются поляриметрами или сахариметрами (рис. 19).

Поляриметрия широко применяется для исследования ОАВ. В частности, по величине удельного вращения $[\alpha]$, которая является постоянной величиной в определенном интервале концентраций, оценивают чистоту вещества ОАВ. Методами поляриметрии анализируются атмосфера и океаны, различные объекты окружающей среды, промышленные изделия и продукты переработки предприятий. Эффективно эти методы используются в электронной промышленности, медицине, биологии, криминалистике и т.д. Большое значение они имеют в аналитическом контроле окружающей среды и решении экологических проблем.



- 1 – поляризатор; 2 – фильтр;
- 3 – держатель; 4 – крышка;
- 5 – поляриметрические трубки;
- 6 – лупа нониуса; 7 – зрительная труба;
- 8 – юстировочный винт; 9 – фрикцион для вращения анализатора;
- 10 – источник питания осветителя

а)



- 1 – неподвижный лимб; 2 – лупа;
- 3 – муфта; 4 – нониусы; 5 – фрикцион для вращения анализатора;
- 6 – поляриметрическая трубка; 7 – поляризатор;
- 8 – зрительная труба; 9 – осветитель

б)

Рис. 19. Внешний вид поляриметра Корну (а) и СМ (б)

Оптическая схема простейшего поляриметра изображена на рис. 20. Основными частями любого поляриметра являются: осветитель (лампа накаливания или натриевая лампа, установленная в фокальной плоскости оптической системы), светофильтр, поляризатор, кювета с исследуемым раствором, анализатор, телескопическая система, состоящая из объектива и окуляра, через которую ведется наблюдение при уравнивании освещенностей частей поля зрения и отсчетное устройство угла поворота, снабженное нониусом.

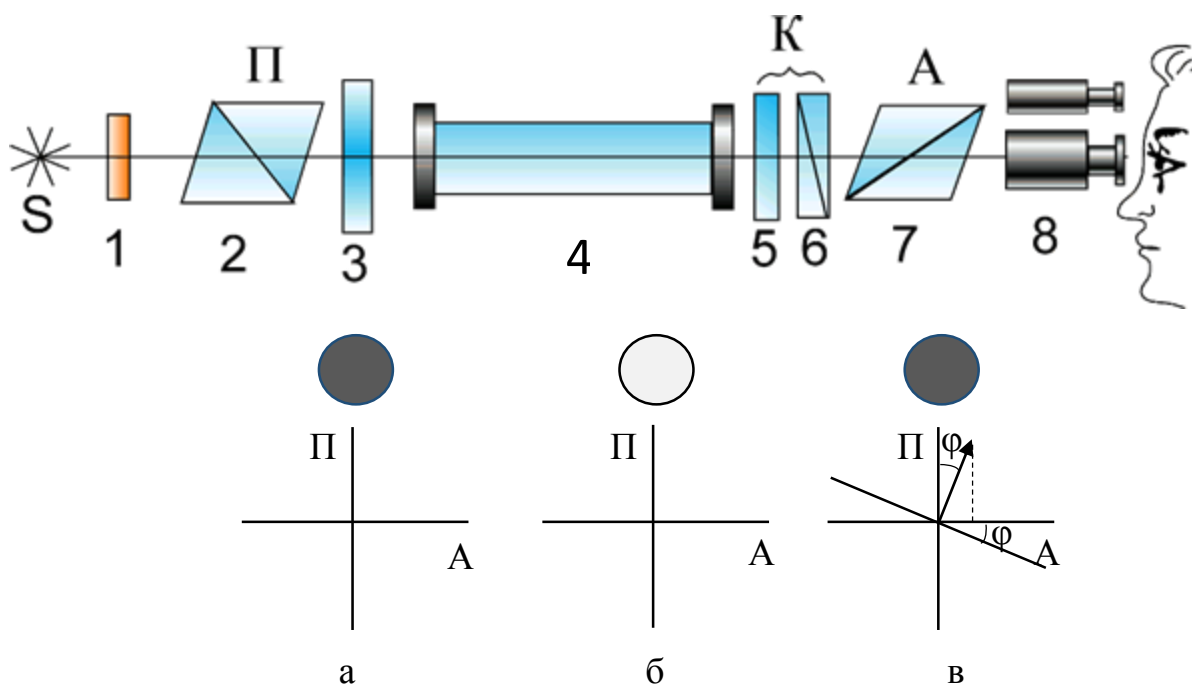


Рис. 20. Оптическая схема простейшего поляриметра

Так как *угол поворота плоскости колебаний зависит от длины волны*, измерения проводят для монохроматического света, который обычно получают с помощью светофильтра. В качестве поляризатора и анализатора, оптические оси которых скрещены, в простейшем поляриметре используется призма Николя.

В отсутствие трубки с раствором ОАВ область поля зрения затемнена (рис. 20, а) (свет не проходит через анализатор, поляризаторы скрещены). Если между поляризатором и анализатором поместить трубку с раствором ОАВ, то поле зрения вследствие поворота плоскости колебания на угол φ просветляется (рис. 20, б). Для того, чтобы определить угол φ , необходимо ось анализатора повернуть таким образом, чтобы восстановилась первоначальная картина поля зрения (рис. 20, в).

Данный тип поляриметра называется *теневым*. Недостатком теневых поляриметров является низкая точность определения угла поворота φ , так как при вращении анализатора затемнение поля зрения происходит медленно и трудно установить критический момент полного затемнения. Поэтому на практике пользуются более точными приборами – *полутеневыми* поляриметрами, которые

устанавливаются не на темноту, а на равное освещение двух половин поля зрения. Они позволяют измерить угол поворота с точностью до $0,01^\circ$. Оптическая схема полутеневого поляриметра представлена на рис. 21.

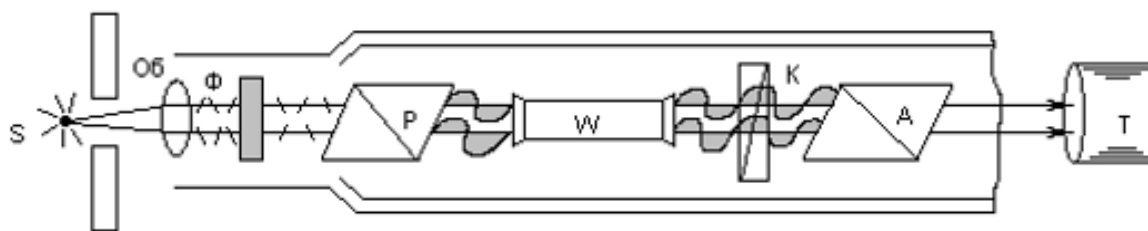


Рис. 21. Оптическая схема поляриметра Корну:

S — источник света; $Об$ — объектив коллиматора; Φ — светофильтр; P — поляризатор (призма Корну); W — кювета с раствором ОАВ; K — компенсатор (пластинка из двух клиньев правовращающего и левовращающего кварца); A — анализатор (призма Николя); T — зрительная труба

В полутеновом поляриметре Корну в качестве поляризатора используется призма Корну (см. рис. 6), которая поляризует свет и делит его на два пучка, плоскости колебания которых относительно друг друга составляют угол 5° . Анализатором является призма Николя. На рис. 22 показана векторная диаграмма поляриметра Корну, поясняющая принцип его работы.

В силу симметрии относительно нормали к оптической оси анализатора в отсутствие трубки с раствором ОАВ он пропускает одинаковые части интенсивности света от левого и правого светового пучка, вышедшего из поляризатора. По этой причине в поле зрения окуляра наблюдается равномерно освещенная область, так называемая «чувствительная полутень» (рис. 22, а).

Если после установки прибора на чувствительную полутень поместить между поляризатором и анализатором трубку с сахарным раствором, то плоскости световых колебаний обоих пучков повернутся на один и тот же угол φ . В результате левая половина поля зрения станет темнее, а правая светлее (рис. 22, б). Вращением анализатора можно вновь установить прибор на чувствительную полутень, при этом угол поворота анализатора должен быть равен углу поворота

плоскости световых колебаний в растворе (рис. 22, в). Этот угол и подлежит измерению.

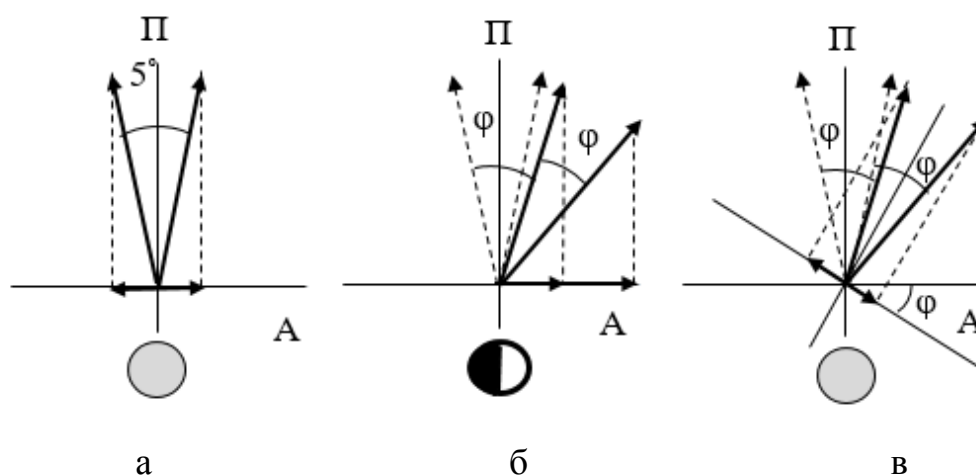


Рис. 22. Векторная диаграмма поляриметра Корну

Чаще всего в лабораторной практике искомый угол определяется при помощи компенсатора. Компенсаторы изготавливаются из кварца и бывают разными по конструкции. В поляриметре Корну компенсатор состоит из двух одинаковых клинообразных кварцевых пластинок, вырезанных перпендикулярно оптической оси кристалла, одна из которых вращает плоскость колебаний вправо, а вторая — влево (рис. 23). Пластинки могут смещаться относительно друг друга с помощью микрометрического винта К (рис. 19) при сохранении общей толщины. Когда клинья расположены так, как показано на рис. 23, система дает нулевое вращение. Перемещая клинья А и В относительно светового пучка в зависимости от того, в какую сторону вращает раствор ОАВ — вправо или влево, чтобы скомпенсировать этот угол, систему можно сделать либо левовращающей, либо правовращающей. Величина смещения клиньев А и В из нулевого положения до получения полной компенсации служит мерой вращения плоскости колебания ОАВ.

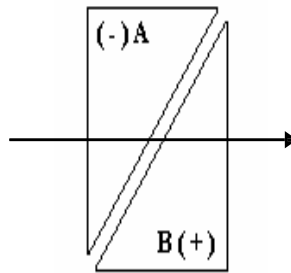


Рис. 23. Устройство кварцевого компенсатора

Описание установки

Внешний вид симулятора рабочей установки изображен на рис. 24. Установка поляриметра на чувствительную полутень производится по окуляру 1 путем изменения положения компенсатора 3. Показания компенсатора считываются в окне 2. Выбор стандартных и неизвестных растворов осуществляется кнопками 4.

Порядок выполнения работы

1. Включить установку кнопкой Кн1.
2. Установить пустую кювету, нажав на кнопку «0».
3. Изменяя положение компенсатора, установить прибор на чувствительную полутень.
4. Определить цену деления шкалы компенсатора 2 и записать величину смещения нуля a .
5. Поместить между поляризатором и анализатором кювету с раствором известной концентрации C_0 (5, 6 или 9 %).
6. Изменяя положение компенсатора, снова получить чувствительную полутень.
7. Отсчитать по шкале угол поворота плоскости колебаний φ_0 в делениях шкалы компенсатора. Результаты измерений занести в табл. 1.

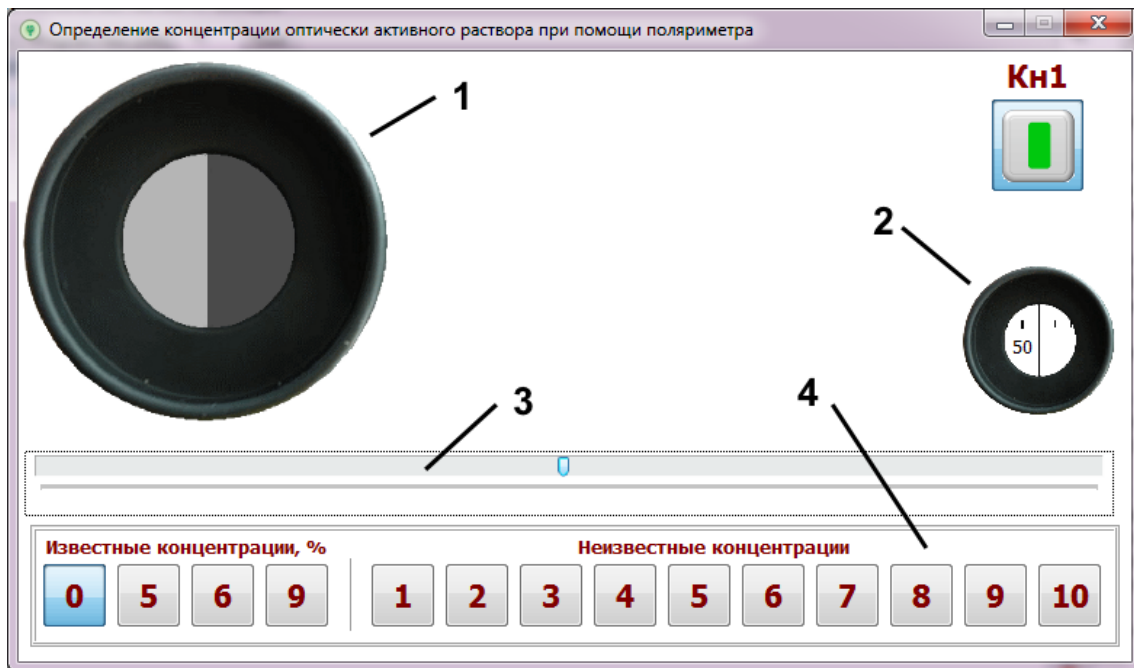


Рис. 24. Внешний вид программы

8. Аналогичные измерения провести с раствором неизвестной концентрации (по рекомендации преподавателя) и результаты занести в табл. 2.

9. По среднему значению φ_0 и известным значениям C_0 и l_0 вычислить удельное вращение раствора.

$$[\alpha] = \frac{\varphi_0 - a}{C_0 l_0}. \quad (14)$$

10. С использованием найденной величины $[\alpha]$ рассчитать концентрацию ОАВ по формуле:

$$C = \frac{\varphi - a}{[\alpha] l}. \quad (15)$$

11. По проведенным измерениям (таблицы 1 и 2) рассчитать по методу Стьюдента статистические погрешности в величинах $[\alpha]$ и C .

12. Оценить абсолютные систематические погрешности в величинах $[\alpha]$ и C по методике обработки результатов косвенных измерений с использованием уравнений:

$$\varepsilon = \frac{\Delta[\alpha]}{[\alpha]} = \frac{\Delta(\varphi_0 - a)}{\varphi_0 - a} + \frac{\Delta C_0}{C_0} + \frac{\Delta l_0}{l_0}; \quad (16)$$

$$\Delta[\alpha] = \varepsilon[\alpha]; \quad (17)$$

$$\varepsilon = \frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta[\alpha]}{[\alpha]} + \frac{\Delta\varphi}{\varphi} + \frac{\Delta l}{l}; \quad (18)$$

$$\Delta C = \varepsilon C. \quad (19)$$

14. Определить общую погрешность концентрации по выражению

$$\Delta C = \sqrt{\Delta C_{\text{стат}}^2 + \Delta C_{\text{сист}}^2}. \quad (20)$$

15. Записать окончательный результат в виде $C = C_{\text{ср}} \pm \Delta C$.

Таблица 1. Результаты измерений для раствора сахара с известной концентрацией

№ п/п	φ_0	l_0	C_0	$[\alpha] = \frac{\varphi_0 - a}{C_0 l_0}$
1		0,2		
2				
3				
4				
5				
Среднее значение				
Абсолютная погрешность				

Таблица 2. Результаты измерений для раствора сахара с неизвестной концентрацией

№ п/п	φ_0	$l_0, \text{ м}$	C_0	$C = \frac{\varphi - a}{[\alpha] l}$
1		0,2		
2				
3				
4				
5				
Среднее значение				
Абсолютная погрешность				

Контрольные вопросы

1. Явление поляризации света. В чем суть явления?
2. Свет естественный и поляризованный. Что такое плоскость колебаний и плоскость поляризации?
3. Виды поляризованного света. Степень поляризации.
4. Методы получения поляризованного света.
5. Явление двойного лучепреломления.
6. Поляризационные призмы: Николя, Корну, Фуко и др.
7. Что такое поляризатор? Каково назначение анализатора? Может ли анализатор использоваться для поляризации света?
8. Закон Малюса.
9. Закон Брюстера.
10. Явление избирательного поглощения (дихроизм).
11. Искусственная анизотропия.
12. Оптически активные вещества (ОАВ).
13. Вращение плоскости поляризации света ОАВ.

14. В чем состоит физический смысл удельного вращения? От каких факторов зависит величина удельного вращения?
15. Поляриметрия. Суть метода.
16. Устройство и принцип действия поляриметра? Теневые и полутеневые поляриметры. Их различие.
17. Векторная диаграмма поляриметра Корну.
18. С какой целью в поляриметр вводится светофильтр?
19. Как производится отсчет угла поворота плоскости поляризации с помощью поляриметра?
20. На чем основано определения концентрации ОАВ?
21. Искусственное вращение плоскости колебаний.

