



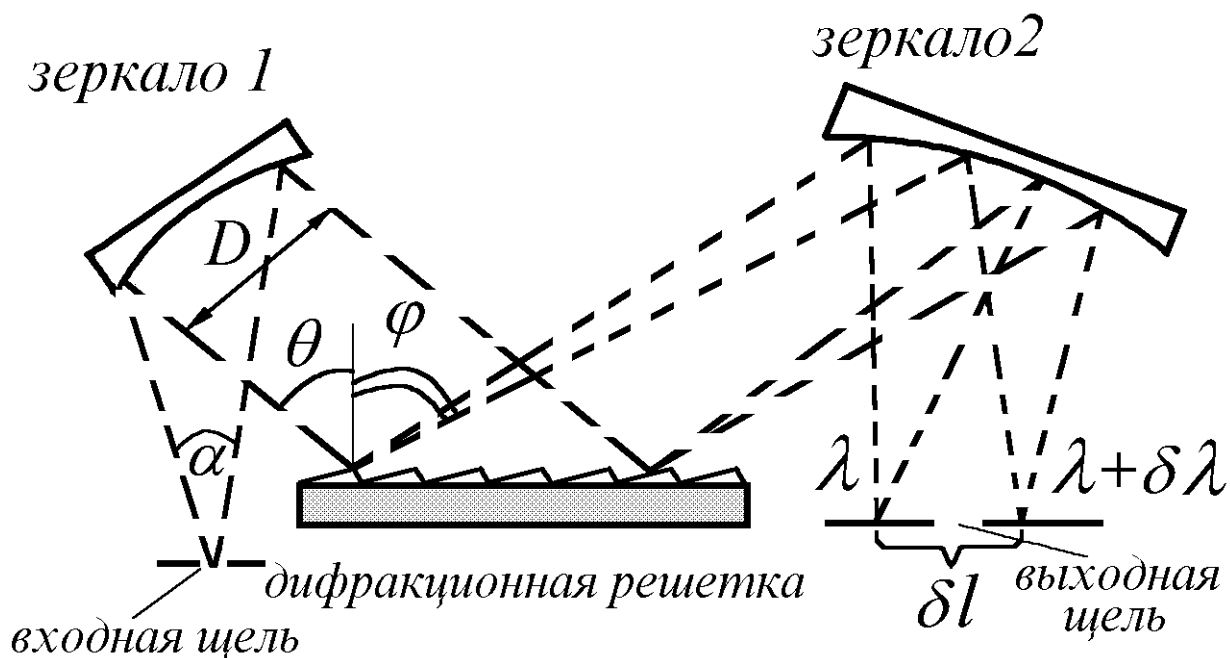
# Лабораторный практикум по ФИЗИКЕ

## ОПТИКА

Авакянц Л.П., Баранов А.Н., Китов И.А., Митин И.В.,  
Салецкий А.М., Червяков А.В.

Задача № 408

### ОСНОВЫ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА



МОСКВА 2017

# Задача № 408

## Основы спектрального анализа

### Содержание

Цель работы.....	2
Идея эксперимента.....	2
1. Теория.....	2
1.1. Шкала электромагнитных волн. Спектр излучения.....	2
1.2. Источники оптического излучения.....	4
Излучение абсолютно черного тела.....	5
Структура электронных уровней. Ширина спектральных линий.....	6
1.3. Приемники оптического излучения.....	7
Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ).....	7
Счет фотонов.....	8
1.4. Спектральные приборы.....	8
Дифракционный спектральный прибор.....	9
Инструментальный контур.....	11
Спектральная чувствительность.....	15
2. Эксперимент.....	16
2.1. Экспериментальная установка.....	16
2.2. Программа управления экспериментальной установкой.....	17
2.3. Проведение эксперимента.....	22
Упражнение 1. Определение спектральной чувствительности экспериментальной установки.....	22
Упражнение 2. Определение линейной дисперсии монохроматора.....	23
Упражнение 3. Влияние ширины щели на характеристики спектрометра.....	24
Упражнение 4. Качественный спектральный анализ излучения газа.....	25
3. Литература.....	26
4. Контрольные вопросы и задания.....	26
Дополнения.....	27
Дополнение А. Квантовые числа.....	27
Дополнение Б. Схема энергетических уровней натрия.....	28
Дополнение В. Дифракция света на решетке.....	29
Дополнение Г. Установка ширины щели.....	31
Дополнение Д. Наиболее интенсивные спектральные линии газов.....	32

# Основы спектрального анализа

## Цель работы

Определение основных характеристик дифракционного спектрометра (линейная дисперсия и разрешающая способность) и проведение качественного спектрального анализа.

## Идея эксперимента

С помощью дифракционного монохроматора измеряются спектры различных источников излучения (лампы накаливания, газонаполненных ламп). По результатам измерений находятся спектральные характеристики прибора.

## 1. Теория.

Как показывает опыт, любая физическая система (ядро, атом, молекула и т.д.) обладает характерной именно для этой системы последовательностью *уровней энергии*, или *стационарных состояний*. Этим фундаментально важным свойством объясняется тот факт, что такие системы испускают и поглощают электромагнитное излучение определенных частот, в пределах от радиочастот (для молекул) до рентгеновских или  $\gamma$ -лучей (для ядер). Оптическая спектроскопия, изучающая характеристические спектры систем в оптическом диапазоне, является одним из наиболее информативных и мощных физических методов.

Несмотря на различия в способах возбуждения и регистрации электромагнитных волн разных диапазонов, все эти волны имеют одинаковую природу и описываются одними и теми же дифференциальными уравнениями - уравнениями Максвелла.

В этой главе дается краткая характеристика электромагнитных волн различных диапазонов, способов их возбуждения и регистрации.

Рассматриваются также основные типы спектральных приборов и их характеристики.

### 1.1. Шкала электромагнитных волн. Спектр излучения

Из системы уравнений Максвелла следует существование поперечных электромагнитных световых волн. В простейшем случае гармонической плоской бегущей волны, распространяющейся в вакууме вдоль оси  $x$ , электрическое  $\mathbf{E}$  и магнитное  $\mathbf{B}$  поля изменяются по одному и тому же закону:

$$\mathbf{E}(x, t) = \mathbf{E}_0 \cos\left[2\pi\left(\nu t - \frac{x}{\lambda}\right) + \varphi\right],$$

$$\mathbf{B}(x, t) = \mathbf{B}_0 \cos\left[2\pi\left(\nu t - \frac{x}{\lambda}\right) + \varphi\right],$$

причем векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости,

перпендикулярной к оси  $x$ .

Такая волна монохроматична, т.е. обладает строго постоянной частотой  $\nu$  и длиной волны  $\lambda$ , связанных друг с другом соотношением

$$\lambda = c/\nu,$$

где  $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \approx 3 \cdot 10^8$  м/с- скорость света в вакууме.

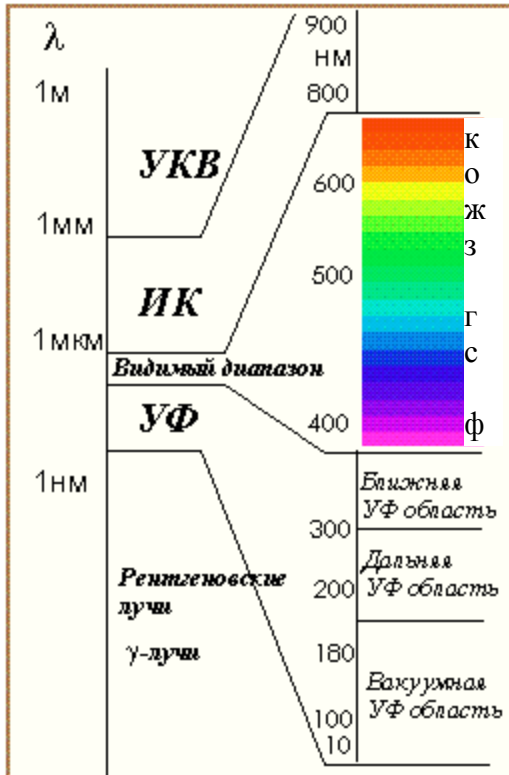


Рис.1 Шкала электромагнитных волн

Электромагнитные волны с длиной волны более 1 мм относятся к радиодиапазону. Диапазон радиоволн простирается от длинных ДВ ( $\lambda \sim 1$  км) до ультракоротких УКВ и СВЧ волн ( $\lambda \sim 1$  мм).

Оптический диапазон (рис.1) включает инфракрасные (ИК) волны, видимый свет ( $400 < \lambda < 750$  нм) и ультрафиолетовые (УФ) волны. За оптическим диапазоном находятся рентгеновские лучи, возникающие при переходах возбужденных электронов внутренней оболочки атома в основное состояние. Верхний предел частот электромагнитных волн, которые могут излучать атомные системы, составляет около  $10^{20}$  Гц. Излучение более высоких частот (гамма-излучение) испускается возбужденными атомными ядрами и при превращениях элементарных частиц.

В бегущей электромагнитной волне происходит направленный перенос энергии.

Вектор Умова-Пойнтинга

$$\mathbf{S} = [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] = \epsilon_0 c^2 [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$$

определяет плотность потока энергии электромагнитного поля (энергию, переносимую волной в единицу времени через единичную площадку).