Библиографический список

1. Трофимова, Т.И. Курс общей физики / Т.И. Трофимова. – М.: Высш. шк., 2008. – 560 с.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики: в 3 т. / И.В. Савельев. – СПб.: Изво Лань, 2008. – Т. 3. – 320 с.
3. Поляризация света – yandex.ru/images.
4. Поляриметрия – yandex.ru/images.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА И ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА С ИСЧЕЗАЮЩЕЙ НИТЬЮ

Цель работы:

- изучить законы теплового излучения;
- ознакомиться с работой пирометра с исчезающей нитью;
- определить значения постоянной Стефана –Больцмана и постоянной Планка.

Теоретическое введение

Все тела под действием энергии возбуждения способны излучать энергию (светиться). Среди различных видов излучения особое место занимает *тепловое излучение* – излучение нагретых тел. Источником теплового излучения является внутренняя энергия атомов и молекул при их хаотическом тепловом движении. Поэтому оно имеет место при любых температурах, отличных от абсолютного нуля. При невысоких температурах ($T \approx 350$ К) излучение соответствует длинноволновой части электромагнитного спектра (ИК-область), не воспринимаемой человеческим глазом. Поверхность Солнца ($T \approx 6000$ К) излучает энергию в диапазоне видимого света. При ядерном взрыве ($T \approx 10^6$ К) большая доля энергии взрыва уносится коротковолновым рентгеновским и гамма-излучением. Скрупулезное изучение проблемы распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела сыграло выдающуюся роль в развитии основных идей современной физики. Ее решение привело к открытию универсальной постоянной Планка h и созданию *квантовой механики*.

Кроме теплового излучения, существуют другие виды свечения, которые объединяются общим названием *люминесценция*. В зависимости от вида энергии, подводимой к телу, различают хемилюминесценцию, фотолюминесценцию, электролюминесценцию, триболюминесценцию, биолюминесценцию и др. В отличие от люминесценции, тепловое излучение является *равновесным*. Это значит, что если поместить разогретое тело с температурой T_1 в замкнутую вакуумированную оболочку с идеально отражающими стенками с температурой T_2 (рис. 1), то вследствие непрерывного обмена энергией между телом и оболочкой посредством излучения в такой системе через некоторое время установится термодинамическое равновесие, т.е. тело будет в единицу времени поглощать столько энергии, сколько и излучать.

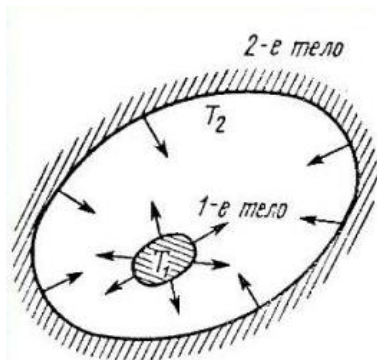


Рис. 1. Механизм установления термодинамического равновесия в замкнутой оболочке

При этом распределение энергии между телом и излучением остается неизменным для каждой длины волны, и температура тела и оболочки выравниваются (становятся одинаковыми). Способность теплового излучения находиться в равновесии с излучающим телом обусловлена тем, что его интенсивность возрастает с повышением температуры. Любое нарушение равновесия в системе *тело ↔ излучение* вызывает возникновение процессов, восстанавливающих это равновесие в системе. Иначе обстоит дело в случае *люминесценции*, например, хемилюминесценции. Пока протекает обуславливающая излучение химическая реакция, излучающее тело все больше и больше удаляется от первоначального состояния. Поглощение телом излучения не изменяет направление реакции, а,

наоборот, приводит к более быстрому (вследствие нагревания) протеканию реакции в первоначальном направлении. Как только реакция закончится, изучение также прекратится.

Равновесное излучение обладает следующими свойствами:

- спектр теплового излучения сплошной;
- положение максимума спектра излучения зависит от температуры (с увеличением температуры максимум излучения смещается в сторону коротких длин волн, и общая энергия излучения возрастает);
- плотность лучистой энергии, ее распределение по спектру частот (или длин волн) и направлениям распространения, а также поляризация не зависят от формы и материала стенок полости, а зависят только от температуры стенки;
- равновесное излучение однородно, изотропно и неполяризовано.

Характеристики теплового излучения

Основными характеристиками теплового излучения являются энергетическая светимость R_T , лучеиспускательная способность $r_{\nu,T} (r_{\lambda,T})$, лучепоглощательная способность $a_{\nu,T} (a_{\lambda,T})$.

Энергетическая светимость тела R_T – это полная энергия W , испускаемая единицей площади поверхности нагретого тела в единицу времени в интервале длин волн (частот) от 0 до ∞ при температуре T (в пределах телесного угла 2π):

$$R_T = \frac{W}{St}. \quad (1)$$

Размерность R_T – $\left[\frac{\text{Дж}\cdot\text{с}}{\text{м}^2} \right]$ или $\left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\cdot\text{с}} \right]$.

Лучеиспускательная (излучательная) способность (спектральная плотность энергетической светимости) $r_{\nu,T} (r_{\lambda,T})$ – это доля энергетической светимости, приходящаяся на единичный интервал длин волн (частот) при температуре T :

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR_{\lambda,T}}{d\lambda}, \quad r_{\nu,T} = \frac{dR_{\nu,T}}{d\nu}, \quad r_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu,T}. \quad (2)$$

Эта величина является функцией длины волны (частоты) и температуры и определяет энергетическую светимость R_T :

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda = \int_0^{\infty} r_{\nu T} d\nu. \quad (3)$$

Лучепоглощательная способность тела $a_{\lambda, T}$ ($a_{\nu, T}$) показывает, какая часть энергии, падающей на единицу площади поверхности тела в единичном интервале длин волн $d\lambda$ (частот $d\nu$), поглощается им при температуре T :

$$a_{\lambda, T} = \frac{dW_{\text{погл}}}{dW_{\text{пад}}}, \quad (4)$$

где $dW_{\text{погл}}$ — энергия, поглощенная единицей площади поверхности тела в единичном интервале длин волн $d\lambda$ (частот $d\nu$); $dW_{\text{пад}}$ — энергия, падающая на единицу площади поверхности тела в единичном интервале длин волн $d\lambda$ (частот $d\nu$).

Тело, поглощающее всю падающую на него энергию, называется *абсолютно черным телом* (*АЧТ*). В природе не существует абсолютно черных тел. Моделью *АЧТ* может служить полость из любого материала с маленьким отверстием в стенке (рис. 2). Луч, падающий извне на отверстие, попадает внутрь полости и прежде чем выйти обратно наружу испытывает многократное отражение от стенок, теряя энергию за счет поглощения. Поэтому интенсивность выходящего обратно луча будет практически равна нулю. Таким образом, такое отверстие полностью поглощает все падающие на него лучи и является *АЧТ*. Близким по свойствам к *АЧТ* можно считать сажу, черный бархат и платиновую чернь. Лучепоглощательная способность абсолютно черного тела равна единице ($a_{\lambda T} = 1$).

Тела, полностью отражающие падающее на них излучение всех длин волн (идеальное зеркало), называются *абсолютно белыми* (для них $a_{\lambda, T} = 0$).

Нечерные тела, для которых $a_{\lambda, T} < 1$, подразделяются на *серые* и *селективные*. У серых тел коэффициент поглощения имеет одинаковое для всех длин волн значение ($a_{\lambda, T} \equiv a_T = \text{const} < 1$) и зависит только от температуры и материала тела.

У селективных тел коэффициент $a_{\lambda,T}$ зависит от длины волны, температуры и материала.

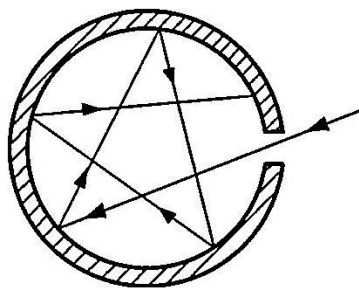


Рис. 2. Модель абсолютно черного тела

Лучеиспускательная $r_{\lambda T}$ и лучепоглощательная $a_{\lambda T}$ способности зависят не только от длины волны (частоты) излучения и температуры тела, но и от химического состава, формы и состояния поверхности тела.

Закон Кирхгофа

Закон Кирхгофа устанавливает связь между лучеиспускательной и лучепоглощательной способностью, которые у разных тел при одинаковых условиях резко отличаются. Пусть внутри замкнутой оболочки, поддерживаемой при $T = \text{const}$, помещено несколько тел (рис. 3), которые могут обмениваться энергией между собой и оболочкой лишь путем испускания и поглощения электромагнитных волн. Опыт показывает, что такая система через некоторое время придет в состояние теплового термодинамического равновесия, т.е. все тела примут одну и ту же температуру T , равную температуре оболочки.

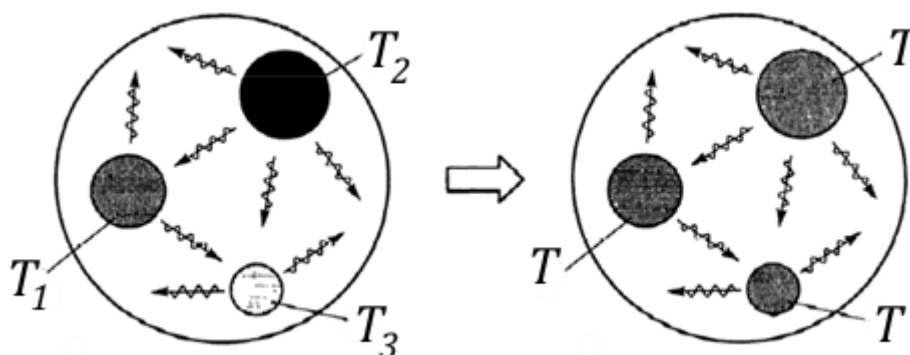


Рис. 3. Установление термодинамического равновесия

В таком состоянии тело, обладающее большей испускающей способностью $r_{\lambda,T}$, теряет в единицу времени с единицы поверхности больше энергии, чем тело, обладающее меньшей $r_{\lambda,T}$. Поскольку температура T тел не меняется, то тело, испускающее больше энергии, должно и больше поглощать, т.е. обладать большей поглощательной способностью $a_{\lambda,T}$. При этом оказывается, что

в состоянии равновесия отношение испускающей способности к его поглощательной способности для любых тел не зависит от их природы и является универсальной функцией длины волны (частоты) и температуры:

$$\left(\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}}\right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}}\right)_3 = \dots = \varphi(\lambda, T). \quad (5)$$

Здесь индексы 1, 2, 3... относятся к различным телам.

Уравнение (5) – и есть *закон Кирхгофа*. $\varphi(\lambda, T)$ или $f(\nu, T)$ называется *универсальной функцией Кирхгофа*.

Применим закон Кирхгофа к излучению абсолютно черного тела. Поскольку для АЧТ $a_{\lambda T} = 1$, то из закона Кирхгофа следует:

$$\varphi(\lambda, T) = r_{\lambda T}, \quad (6)$$

т.е. по своему физическому смыслу *универсальная функция Кирхгофа* $\varphi(\lambda, T)$ или $f(\nu, T)$ есть *спектральная испускающая способность* $r^*_{\lambda, T}$ ($r^*_{\nu, T}$) *абсолютно черного тела*.

Закон Стефана-Больцмана

Стефан (1879 г.), анализируя экспериментальные данные, пришел к выводу, что энергетическая светимость R_T *любого тела* пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры. Однако последующие более точные измерения показали ошибочность его выводов.

Больцман (1884 г.), исходя из термодинамических соображений, получил теоретически для энергетической светимости абсолютно черного тела следующее выражение:

$$R^* = \sigma T^4, \quad (7)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) — постоянная Стефана–Больцмана; R^* — энергетическая светимость абсолютно черного тела, которая зависит только от температуры и определяется выражением:

$$R^* = \int_0^{\infty} r_{\lambda T}^* d\lambda = \int_0^{\infty} r_{\nu T}^* d\nu. \quad (8)$$

Таким образом, заключение, к которому пришел Стефан, оказалось справедливым только для абсолютно черных тел.

Выражение (7) в литературе получило название закона Стефана-Больцмана:

энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры.

Используя закон Кирхгофа, можно связать энергетическую светимость серого тела R ($a_{\lambda T} = a_T$) с энергетической светимостью абсолютно черного тела:

$$R = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda = \int_0^{\infty} a_{\lambda T} r_{\lambda T}^* d\lambda = a_{\lambda T} \int_0^{\infty} r_{\lambda T}^* d\lambda = a_T R^* = a_T \sigma T^4,$$

т.е.

$$R = a_T \sigma T^4. \quad (9)$$

Отношение (K) энергетической светимости данного тела к энергетической светимости абсолютно черного тела при одной и той же температуре:

$$K = \frac{\int_0^{\infty} a_{\lambda T} r_{\lambda T}^* d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda T}^* d\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda T}^* d\lambda} \quad (10)$$

называется *степенью черноты*. Значение $K < 1$ зависит от температуры тела, его материала и состояния поверхности. Для серого тела величина K совпадает с его поглотительной способностью a_T .

Закон смещения Вина

Закон Стефана-Больцмана не даёт ответа относительно спектрального состава излучения *АЧТ*. Экспериментальные зависимости $r_{\lambda T}^* = \varphi(\lambda T)$, полученные при различных температурах, указывают на то, что распределение энергии в спектре излучения *АЧТ* является неравномерным. Все кривые имеют явно выраженный максимум, который по мере повышения температуры смещается в сторону более коротких волн (рис. 4). Площадь, ограниченная кривой зависимости $r_{\lambda T} = \varphi(\lambda T)$, равна энергетической светимости R^* *АЧТ* (это следует из геометрического смысла интеграла) и пропорциональна T^4 .

В 1893 г. Вин теоретически рассмотрел термодинамический процесс сжатия излучения, заключенного в полости с идеально зеркальными стенками, и пришел к выводу, что лучеиспускательная способность *АЧТ* должна иметь вид:

$$r_{\lambda T}^* = \frac{1}{\lambda^5} \varphi(\lambda T) \quad \text{или} \quad r_{\nu T}^* = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right). \quad (11)$$

Продифференцировав соотношение (11) по λ и приравняв производную к нулю, он установил зависимость между длиной волны λ_m , на которую приходится максимум функции $r_{\lambda T}^*$, и температурой:

$$\lambda_m = \frac{b}{T}. \quad (12)$$

Здесь $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина.

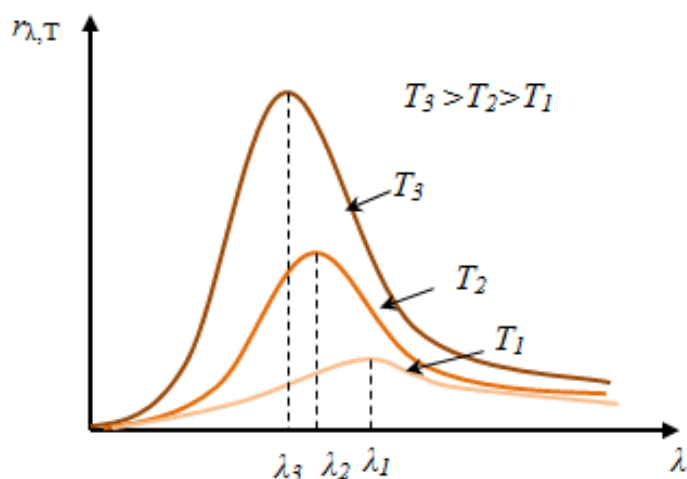


Рис. 4. Зависимость лучеиспускательной способности АЧТ от длины волны при разных температурах

Уравнение (12) получило название *первого закона Вина* или *закона смещения Вина*, согласно которому

длина волны (λ_m), на которую приходится максимум энергии в спектре равновесного излучения, обратно пропорциональна абсолютной температуре АЧТ, т.е. с ростом температуры максимум лучеиспускательной способности смещается в сторону коротких длин волн.

В 1896 г. на основе дополнительных предположений Вин вывел *второй закон*:

$$(r_{\nu T^*})_m = C_1 e^{-C_2 \frac{\nu}{T}}, \quad (13)$$

где C_1 и C_2 – константы.

Опыт показывает, что вторая формула Вина справедлива лишь в пределе высоких частот (малых длин волн). Она является частным случаем первого закона Вина. Из уравнения (13) следует, что максимальная спектральная плотность энергетической светимости АЧТ возрастает пропорционально пятой степени абсолютной температуры

$$(r_{\nu T^*})_m = C_2 T^5, \quad (14)$$

где $C_2 = 1,29 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}^5)$.

Закон Рэлея-Джинса

Рэлей и Джинс сделали попытку развить теорию теплового излучения, исходя из электромагнитной теории Максвелла и закона классической статистики о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Равновесное излучение в замкнутой полости с зеркальными стенками они рассматривали как совокупность колебаний электрических осцилляторов (диполей), имитирующих стенки полости. Такое рассмотрение позволяет представить равновесное состояние между «излучением» и «телом» (стенкой полости) как систему *стоячих электромагнитных волн*, возникающих при их отражении от стенок полости. Подсчитав количество стоячих волн, образующихся в полости и умножив это число на среднюю энергию электромагнитного колебания $\langle \varepsilon \rangle$, равную в соответствии с классическим законом двум половинкам kT (одна половинка на электрическую, вторая – на магнитную составляющую энергии волны), они получили выражение для зависимости испускательной способности $A_{\nu T}$ от частоты света:

$$r_{\nu T}^* = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \quad (15)$$

Однако попытка получить закон Стефана–Больцмана из этой формулы приводит к *абсурдному* результату. Энергетическая светимость R^* $A_{\nu T}$ неограниченно возрастает, достигая чрезвычайно больших значений в ультрафиолете:

$$R^* = \int_0^{\infty} r_{\nu T}^* d\nu = \frac{2\pi}{c^2} kT \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty. \quad (16)$$

Этот результат, получивший название «*ультрафиолетовая катастрофа*», находится в противоречии с экспериментом.

Как видно из графика (рис. 5), построенного в координатах $r_{\lambda T} = f(\lambda T)$, формула Рэлея-Джинса согласуется с экспериментом только в области больших длин волн (малых частот). В области коротких волн (больших частот) экспериментальная зависимость хорошо описывается формулой Вина.

Таким образом, исходя из классических законов, Вином и Рэлеем и Джинсом были получены уравнения (13) и (15), описывающие излучение АЧТ только в области малых и больших длин волн.



Рис. 5. Зависимость лучеиспускательной способности АЧТ от длины волны

Уравнения Планка

С классической точки зрения вывод формулы Рэлея-Джинса является безупречным. Поэтому расхождение этой теории с экспериментом указывало на существование принципиальных внутренних противоречий классической физики при описании теплового излучения.

В 1900 г. Планку удалось найти вид функции в точности соответствующей экспериментальным данным на основе новой физической идеи, сформулированной им в виде гипотезы. Согласно этой гипотезе:

излучение испускается и поглощается веществом не непрерывно, а конечными порциями энергии, квантами энергии.

Величина энергии кванта зависит от частоты излучения и определяется формулой:

$$\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda}, \quad (17)$$

где $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Поскольку энергия излучается порциями, то энергия осциллятора может принимать лишь определенные дискретные значения, кратные целому числу квантов:

$$\varepsilon_n = N \cdot h\nu, \quad (18)$$

где N – число квантов.

В состоянии равновесия распределение колебаний по значениям энергии должно подчиняться распределению Больцмана. Это распределение показывает, что энергии осцилляторов располагаются на шкале энергии с большей плотностью там, где их энергия меньше. Вероятность w_n того, что энергия колебания осциллятора частоты ν имеет энергию ε_n , определяется выражением:

$$w_n = \frac{N_n}{N} = \frac{e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}}{\sum_n e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}}, \quad (19)$$

где N_n – число осцилляторов с энергией ε_n ; N – полное число осцилляторов.

Если в полости, представляющей собой модель АЧТ, имеется N осцилляторов, то среднее значение энергии излучения $\langle \varepsilon \rangle$ с частотой ν , приходящейся на один осциллятор, равно

$$\langle \varepsilon \rangle = \sum_n w_n \varepsilon_n. \quad (20)$$

Подстановка (20) в уравнение (19) дает следующее выражение для средней энергии осцилляторов:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (21)$$

При $h \rightarrow 0$, формула переходит в классическое выражение $\langle \varepsilon \rangle = kT$.

Подставив (21) в формулу (15), Планк получил универсальную функцию Кирхгофа $r_{\nu T}$ в виде:

$$r_{\nu T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (22)$$

или в виде $r_{\lambda T}$ – функции длины волны (учитывая $c = \lambda\nu$, $r_{\lambda T} = r_{\nu T} \frac{c}{\lambda^2}$)

$$r_{\lambda T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}. \quad (23)$$

Формулы (22) и (23) прекрасно описывают экспериментальные данные по распределению энергии в спектре излучения $AЧТ$ во всем интервале частот (длин волн) и при всех температурах (рис. 6).

Из формулы Планка вытекают все частные законы, описывающие тепловое излучение. Так, при низких частотах, когда $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$ (энергия кванта очень мала по сравнению с энергией теплового движения), разложив экспоненциальную функцию в ряд и ограничившись двумя первыми членами получаем:

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT} \rightarrow e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \approx \frac{h\nu}{kT}.$$



Рис. 6. Изотерма излучения $AЧТ$

В этом случае уравнение (22) переходит в формулу Рэля-Джинса:

$$r_{\nu T}^* = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT.$$

В области больших частот, т.е. при $\frac{h\nu}{kT} \gg 1$ (энергия фотона много больше энергии теплового движения) экспонента $e^{\frac{h\nu}{kT}} \gg 1$ и уравнение (22) переходит в формулу Вина (13):

$$r_{\nu T}^* = C_1 e^{-C_2 \frac{\nu}{T}}.$$

Наконец, подставим уравнение Планка (22) в уравнение (8)

$$R^* = \int_0^{\infty} r_{\nu T}^* d\nu = \int_0^{\infty} \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu.$$

Введя безразмерную переменную $x = \frac{h\nu}{kT}$, $dx = \frac{h}{kT} d\nu$, $d\nu = \frac{kT}{h} dx$ и проинтегрировав полученное выражение:

$$R^* = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \frac{\pi^4}{15} = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4,$$

придем к уравнению Стефана-Больцмана, в котором постоянная σ равна:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \quad (24)$$

Подстановка числовых значений мировых констант дает для постоянной Стефана-Больцмана величину $5,6696 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$, хорошо согласующуюся с экспериментальным значением $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

По экспериментально определенной величине σ на основе формулы (24) Планк впервые определил постоянную h :

$$h = \sqrt[3]{\frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 \sigma}} \quad (25)$$

Оптическая пирометрия

Это совокупность *оптических* бесконтактных методов измерения высоких температур, основанных на использовании зависимости лучеиспускательной способности исследуемого тела (или его интегральной излучательной способности) от температуры.

Интенсивность теплового излучения сильно зависит от температуры тел и очень резко убывает с её уменьшением. Поэтому методы пирометрии применяют для измерения относительно высоких температур. При $T \leq 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ эти методы играют в целом второстепенную роль, но при $T > 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ они становятся главными, а при $T > 3000 \text{ }^\circ\text{C}$ – практически единственными методами измерения температуры.

Приборы, используемые для этой цели, называются *пирометрами*. В оптической пирометрии различают яркостную, цветовую и радиационную температуру.

Яркостная температура $T_{\text{я}}$ тела — это температура абсолютно чёрного тела, при которой его спектральная плотность энергетической светимости $r_{\lambda T}^*$ для какой-либо определённой длины волны равна спектральной плотности, энергетической светимости $r_{\lambda T}$ данного тела для той же длины волны.

Так как для нечерного тела спектральная плотность энергетической светимости при определенной температуре будет всегда ниже, чем у абсолютно черного тела, то истинная температура тела будет всегда выше яркостной ($T_{\text{я}} < T_{\text{и}}$). Истинная и яркостная температуры связаны соотношением:

$$T_{\text{и}} = \frac{A \cdot T_{\text{я}}}{\lambda T_{\text{я}} \ln a_T + A}, \quad (26)$$

где $A = \frac{hc}{k} = 1,438 \cdot 10^{-2}$ м · град.; a_T — поглощательная способность серого тела.

Для измерения яркостной температуры тела широко используются пирометры с исчезающей нитью. В качестве примера на рис. 7 приведен пирометр ЭОП–66.

Принцип определения температуры основан на визуальном сравнении яркости раскаленной нити лампы пирометра с яркостью изображения исследуемого объекта. Равенство яркостей, наблюдаемое через монохроматический светофильтр (обычно измерения проводят на длине волны $\lambda = 660$ нм, красный светофильтр), определяется по исчезновению изображения нити пирометрической лампы на фоне изображения раскаленного объекта (рис. 8). Накал нити лампы пирометра регулируется реостатом, а температура нити определяется по градуировочному графику или берется из таблицы. Если температура нити высока, то для ослабления потока излучения применяется нейтральный светофильтр.

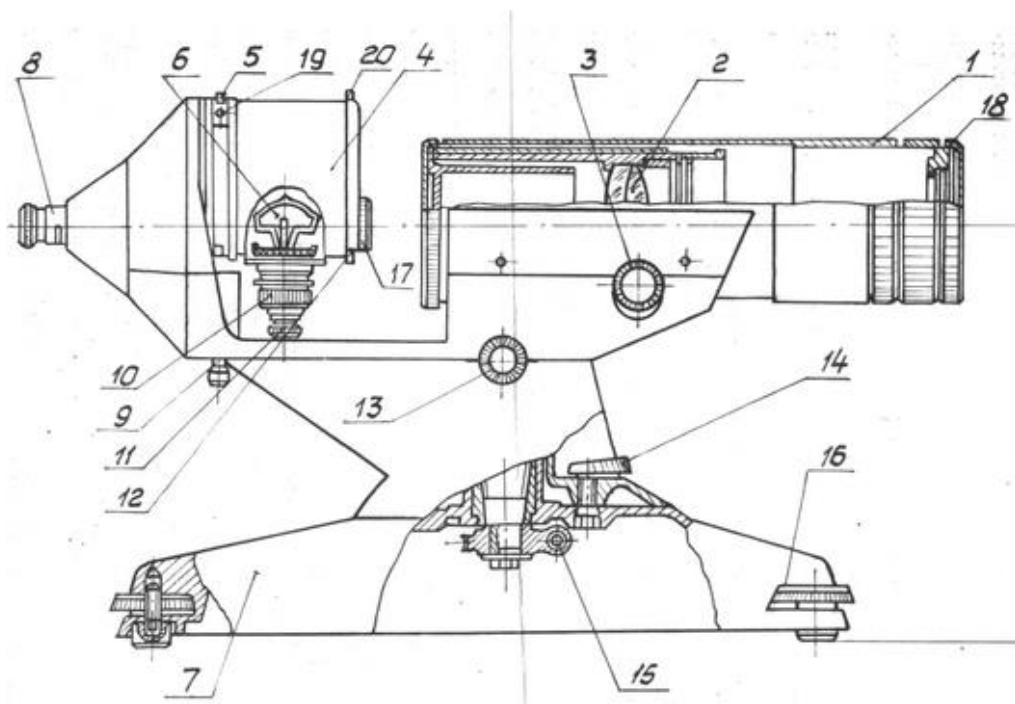


Рис. 7. Оптический пирометр ЭОП-66:

1 – труба телескопа; 2 – объектив микроскопа; 3 – ручка перемещения объектива микроскопа; 4 – блок пирометрических ламп; 5 – кассета с светофильтрами; 6 – пирометрическая лампа; 7 – основание пирометра; 8 – окуляр микроскопа; 9 – ручка поворота кассеты пирометрических ламп; 10 – стопорный винт фиксации пирометрической лампы; 11 – регулировочный винт перемещения пирометрической лампы в вертикальном направлении; 12 – кассета поглотителей; 13 – стопор поворотного механизма телескопа; 14 – ручка фиксатора поворотного механизма телескопа; 15 – ручка червяка поворотного механизма телескопа; 16 – винтовые опоры; 17, 18 – защитные крышки; 19 – крепежные винты кассеты светофильтров; 20 – толкатель кассеты поглотителей

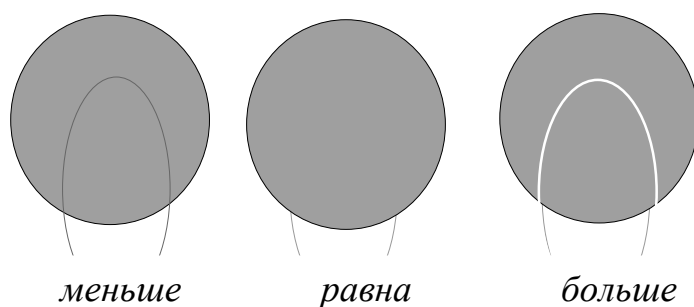


Рис. 8. Изображение яркости нити на фоне раскаленного тела

Цветовая температура $T_{ц}$ — это температура абсолютно чёрного тела, при которой относительные распределения спектральной плотности энергетической светимости абсолютно чёрного тела и рассматриваемого тела максимально близки в видимой области спектра.

Спектральная плотность энергетической светимости серых тел (или тел, близких к ним по свойствам) с точностью до постоянного коэффициента (коэффициента монохроматического поглощения) пропорциональна спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела. Следовательно, распределение энергии в спектре серого тела такое же, как и в спектре абсолютно черного тела при той же температуре. По этой причине зная длину волны λ_m , соответствующую максимальной испускательной способности R исследуемого тела, можно определить его температуру по закону смещения Вина:

$$T_{ц} = \frac{b}{\lambda_m}. \quad (27)$$

Для серых тел цветовая температура исследуемого тела совпадает с истинной температурой $T_{ц} = T_{и}$.

Радиационная температура T_p — это температура такого абсолютно чёрного тела, при которой его энергетическая светимость R^* равна энергетической светимости R данного тела в широком диапазоне длин волн.

$$T_p = \sqrt[4]{a_T} \cdot T_{и}, \quad (28)$$

где a_T — поглощательная способность серого тела ($a_T < 1$).

Для серого тела радиационная температура всегда меньше истинной ($T_p < T_{и}$).

Вывод расчетной формулы

Вывод формулы для расчета постоянной Стефана-Больцмана основан на законе сохранения энергии, которое для спирали лампы накаливания записывается в виде:

$$a_T \sigma T_{и}^4 S = UI + a_0 \sigma T_0^4 S, \quad (29)$$

где a_T — поглощательная способность вольфрамовой спирали ($a_T = 0,4$); S — площадь поверхности излучения спирали ($S = 0,70 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$); T_u — истинная температура вольфрамовой спирали; U — напряжение на лампе накаливания; I — ток, протекающий через спираль лампы накаливания; T_0 — температура окружающей среды; a_0 — поглощательная способность окружающих тел.

Левая часть уравнения (29) представляет собой энергию, излучаемую спиралью за единицу времени. Первый член UI в правой части уравнения (29) есть электрическая мощность, подводимая к спирали от источника тока, второй член — часть энергии, падающей из окружающей среды и поглощаемая спиралью. Поскольку $T_0 \ll T_u$, то вторым членом можно пренебречь. Поэтому расчетная формула принимает вид:

$$\sigma = \frac{IU}{a_T T_u^4 S}. \quad (30)$$

Описание установки

Схема включения спирали электролампы Л в электрическую цепь, подсоединенную к вторичной обмотке понижающего трансформатора, приведена на рис. 9. Сила тока через лампу и напряжение на ней регулируются с помощью реостата R1 и измеряются амперметром 2 и вольтметром 1.

В состав пирометра входят: 5 — объектив зрительной трубы пирометра, 3 — окуляр, 7 — эталонная лампа, нить которой питается от источника тока через реостат R2 и миллиамперметр 4.

Наблюдатель, смотрящий в окуляр 3, видит нить пирометрической лампы на фоне изображения источника излучения (рис. 10). Между объективом и пирометрической лампой помещен набор поглотителей светового потока б, которые предназначены для расширения диапазона измеряемых температур. Между окуляром и лампой пирометра расположена кассета светофильтров 8 для получения монохроматического света. Сила тока пирометрической лампы измеряется и регулируется с помощью соответственно амперметра 4 и реостата R2.

Определение температуры сводится к сравнению монохроматической яркости излучающего тела с яркостью эталона — нити лампы пирометра. Изменяя силу тока в пирометрической лампе, доводят ее яркость до совпадения с яркостью измеряемого объекта (нить исчезает на фоне изображения тела). В момент "исчезновения" нити по шкале амперметра производят отсчет силы тока $I_{\text{пир}}$ в пирометрической лампе, для которой известна зависимость температуры нити от силы протекающего по ней тока. С использованием данной зависимости по величине $I_{\text{пир}}$ в момент уравнивания яркостей нити и изображения объекта определяется яркостная температура объекта, которая связана с истинной температурой тела соотношением (26).

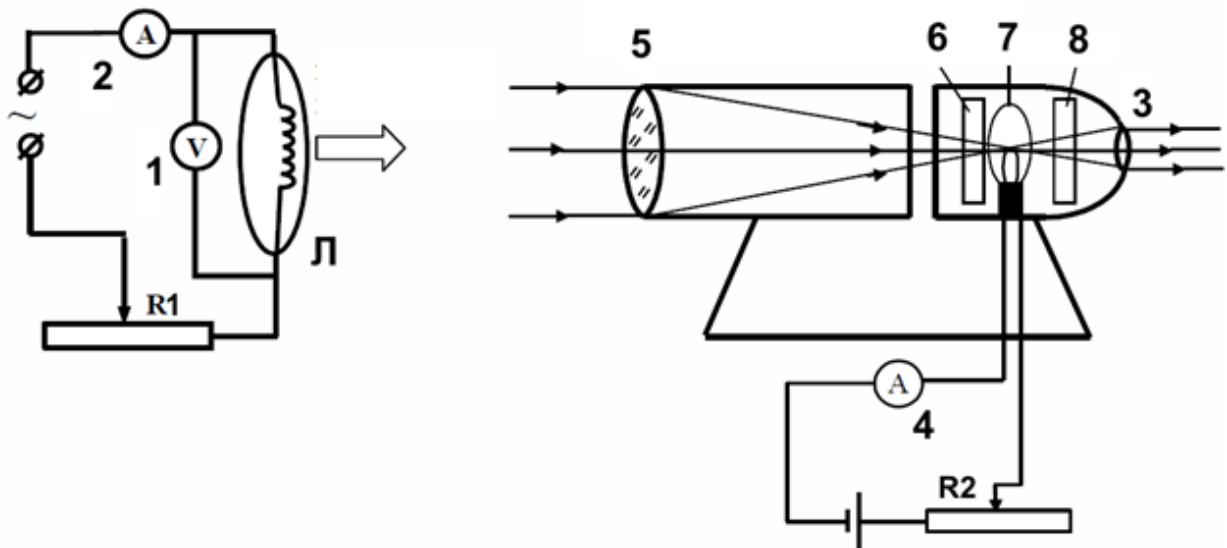


Рис. 9. Электрическая схема включения установки



Рис. 10. Вид через окуляр пирометра

Внешний вид симулятора установки приведен на рис. 11. Для включения лампы и пирометра необходимо нажать соответственно Кн1 и Кн2. Регулирование тока в лампе пирометра осуществляется двойным реостатом R2, R2.1 – «грубо» и R2.2 – «плавно».