Для оптического диапазона колебания  $\mathbf{S}$  на частотах  $\nu \approx 10^{15}$  Гц не могут быть зарегистрированы существующими приемниками оптического излучения вследствие их инерционности. В эксперименте измеряется лишь среднее значение проекции вектора  $\mathbf{S}$  на направление распространения волны, называемое интенсивностью света

$$I = \langle S_n \rangle.$$

Как и плотность потока энергии, интенсивность измеряется в  $\frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{м}^2} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$

Зная интенсивность света, можно найти среднюю объемную плотность

энергии излучения  $w$ , т.е. энергию волны в единице объема:

$$w = I/c.$$

(измеряется в  $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3}$ ).

Известно, что любая негармоническая волна может быть представлена в виде суперпозиции гармонических волн (гармоник). В этом случае объемная плотность  $w$  энергии волны может быть выражена через *спектральную плотность* энергии  $\rho$ , характеризующую распределение энергии волны по частотам ( $\rho_\omega$ ) или по длинам волн ( $\rho_\lambda$ ):

$$w = \int_0^{\infty} \rho_\omega d\omega = \int_0^{\infty} \rho_\lambda d\lambda$$

( $\rho_\omega$  измеряется в  $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}}$ ,  $\rho_\lambda$  измеряется в  $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot \text{м}}$ ).

Следует отметить, что монохроматическая волна является идеализацией, т.к. такая волна имеет бесконечную длительность. В случае волны конечной длительности  $\tau$  она уже не является монохроматической и, как указывалось выше, является суперпозицией гармоник, причем основной вклад в энергию дают гармоники, частоты которых находятся в интервале

$$\Delta\nu = 1/\tau. \quad (1)$$

В дальнейшем под термином “*спектр*” излучения мы будем понимать распределение энергии (или интенсивности) излучения по частотам (или длинам волн), т.е. его спектральную плотность  $\rho_\omega$  (или  $\rho_\lambda$ ).

## 1.2. Источники оптического излучения.

В качестве источников излучения в работе используются лампы накаливания и газоразрядные лампы. Принцип действия используемых источников основан на следующих физических явлениях.

1. *Тепловое излучение* - свечение нагретых тел за счет внутренней энергии, дающее *сплошной спектр*.

Классическим примером является излучение абсолютно черного тела, а также излучение лампы накаливания.

2. *Свечение возбужденных* (например, электрическим током) *разреженных газов*, вызванное квантовыми переходами внешних электронов в атомах и молекулах с высших энергетических уровней на низшие. Это излучение имеет *линейчатый спектр*, состоящий из отдельных спектральных линий, частота которых определяется структурой электронных уровней атома или молекулы.

Примеры: спектр водорода, спектр натрия (см. приложение Б).

## Излучение абсолютно черного тела.

Рассмотрим систему из нескольких тел, нагретых до разной температуры и помещенных в замкнутую полость, стенки которой полностью отражают падающее на них излучение. Опыт показывает, что вследствие излучения и

$\rho_\lambda(T)$ , *отн. ед.*

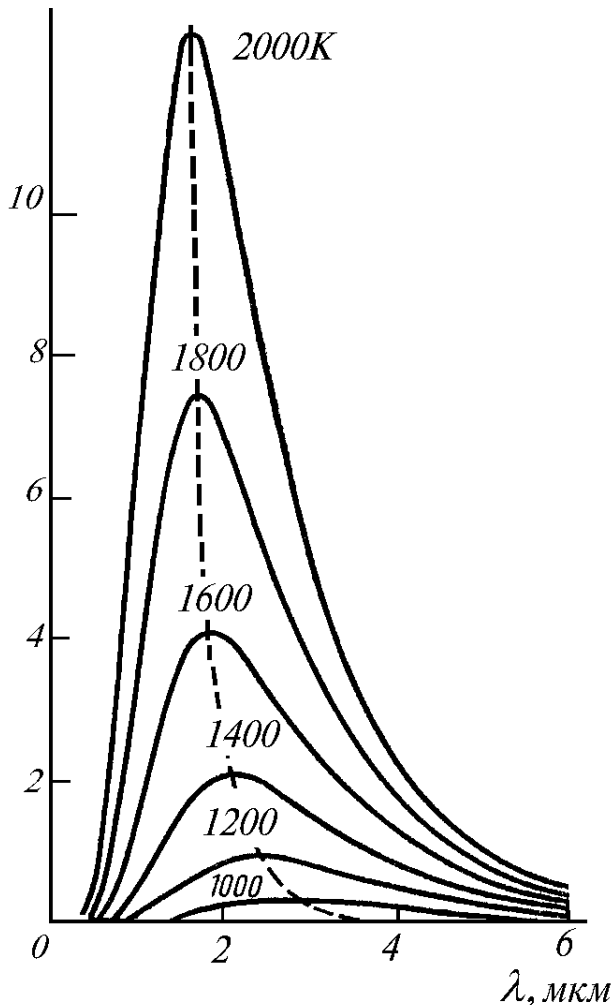


Рис.2 Спектральная плотность излучения абсолютно черного тела при разных температурах.

воспользовавшись соотношениями:

$$\rho_\omega(T)d\omega = \rho_\lambda(T)d\lambda;$$

$$\lambda = c/\nu = 2\pi c/\omega; \quad d\lambda = -2\pi c d\omega/\omega^2.$$

Тогда

поглощения излучения телами система приходит в состояние теплового равновесия, при котором все тела имеют одинаковую температуру. Испускаемая телами лучистая энергия за какой-либо промежуток времени становится равной поглощаемой энергии, и плотность излучения в пространстве между телами достигает определенной величины, соответствующей установившейся температуре тел. Это излучение называется равновесным или излучением абсолютно черного тела. Его плотность энергии и спектральный состав зависят только от температуры  $T$  и не зависят от размеров полости и от свойств находящихся в ней тел. Спектральная плотность равновесного излучения  $\rho_\omega(T)$  описывается формулой Планка:

$$\rho_\omega(T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3 [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]}$$

где  $\hbar$  - постоянная Планка,

$k$  - постоянная Больцмана.

Зависимость спектральной плотности энергии  $\rho_\lambda(T)$  абсолютно черного тела от длины волны  $\lambda$  при разных температурах можно получить,

$$\rho_{\lambda}(T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5 [\exp(hc/\lambda kT) - 1]}, \quad (2)$$

где  $h = 2\pi\hbar$  (см. рис.2).

Пунктирная линия показывает, как смещается максимум при изменении температуры. Отметим, что при  $T < 4000$  К максимум излучения приходится на ИК область, а в видимом диапазоне спектральная плотность резко возрастает с ростом длины волны.

Излучение реальных тел принято характеризовать коэффициентом (или степенью) черноты  $\varepsilon(\lambda, T)$ , который равен отношению спектральной плотности излучения рассматриваемого тела и черного тела при одной и той же длине волны и одинаковой температуре. Величина  $\varepsilon(\lambda, T)$  всегда меньше единицы, т.е. спектральная плотность излучения реальных тел всегда меньше, чем абсолютно черного тела. Для широко используемых в спектроскопии ламп накаливания с вольфрамовой нитью зависимость коэффициента  $\varepsilon(\lambda, T)$  хорошо известна, что позволяет использовать их в качестве источника с известным спектром. Для видимого диапазона и температуры 2000 - 2500 К коэффициент черноты для вольфрама слабо зависит от длины волны и равен примерно 0.8, поэтому формула (2) может быть использована для аппроксимации спектра излучения лампы накаливания в этом диапазоне.

### **Структура электронных уровней. Ширина спектральных линий.**

Согласно квантовой теории атом может существовать лишь в определенных (стационарных) состояниях с энергиями (энергетическими уровнями)  $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n, \dots$ . При переходе из одного состояния с энергией  $E_n$  в другое состояние с энергией  $E_m$  атом излучает (если  $E_n > E_m$ ) или поглощает (если  $E_n < E_m$ ) квант света с частотой

$$\nu_{nm} = \frac{|E_m - E_n|}{h}$$

В основном состоянии с наименьшей энергией изолированный атом может находиться бесконечно долго. Время жизни атома  $\tau$  в возбужденном состоянии конечно, поэтому уровень энергии, соответствующий этому состоянию, имеет конечную ширину  $\Delta E = h\Delta\nu$ , где  $\Delta\nu$  связано с  $\tau$  соотношением (1). В результате спектральная линия, обусловленная переходом с этого уровня на основной, будет иметь *ширину* (на половине максимального значения)  $\Delta\nu = 1/\tau$ . С точки зрения классической теории конечность  $\tau$  обусловлена радиационными потерями энергии электрона, излучающего при ускоренном движении вокруг ядра, причем  $\tau$  – это время, за которое энергия убывает в  $e$  раз. Таким образом, даже в том идеальном случае, когда на атом не действуют никакие внешние силы, спектральная линия имеет конечную, т.н. *естественную ширину*.

Дополнительное уширение спектральных линий возможно при столкновениях атомов (т.к. при этом уменьшается  $\tau$ ), а также при их тепловом движении (за счет эффекта Доплера).

Если атом взаимодействует с излучением или с другими атомами, то он может перейти из основного состояния в возбужденное. Следовательно, его время жизни в основном состоянии также конечно, поэтому и основной уровень имеет конечную ширину.

Для веществ, находящихся в газообразном состоянии, уширение спектральных линий невелико, поэтому спектр газов, особенно разреженных, остается линейчатым. Но с ростом плотности веществ (жидкость, твердое тело) линейчатая структура преобразуется в сплошной спектр.

### **1.3. Приемники оптического излучения.**

Наиболее важные способы регистрации электромагнитных волн оптического диапазона основаны на измерении переносимого волной потока энергии.

Для этих целей применяются приемники излучения, в которых используются:

- *фотоэлектрические явления* (фотоэлементы, фотоумножители (ФЭУ), электронно-оптические преобразователи, фоторезисторы и фотодиоды);
- *фотохимические явления* (фотоэмульсии);
- *фотолюминесценция* (люминесцирующие экраны);
- *термоэлектрические явления* (термостолбики, болометры).

Всем приемникам присуща инерционность, характеризующаяся *временем разрешения*  $\tau_n$ , при этом приемник регистрирует среднюю за время  $\tau_n$  интенсивность волны. Для наименее инерционных фотоэлектрических приемников  $\tau_n$  порядка  $10^{-10}$  с.

*Область спектральной чувствительности* приемника зависит от его конструкции и принципа действия. Например, для фотоэлектрических приемников ограничение на использование в длинноволновой области спектра обусловлено наличием *красной границы фотоэффекта*.

В связи с тем, что в данной работе в качестве приемника излучения используется *фотоэлектронный умножитель (ФЭУ)*, рассмотрим принцип его работы и конструкцию более подробно.

### **Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ).**

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) - это фотоэлектрический приемник излучения, преобразующий световой сигнал в электрический. Он состоит из



откаченного небольшого баллончика со стеклянным или кварцевым окошком, через которое свет падает на фотокатод ФК (рис.3). В баллон впаяны электроды, между которыми приложено напряжение.

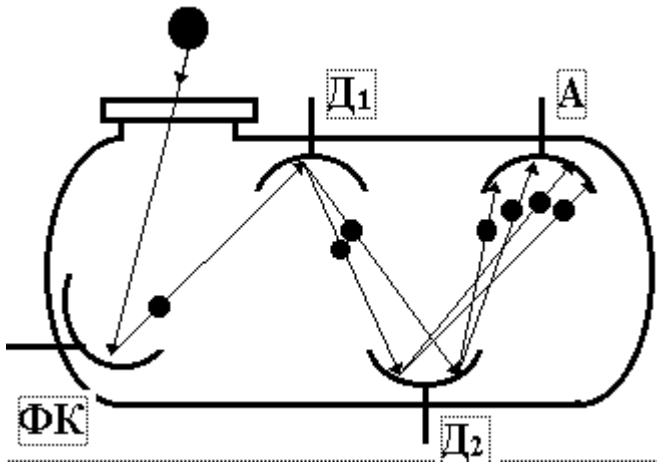


Рис.3. Принципиальная схема ФЭУ.

Фотоэлектроны, эмитируемые при освещении фотокатода, ускоряются электрическим полем и попадают на первый электрод (динод Д1), вызывая эмиссию вторичных электронов. Большинство вторичных электронов после ускорения попадают на следующий динод, где процесс повторяется, и т.д. Вторичные электроны с последнего из динодов собираются на аноде А. В результате, сила тока на выходе ФЭУ будет пропорциональна

интенсивности падающего на фотокатод излучения. Общий коэффициент усиления такой системы, имеющей 10-15 динодов, достигает  $10^6 - 10^8$ , что позволяет измерять очень малые световые потоки.

Одной из основных характеристик ФЭУ является *спектральная чувствительность*, определяемая в основном материалом катода, и равная отношению фототока ФЭУ к интенсивности падающего на него излучения. Вследствие зависимости спектральной чувствительности приемника от длины волны при регистрации спектра необходимо учитывать эту зависимость.

### Счет фотонов.

При измерении малых световых потоков, когда на фотокатод ФЭУ в единицу времени попадают отдельные фотоны, оказывается выгоднее измерять не силу тока в анодной цепи ФЭУ, а считать отдельные импульсы тока, образующиеся на выходе ФЭУ в результате попадания фотонов на фотокатод. Считая число импульсов (фотонов), можно определить световой поток и интенсивность падающего на фотокатод излучения. Этот метод измерения световых потоков называется *счетом фотонов*.

### 1.4. Спектральные приборы и их характеристики.

Спектральные приборы осуществляют разложение излучения на монохроматические составляющие, что дает возможность измерения распределения энергии исследуемого излучения по частотам (длинам волн) т.е.

определение спектра. Их основным узлом является диспергирующий элемент, который осуществляет пространственное разделение излучения разных длин волн.

По типу применяемого диспергирующего элемента спектральные приборы подразделяют на призмные, дифракционные и интерферометрические. В настоящей работе используется прибор с дифракционной решеткой.

### Дифракционный спектральный прибор.

Принципиальная схема дифракционного спектрального прибора (монохроматора) приведена на рис.4.

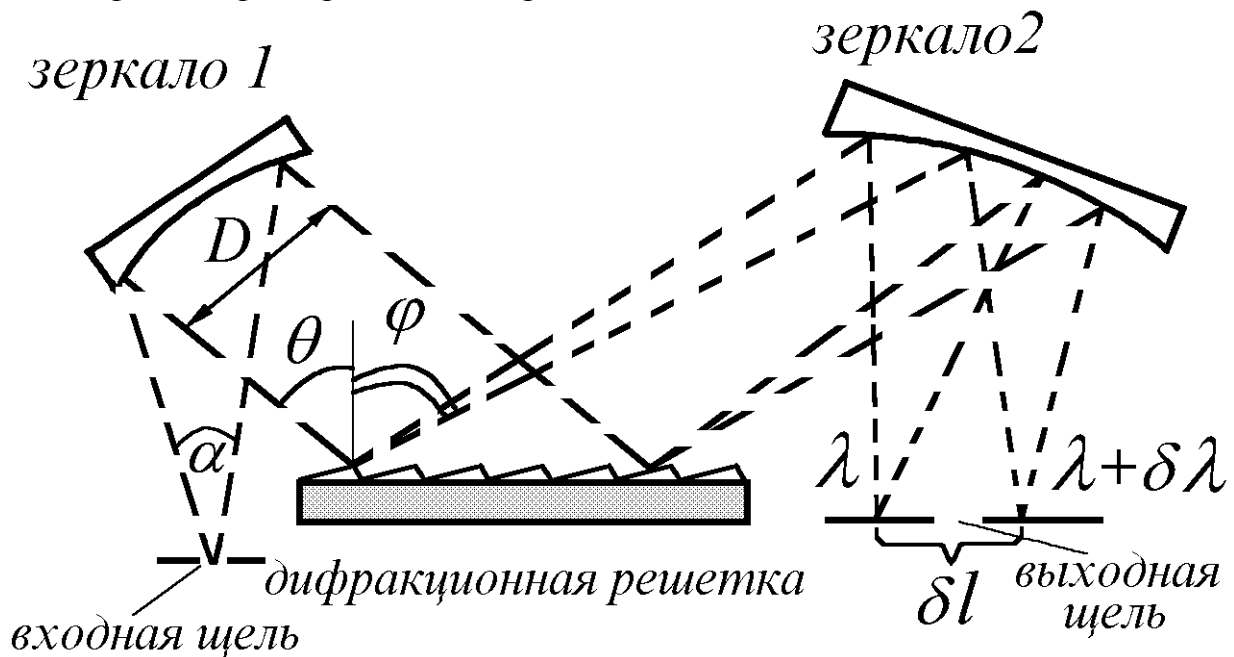


Рис.4 Схема дифракционного спектрального прибора.

Освещаемая исследуемым излучением входная щель монохроматора находится в фокусе сферического зеркала 1, являющегося коллиматорным объективом, который формирует параллельный пучок лучей. Этот пучок падает на диспергирующий элемент – отражательную дифракционную решетку. Если угол падения плоской волны на решетку равен  $\theta$ , то вследствие дифракции максимумы интенсивности отраженного (дифрагированного) света с длиной волны  $\lambda$  будут наблюдаться при углах дифракции  $\varphi$ , соответствующих условию

$$d \cdot (\sin \varphi - \sin \theta) = m\lambda, \quad (3)$$

где  $d$  - период решетки,  $m = 1, 2, 3, \dots$  - порядок дифракционных максимумов (см. дополнение В).

Таким образом, каждой длине волны  $\lambda$  в исследуемом излучении будут соответствовать свои направления  $\varphi_m(\lambda)$  на дифракционные максимумы.

Сферическое зеркало 2 (камерный объектив) фокусирует параллельные пучки лучей, идущие под разными углами  $\varphi_m(\lambda)$ , в разных точках фокальной плоскости, в которой находится выходная щель прибора.

В состав *спектрометра*, помимо монохроматора, входит регистрирующая система, в том числе и приемник излучения. При повороте решетки монохроматора, т.е. изменении угла  $\theta$ , угол  $\varphi$  будет меняться в соответствии с (3), и максимумы интенсивности света с длиной волны  $\lambda$  будут перемещаться в фокальной плоскости камерного объектива. При этом через выходную щель будут проходить световые потоки, излучаемые источником на различных длинах волн  $\lambda$ , удовлетворяющих условию (3). Электрический сигнал от приемника излучения, расположенного за выходной щелью, будет пропорционален спектральной плотности излучения источника  $\rho_\lambda$ . Регистрирующая система синхронно с изменением длины волны запоминает сигнал с приемника, т.е. осуществляет запись спектра.