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с симулятором установки (рис. 11), соотнести элементы интерфейса с рис. 11.
2. Включить лампу Л кнопкой Кн1.
3. Плавным перемещением ползунка реостата R1 исследуемой лампы установить на амперметре ток $I = 2\text{A}$ и измерить по вольтметру напряжение U .
4. Включить пирометр кнопкой Кн2.
5. Увеличивая с помощью реостата R2 пирометрической лампы ток через нить, добиться ее исчезновения в пределах диафрагмы.

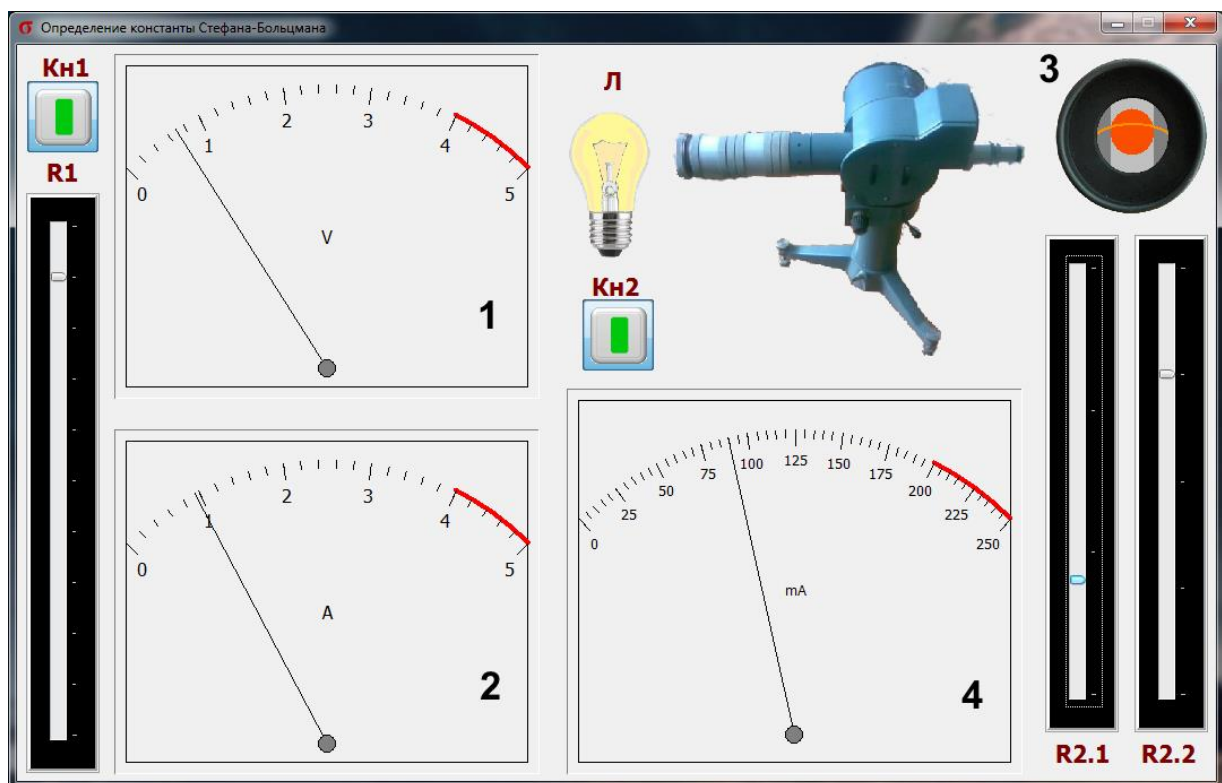


Рис. 11. Внешний вид программы

6. Прodelать это 3 раза при различных подходах к равенству яркостей нити и излучающего объекта со стороны меньшей и большей яркости нити. Измерить каждый раз ток пирометрической лампы амперметром. Данные занести в таблицу.

7. Повторить аналогичные измерения при других токах через исследуемую лампу с шагом 0,5 А и результаты измерений занести в таблицу.

8. Закончив работу, выключить приборы кнопками Кн1 и Кн2.

9. По средним значениям тока пирометрической лампы определить яркостные температуры вольфрамовой спирали $T_{я}$ (К), используя аппроксимационный полином:

$$T_{я} = 7313,7I_{\text{пир}} + 770. \quad (31)$$

10. По формуле (26) вычислить истинную температуру $T_{и}$ спирали, используя данные: $A = 1,438 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$; $\lambda = 0,66 \cdot 10^{-6} \text{ м}$; $a = 0,4$. В настоящей работе в качестве излучающей поверхности, температура которой измеряется, выступает вольфрамовая спираль с площадью рабочей поверхности $S = 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2$.

11. Рассчитать среднее значение σ и оценить погрешность измерений с учетом систематических и случайных погрешностей. Случайную погрешность рассчитать по методу Стьюдента, а систематическую погрешность по методике обработки результатов косвенных измерений с использованием выражения

$$\varepsilon = \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta I}{I} + 4 \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta S}{S}. \quad (32)$$

Принять систематические погрешности в измерении величин T и S соответственно равными: $\Delta T = 5 \text{ К}$, $\Delta S = 10^{-6} \text{ см}^2$. В качестве систематической погрешности вольтметра и амперметра принять половину цены наименьшего деления шкалы прибора.

Общую погрешность измеряемой величины σ рассчитать по уравнению

$$\Delta\sigma = \sqrt{\Delta\sigma_{\text{сл}}^2 + \Delta\sigma_{\text{сист}}^2}. \quad (33)$$

12. Окончательный результат записать в виде: $\sigma = \sigma_{\text{ср}} \pm \Delta\sigma$.

13. Сравнить полученную величину σ с табличным значением.

14. По формуле (25):

$$h = \sqrt[3]{\frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 \sigma}}$$

рассчитать постоянную Планка и сравнить с табличным значением.

Таблица. Результаты пирометрических измерений и расчетов.

измерение №	I , А	U , В	$I_{\text{пир}}$, мА	$\langle I_{\text{пир}} \rangle$, мА	$T_{\text{я}}$, К, расчет по формуле (31)	$T_{\text{и}}$, К, расчет по формуле (26)	σ , Вт/(м ² К ⁴), расчет по формуле (30)
1							
2							
3							
4							
5							
							$\langle \sigma \rangle$
							$\Delta\sigma$

Контрольные вопросы

1. Виды излучений. Особенность теплового излучения.
2. Основные характеристики теплового излучения.
3. Классификация тел по их излучательной способности.
4. Законы теплового излучения (Кирхгофа, Стефана-Больцмана, Вина, Релея-Джинса, Планка).
5. Каков физический смысл универсальной функции Кирхгофа?
6. Зависимость излучательной способности $A_{\lambda T}$ от длины волны (изотерма излучения).
7. Что такое «Ультрафиолетовая катастрофа»?
8. Обосновать расчетную формулу для постоянной Стефана-Больцмана.
9. Что такое «Пирометрия»? Описать принцип действия оптического пирометра с исчезающей нитью.
10. Дать определение яркостной и истинной температуры. В чем их отличие?

Библиографический список

1. Трофимова, Т.И. Курс общей физики / Т.И. Трофимова. – М.: Высш. шк., 2008. – 560 с.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики: в 3 т. / И.В. Савельев. – СПб.: Изво Лань, 2008. – Т. 3. – 320 с.
3. Измерение высоких температур методом яркостной пирометрии: лабораторная работа / сост. П.С. Вервикишко. – М.: МФТИ, 2016. – 20 с.
4. <http://www.studfiles.ru/preview/1789659/>

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМАРНЫХ ГАЗОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИРОДЫ ГАЗА

Цель работы:

- изучить теоретические основы происхождения спектров излучения атомарных газов;
- ознакомиться с принципом действия и устройством спектрального аппарата на примере монохроматора УМ-2;
- провести градуировку шкалы монохроматора по длинам волн спектра излучения стандарта;
- измерить длины волн спектральных линий неизвестного газа и определить природу газа.

Теоретическое введение

Любое вещество при нагревании излучает энергию в виде электромагнитных волн соответствующего диапазона. Такое излучение обычно называют спектром излучения или эмиссионным спектром. Различают три сильно отличающихся друг от друга типа спектров, которые определяются состоянием светящегося объекта (рис. 1). Это *сплошные* или *непрерывные спектры*, которые излучаются раскаленными твердыми и жидкими веществами, а также газами под большим давлением. *Линейчатые спектры*, которые получаются от светящихся атомарных газов. И *полосатые спектры*, которые излучаются молекулярными газами. Необходимо отметить, что линейчатые спектры наблюдаются только для атомарных газов, находящихся при высоких температурах и низких давлениях. В таких разреженных газах атомы находятся в среднем на больших расстояниях друг от друга и не взаимодействуют между собой, т.е., по существу, излучают изолированные атомы.

Опыт показывает, что *спектры атомов каждого химического элемента индивидуальны, т.е. характеризуются строго определенным набором дискретных линий (линейчатым спектром)*. Поэтому по наличию совокупности таких линий в спектре можно судить о наличии данного элемента в составе вещества и, таким образом, проводить *качественный спектральный анализ*.

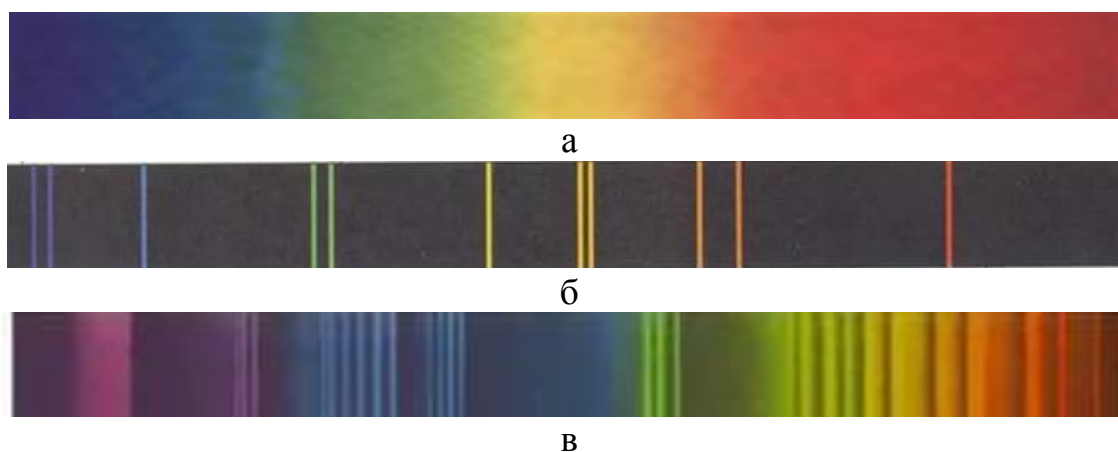


Рис. 1. Примеры эмиссионных спектров: а – сплошной спектр раскаленного твердого тела, б – линейчатый спектр паров атома ртути, в – спектр паров молекулярного иода

Экспериментальное изучение спектров испускания атомов сыграло важную роль в развитии представлений о строении вещества и о поглощении и испускании им энергии. Особое место в этом отношении принадлежит спектру простейшего атома – атома водорода, закономерности в спектре которого были изучены еще в конце XIX века. Так, благодаря работам Бальмера (1885 г.), Ридберга и Ритца было установлено, что спектр атома водорода представляет сериальную структуру (рис. 2).

Под серией понимается совокупность линий спектра, частоты ν или длины волн λ которых связаны определенной математической зависимостью вида:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{или} \quad \frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1)$$

где $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ($R' = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$) – постоянная Ридберга; m и n – постоянные числа ($m = 1, 2, 3, \dots$; $n = 2, 3, 4, \dots$).

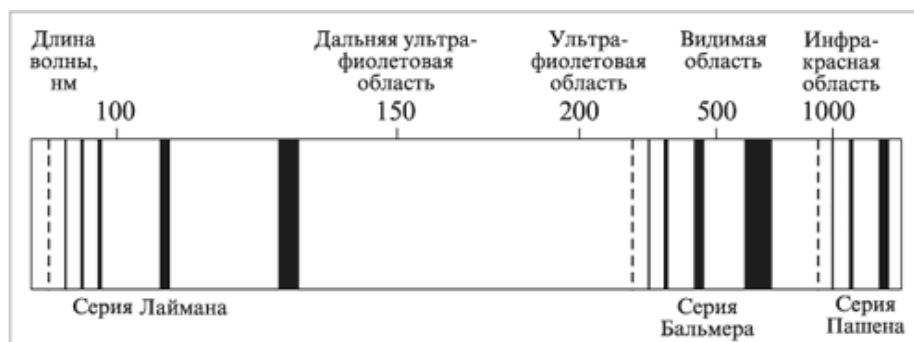


Рис. 2. Спектр атома водорода

Максимальная частота (минимальная длина волны) при $n = \infty$ называется *границей серии*. Серии, названные в честь открывших их ученых, лежат в различных областях электромагнитного спектра и приведены ниже.

Серия	Область электромагнитного спектра	Формула	Значения параметра, n
Лаймана	Ультрафиолетовая	$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 2, 3, 4, \dots \infty$
Бальмера	Видимая	$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 3, 4, 5, \dots \infty$
Пашена	Инфракрасная	$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 4, 5, 6, \dots \infty$
Брэкета	Инфракрасная	$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 5, 6, 7, \dots \infty$
Пфунда	Инфракрасная	$\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 6, 7, 8, \dots \infty$
Хемпфри	Инфракрасная	$\nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 7, 8, 9, \dots \infty$

Эмпирическая формула (1), предложенная Бальмером в результате обобщения экспериментальных данных, нашла свое подтверждение в теории Бора, развитой им для *водородоподобного атома* — атома, состоящего из ядра и одного электрона. В своей теории Бор исходил из планетарной модели атома (рис. 3), предложенной Резерфордом (1911 г.).

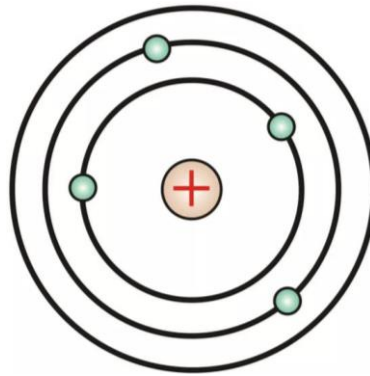


Рис. 3. Планетарная модель атома

Для придания устойчивости атому и объяснения линейчатого спектра излучения Бор ввел два постулата.

Первый постулат:

в атоме существуют стационарные (не изменяющиеся со временем) состояния, в которых он не поглощает и не излучает энергию.

Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, по которым движутся электроны. Из всех возможных орбит электрона стационарными являются только те, для которых момент импульса электрона кратен постоянной Планка \hbar :

$$L_n = m_e v r = n \hbar = \frac{n h}{2\pi}, \quad (2)$$

где m_e – масса электрона; v – скорость движения электрона по орбите; r – радиус орбиты; n – главное квантовое число ($n = 1, 2, \dots$); h – постоянная Планка ($\hbar = h/2\pi$).

Второй постулат:

излучение или поглощение энергии в виде светового кванта $h\nu$ происходит лишь при переходе электрона из одного стационарного состояния в другое.

Энергия поглощенного или излученного фотона равна разности энергий тех стационарных состояний, между которыми совершается квантовый переход (условие частот Бора) (рис. 4):

$$h\nu = E_n - E_m. \quad (3)$$

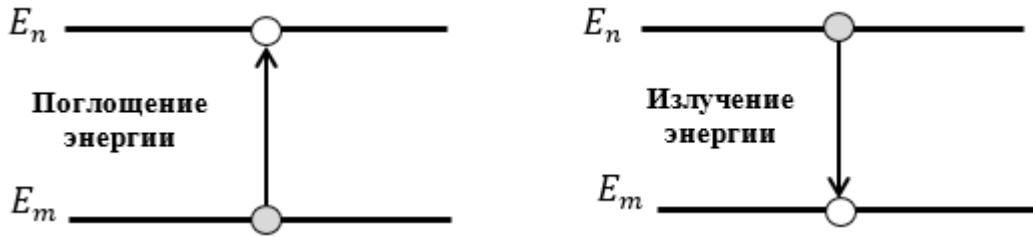


Рис. 4. Переходы между стационарными состояниями атома

На основе уравнения (2) и уравнения движения электрона вокруг ядра

$$m_e \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2}, \quad (4)$$

где e – заряд электрона; Ze – заряд ядра водородоподобного атома (атома с порядковым номером Z ; из которого удалены все электроны; кроме одного); $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$ – электрическая постоянная, Планк получил выражения для радиусов стационарных орбит:

$$r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e Z e^2} n^2 \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (5)$$

и скоростей движения электрона на этих орбитах

$$v_n = \frac{Ze^2}{2\epsilon_0 h n}. \quad (6)$$

Для атома водорода ($Z=1$) радиус первой орбиты электрона ($n=1$), называемый *боровским радиусом* (обычно обозначают r_0 или a_0), равен

$$r_0 = a_0 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м},$$

а скорость движения электрона $\sim 2,2 \cdot 10^6$ м/с.