Количественной характеристикой величины пространственного разнесения лучей с разными длинами волн является *дисперсия* спектрального прибора. Чем больше угол  $\delta\varphi$  на который разнесены лучи, отличающиеся по длинам волн на  $\delta\lambda$ , тем больше *угловая дисперсия* прибора:

$$D_\varphi = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}. \quad (4)$$

Выражение для угловой дисперсии дифракционного монохроматора может быть получено из (3) дифференцированием по  $\lambda$ :

$$d \cdot \cos\varphi \cdot \delta\varphi = m \cdot \delta\lambda, \\ D_\varphi = \frac{m}{d \cos\varphi}. \quad (5)$$

Обычно дифракционные приборы работают в первом порядке ( $m=1$ ) и при небольших углах дифракции ( $\cos\varphi(\lambda) \approx 1$ ), в этом случае

$$D_\varphi \approx \frac{1}{d}, \quad (5a)$$

т.е. угловая дисперсия практически не зависит от длины волны. Однако, если период решетки  $d$  сравним с длиной волны  $\lambda$ , то зависимость дисперсии от длины волны становится существенной (покажите это самостоятельно на основе формул (3) и (5)).

Если фокусное расстояние камерного объектива равно  $F$ , то в его фокальной плоскости лучи, отличающиеся по длинам волн на  $\delta\lambda$ , будут разнесены в пространстве на

$$\delta l = F \cdot \delta\varphi = F \cdot D_\varphi \delta\lambda.$$

Величину

$$D_l = \frac{\delta l}{\delta\lambda} = F \cdot D_\varphi = \frac{F \cdot m}{d \cos\varphi} \quad (6)$$

называют *линейной дисперсией* прибора .

В первом порядке ( $m = 1$ ) и при небольших углах дифракции ( $\cos \varphi(\lambda) \approx 1$ )

$$D_l \approx \frac{F}{d} \quad (6a)$$

(слабо зависит от длины волны).

Таким образом, в фокальной плоскости камерного объектива участку протяженностью  $\delta l$  соответствует участок спектра шириной  $\delta \lambda$ , равной

$$\delta \lambda = \frac{\delta l}{D_l}.$$

В фокальной плоскости находится выходная щель шириной  $a$ , поэтому можно ввести понятие *спектральной ширины щели*  $\Gamma$ , равной

$$\Gamma = \frac{a}{D_l}. \quad (7)$$

т.е. тому диапазону длин волн, что проходит через щель шириной  $a$ .

Формула (3) позволяет также определить *область свободной дисперсии*  $\Delta \lambda$  решетки, т.е. максимальную ширину спектрального интервала исследуемого излучения, при которой спектры соседних порядков еще не перекрываются. Длинноволновый край спектра  $m$ -го порядка совпадает с коротковолновым краем спектра  $(m+1)$ -го порядка при выполнении условия

$$d(\sin \varphi - \sin \theta) = m(\lambda + \Delta \lambda) = (m + 1)\lambda,$$

откуда

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda}{m}.$$

При работе в первом порядке ( $m=1$ ) область свободной дисперсии  $\Delta \lambda \approx \lambda$ , т.е. для длин волн видимого диапазона ( $400\text{нм} \leq \lambda_{\text{вид}} \leq 750\text{нм}$ ) перекрытия спектров соседних порядков не происходит.

## **Инструментальный контур.**

Любой реальный спектральный прибор, регистрируя **монохроматическое** излучение, вместо бесконечно узкой линии дает некоторый контур конечной ширины, называемый *аппаратной функцией* или *инструментальным контуром*. Чем уже инструментальный контур, тем меньше искажений вносит прибор в измеряемый спектр.

Вносимое прибором уширение линий в основном обусловлено следующими причинами:

### **1. Конечная ширина входной и выходной щелей монохроматора.**

Как уже отмечалось выше, входная и выходная щели монохроматора находятся в фокальных плоскостях объективов, коллиматорного и камерного соответственно. В этом случае в соответствии с законами геометрической

оптики в плоскости выходной щели возникнет изображение входной щели. При повороте дифракционной решетки изображение входной щели будет смещаться. Сигнал на выходе монохроматора образуется в результате прохождения изображения входной щели через выходную щель, что приводит к уширению наблюдаемой линии (рис.5).

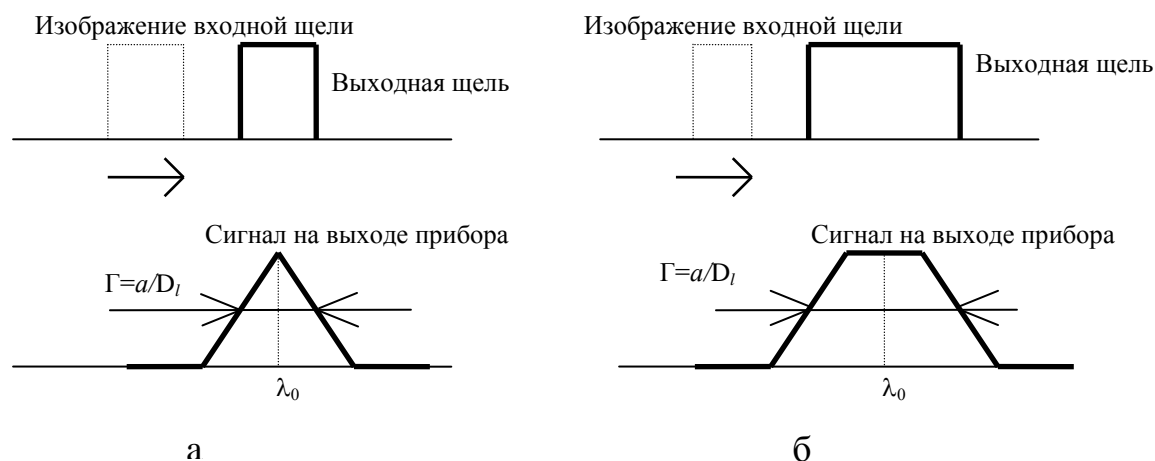


Рис.5. Формирование выходного сигнала спектрометра для случаев:  
а)  $a_1 = a_2 = a$ ; б)  $a_2 > a_1$ .

Пусть входная щель шириной  $a_1$  освещается монохроматическим светом с длиной волны  $\lambda$ , а выходная щель имеет такую же ширину  $a_2 = a_1 = a$ , при этом ширины щелей существенно превосходят длину волны излучения. Будем считать дифракционное уширение на решетке (см. ниже) пренебрежимо малым, в этом случае падающий на дифракционную решетку параллельный пучок «отражается» под углом  $\varphi_m(\lambda)$ , определяемым (3). Так как щели расположены в фокальных плоскостях сферических зеркал 1 и 2 (рис.4), то в соответствии с законами геометрической оптики в плоскости выходной щели будет наблюдаться изображение входной щели в виде узкой освещенной полоски. При одинаковых фокусных расстояниях обоих зеркал ширина этого изображения будет равна ширине входной щели  $a_1$ .

При повороте дифракционной решетки это изображение будет перемещаться в направлении, указанном стрелкой на рис.5а. Когда правый край изображения совпадет с левым краем выходной щели, начнется линейное нарастание сигнала (при равномерной освещенности щели сигнал пропорционален площади пересечения изображения и выходной щели). Сигнал на выходе достигнет максимального значения, когда изображение совпадет с выходной щелью, после чего начнется линейное спадание выходного сигнала до нулевого значения.

Спектральные приборы обычно градуируют таким образом, что на его счетчике указана длина волны, для которой выполнено условие максимума (3)

для угла дифракции, соответствующего попаданию точно в центр выходной щели. Таким образом, прибор регистрирует зависимость интенсивности света, прошедшего через выходную щель, от длины волны (а не от угла поворота решетки).

Таким образом, конечная ширина щелей приводит к тому, что при измерении спектра монохроматического источника вместо бесконечно узкой линии будет наблюдаться треугольный контур. Нетрудно показать, что ширина  $\delta\lambda$  треугольника на уровне 1/2 от максимального значения будет равна спектральной ширине щели  $\Gamma$ :

$$\delta\lambda = \Gamma = \frac{a}{D_l}, \quad (8)$$

где  $a$  - ширина щели,  $D_l$  - линейная дисперсия прибора (см. также (7)).

Если размеры щелей не совпадают, то, как видно из рис.5б, сигнал на выходе будет иметь вид трапеции, ширина которой равна

$$\delta\lambda = \Gamma = \frac{a_{\max}}{D_l}, \quad (8a)$$

где  $a_{\max}$  - **максимальный** из размеров входной и выходной щелей.

## 2. Дифракция света на диспергирующем элементе.

При бесконечно узких щелях инструментальный контур уширяется в результате *дифракции света* на диспергирующем элементе (см. дополнение В). При освещении **бесконечно узкой входной щели** монохроматическим светом на решетку после отражения от сферического зеркала 1 (рис. 4) будет падать строго параллельный пучок шириной  $D$ , в этом случае распределение интенсивности в зависимости от угла дифракции  $\varphi$  будет задаваться формулой (В.1). Поэтому угловая ширина аппаратного контура  $\Delta\varphi$  при **бесконечно узкой выходной щели** будет определяться угловой шириной главного дифракционного максимума порядка  $m$ :

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{Nd \cos\varphi_m} = \frac{\lambda}{D'} \approx \frac{\lambda}{D} \quad (9)$$

где  $d$  - период решетки,  $N$  - число штрихов,  $D' = Nd \cos\varphi_m$  - ширина пучка, дифрагировавшего под углом  $\varphi_m$ . Так как  $\varphi_m \approx \theta \approx 0$ , то и  $D' \approx D$  (см. рис.4). Таким образом, угловая ширина максимума определяется шириной  $D$  освещенной части диспергирующего элемента (дифракционной решетки).