Внутренняя энергия электрона E в атоме складывается из кинетической T энергии (ядро неподвижно) и потенциальной U энергии взаимодействия электрона с ядром:

$$E = T + U.$$

Из уравнения (4) следует, что

$$T = \frac{m_e v^2}{2} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}. \quad (7)$$

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром равна:

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}. \quad (8)$$

Знак «−» связан с выбором системы отсчета ($U = 0$ при $r \rightarrow \infty$).

Из уравнений (7) и (8) получаем полную энергию электрона в атоме:

$$E = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}. \quad (9)$$

После подстановки r из (5) получаем

$$E = -\frac{m_e Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (10)$$

Таким образом, из теории Бора следует, что энергия атома квантуется, т.е. реализуются строго определенные значения энергии. При $n \rightarrow \infty$ уровни энергии сгущаются к своему предельному значению $E_\infty = 0$. Совокупность дозволённых значений энергии стационарных состояний атома E_1, E_2, E_3, \dots образует спектр энергий атома. Каждое значение энергии в нем называется уровнем энергии. Низший уровень E_1 ($n = 1$) называется *основным*, а все остальные — *возбужденными*. Для атома водорода основному состоянию соответствует энергия $E_1 = -13,53$ эВ. Эта энергия (по модулю) является *энергией связи* электрона в основном состоянии: $E_{св} = E_1$. Именно такую энергию необходимо сообщить электрону в основном состоянии, чтобы удалить его из атома водорода. Эту энергию называют еще и *энергией ионизации* $E_i = 13,6$ эВ. Полученная из боровской теории атома величина E_i находится в хорошем согласии с результатами эксперимента. Диаграмма энергетических уровней электрона в атоме водорода приведена на рис. 5.

При переходе электрона из состояния n в состояние m излучается фотон с энергией:

$$h\nu = -\frac{m_e Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (11)$$

откуда частота линии в спектре излучения равна

$$\nu = \frac{m_e Z^2 e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (12)$$

т.е. приходим к обобщенной формуле Бальмера (1) для атома водорода, где

$$R = \frac{m_e e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3}. \quad (13)$$

Численное значение константы R (при $Z = 1$) в точности совпадает с экспериментально полученным значением постоянной Ридберга.

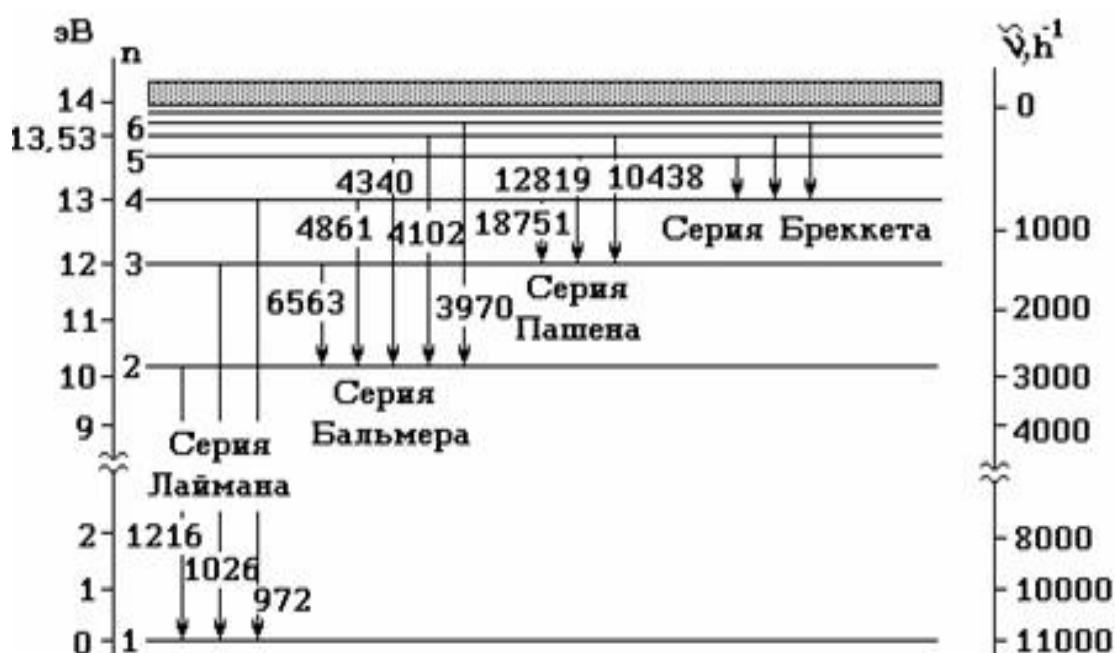


Рис. 5. Диаграмма энергетических уровней атома водорода

В спектроскопии систему энергетических уровней принято называть системой *термов*. Терм — это величина, определяемая как

$$T_n = \frac{R}{n^2} \quad (14)$$

В отличие от энергии E_n , терм — величина положительная, и чем ниже уровень, тем больше его значение. Терм имеет размерность частоты, поэтому частоту перехода с уровня n на уровень m можно представить просто как разность двух термов:

$$\nu = T_2 - T_1 = \frac{R}{n^2} - \frac{R}{m^2}. \quad (15)$$

Теория Бора явилась крупным шагом в развитии представлений о строении атома. Она объяснила устойчивость водородоподобного атома и его линейчатый спектр. Тем не менее, несмотря на огромный успех, она имела ряд серьезных неустраняемых недостатков. В частности, теория не смогла объяснить интенсивность спектральных линий и их, мультиплетность; при расчете энергии электронов в многоэлектронных атомах не наблюдалось согласия с экспериментом; данная теория не смогла количественно объяснить химическую связь, а именно: молекулярный ион H_2^+ , согласно этой теории, является неустойчивой системой (энергия разрыва связи оказалась отрицательной величиной), в действительности же этот ион является вполне устойчивым. Самой слабой стороной теории Бора была ее внутренняя противоречивость: она не была ни последовательно классической (введение представлений о квантовании момента импульса и энергии), ни последовательно квантовой (использование классического представления движения электрона по орбитам).

Дальнейшее развитие теории строения атома связано с квантовой механикой. Значения энергии E_n атома в квантовой механике получают при решении стационарного уравнения Шредингера, которое для водородоподобного атома имеет вид:

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \Psi = 0, \quad (16)$$

где Ψ – волновая функция (пси-функция), характеризующая состояние микрочастицы.

Квадрат модуля волновой функции:

$$|\Psi|^2 = \frac{dP}{dV} \quad (17)$$

дает плотность вероятности нахождения частицы в пределах объема dV .

В отличие от теории Бора, в которой электрон движется в атоме вокруг ядра по стационарной орбите, квантовая механика дает статистическое описание

состояния электрона в атоме, т.е. она дает лишь вероятность dP , с которой можно обнаружить электрон в выделенном объеме пространства dV . По квантовой теории боровские орбиты электрона представляют собой геометрическое место точек, в которых с наибольшей вероятностью может быть обнаружен электрон.

Таким образом, в результате решения уравнения Шредингера мы получаем информацию о собственных значениях полной энергии E системы и соответствующих им волновых функциях Ψ . Можно показать, что уравнение (16) имеет требуемые, т.е. однозначные, конечные и непрерывные решения в следующих двух случаях: 1) при любых положительных энергиях E и 2) при дискретных отрицательных значениях энергии, равных

$$E = -\frac{m_e Z^2 e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (18)$$

Случай $E > 0$ соответствует электрону, пролетающему вблизи ядра и удаляющемуся от него на бесконечность. Случай $E < 0$ соответствует электрону, связанному с ядром. Следует отметить, что уравнение (18) в точности совпадает с выражением, полученным Бором. Однако в квантовой механике это автоматически следует из основных положений самой науки, в то время как Бору пришлось вводить специальные дополнительные постулаты.

Собственным значениям полной энергии отвечают собственные волновые функции Ψ , которые определяются тремя целочисленными параметрами n , l и m_l , получившими название квантовых чисел. n – *главное квантовое число* совпадает с номером уровня энергии и принимает целочисленные значения, начиная с единицы ($n = 1, 2, 3, \dots$). l – *орбитальное квантовое число* принимает при заданном n значения: $l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$ и определяет орбитальный момент импульса электрона, который принимает дискретные значения (квантуется) в соответствии с формулой:

$$M_l = \hbar \sqrt{l(l + 1)}. \quad (19)$$

m_l – магнитное квантовое число определяет проекцию орбитального момента импульса M_{lz} на направление z внешнего магнитного поля. M_{lz} принимает квантованные значения, кратные \hbar :

$$M_l = \hbar m_l, \quad (m_l = 0, \pm 1, 2, \dots, \pm l). \quad (20)$$

Квантовые числа n и l характеризуют размер и форму электронного облака, а квантовое число m_l – ориентацию электронного облака в пространстве. Кроме перечисленных квантовых чисел, есть еще квантовое число m_s , которое определяет проекцию *спина* – собственного момента электрона на ось z . Спин характеризует внутреннее свойство электрона, подобно массе и заряду. Спин и проекция собственного момента спина, аналогично орбитальному моменту, квантуется в соответствии с выражениями:

$$M_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}, \quad s = 1/2, \quad (21)$$

где s – спиновое квантовое число и

$$M_{sz} = \hbar m_s, \quad m_s = \pm s = \pm 1/2. \quad (22)$$

С механическими моментами (орбитальным и спиновым) связаны магнитные моменты, в результате взаимодействия которых происходит сложение моментов \mathbf{M}_l и \mathbf{M}_s с образованием *полного момента импульса электрона*. Символически это записывается в виде: $\mathbf{M}_j = \mathbf{M}_l + \mathbf{M}_s$, где j – квантовое число *полного момента*. Полный момент импульса электрона M_j квантуется аналогично орбитальному и спиновому моментам в соответствии с формулой:

$$M_j = \hbar \sqrt{j(j+1)}, \quad j = l + s = l \pm 1/2. \quad (23)$$

Проекция полного момента на ось z определяется как

$$M_{jz} = \hbar m_j, \quad m_j = j, j-1, j-2, \dots, -j. \quad (24)$$

Согласно уравнению (18) энергия E_n электрона в атоме зависит от главного квантового числа n . Отсюда следует, что каждому собственному значению E_n (кроме случая $n = 1$) соответствует несколько собственных функций Ψ_{nlm_l} , отличающихся значениями квантовых чисел l и m_l . Это означает, что электрон может

иметь одно и то же значение энергии, находясь в нескольких различных состояниях. Состояния с одинаковой энергией называют *вырожденными*, а число различных состояний с определенным значением энергии E_n – *кратностью вырождения* данного энергетического уровня.

Различные состояния электрона в атоме принято обозначать малыми буквами латинского алфавита в зависимости от значения орбитального квантового числа l :

Квантовое число l	0	1	2	3	4	5
Символ состояния	s	p	d	f	g	h

Значение главного квантового числа n указывают перед символом состояния с данным l , например, $1s, 2s, 3p, 3d, 4f...$ и т.д.

Уровни энергий или термы в спектроскопии обычно принято обозначать символом, определяющим значения квантовых чисел l, s и j . Символическая запись терма имеет вид:

$${}^{\nu}L_j, \quad (25)$$

где L – символ состояния, определяемого квантовым числом l (только большими латинскими буквами: S, P, D, F и т.д.); ν – мультиплетность, она связана со спином соотношением: $\nu = 2s + 1$.

Например, первые ряды термов щелочных металлов имеют вид:

$${}^2S_{1/2}, {}^2P_{1/2}, {}^2P_{3/2}, {}^2D_{3/2}, {}^2D_{5/2}, \dots$$

Квантовые числа n, l, m_l и m_s позволяют более полно описать эмиссионные спектры атомов. Согласно Бору, испускание света происходит при переходах электрона с одного уровня на другой. При этом атом может испустить только фотон с энергией, равной разности энергий соответствующих уровней (3). Однако не все переходы возможны. Теоретически доказано и экспериментально подтверждено, что для дипольного излучения электрона, движущегося в центрально-симметричном поле ядра, могут осуществляться только такие переходы,

которые удовлетворяют определенным *правилам отбора*, накладываемым на изменение квантовых чисел l , m_l и j , а именно:

$$\Delta l = \pm 1; \Delta m_l = 0, \pm 1; \Delta j = 0, \pm 1. \quad (26)$$

При этом квантовое число n может изменяться произвольно.

Экспериментально было обнаружено, что некоторые линии в спектре представлены в виде, мультиплетов, т.е. состоят из нескольких близко расположенных друг к другу компонент. Число компонент в мультиплете различных атомов может быть равно двум (дублеты), трем (триплеты), четырем (квартеты) и т.д. В частности, спектральные линии могут быть и одиночными (синглеты).

Квантовая механика позволила объяснить тонкую структуру спектральных линий расщеплением энергетических уровней в электрических и магнитных полях. Наличие квантового числа m_l приводит к расщеплению уровня с главным квантовым числом n на $(2l + 1)$ подуровней. Соответственно это приводит и к расщеплению спектральных линий. Расщепление энергетических уровней в магнитном поле впервые было обнаружено экспериментально в 1896 г. голландским физиком Зееманом и получило название *эффекта Зеемана*. Расщепление уровней энергии во внешнем электрическом поле, также доказанное экспериментально, называется *эффектом Штарка*. Наличие у электрона спина и магнитного квантового числа m_s , принимающего два значения ($+1/2$ и $-1/2$), приводит к двукратному увеличению кратности вырождения n энергетического уровня.

Рассмотрим тонкую структуру спектральных линий на примере атомов щелочных металлов, которые в некотором смысле являются водородоподобными, но не полностью. Дело в том, что внешний электрон атома щелочного металла находится в усредненном (эффективном) электрическом поле ядра и остальных электронов. Заряд последнего не точечный, и распределение его несколько отличается от сферически-симметричного. Электрическое поле атомного остова уже не кулоновское (не пропорционально $1/r^2$), но обладает центральной симметрией (зависит только от r). Решение уравнения Шредингера для электрона, движущегося

гося в таком поле, дает результат, аналогичный результату для водородоподобного атома с тем отличием, что энергетические уровни зависят не только от квантового числа n но и от квантового числа l (т.е. снимается вырождение по l):

$$E_{nl} = -\frac{\hbar R}{(n + \sigma_l)^2}, \quad (27)$$

где σ_l – *ридберговская поправка* (или квантовый дефект), зависящая от l .

Энергетическому уровню (27) соответствует терм:

$$T_{nl} = \frac{R}{(n + \sigma_l)^2}. \quad (28)$$

При испускании атома щелочного металла наблюдаются только переходы, связанные с валентным электроном. Схема энергетических уровней валентного электрона атома натрия и переходы соответствующих спектральных серий приведены на рис. 6.

В соответствии с правилами отбора в видимой области в спектре наблюдаются следующие серии:

$$\begin{aligned} \text{главная: } & 3S - nP \quad (n = 3, 4, 5, \dots); \\ \text{резкая: } & 3P - nS \quad (n = 4, 5, 6, \dots); \\ \text{диффузная: } & 3P - nD \quad (n = 3, 4, 5, \dots); \\ \text{основная: } & 3D - nF \quad (n = 4, 5, 6, \dots). \end{aligned} \quad (29)$$

В результате спин-орбитального взаимодействия (квантовое число полного момента электрона принимает значения $j = l \pm 1/2$) каждый уровень с $l \neq 0$ расщепляется на два подуровня (рис. 7). Для s уровня ($l=0$) $j = 1/2$, т.е. уровень является одиночным (синглетным).

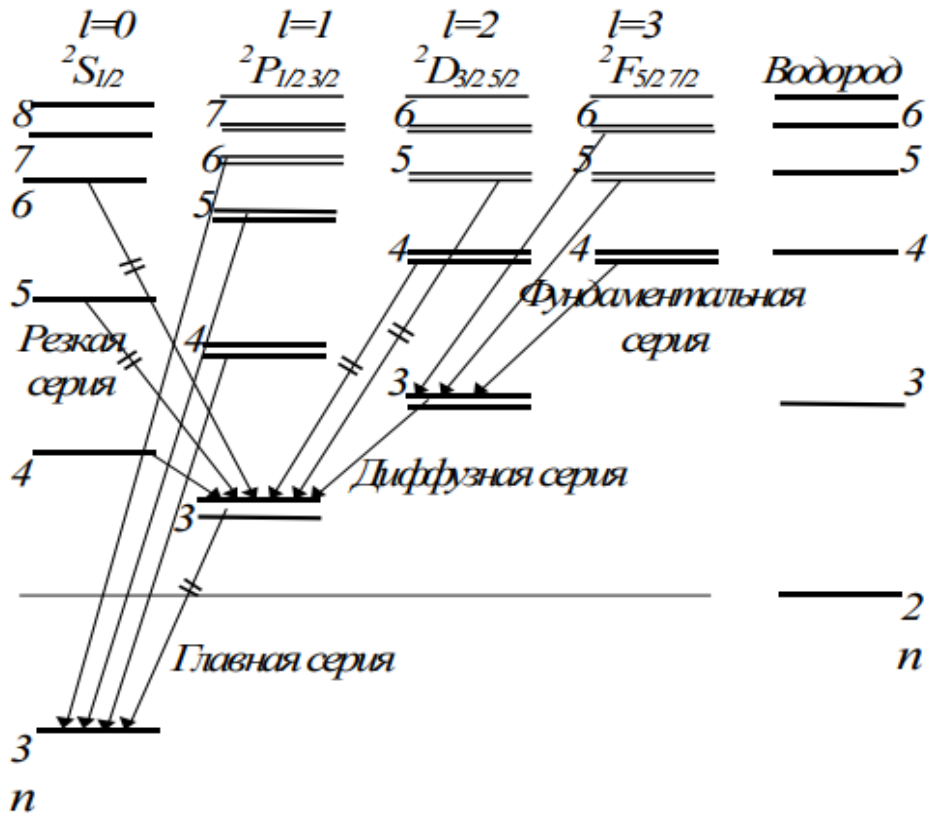


Рис. 6. Диаграмма энергетических уровней атома натрия и водорода

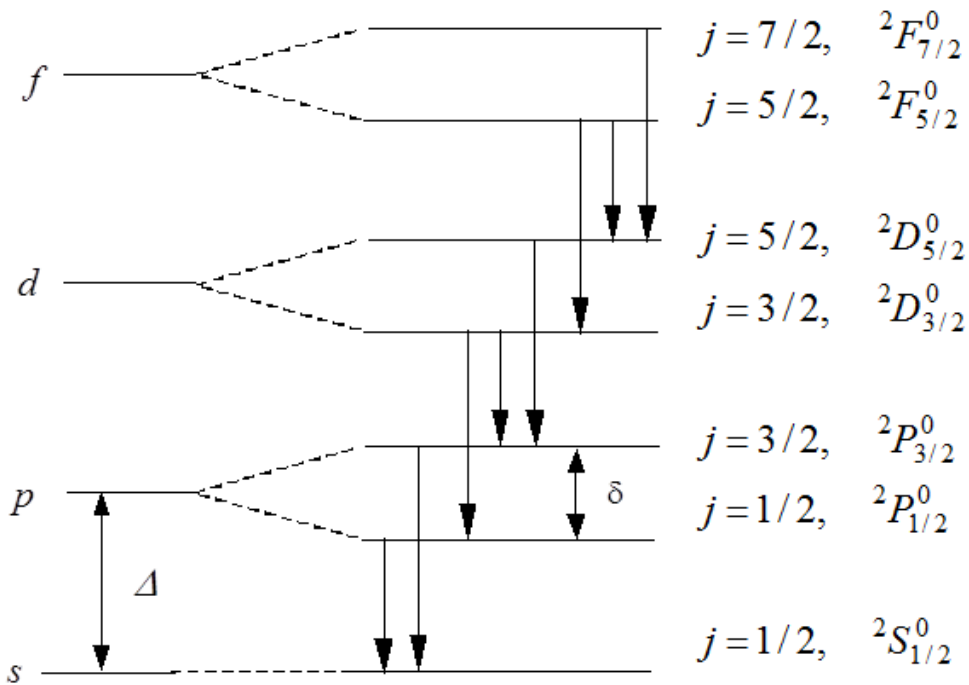


Рис. 7. Схема расщепления уровней атома натрия

Главная серия соответствует переходам атома в основное состояние $3S$. С учетом правила отбора (26) линии главной серии являются двойными, их дублетность обусловлена расщеплением термина nP на два термина $n^2P_{3/2}$ и $n^2P_{1/2}$ (терм основного состояния $3^2S_{1/2}$ не расщеплен, см. рис. 8, а). Наиболее интенсивным в главной серии является желтый головной дублет, возникающий при переходах $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ и $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$. Этим переходам соответствуют близкие длины волн $\lambda_1 = 589,6$ нм и $\lambda_2 = 589,0$ нм. В главной серии натрия только желтая линия ($3S \rightarrow 3P$) находится в видимой области спектра, остальные линии этой серии лежат в ультрафиолетовой области.

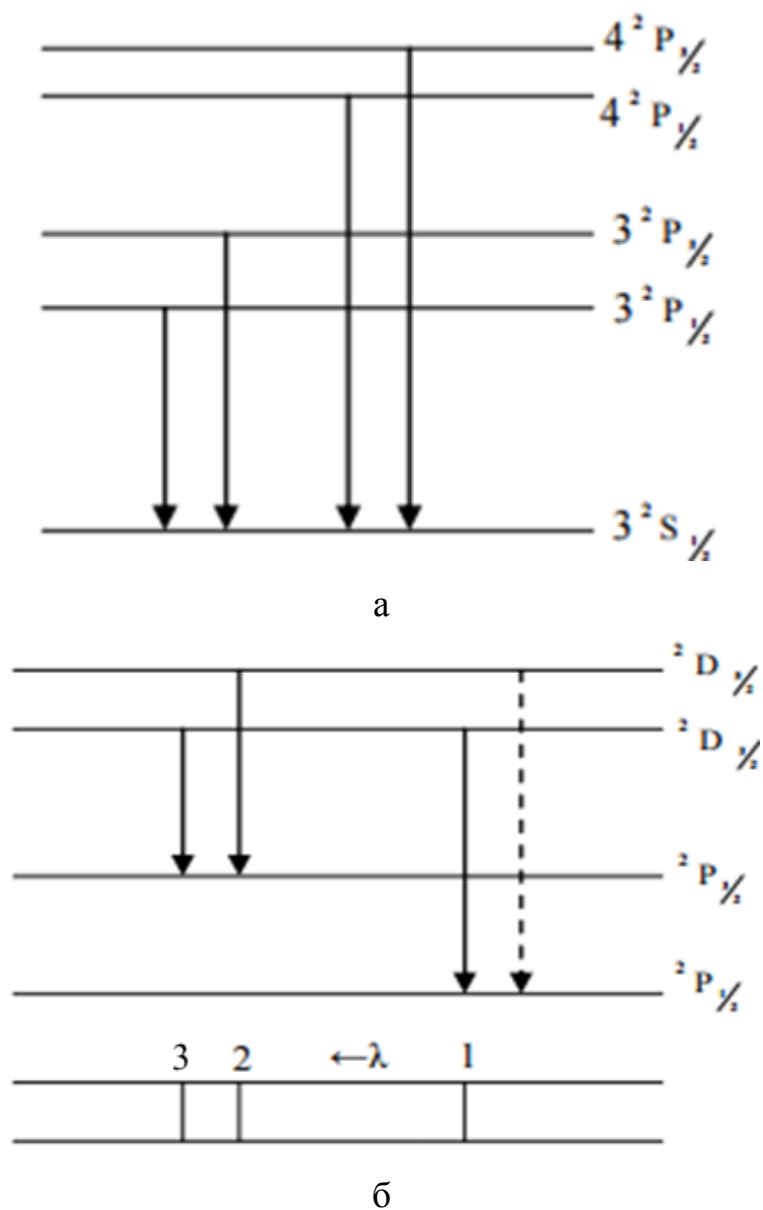


Рис. 8. Схема расщепления уровней атома натрия для главной (а) и резкой серии (б)

Спектральные линии *резкой* серии возникают при переходах с нерасщеплённых уровней $n^2S_{1/2}$ ($n = 4, 5, \dots$) на дублетный уровень 3^2P_j ($j = 1/2, 3/2$), поэтому они являются двойными.

Спектральные линии *диффузной* серии соответствуют переходам с расщепленных уровней n^2D_j ($n = 4, 5, \dots$) на дублетный уровень 3^2P_j . Каждая линия диффузной серии состоит не из четырех, а из трех компонент, т.к. оптический переход между термами $^2D_{5/2}$ и $^2P_{1/2}$ запрещен правилом отбора по квантовому числу j . Однако дублетное расщепление термов 2D_j мало по сравнению с расщеплением термов 2P_j . Поэтому совокупность получающихся линий выглядит как дублет, у которого одна из компонент, в свою очередь, оказывается двойной. Такая группа линий называется не триплетом, а сложным дублетом, т.к. она возникает в результате комбинации дублетных термов. Возникновение этих линий пояснено на рис. 8, б.

Линии *основной* серии также представляют собой сложные дублеты. Таким образом, квантовая механика смогла объяснить механизм излучения и тонкую структуру наблюдаемых спектров, что является экспериментальным подтверждением справедливости основных положений этой теории.

Описание установки

Любой спектральный аппарат состоит из трех основных частей: коллиматора (К), служащего для получения параллельного пучка световых лучей, диспергирующей системы (ДС), разлагающей сложный свет на монохроматические лучи и зрительной трубы (Т) для наблюдения спектра.

В данной работе описан универсальный монохроматор УМ-2 (рис. 9), предназначенный для визуального наблюдения и определения длин волн излучающего объекта в видимой области электромагнитного спектра. Ход лучей в монохроматоре УМ-2 изображен на рис. 10. Свет от источника 1 проходит через конденсор 2 и попадает на щель коллиматора 3, которая расположена в фокальной плоскости объектива коллиматора 4. Из объектива коллиматора лучи света выходят параллельным пучком и падают на трехгранную стеклянную призму 5. На

границе раздела двух сред вследствие явления дисперсии происходит разложение света на монохроматические составляющие. Из призмы выходят параллельные монохроматические пучки с соответствующими длинами волн, крайние из которых обозначены через λ_1 и λ_2 . Параллельные пучки под разными углами падают на линзу объектива 6 зрительной трубы и собираются в ее фокальной плоскости 7 в виде спектра. Спектр наблюдается визуально через окуляр (на рис. 10 не показан).

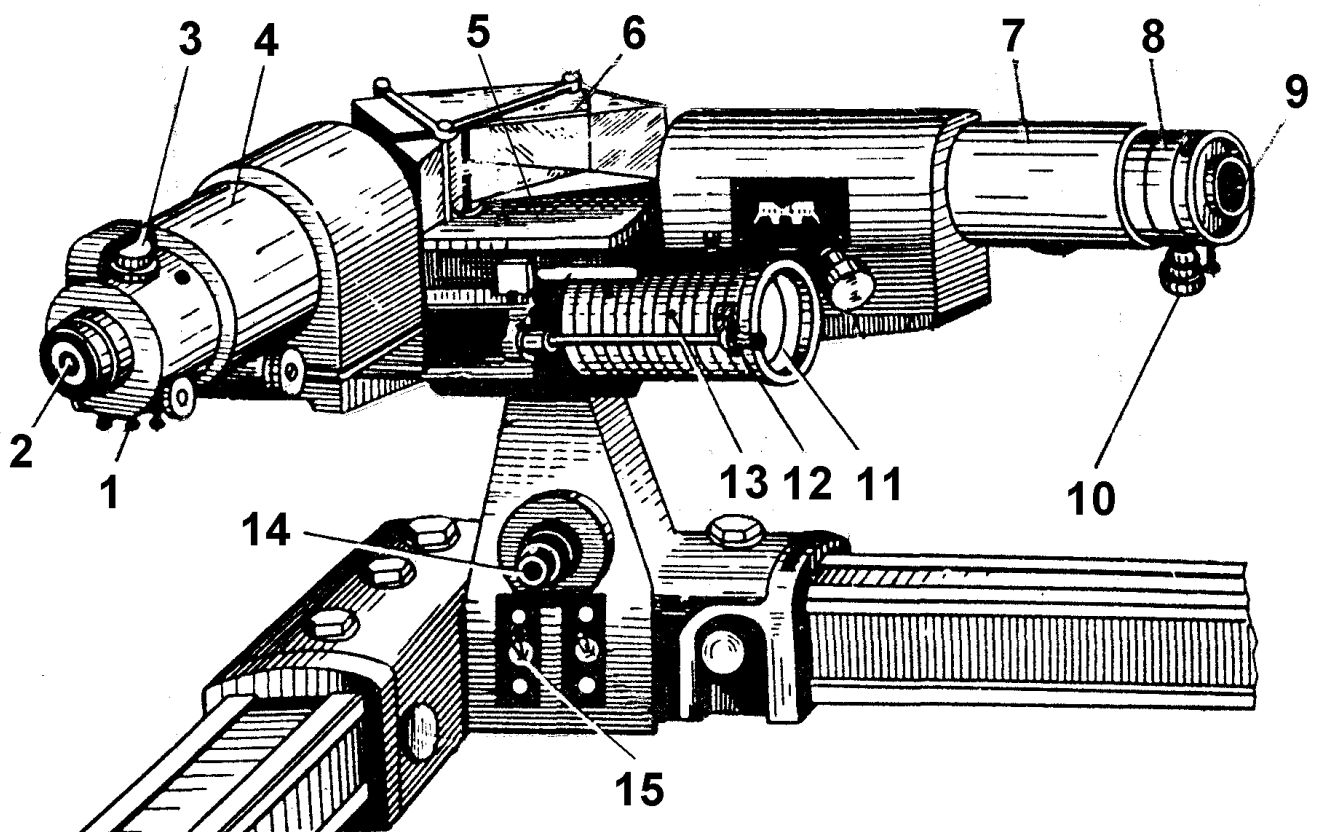


Рис. 9. Внешний вид универсального монохроматора УМ-2:

1 – регулировочная головка; 2 – окуляр; 3 – сменные светофильтры в револьверной оправе; 4 – выходная труба; 5 – призмный столик; 6 – призма; 7 – коллиматор; 8 – входная щель; 9 – светоприемник; 10 – регулятор ширины щели; 11 – барабан; 12 – риска; 13 – шкала барабана; 14 – реостат; 15 – выключатель

В данной лабораторной работе в качестве симулятора спектрального аппарата используется программа Монохроматор 0.1, внешний вид которой показан на рис. 11. Изображение окуляра 1 с двумя вертикально расположенными треугольными метками для точной фиксации спектральной линии вынесено от-

дельно в верхнем левом углу интерфейса. В окне 2 выводятся показания счетчика, отвечающего за перемещение спектра. Перемещать спектр можно либо кнопками 3, либо горячими клавишами «+» и «-». Выбор исследуемого элемента осуществляется нажатием одной из кнопок 4.

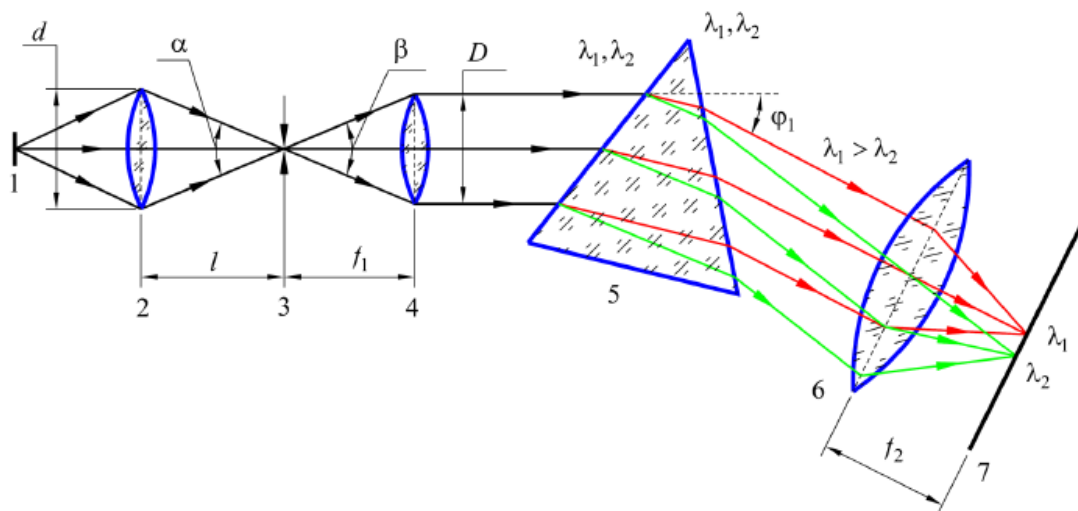


Рис. 10. Оптическая схема монохроматора УМ-2:

1 – источник света; 2 – линза конденсора; 3 – узкая входная щель; 4 – объектив коллиматора; 5 – диспергирующая призма; 6 – фокусирующий объектив; 7 – фокальная плоскость (плоскость формирования спектра излучения)

Градуировка монохроматора

Градуировка шкалы монохроматора производится для того, чтобы можно было выразить показания счетчика в длинах волн. Для этого используют в качестве источника света лампы с известным газом, спектры которых хорошо изучены и состоят из большого числа линий, охватывающих весь диапазон видимого спектра (золото, платина, калий и др.).