Линейная ширина  $\Delta l$  дифракционного максимума в плоскости выходной щели равна

$$\Delta l = F \cdot \Delta\varphi \approx \frac{F \cdot \lambda}{D}, \quad (10)$$

а спектральная ширина  $\Gamma_{\text{диф}}$ , соответствующая этому максимуму, равна

$$\Gamma_{\text{диф}} = \frac{\Delta I}{D_1} \approx \frac{F \cdot \lambda}{D \cdot D_1}. \quad (11)$$

Вид аппаратного контура при бесконечно узких щелях показан на рис.6а.

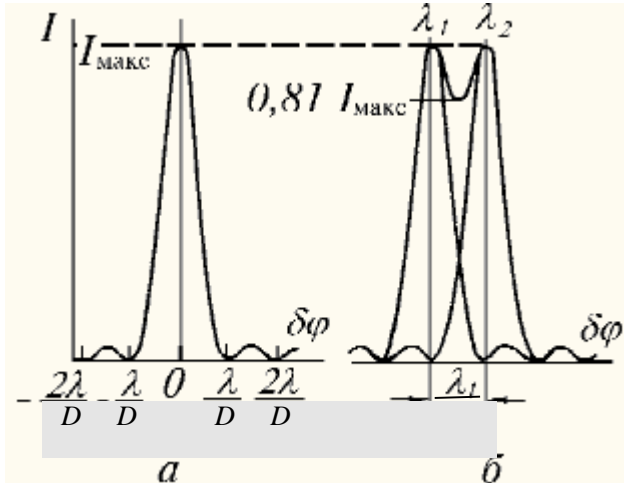


Рис.6. а - инструментальный контур, обусловленный дифракцией света на решетке при ширине пучка  $D$ , б - критерий Релея.

Вследствие конечности ширины инструментального контура возможности реального спектрального прибора по разделению двух близких по частотам линий ограничены. Для характеристики этих возможностей вводят понятие *разрешающей силы* или *разрешающей способности*  $R$ , равной отношению длины волны  $\lambda$  к  $\Delta\lambda$  - наименьшей разности длин волн двух монохроматических спектральных линий, при которой спектральный прибор их еще разделяет

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (12)$$

Согласно *критерию Релея*, для дифракционной формы инструментального контура

наименьший разрешимый интервал  $\Delta\lambda$  определяется из условия, что главный дифракционный максимум порядка  $m$  для одной длины волны  $\lambda$  совпадает с ближайшим к нему дифракционным минимумом того же порядка для длины волны  $\lambda + \Delta\lambda$ . Расчеты показывают, что две монохроматические линии одинаковой интенсивности на таком расстоянии друг от друга (в угловой мере оно равно  $\Delta\varphi \approx \frac{\lambda}{D}$ ) дают суммарный контур с двумя максимумами (рис.6б), провал между которыми составляет около 20% от интенсивности в максимуме.

Величину  $\Delta\lambda$  можно определить, зная угловую ширину  $\Delta\varphi$  максимума (9) и угловую дисперсию  $D_\varphi$  решетки (5):

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\varphi}{D_\varphi} = \frac{\lambda}{Nd \cos\varphi_m} \cdot \frac{d \cos\varphi_m}{m} = \frac{\lambda}{mN}. \quad (13)$$

В результате для *теоретической разрешающей способности* дифракционной решетки получим:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN. \quad (14)$$

*Практическая разрешающая способность* будет определяться спектральной шириной инструментального контура  $\delta\lambda$ , которая обусловлена,

как указывалось выше, не только дифракцией света на диспергирующем элементе, но и конечностью ширины щелей спектрометра. Казалось бы, следует работать с предельно узкими щелями, однако это приведет к резкому уменьшению светового потока, что может затруднить регистрацию слабых сигналов. Поэтому обычно выбирают ширину щелей таким образом, чтобы соответствующие вклады в  $\delta\lambda$  были равны, т.е. спектральная ширина щели

$$\Gamma = \frac{a}{D_l} \quad (8)$$

(уширение, связанное с конечной шириной входной и выходной щелей), должна быть равна диапазону  $\Delta\lambda$  длин волн, разрешаемых дифракционной решеткой (13):

$$\Gamma = \frac{a}{D_l} = \Delta\lambda = \frac{\lambda}{mN}. \quad (13a)$$

Подставляя формулу (6) для линейной дисперсии  $D_l$ , получим:

$$\frac{a \cdot d \cos\varphi_m}{F \cdot m} = \frac{\lambda}{mN}; \quad a = \frac{F \cdot \lambda}{N \cdot d \cos\varphi_m} \approx \frac{F \cdot \lambda}{D}$$

Такая ширина щелей  $a_n$  называется *нормальной*. В итоге получаем:

$$a_n \approx \frac{F \cdot \lambda}{D}. \quad (15)$$

(отметим, что такой же результат можно получить, просто приравняв  $a_n$  и линейную ширину  $\Delta l$  дифракционного максимума (10)).

При нормальной ширине щели разрешающая способность составляет около 75% от ее предельного значения (14). Уменьшение ширины щели обычно нецелесообразно, т.к. это, как отмечалось выше, приводит к резкому уменьшению светового потока.

Если ширина щели существенно больше нормальной, то влиянием дифракционного уширения можно пренебречь, и практическую разрешающую силу в этом случае можно определять по формуле:

$$R = \frac{\lambda}{\Gamma} = \frac{\lambda \cdot D_l}{a}, \quad (16)$$

где  $a$  - ширина щели,  $D_l$  - линейная дисперсия прибора, спектральная ширина щели  $\Gamma$  определяется непосредственно в эксперименте.

### **Спектральная чувствительность.**

Вследствие того, что чувствительность фотоприемника (ФЭУ), отражательная способность дифракционной решетки и зеркал зависят от длины волны, распределение энергии  $I_{\text{рег}}(\lambda)$  по длинам волн, зарегистрированное спектральным прибором, не соответствует действительному распределению



энергии на входе  $I_{\text{вх}}(\lambda)$ . *Спектральную чувствительность* прибора  $K(\lambda)$  определяют как отношение зарегистрированного фотоприемником сигнала к входному:

$$K(\lambda) = \frac{I_{\text{рег}}(\lambda)}{I_{\text{вх}}(\lambda)}. \quad (17)$$

Для конкретного спектрального прибора  $K(\lambda)$  можно найти, если в качестве входного сигнала взять известный (эталонный) спектр  $I_{\text{эт}}(\lambda)$ . Например, можно считать, что спектр лампы накаливания в видимом диапазоне имеет такой же вид, как и спектр абсолютно черного тела. Отметим, что  $K(\lambda)$  определяется с точностью до постоянного множителя.

Определив  $K(\lambda)$  прибора, при последующих измерениях истинный спектр излучения  $I_{\text{ист}}(\lambda)$  находят по формуле:

$$I_{\text{ист}}(\lambda) = \frac{I_{\text{рег}}(\lambda)}{K(\lambda)}.$$

где  $I_{\text{рег}}(\lambda)$  - результат измерений.

## **2. Эксперимент.**

### **2.1. Экспериментальная установка.**

Исследование спектральных характеристик излучения проводится на установке, блок-схема которой представлена на рис.7. В состав установки входят:

- 1) источники излучения;
- 2) монохроматор с блоком управления;
- 3) фоторегистрирующая система (фотоэлектронный умножитель с блоком питания и формирователем счетных импульсов);
- 4) блок сопряжения установки с компьютером;
- 5) персональный компьютер.

В качестве источника излучения используются лампа накаливания и две газоразрядные лампы: натриевая и неизвестная лампа, рабочее вещество которой необходимо определить в 4-м упражнении по спектру излучения. Натриевая лампа установлена стационарно на оптическом рельсе на расстоянии около 40 см от входной щели монохроматора. Между натриевой лампой и монохроматором расположен держатель, на котором устанавливается либо лампа накаливания, либо неизвестная лампа.

Дифракционный монохроматор типа МДР-23 или МДР-41 выделяет из падающего излучения узкий спектральный интервал, среднее значение длины волны которого указывается на счетчике прибора. Ширина входной и выходной щелей регулируются микрометрическим винтом в пределах 0-2 мм

(подробное описание методики регулировки ширины см. в дополнении Г). Положение дифракционной решетки монохроматора регулируется с помощью шагового двигателя, который при поступлении сигнала с блока управления поворачивает решетку на малый угол.

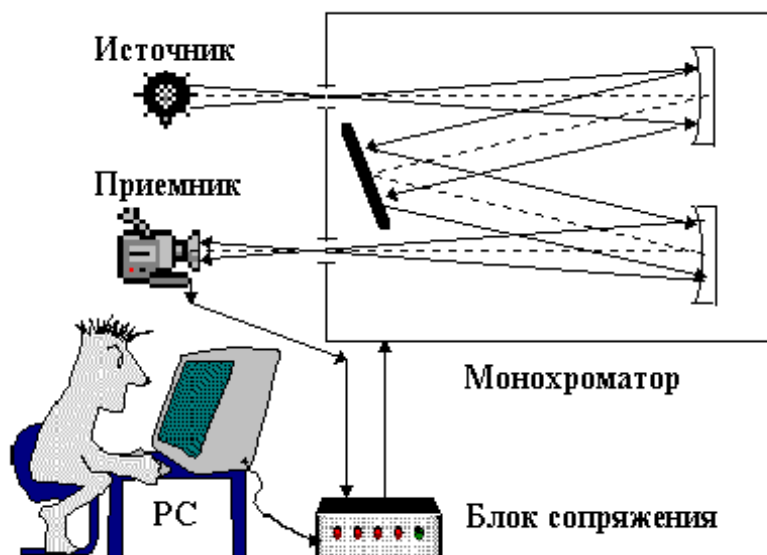


Рис.7. Блок-схема экспериментальной установки.

накопления и анализа данных. Связь с экспериментальной установкой осуществляется через блок сопряжения, который подсоединен к СОМ-порту РС.

Блок сопряжения представляет собой электронную схему на базе микропроцессора, которая преобразует электрические сигналы необходимые для работы экспериментальной установки в цифровой код, и передает его компьютеру по последовательному каналу. Блок содержит счетчик импульсов ФЭУ и схему управления шаговым двигателем для поворота дифракционной решетки монохроматора.

## 2.2. Программа управления экспериментальной установкой.

Программа работает в режиме "МЕНЮ", когда на экране монитора предлагается список возможных действий, из которых надо выбрать одно для продолжения работы. Меню состоит из нескольких "окошек", одно из которых окрашено другим цветом (т.н. "активное окно"). При нажатии клавиши <ENTER> будет выполняться директива именно этого окна. Смена активного окна осуществляется клавишами <СТРЕЛКА ВВЕРХ> и <СТРЕЛКА ВНИЗ>. При отказе от работы с данным меню надо нажать клавишу <ESC>, при этом

За выходной щелью установлен фотоэлектронный умножитель (типа ФЭУ-79), обладающий наибольшей спектральной чувствительностью в области 500-600 нм и работающий в режиме счета фотонов. Электрический сигнал на выходе приемника пропорционален интенсивности излучения, прошедшего через выходную щель.

Персональный компьютер (РС) служит для управления экспериментом,

программа возвращается на предыдущий уровень работы. Простейшие подсказки по режиму работы, отвечающему активному окну, содержатся в выделенной строке внизу экрана.

Кроме таких "командных" окон, в некоторых меню встречаются "числовые" окна, в которых указаны значения некоторых параметров, влияющих на работу программы. Для изменения какого-либо значения необходимо сделать соответствующее окно активным и перейти в режим редактирования текста этого окна. Для этого надо нажать любую цифровую клавишу, после чего в данном окне можно работать как в обычном текстовом редакторе. Выход из режима редактирования осуществляется нажатием клавиши <ENTER>.

После загрузки программы на экране монитора появляется основное меню, содержащее следующие команды:

**КАЛИБРОВКА  
ЭКСПЕРИМЕНТ  
ОБРАБОТКА  
АНАЛИЗ  
ВЫХОД**

Рассмотрим более подробно каждый из возможных режимов работы программы.

**КАЛИБРОВКА.** Калибровка монохроматора необходима для того, чтобы ввести в память компьютера информацию о значении длины волны, указанной на счетчике монохроматора. Калибровка производится в самом начале работы, в дальнейшем программа отслеживает все изменения показаний на счетчике, автоматически изменяя значение в пункте меню ДЛИНА ВОЛНЫ НА СЧЕТЧИКЕ. Значение длины волны задается в ангстремах и вводится в режиме "числового" окна. Так как при работе шагового двигателя возможны отдельные сбои, необходимо регулярно проверять соответствие значений и корректировать их, возвращаясь в режим КАЛИБРОВКА.

Для точной настройки монохроматора на указанную длину волны предусмотрен режим РУЧНАЯ НАСТРОЙКА ПРИБОРА, в котором можно изменять длину волны на счетчике, используя клавиши <СТРЕЛКА ВПРАВО (ВЛЕВО)>.

**ЭКСПЕРИМЕНТ.** В этом режиме осуществляется установка параметров эксперимента и его выполнение. Для проведения эксперимента необходимо в режиме "числового" окна ввести значения длин волн, с которой начнутся измерения и на которой закончатся измерения, шага по длине волны между отдельными измерениями, и времени измерения в каждой точке. Измерения можно проводить в любом направлении - как с увеличением значения длины

волны на счетчике прибора, так и с уменьшением, что позволяет ускорить работу. Выбор направления зависит от соотношения значений начальной и конечной длин волн. Изменения в окне ДЛИНА ВОЛНЫ НА СЧЕТЧИКЕ невозможны - они осуществляются только при калибровке.

После ввода значений всех параметров переходят в "командное" окно НАЧАЛО ЭКСПЕРИМЕНТА и нажимают <ENTER>. Если длина волны на счетчике и начальная длина волны не совпадают, программа предлагает перенастроить монохроматор на начальную длину волны и при получении подтверждения запускает шаговый двигатель, при этом в процессе настройки изменяются значения в окне ДЛИНА ВОЛНЫ НА СЧЕТЧИКЕ. Процесс установки можно прервать, нажав клавишу <ESC>. После установки монохроматора нажмите <ENTER> для начала измерений. При запуске эксперимента начинается работа шагового двигателя, на мониторе появляется график зависимости интенсивности сигнала от длины волны.

Существует несколько возможностей для управления ходом эксперимента. При нажатии на клавишу "P" (латинское, от слова PAUSE) работа шагового двигателя приостанавливается, на экране появляются два окна, в которых показываются значения текущей длины волны и интенсивности, измерения которой не приостанавливаются, а выполняются в течение всего режима паузы. Режим паузы может быть использован при настройке установки, когда можно подрегулировать положение источника излучения, размеры щелей и т.п. Понятно, что в случае проведения такой настройки эксперимент следует прервать и начать сначала. Выход из режима паузы осуществляется при нажатии любой клавиши.

Если значение интенсивности велико и превосходит максимальное значение на вертикальной оси графика, программа автоматически изменяет масштаб. При малых интенсивностях масштаб может быть изменен нажатием клавиши <ПРОБЕЛ>. Клавишей <ESC> можно прервать выполнение эксперимента.

При снятии экспериментальной зависимости в случае большой интенсивности сигнала возможны следующие отклонения от нормального режима регистрации:

1) если за время измерения число импульсов превысит 65000, то счетчик числа импульсов переполняется и выдает число, уменьшенное на эту величину, при этом на графике наблюдается резкое изменение сигнала. В этом случае необходимо прервать (или приостановить для корректировки в режиме паузы) эксперимент и либо установить поглощающий светофильтр, либо уменьшить размеры щелей, либо уменьшить время накопления сигнала.

При очень больших значениях сигнала счетчик может выдавать нулевые значения. Чтобы отличить этот случай от случая, когда сигнал действительно равен нулю, можно в режиме паузы кратковременно перекрыть излучение на входе монохроматора. Если при этом появляются ненулевые значения, то,

следовательно, сигнал слишком велик и его следует уменьшить.

2) счетчик числа импульсов способен считать со скоростью не более 200-500 тысяч импульсов в секунду, при превышении этой скорости выдаваемое счетчиком число произвольно уменьшается (например, при регистрации мощной спектральной линии это может привести к "расщеплению" максимума на две линии). Методика определения подобного режима и его устранения аналогична предложенной выше (отметим, что изменение времени накопления не приведет к желаемому результату, т.к. при его уменьшении скорость счета не изменится).

По окончании эксперимента его результаты могут быть занесены в банк данных всех экспериментов под соответствующим номером, присваиваемым каждому измерению. В рабочей тетради необходимо записать все условия (источник излучения, параметры входной и выходной щели и т.п.) для последующего анализа результатов. Если эксперимент по каким-либо причинам неудачен, его результаты не следует запоминать (чтобы не расходовать ресурсы памяти), для этого нажмите клавишу <ESC>.

**ОБРАБОТКА.** В этом режиме производится анализ результатов только последнего эксперимента. При входе в данный режим на экране монитора появляются график зависимости интенсивности сигнала от длины волны, курсор в виде "креста" и два окошка, в которых показываются значения длины волны и интенсивности в точке графика, соответствующей координатам центра "креста". Перемещения курсора осуществляются клавишами <СТРЕЛКА ВПРАВО (ВЛЕВО, ВВЕРХ, ВНИЗ)>, при этом автоматически изменяются и значения в окошках. Так как в спектроскопии часто требуется определять ширину линии на уровне половины от интенсивности в максимуме, для упрощения этой операции предусмотрена специальная командная клавиша <F2>. Если установить курсор на максимум исследуемой спектральной линии и нажать на клавишу <F2>, курсор переместится в точку графика, соответствующую половинному уровню по интенсивности. После этого на графике с помощью клавиш <СТРЕЛКА ВПРАВО (ВЛЕВО)> можно найти значения длин волн, отвечающих данному уровню. Для выхода из режима следует нажать клавишу <ESC>.