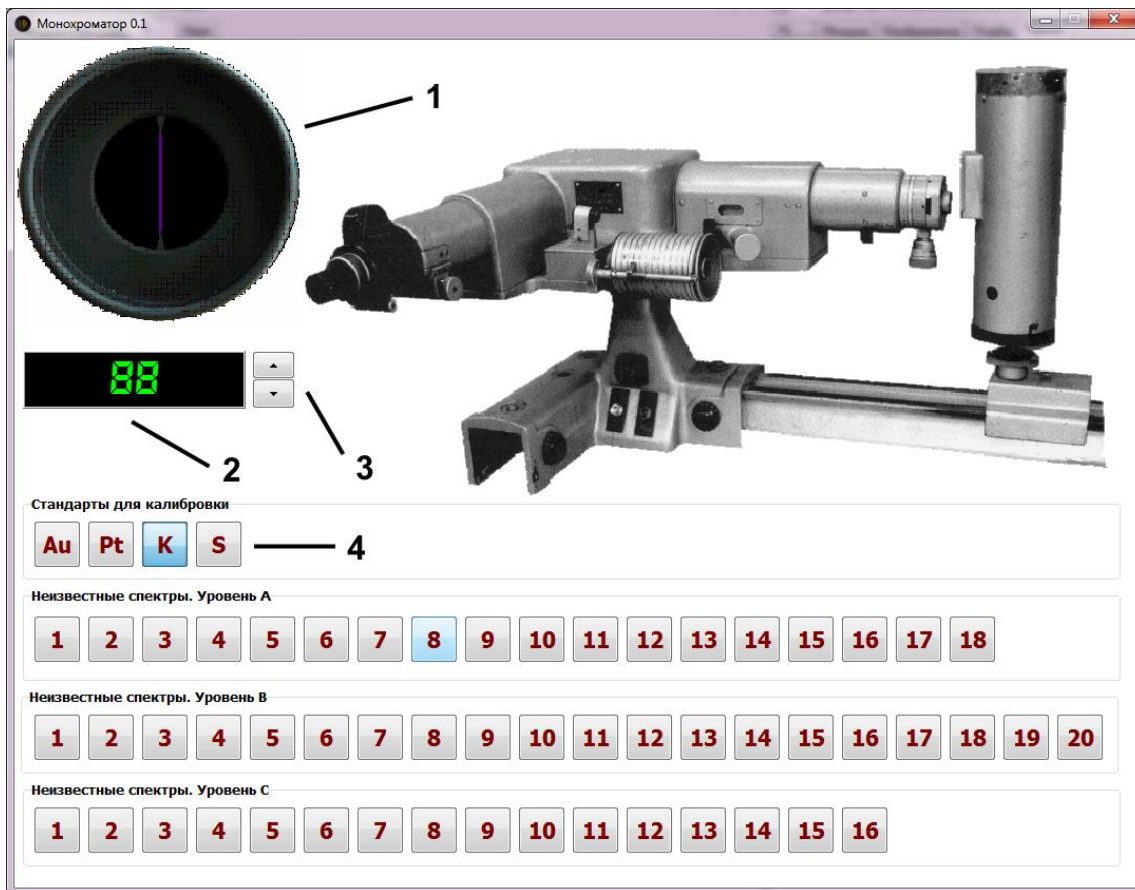


Рис. 11. Программа Монохроматор 0.1

Порядок выполнения работы

1. Выбрать один из стандартов для калибровки (по рекомендации преподавателя).
2. В табл. 1 внести сведения о длинах волн спектральных линий данного газа и их интенсивностях (см. таблицу спектральных линий в Приложении).
3. Изменяя показания счетчика кнопками 3, просмотреть через окуляр весь спектр и выделить основные спектральные линии.
4. Последовательно совместить с метками в окуляре основные спектральные линии от красной до фиолетовой и записать показания счетчика монохроматора $n\downarrow$. Затем повторить измерения в обратном порядке от фиолетовой линии до красной $n\uparrow$.
5. Полученные данные занести в табл. 1 и вычислить средние показания счетчика для каждой спектральной линии.

6. На миллиметровой бумаге построить градуировочный график, откладывая по оси абсцисс средние показания счетчика, а по оси ординат соответствующие значения длины волны света в нанометрах. Градуировочный график должен представлять собой плавную кривую, на которой выделены опорные точки.

По желанию студента градуировочный график можно построить с использованием Microsoft Office Excel, аппроксимировав данные полиномом.

Таблица 1. Спектральные линии стандарта и их положение в спектре

Элемент	Цвет линии	Интенсивность	Длина волны λ , нм	Показания счетчика		
				$n_1 \downarrow$	$n_2 \uparrow$	n_{cp}

Проведение качественного спектрального анализа неизвестного газа

1. По указанию преподавателя выбрать номер неизвестного газа.

2. Записать в табл. 2 цвет и интенсивность наблюдаемых спектральных линий.

3. Последовательно совместить с метками в окуляре наблюдаемые спектральные линии и записать показания счетчика. Затем измерения повторить в обратном направлении. Результаты наблюдений занести в табл. 2.

4. По полученным значениям вычислить средние показания счетчика (n_{cp}) для каждой спектральной линии.

5. Используя градуировочный график, полученный в первой части работы, по среднему значению n_{cp} определить длины волн излучения неизвестного газа ($\lambda_{\text{эксп}}$). Данные занести в табл. 2.

6. Провести сопоставление длин волн неизвестного газа с длинами волн известных газов, приведенными в Приложении, и на основании данного сравнения определить природу неизвестного газа. Длины волн спектральных линий выбранного газа ($\lambda_{\text{табл}}$) занести в табл. 2.

Таблица 2. Спектральные линии неизвестного газа и их положение в спектре

Цвет линии	Интенсивность	Показания счетчика			$\lambda_{\text{эксп}}$, нм	$\lambda_{\text{табл}}$, нм	Элемент
		$\downarrow n_1$	$\uparrow n_2$	n_{cp}			

Контрольные вопросы

1. Механизм образования и типы спектров излучения.
2. Объяснить линейчатый характер эмиссионных спектров атомов и их серийную структуру.
3. Постулаты Бора и боровская теория строения атома.
4. Получить выражения для радиусов стационарных орбит и уровней энергии водородоподобного атома.
5. Каковы трудности теории Бора?
6. Уравнение Шредингера для атома водорода. Квантовые числа, их физический смысл. Диаграмма энергетических уровней.
7. Что такое Ψ -функция и каков ее физический смысл?
8. Атомные термы, символика атомных термов.
9. Что такое вырождение и степень вырождения?
10. В чем суть спин-орбитального взаимодействия?
11. Расщепление уровней энергии и, мультиплетная структура спектральных линий (рассмотреть на примере атома натрия).
12. На чем основан качественный и количественный спектральный анализ?
13. Устройство, назначение и принцип действия спектрального аппарата. Ход лучей в универсальном монохроматоре.
14. Градуировка монохроматора, зачем и как она проводится?
15. Как определяются длины волн спектральных линий.

Библиографический список

1. Иродов, И.Е. Квантовая физика. Основные законы / И.Е. Иродов. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2001. – 272 с.
2. Трофимова, Т.И. Курс общей физики / Т.И. Трофимова. – М.: Высш. шк., 2008. – 560 с.
3. Савельев, И.В. Курс общей физики: в 3 т. / И.В. Савельев. – СПб.: Из-во Лань, 2008. – Т. 3. – 320 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ
Таблицы спектральных линий атомарных газов
Стандарты

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
S			K		
387	Фиолетовая		404	Фиолетовая	Мультиплет
390	Фиолетовая		464	Синяя	Мультиплет
412	Фиолетовая		474	Голубая	Оч. слабая, мультиплет
469	Голубая	Мультиплет	476	Голубая	Слабая
499	Голубая		479	Голубая	Слабая, мультиплет
571	Желтая		485	Голубая	Слабая, мультиплет
605	Оранжевая		487	Голубая	
674	Красная	Мультиплет	494	Голубая	Мультиплет
676	Красная		496	Голубая	Мультиплет
758	Красная		508	Зеленая	
763	Красная		510	Зеленая	Мультиплет
769	Красная		532	Зеленая	
Pt			534	Зеленая	Мультиплет
382	Фиолетовая		536	Зеленая	
390	Фиолетовая		578	Желтая	
392	Фиолетовая		580	Желтая	Мультиплет
395	Фиолетовая		583	Желтая	
397	Фиолетовая		691	Красная	
400	Фиолетовая	Оч. слабая	694	Красная	Мультиплет
412	Фиолетовая		696	Красная	Слабая, мультиплет
416	Фиолетовая		766	Красная	
419	Фиолетовая		770	Красная	
433	Фиолетовая	Оч. слабая	Au		
439	Фиолетовая	Оч. слабая	387	Фиолетовая	Оч. слабая
444	Синяя	Мультиплет	389	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет
450	Синяя	Слабая	391	Фиолетовая	
452	Синяя	Оч. слабая	393	Фиолетовая	Оч. слабая
455	Синяя		404	Фиолетовая	
488	Голубая	Оч. слабая	407	Фиолетовая	Мультиплет
504	Зеленая	Оч. слабая	424	Фиолетовая	Оч. слабая
506	Зеленая	Слабая	432	Фиолетовая	Слабая
523	Зеленая		444	Синяя	Оч. слабая
530	Зеленая		449	Синяя	Слабая
537	Зеленая	Оч. слабая	461	Синяя	Мультиплет
539	Зеленая	Оч. слабая	479	Голубая	
548	Зеленая	Оч. слабая, мультиплет	481	Голубая	Оч. слабая
584	Желтая	Оч. слабая	515	Зеленая	Оч. слабая
676	Красная	Оч. слабая	523	Зеленая	
684	Красная		526	Зеленая	Оч. слабая
711	Красная	Оч. слабая	566	Желто-зеленая	Оч. слабая
			572	Желтая	Оч. слабая
			584	Желтая	
			586	Желтая	Оч. слабая
			596	Оранжевая	
			628	Оранжевая	
			656	Красная	Оч. слабая
			751	Красная	

Уровень А

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
As			Cl		
418	Фиолетовая	Мультиплет	726	Красная	
438	Фиолетовая	Слабая	741	Красная	
440	Фиолетовая	Слабая	755	Красная	
446	Синяя	Слабая	767	Красная	Слабая
636	Оранжевая	Слабая	772	Красная	
669	Красная	Слабая	774	Красная	
Ag			777	Красная	Слабая
381	Фиолетовая	Слабая	Co		
384	Фиолетовая	Оч. слабая	384	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет
398	Фиолетовая	Оч. слабая	387	Фиолетовая	Мультиплет
406	Фиолетовая	Оч. слабая	389	Фиолетовая	
421	Фиолетовая	Оч. слабая	394	Фиолетовая	Оч. слабая
487	Голубая	Оч. слабая	400	Фиолетовая	Мультиплет
521	Зеленая		409	Фиолетовая	Оч. слабая
547	Зеленая	Мультиплет	412	Фиолетовая	
567	Желто-зеленая	Оч. слабая	Cr		
769	Красная		392	Фиолетовая	Оч. слабая
Al			396	Фиолетовая	Оч. слабая
394	Фиолетовая		425	Фиолетовая	
396	Фиолетовая		427	Фиолетовая	
Ar			429	Фиолетовая	
697	Красная		434	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет
707	Красная		520	Зеленая	Слабая
738	Красная		Eu		
750	Красная	Мультиплет	459	Синяя	
764	Красная		463	Синяя	
772	Красная		466	Голубая	
Be			H		
381	Фиолетовая		434	Фиолетовая	Оч. слабая
387	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	486	Голубая	
425	Фиолетовая	Оч. слабая	656	Красная	
441	Синяя		He		
509	Зеленая	Оч. слабая	389	Фиолетовая	
698	Красная	Оч. слабая	403	Фиолетовая	Оч. слабая
721	Красная	Оч. слабая	447	Синяя	
Bi			502	Зеленая	Слабая
412	Фиолетовая	Слабая, мультиплет	588	Желтая	Мультиплет
472	Голубая	Широкая	668	Красная	Слабая
Cd			707	Красная	
468	Голубая	Оч. слабая	728	Красная	Оч. слабая
480	Голубая	Оч. слабая	In		
509	Зеленая		410	Фиолетовая	
610	Оранжевая	Оч. слабая	451	Синяя	
644	Красная				
735	Красная				

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
Pb			Sb		
402	Фиолетовая	Оч. слабая	403	Фиолетовая	
406	Фиолетовая	Мультиплет	556	Желто-зеленая	Слабая
417	Фиолетовая	Оч. слабая	563	Желто-зеленая	
723	Красная	Слабая	583	Желтая	
Zn			661	Красная	Оч. слабая
468	Голубая		765	Красная	Оч. слабая
472	Голубая		Rn		
481	Голубая		435	Фиолетовая	
518	Зеленая	Слабая	706	Красная	
636	Оранжевая		727	Красная	
			745	Красная	

Уровень В

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
Va			Se		
554	Желто-зеленая	Оч. слабая	516	Зеленая	Мультиплет
660	Красная		522	Зеленая	
668	Красная	Слабая, мультиплет	525	Зеленая	
687	Красная	Оч. слабая	570	Желто-зеленая	Мультиплет
706	Красная		572	Желтая	
712	Красная		594	Оранжевая	
720	Красная	Оч. слабая	600	Оранжевая	Оч. слабая, мультиплет
723	Красная	Оч. слабая	602	Оранжевая	
728	Красная		605	Оранжевая	Оч. слабая
739	Красная	Слабая	612	Оранжевая	Оч. слабая
746	Красная	Оч. слабая	656	Красная	Оч. слабая
749	Красная	Оч. слабая	Cs		
764	Красная	Оч. слабая	388	Фиолетовая	Широкая, мультиплет
767	Красная		456	Синяя	Слабая, широкая
778	Красная	Слабая	459	Синяя	Оч. слабая, широкая
Br			601	Оранжевая	Оч. слабая, широкая
444	Синяя	Оч. слабая	621	Оранжевая	Слабая
447	Синяя	Оч. слабая, мультиплет	659	Красная	Оч. слабая
453	Синяя	Слабая	672	Красная	Широкая
615	Оранжевая		697	Красная	Мультиплет
635	Оранжевая		723	Красная	Оч. слабая
654	Красная		728	Красная	Слабая
656	Красная	Широкая	761	Красная	Широкая
658	Красная		Cu		
663	Красная	Широкая	402	Фиолетовая	
668	Красная	Мультиплет	406	Фиолетовая	
673	Красная	Оч. слабая	428	Фиолетовая	
679	Красная	Оч. слабая	465	Голубая	
701	Красная	Оч. слабая	511	Зеленая	
735	Красная	Оч. слабая	515	Зеленая	
751	Красная		522	Зеленая	
C			529	Зеленая	
477	Голубая		570	Желтая	
493	Голубая		578	Желтая	
505	Зеленая		Dy		
538	Зеленая		387	Фиолетовая	Оч. слабая
600	Оранжевая	Мультиплет	405	Фиолетовая	
659	Красная		417	Фиолетовая	
711	Красная		419	Фиолетовая	Мультиплет
			421	Фиолетовая	Мультиплет
			423	Фиолетовая	Оч. слабая
			459	Синяя	Оч. слабая

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
Er			I		
381	Фиолетовая	Оч. слабая	486	Голубая	Оч. слабая
386	Фиолетовая		512	Зеленая	
389	Фиолетовая		523	Зеленая	Оч. слабая
394	Фиолетовая	Слабая, мультиплет	576	Желтая	Оч. слабая, широкая
397	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	589	Желтая	Слабая
401	Фиолетовая	Мультиплет	602	Оранжевая	Слабая, широкая
409	Фиолетовая	Слабая	608	Оранжевая	Оч. слабая
415	Фиолетовая		629	Оранжевая	Оч. слабая
422	Фиолетовая	Оч. слабая	634	Оранжевая	Слабая, мультиплет
590	Оранжевая		657	Красная	Оч. слабая, мультиплет
F			659	Красная	Оч. слабая
624	Оранжевая	Слабая	662	Красная	
635	Оранжевая	Слабая	712	Красная	Оч. слабая
641	Красная	Оч. слабая	714	Красная	Слабая
677	Красная	Оч. слабая	716	Красная	Оч. слабая
683	Красная	Оч. слабая	724	Красная	Оч. слабая
686	Красная	Мультиплет	740	Красная	Мультиплет
690	Красная	Мультиплет	747	Красная	
704	Красная		755	Красная	Слабая
713	Красная		770	Красная	Слабая, широкая
720	Красная		Lu		
731	Красная		384	Фиолетовая	
733	Красная	Оч. слабая	397	Фиолетовая	Оч. слабая
740	Красная	Слабая	405	Фиолетовая	Слабая
755	Красная	Оч. слабая	412	Фиолетовая	
757	Красная	Оч. слабая	415	Фиолетовая	Оч. слабая
761	Красная	Оч. слабая	430	Фиолетовая	Оч. слабая, широкая
775	Красная		452	Синяя	
Ho			466	Голубая	
404	Фиолетовая	Мультиплет	490	Голубая	Оч. слабая
410	Фиолетовая	Мультиплет	500	Зеленая	Слабая
412	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	514	Зеленая	
414	Фиолетовая	Оч. слабая	540	Зеленая	Оч. слабая
416	Фиолетовая	Мультиплет	574	Желтая	Оч. слабая
423	Фиолетовая	Слабая	600	Оранжевая	
425	Фиолетовая	Оч. слабая, широкая	606	Оранжевая	Оч. слабая
435	Фиолетовая	Оч. слабая	Se		
			473	Голубая	Мультиплет
			537	Зеленая	Слабая, мультиплет
			633	Оранжевая	
			683	Красная	
			699	Красная	Слабая, мультиплет
			701	Красная	Мультиплет
			706	Красная	
			758	Красная	

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
Kr			607	Оранжевая	Мультиплет
427	Фиолетовая		615	Оранжевая	Мультиплет
432	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	617	Оранжевая	
436	Фиолетовая	Оч. слабая	631	Оранжевая	Слабая
438	Фиолетовая	Слабая	O		
445	Синяя	Слабая, мультиплет	382	Фиолетовая	Оч. слабая
450	Синяя	Слабая	395	Фиолетовая	Слабая, мультиплет
556	Желто-зеленая	Оч. слабая, мультиплет	437	Фиолетовая	Оч. слабая
587	Желтая		533	Зеленая	Оч. слабая, мультиплет
759	Красная	Мультиплет	544	Зеленая	Оч. слабая, мультиплет
769	Красная		558	Желто-зеленая	Оч. слабая
Ni			596	Оранжевая	Оч. слабая, мультиплет
397	Фиолетовая		605	Оранжевая	Оч. слабая, мультиплет
440	Синяя		611	Оранжевая	Оч. слабая
446	Синяя	Мультиплет	616	Оранжевая	Мультиплет
460	Синяя		626	Оранжевая	Оч. слабая
465	Синяя		637	Оранжевая	Оч. слабая, мультиплет
471	Голубая		645	Красная	Мультиплет
479	Голубая	Слабая	665	Красная	Оч. слабая
486	Голубая	Слабая	700	Красная	Мультиплет
490	Голубая	Слабая	716	Красная	Слабая
498	Голубая	Слабая, мультиплет	725	Красная	Мультиплет
502	Зеленая	Слабая	748	Красная	Слабая, мультиплет
504	Зеленая		771	Красная	Оч. слабая
508	Зеленая	Мультиплет	777	Красная	
515	Зеленая	Слабая, мультиплет	Os		
548	Зеленая		388	Фиолетовая	Оч. слабая
571	Желтая	Оч. слабая	396	Фиолетовая	Слабая
677	Красная	Оч. слабая	398	Фиолетовая	Оч. слабая
712	Красная	Оч. слабая	407	Фиолетовая	Слабая
742	Красная	Оч. слабая	411	Фиолетовая	Слабая
756	Красная	Оч. слабая	414	Фиолетовая	
762	Красная	Оч. слабая	417	Фиолетовая	Слабая
773	Красная	Оч. слабая	421	Фиолетовая	Слабая
775	Красная	Оч. слабая	426	Фиолетовая	
Sn			429	Фиолетовая	Оч. слабая
380	Фиолетовая		431	Фиолетовая	Оч. слабая
563	Желто-зеленая		442	Синяя	
593	Оранжевая	Оч. слабая	455	Синяя	Оч. слабая
597	Оранжевая	Слабая	479	Голубая	Оч. слабая
604	Оранжевая				