**АНАЛИЗ.** В этом режиме можно на одном графике представить результаты сразу нескольких экспериментов для последующего сравнительного анализа. Вызов результатов какого-либо эксперимента осуществляется по его номеру, поэтому необходимо в рабочую тетрадь заносить все условия его выполнения. При нажатии на клавишу <F1> можно получить краткую информацию о списке команд, выполняемых в этом режиме.

Рассмотрим более подробно действие программы при получении каждой из команд.

**<INS>** - **добавить график на экран монитора.** Необходимо указать номер эксперимента, после чего на экране дополнительно к уже имеющимся графикам добавляется новый, изображаемый отличным от других графиков цветом, а в правой части экрана появляется его номер, совпадающий по цвету с цветом графика. Масштаб изображения меняется автоматически в соответствии с масштабами всех графиков, представленных на экране.

**<DEL>** - **стереть график с экрана монитора.** Действие команды аналогично команде <INS>, только при этом выбранный график исчезает с экрана, при этом часть графиков может изменить цвет.

**<BACKSPACE>** - **удалить данные эксперимента из памяти.** Действие команды аналогично предыдущим командам, при этом результаты эксперимента удаляются из памяти и не могут быть в дальнейшем вызваны на экран, при этом перенумерация экспериментов не производится. Эту команду следует использовать для освобождения памяти компьютера.

**<ENTER>** - **курсор для определения координат на графике.** Этот режим полностью аналогичен режиму **ОБРАБОТКА** основного меню.

**<HOME>** - **работа со спектром черного тела.** При обращении к этой команде на экране монитора должны быть представлены результаты только одного эксперимента  $I_{\text{рег}}(\lambda)$ , выполненного с лампой накаливания, спектр излучения которой можно считать близким к спектру излучения черного тела. При нажатии на клавишу <ENTER> на экране монитора появляется теоретическая зависимость  $I_{\text{эт}}(\lambda)$  излучения черного тела от длины волны, вычисленная по формуле (2). В связи с тем, что результаты измерений выражены в относительных единицах, программа производит нормировку экспериментальной  $I_{\text{рег}}(\lambda)$  и теоретической  $I_{\text{эт}}(\lambda)$  зависимостей к одному значению на длине волны 5500 А.

Если экспериментальная зависимость имеет шумовые выбросы, то для ее “сглаживания” предусмотрена специальная программа, которая запускается нажатием клавиши <ПРОБЕЛ>.

Для вычисления коэффициента спектральной чувствительности установки от длины волны нажмите на клавишу <ENTER>, при этом программа вычислит коэффициент по формуле (17), и на экране появится зависимость  $K(\lambda)$ .

Нажатием клавиши <ENTER> эта зависимость заносится в память ЭВМ.

**<ПРОБЕЛ>** - **нормировка на чувствительность прибора.** Данный режим предназначен для определения истинного соотношения интенсивностей отдельных линий и используется только при условии, что кривая спектральной чувствительности прибора предварительно найдена в ходе работы в режиме **работа со спектром черного тела**. Нормировка осуществляется только для экспериментов, представленных на экране монитора, при нажатии клавиши <ПРОБЕЛ>, при этом данные изменяются только на экране, а в памяти сохраняются истинные результаты измерения. Для анализа нормированных данных необходимо войти в режим **курсор для определения координат на**

**графике**, нажав клавишу <ENTER>. В этом режиме при изменении числа графиков (клавиши <INS> или <DEL>) на экране вместо нормированных данных вновь будут представлены истинные результаты, поэтому нормировку следует повторять при любом изменении числа графиков.

**ВЫХОД.** Данный режим предусматривает, кроме выхода из программы по завершении работы, и возможность удаления результатов всех ранее выполненных экспериментов (очистка памяти компьютера) без выхода из программы. Для этого требуется нажать клавишу <ПРОБЕЛ> и вернуться в программу, при этом нумерация экспериментов начнется с единицы.

### **2.3. Проведение эксперимента.**

*Перед началом работы необходимо включить блок питания ФЭУ и блок сопряжения, а также блок питания системы сопряжения (для МДР-41). Загрузка программы осуществляется преподавателем или дежурным инженером. На установке имеется список рекомендаций по режимам работы для выполнения каждого из упражнений, а также приведены значения параметров, требуемых для выполнения расчетов.*

#### **Упражнение 1. Определение спектральной чувствительности экспериментальной установки.**

Как отмечалось выше, для определения спектральной чувствительности прибора следует провести измерения какого-либо хорошо известного (эталонного) спектра  $I_{\text{эт}}(\lambda)$ . Сравнение зарегистрированного на данном спектрометре спектра  $I_{\text{рег}}(\lambda)$  с эталонным позволяет по формуле (17) определить спектральную чувствительность  $K(\lambda)$  экспериментальной установки.

В настоящем упражнении проводятся измерения спектра лампы накаливания, который в диапазоне измерений можно считать близким к спектру абсолютно черного тела (2).

#### ***Измерения.***

1. Проведите калибровку прибора в соответствии с указаниями по режиму работы **КАЛИБРОВКА**

2. Установите лампу накаливания на рельс оптической установки напротив входной щели и включите ее.

3. После прогрева лампы в течении 1-2 минут проведите измерения спектра лампы накаливания в интервале длин волн от 4000 до 7000 ангстрем с

шагом 40 ангстрем.

4. Выключите лампу накаливания, снимите ее и включите натриевую лампу (для 2-го упражнения), так как время прогрева лампы составляет около 10-15 минут. После этого приступайте к обработке результатов 1-го упражнения.

#### ***Обработка результатов.***

1. Обработка результатов проводится в соответствии с указаниями по режимам работы **АНАЛИЗ** и **работа со спектром черного тела**.

2. Зарисовать в тетради примерный вид кривой спектральной чувствительности  $K(\lambda)$ .

### **Упражнение 2. Определение линейной дисперсии спектрометра.**

Для определения линейной дисперсии монохроматора следует провести измерение сигнала на выходе прибора для монохроматического источника при узкой входной и широкой выходной щелях. Как было показано ранее, сигнал на выходе будет иметь вид трапеции, при этом ширина трапеции  $\delta\lambda$  (по уровню 1/2 от интенсивности в максимуме), выраженная в ангстремах, будет выражаться формулой (8а).

Измеряя сигнал от монохроматических источников с различными длинами волн, можно получить зависимость линейной дисперсии прибора  $D_l(\lambda)$  от длины волны  $\lambda$ .

#### ***Измерения.***

1. Включите натриевую лампу. Установите ширину входной щели 30 мкм, а выходной 150 мкм.

2. После прогрева лампы запишите спектры трех дублетов Na в области длин волн 4970-4990 Å (1-й), 5675-5690 Å (2-й), 6150-6170 Å (3-й). Так как интенсивности этих линий сильно отличаются друг от друга, при измерении перед входной щелью необходимо установить соответствующие нейтральные (равномерно ослабляющие по всему видимому диапазону) стеклянные фильтры (см. рекомендации к установке).

3. Занесите результаты каждого из измерений в память ЭВМ, при этом каждому из экспериментов будет присвоен соответствующий номер.

4. Обработку измерений можно проводить непосредственно после записи каждого дублета в режиме **ОБРАБОТКА** или после проведения всех измерений.

#### ***Обработка результатов.***

1. Войдите в режим работы **АНАЛИЗ** и выведите на монитор результаты



измерений первого дублета натрия.

2. Войдите в режим **курсор для определения координат на графике** и найдите ширину  $\delta\lambda_1$  и  $\delta\lambda_2$  каждой из линий дублета. Найдите среднее значение ширины  $\delta\lambda$ .

3. По формуле (8а) найдите линейную дисперсию прибора.

4. Проведите аналогичные измерения для остальных дублетов натрия.

5. Постройте график зависимости линейной дисперсии прибора от длины волны и объясните его. Сравните найденные значения линейной дисперсии с теоретическими, рассчитанными по формуле (6а).

### **Упражнение 3. Влияние ширины щели на характеристики спектрометра.**

В этом упражнении проводятся измерения спектра натрия в диапазоне 5885-5900 Å (желтый дублет). Целью упражнения является изучение зависимости разрешающей способности спектрометра от ширины щели.

#### ***Измерения.***

1. Установите ширины входной и выходной щелей 30 мкм.

2. Запишите спектр дублета Na в области длин волн 5885-5900 Å.

3. Повторяйте измерения, постепенно увеличивая ширину щелей на 30-50 мкм, до тех пор, пока линии дублета не сольются в одну. Так как по мере увеличения ширины щелей интенсивность сигнала будет возрастать, необходимо уменьшать время измерения.

4. Рассчитав по формуле (15) нормальную ширину щели, проведите несколько измерений в этой области.

#### ***Обработка результатов.***

1. Войдите в режим работы **АНАЛИЗ** и последовательно выведите на монитор результаты всех измерений с различными значениями ширины щелей.

2. Войдите в режим **курсор для определения координат на графике** и найдите ширину  $\delta\lambda_1$  и  $\delta\lambda_2$  каждой из линий дублета для каждого значения ширины щелей. Результаты занесите в таблицу.

3. Постройте график зависимости ширины линии в спектре от ширины щелей спектрометра. Нанесите на оси абсцисс значения нормальной ширины щели, а также ширины щели, при которой дублет натрия не разрешается. Объясните получившиеся результаты.

По этому же графику, используя формулу (8), найдите линейную дисперсию прибора в данном спектральном диапазоне. Сравните с результатами упражнения 2.