λ , нм	Цвет	Примечания
W		
382	Фиолетовая	Оч. слабая
384	Фиолетовая	Оч. слабая
387	Фиолетовая	Слабая
401	Фиолетовая	
405	Фиолетовая	Оч. слабая
407	Фиолетовая	
410	Фиолетовая	Оч. слабая
427	Фиолетовая	Оч. слабая
429	Фиолетовая	Мультиплет
505	Зеленая	Оч. слабая
Te		
508	Зеленая	
679	Красная	
684	Красная	Мультиплет
719	Красная	
726	Красная	

Уровень С

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
Са			Gd		
423	Фиолетовая		387	Фиолетовая	
428	Фиолетовая	Мультиплет	393	Фиолетовая	Слабая
430	Фиолетовая	Мультиплет	395	Фиолетовая	Слабая
432	Фиолетовая		402	Фиолетовая	Слабая, мультиплет
436	Фиолетовая		405	Фиолетовая	Мультиплет
443	Синяя	Мультиплет	408	Фиолетовая	Мультиплет
445	Синяя	Мультиплет	418	Фиолетовая	Мультиплет
453	Синяя		423	Фиолетовая	
458	Синяя	Мультиплет	426	Фиолетовая	
469	Голубая		431	Фиолетовая	Слабая, мультиплет
488	Голубая		433	Фиолетовая	
504	Зеленая		435	Фиолетовая	
519	Зеленая		440	Синяя	Слабая
526	Зеленая	Мультиплет	442	Синяя	Слабая, мультиплет
535	Зеленая		452	Синяя	Слабая
551	Желто-зеленая		454	Синяя	Оч. слабая
558	Желто-зеленая	Мультиплет	461	Синяя	Оч. слабая
560	Желто-зеленая	Мультиплет	469	Голубая	Оч. слабая
586	Желтая		477	Голубая	Оч. слабая
610	Оранжевая		502	Зеленая	Оч. слабая
612	Оранжевая		510	Зеленая	Оч. слабая
616	Оранжевая	Мультиплет	516	Зеленая	Оч. слабая
644	Красная	Мультиплет	Hg		
646	Красная	Мультиплет	406	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет
649	Красная	Мультиплет	408	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет
657	Красная		414	Фиолетовая	
672	Красная		419	Фиолетовая	
715	Красная		423	Фиолетовая	Оч. слабая
720	Красная		428	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет
733	Красная		433	Фиолетовая	Оч. слабая
			438	Фиолетовая	Слабая
			441	Синяя	
			443	Синяя	Оч. слабая
			476	Голубая	Оч. слабая
			551	Желто-зеленая	
			553	Желто-зеленая	
			557	Желто-зеленая	
			589	Желтая	Оч. слабая
			603	Оранжевая	Оч. слабая

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
Hf			La		
380	Фиолетовая	Широкая, мультиплет	495	Голубая	
382	Фиолетовая	Мультиплет	505	Зеленая	Слабая
385	Фиолетовая	Мультиплет	515	Зеленая	Мультиплет
388	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	518	Зеленая	
390	Фиолетовая		521	Зеленая	
393	Фиолетовая	Слабая	523	Зеленая	
395	Фиолетовая		525	Зеленая	
397	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	527	Зеленая	
403	Фиолетовая	Оч. слабая	546	Зеленая	
406	Фиолетовая	Оч. слабая	550	Желто-зеленая	
408	Фиолетовая	Оч. слабая	565	Желто-зеленая	
417	Фиолетовая		574	Желтая	Слабая
421	Фиолетовая	Оч. слабая	577	Желтая	
423	Фиолетовая	Оч. слабая	579	Желтая	Мультиплет
426	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	582	Желтая	Оч. слабая
429	Фиолетовая	Слабая	593	Оранжевая	
433	Фиолетовая	Оч. слабая	625	Оранжевая	
436	Фиолетовая	Оч. слабая	639	Оранжевая	
442	Синяя	Оч. слабая	646	Красная	
444	Синяя	Оч. слабая	671	Красная	Слабая
457	Синяя	Оч. слабая	705	Красная	Оч. слабая
460	Синяя	Широкая	733	Красная	Оч. слабая, широкая
462	Синяя	Оч. слабая	754	Красная	Оч. слабая
466	Голубая	Оч. слабая	Nd		
478	Голубая	Оч. слабая	462	Синяя	Мультиплет
480	Голубая	Слабая	464	Синяя	Мультиплет
486	Голубая	Оч. слабая	468	Голубая	
518	Зеленая	Оч. слабая	472	Голубая	
555	Желто-зеленая	Оч. слабая, мультиплет	488	Голубая	Мультиплет
572	Желтая	Оч. слабая	490	Голубая	Мультиплет
682	Красная	Оч. слабая	492	Голубая	
706	Красная	Оч. слабая	494	Голубая	Мультиплет
713	Красная		562	Желто-зеленая	
724	Красная	Мультиплет	568	Желто-зеленая	Слабая, широкая
762	Красная	Слабая	573	Желтая	Слабая
			586	Желтая	Оч. слабая
			607	Оранжевая	Оч. слабая
			631	Оранжевая	Оч. слабая

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
Ne			P		
540	Зеленая	Оч. слабая	508	Зеленая	Слабая
576	Желтая	Оч. слабая	510	Зеленая	Слабая, мультиплет
585	Желтая		515	Зеленая	Слабая, мультиплет
587	Желтая	Слабая, мультиплет	529	Зеленая	Слабая
590	Оранжевая	Оч. слабая, мультиплет	535	Зеленая	Мультиплет
594	Оранжевая	Слабая	543	Зеленая	Слабая
597	Оранжевая	Слабая, мультиплет	546	Зеленая	Слабая
599	Оранжевая	Оч. слабая	548	Зеленая	Мультиплет
603	Оранжевая	Слабая	551	Желто-зеленая	Слабая, мультиплет
607	Оранжевая	Слабая	610	Оранжевая	
610	Оранжевая	Оч. слабая	620	Оранжевая	Мультиплет
613	Оранжевая	Оч. слабая, мультиплет	638	Оранжевая	Слабая, мультиплет
616	Оранжевая	Слабая	672	Красная	Слабая
618	Оранжевая		710	Красная	Слабая
622	Оранжевая		716	Красная	Слабая, мультиплет
627	Оранжевая		718	Красная	
630	Оранжевая	Оч. слабая	Pr		
633	Оранжевая	Слабая	470	Голубая	
638	Оранжевая	Слабая	474	Голубая	
640	Красная		492	Голубая	
651	Красная		494	Голубая	Мультиплет
653	Красная	Оч. слабая	505	Зеленая	
660	Красная		578	Желтая	Слабая
665	Красная	Оч. слабая	606	Оранжевая	
668	Красная	Оч. слабая	615	Оранжевая	Оч. слабая
693	Красная	Слабая	636	Оранжевая	Оч. слабая, широкая
702	Красная	Оч. слабая, мультиплет	641	Красная	Оч. слабая
705	Красная	Оч. слабая, мультиплет	649	Красная	Оч. слабая
717	Красная	Слабая	662	Красная	Оч. слабая
725	Красная	Слабая	680	Красная	Оч. слабая, широкая
749	Красная	Оч. слабая			
754	Красная	Оч. слабая, мультиплет			
772	Красная	Слабая			

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
Ru			Si		
382	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	391	Фиолетовая	
384	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	410	Фиолетовая	Оч. слабая
386	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	478	Голубая	Оч. слабая, мультиплет
391	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	565	Желто-зеленая	Слабая
393	Фиолетовая		567	Желто-зеленая	Оч. слабая, мультиплет
395	Фиолетовая	Оч. слабая	569	Желто-зеленая	Слабая, мультиплет
398	Фиолетовая	Оч. слабая	571	Желтая	
402	Фиолетовая	Слабая	575	Желтая	Оч. слабая, мультиплет
405	Фиолетовая	Оч. слабая	577	Желтая	Оч. слабая, мультиплет
407	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	579	Желтая	Слабая, мультиплет
410	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	595	Оранжевая	
414	Фиолетовая	Слабая	613	Оранжевая	Слабая, мультиплет
417	Фиолетовая	Оч. слабая	615	Оранжевая	Слабая, мультиплет
420	Фиолетовая	Мультиплет	624	Оранжевая	Мультиплет
422	Фиолетовая	Оч. слабая	633	Оранжевая	Оч. слабая
424	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	653	Красная	Оч. слабая, мультиплет
428	Фиолетовая	Оч. слабая	656	Красная	Оч. слабая
430	Фиолетовая	Мультиплет	672	Красная	Слабая
436	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	698	Красная	Оч. слабая
439	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	700	Красная	Мультиплет
441	Синяя	Слабая	702	Красная	Слабая, мультиплет
446	Синяя	Оч. слабая	717	Красная	
455	Синяя		723	Красная	Слабая, мультиплет
458	Синяя	Слабая	725	Красная	
471	Голубая	Оч. слабая	728	Красная	Мультиплет
517	Зеленая	Оч. слабая	741	Красная	Мультиплет
			768	Красная	Слабая

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
Sm			507	Зеленая	Слабая
383	Фиолетовая		512	Зеленая	Слабая
385	Фиолетовая	Мультиплет	514	Зеленая	Слабая, мультиплет
395	Фиолетовая	Слабая	516	Зеленая	
397	Фиолетовая		521	Зеленая	Слабая, мультиплет
428	Фиолетовая	Мультиплет	534	Зеленая	
430	Фиолетовая		540	Зеленая	
432	Фиолетовая	Слабая, мультиплет	542	Зеленая	Слабая
434	Фиолетовая		552	Желто-зеленая	Слабая
436	Фиолетовая	Слабая	565	Желто-зеленая	Мультиплет
438	Фиолетовая		578	Желтая	Слабая, мультиплет
440	Синяя	Слабая	581	Желтая	Слабая
442	Синяя	Слабая, мультиплет	588	Желтая	Мультиплет
444	Синяя	Мультиплет	590	Оранжевая	Слабая
447	Синяя		592	Оранжевая	Слабая
450	Синяя	Слабая	594	Оранжевая	Слабая, мультиплет
458	Синяя	Слабая	600	Оранжевая	Широкая
465	Синяя	Слабая	602	Оранжевая	Слабая
467	Голубая	Слабая, широкая	605	Оранжевая	Мультиплет
469	Голубая	Слабая	610	Оранжевая	Слабая
472	Голубая	Мультиплет	614	Оранжевая	Оч. слабая, мультиплет
476	Голубая		626	Оранжевая	Мультиплет
478	Голубая	Мультиплет	631	Оранжевая	
484	Голубая		633	Оранжевая	Оч. слабая, мультиплет
488	Голубая		636	Оранжевая	Оч. слабая, мультиплет
491	Голубая	Мультиплет	639	Оранжевая	Слабая
504	Зеленая	Слабая	643	Красная	Оч. слабая, мультиплет
507	Зеленая		645	Красная	
512	Зеленая	Мультиплет	649	Красная	
518	Зеленая	Слабая	651	Красная	Оч. слабая, мультиплет
520	Зеленая	Оч. слабая	657	Красная	Слабая
525	Зеленая	Оч. слабая	661	Красная	Слабая, мультиплет
527	Зеленая	Слабая, мультиплет	667	Красная	Слабая, мультиплет
545	Зеленая	Оч. слабая	674	Красная	Оч. слабая, широкая
549	Зеленая	Оч. слабая	677	Красная	Оч. слабая
552	Желто-зеленая	Оч. слабая	681	Красная	Широкая
Ta			687	Красная	Мультиплет
392	Фиолетовая		690	Красная	
397	Фиолетовая		693	Красная	Мультиплет
400	Фиолетовая		695	Красная	Оч. слабая
406	Фиолетовая	Мультиплет	697	Красная	
421	Фиолетовая		700	Красная	Слабая, широкая, мультиплет
451	Синяя	Широкая	715	Красная	
457	Синяя		717	Красная	Слабая
462	Синяя		730	Красная	
468	Голубая		735	Красная	Мультиплет
504	Зеленая		737	Красная	Слабая, широкая
			741	Красная	

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
Xe			Zr		
473	Голубая		382	Фиолетовая	Оч. слабая
479	Голубая	Слабая	384	Фиолетовая	Мультиплет
481	Голубая		386	Фиолетовая	Мультиплет
483	Голубая	Мультиплет	388	Фиолетовая	Мультиплет
492	Голубая	Мультиплет	392	Фиолетовая	Слабая, мультиплет
503	Зеленая		397	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет
539	Зеленая	Оч. слабая	402	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет
557	Желто-зеленая	Оч. слабая	404	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет
570	Желто-зеленая	Оч. слабая	406	Фиолетовая	Слабая, мультиплет
582	Желтая	Мультиплет	408	Фиолетовая	
588	Желтая	Оч. слабая, мультиплет	412	Фиолетовая	Оч. слабая
593	Оранжевая	Оч. слабая	417	Фиолетовая	Оч. слабая
618	Оранжевая	Слабая, мультиплет	419	Фиолетовая	Слабая, мультиплет
620	Оранжевая	Оч. слабая	421	Фиолетовая	Оч. слабая
629	Оранжевая	Оч. слабая	423	Фиолетовая	Мультиплет
632	Оранжевая		428	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет
647	Красная	Мультиплет	434	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет
649	Красная	Слабая, мультиплет	436	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет
653	Красная	Оч. слабая	451	Синяя	Оч. слабая
660	Красная	Оч. слабая	454	Синяя	Слабая, мультиплет
667	Красная	Слабая	458	Синяя	Оч. слабая
673	Красная		460	Синяя	Оч. слабая
683	Красная		463	Синяя	Слабая
687	Красная	Оч. слабая, мультиплет	469	Голубая	Мультиплет
693	Красная	Оч. слабая	471	Голубая	
698	Красная	Оч. слабая	474	Голубая	
712	Красная		477	Голубая	
739	Красная	Оч. слабая, мультиплет	482	Голубая	Слабая
758	Красная		506	Зеленая	Оч. слабая
764	Красная		508	Зеленая	Оч. слабая
			516	Зеленая	Оч. слабая
			588	Желтая	Оч. слабая
			613	Оранжевая	Слабая, мультиплет
			631	Оранжевая	Оч. слабая
			710	Красная	Оч. слабая, мультиплет
			717	Красная	Слабая

λ , нм	Цвет	Примечания	λ , нм	Цвет	Примечания
N					
410	Фиолетовая	Оч. слабая, мультиплет	646	Красная	Слабая, мультиплет
485	Голубая	Слабая	648	Красная	Слабая, мультиплет
491	Голубая	Оч. слабая	650	Красная	Слабая, мультиплет
494	Голубая	Слабая, мультиплет	662	Красная	Слабая
496	Голубая		664	Красная	Слабая, мультиплет
528	Зеленая	Слабая, мультиплет	666	Красная	Слабая
575	Желтая	Мультиплет	672	Красная	Слабая
583	Желтая	Слабая	740	Красная	Слабая, мультиплет
585	Желтая	Слабая	742	Красная	
600	Оранжевая	Оч. слабая, мультиплет	744	Красная	
641	Красная	Слабая, мультиплет	747	Красная	
643	Красная	Слабая, мультиплет	761	Красная	Слабая

Оглавление

Определение концентрации раствора при помощи фотометра Пульфриха	3
Изучение дифракции света от узкой щели.....	19
Определение длины волны излучения лазера с помощью дифракционной решетки.....	36
Определение концентрации раствора оптически активного вещества при помощи поляриметра.....	50
Определение постоянной Стефана-Больцмана и постоянной Планка с помощью оптического пирометра с исчезающей нитью	81
Изучение спектров излучения атомарных газов и определение природы газа	104
Приложение. Таблицы спектральных линий атомарных газов.....	126

Учебное издание

Кудин Лев Семенович

Дунаев Анатолий Михайлович

Бурдуковская Галина Геннадьевна

Виртуальный лабораторный практикум по физике

Оптика

Учебное пособие

Редактор О.А. Соловьева

Подписано в печать 30.01.2018. Формат 60x84 1/16 Бумага писчая.

Усл. печ. л. 8,37. Тираж 50 экз. Заказ

ФГБОУ ВО «Ивановский государственный
химико-технологический университет»

153000, г. Иваново, Шереметевский пр., 7

Л.С. Кудин, А.М. Дунаев, Г.Г. Бурдуковская

Виртуальный лабораторный практикум по физике

Оптика

Учебное пособие

Иваново
2018