4. Определите практическую разрешающую способность прибора для каждой из линий дублета по формуле (16) и вычислите среднее значение. Постройте график зависимости разрешающей способности от ширины щелей спектрометра. Рассчитайте по формуле (14) значение теоретической разрешающей способности. Объясните получившиеся результаты.

5. Определите величину спектрального интервала между линиями дублета натрия и рассчитайте минимальное значение  $R_{\text{мин}}$  разрешающей способности прибора, при котором эти линии еще будут разрешены. Найдите, какой ширине щели соответствует  $R_{\text{мин}}$  и сравните с результатами эксперимента.

6. Зарисуйте качественно контуры спектральных линий дублета натрия для различных значений ширины щелей. Поясните наблюдаемые изменения формы сигнала.

#### **Упражнение 4. Качественный спектральный анализ излучения газа.**

В данном упражнении определяется тип газа по спектральному составу его излучения.

##### ***Измерения.***

1. Установите газоразрядную лампу, наполненную неизвестным газом.
2. Включите лампу и проведите измерения в диапазоне 5800-6450 ангстрем с шагом 0.5 ангстрема.

##### ***Обработка результатов.***

1. Войдите в режим работы **АНАЛИЗ** и выведите на монитор результаты измерения.
2. Проведите нормировку результатов измерения на спектральную чувствительность прибора (нажатием клавиши <ПРОБЕЛ>).
3. Войдите в режим **курсор для определения координат на графике** и определите положение и интенсивность спектральных линий. Результаты занесите в таблицу.
4. Пользуясь таблицами (дополнение Д), установите тип газа.

#### **Основные итоги работы.**

- В результате выполнения работы должна быть
- определена спектральная чувствительность установки;
  - найдена зависимость линейной дисперсии от длины волны;
  - найдена зависимость практической разрешающей способности от ширины щелей спектрометра;
  - установлен тип газа в неизвестной лампе.

### **3. Литература.**

1. Матвеев А.Н. Оптика. М., Высш. шк., 1985.
2. Бутиков Е.И. Оптика. §6.5, 6.6. М., Высшая школа, 1985.
3. Алешкевич В.А. Оптика. Лекция 14. М., Физматлит, 2010.
4. Лебедева В.В. Техника оптической спектроскопии. Глава 7. М., Изд. МГУ, 1986.

### **4. Контрольные вопросы и задания.**

1. Запишите соотношение, описывающее плоскую монохроматическую волну, перечислите ее основные энергетические характеристики, укажите физический смысл и размерности этих характеристик.

2. Как различаются спектральные свойства используемых в работе источников излучения? Почему?

3. Объясните принцип работы используемого в задаче приемника излучения.

4. Нарисуйте схему спектрального прибора, используемого в настоящей работе, объясните предназначение каждого элемента такой схемы.

5. Что такое угловая и линейная дисперсии спектрального прибора? Получите формулу зависимости дисперсии от длины волны в случае нормального падения излучения на дифракционную решетку.

6. Что такое разрешающая способность спектрального прибора?

7. Как соотносятся предельная и практическая разрешающие способности спектрального прибора? Почему?

8. Перечислите механизмы уширения спектральных линий в регистрируемом спектре.

9. Какую ширину щелей спектрального прибора называют нормальной?

## Дополнение А. Квантовые числа.

В соответствии с квантовомеханической моделью атома состояние электрона в атоме характеризуется четырьмя квантовыми числами:  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$  и  $m_s$ .

**главное квантовое число  $n$**  характеризует потенциальную энергию электрона в поле ядра, принимает значения 1, 2, 3, ....;  $n$  - это номер электронной оболочки;

**орбитальное квантовое число  $l$**  характеризует абсолютную величину орбитального момента количества движения электрона для электронной оболочки с номером  $n$ , причем  $l$  может принимать дискретные значения  $l = 0; 1; \dots; n - 1$ , (всего  $n - 1$  значение). Вместо цифровых обозначений часто используют буквенные: s (для  $l = 0$ ), p (для  $l = 1$ ), d (для  $l = 2$ ), f (для  $l = 3$ ) ..., а электроны называют s-электронами, d-электронами и т.д.

**магнитное квантовое число  $m_l$**  характеризует величину проекции орбитального момента электрона на выбранное направление:  $m_l = -l, -l+1, \dots, -1, 0, 1, \dots, l$ . (всего  $2l + 1$  значение).

**спиновое квантовое число  $m_s$**  характеризует проекцию собственного момента электрона (спина) на выбранное направление и принимает два значения  $m_s = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$ .

Количество квантовых чисел равно числу степеней свободы системы; в данном случае их 4 (3 - для движения электрона в поле ядра и 1 - для спина электрона).

В соответствии с принципом запрета Паули в каждом квантовом состоянии может находиться не более одного электрона. Отсюда вытекают следующие ограничения на число электронов для каждой электронной оболочки:

1) на первой оболочке ( $n = 1$ ) могут находиться два электрона, отличающихся спиновыми квантовыми числами  $m_s$ , т.к.  $l = 0, m_l = 0$ .

2) на второй оболочке ( $n = 2$ ) могут находиться восемь электронов: ( $l = 0, m_l = 0$ ), ( $l = 1, m_l = -1$ ), ( $l = 1, m_l = 0$ ), ( $l = 1, m_l = 1$ ) - 4 комбинации для каждого из 2-х значений  $m_s$ .

3) на третьей оболочке ( $n = 3$ ) могут находиться восемнадцать электронов: ( $l = 0, m_l = 0$ ), ..... , ( $l = 2, m_l = 2$ ) и т.д..

Общее число электронов на оболочке с номером  $n$  выражается формулой  $2n^2$ .

Каждому квантовому состоянию соответствует определенное значение энергии - энергетическое состояние, называемое *термом*. В отсутствии внешних полей два состояния, отличающиеся только спиновым квантовым числом  $m_s$ , имеют одинаковую энергию.

Для характеристики электронной системы атома, имеющего несколько электронов, вводят квантовые числа  $L$ ,  $S$  и  $J$ .

**Квантовое число  $L$**  характеризует общий орбитальный момент атома, который может быть определен по правилу векторного сложения моментов импульса отдельных электронов

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i, \quad L = |\vec{L}|$$

При векторном сложении должно соблюдаться правило пространственного квантования, т.е.  $L$ , также как и  $l$ , может принимать только целые значения:  $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ , обозначаемые обычно большими буквами S, P, D, F, J, H, ....

**Квантовое число  $S$**  - суммарный спиновый момент получается суммированием спиновых моментов электронов

$$\overset{\uparrow}{\mathbf{S}} = \sum_i \overset{\uparrow}{m_s}, \quad \mathbf{S} = |\overset{\uparrow}{\mathbf{S}}|$$

$\mathbf{S}$  принимает целые значения ( $\mathbf{S} = 0, 1, 2, 3, \dots$ ) при четном числе электронов в атоме и полуцелые ( $\mathbf{S} = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ ) - при нечетном.

Величина суммарного спинового момента определяет число состояний  $k$  с одинаковой энергией, т.е. кратность (или мультиплетность) термов:

$$k = 2\mathbf{S} + 1.$$

**Квантовое число  $\mathbf{J}$**  - определяет величину общего момента количества движения атома, равную сумме  $\overset{\uparrow}{\mathbf{L}}$  и  $\overset{\uparrow}{\mathbf{S}}$ :

$$\overset{\uparrow}{\mathbf{J}} = \overset{\uparrow}{\mathbf{L}} + \overset{\uparrow}{\mathbf{S}}$$

Также как и  $\mathbf{S}$ ,  $\mathbf{J}$  может принимать либо целые, либо полуцелые значения.

Квантовые числа  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$  полностью определяют терм, который символически записывается в следующем виде:

$$n^k L_J,$$

где на месте  $L$  стоит соответственное буквенное обозначение  $S, P, D, F, J, H, \dots$ , слева вверху указывается его мультиплетность  $k$ , а справа внизу - значение полного момента  $\mathbf{J}$ .

При записи терма, характеризующего состояние атома, обычно учитываются только валентные электроны, составляющие внешнюю, не полностью заполненную оболочку. Это связано с тем, что для заполненных оболочек при нормальном состоянии квантовые числа  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$  равны нулю. Например, запись  $3^2 P_{1/2}$  означает, что  $n = 3$ ,  $\mathbf{S} = 1/2$  (т.к.  $k=2$ ),  $\mathbf{L} = 1$ , а т.к.  $\mathbf{J} = 1/2$ , то вектора  $\mathbf{S}$  и  $\mathbf{L}$  направлены в противоположные стороны. Это означает, что на третьей оболочке находится единственный валентный электрон.

Атом излучает или поглощает энергию при переходе с одного энергетического состояния (терма) на другой, при этом в соответствии с *правилом отбора* разрешены только такие переходы, при которых изменения квантовых чисел  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{J}$  удовлетворяют условиям:

$$\Delta \mathbf{L} = \pm 1, \quad \Delta \mathbf{J} = 0, \pm 1.$$

Отметим, что модель атома, построенная в основном на законах классической механики, лишь в ограниченной степени передает физическую сущность процессов. В данной модели атом представляется в виде ядра, вокруг которого по орбитам "вращаются" электроны. В квантовой механике различные состояния атома соответствуют различному распределению электронной плотности вокруг ядра.

## **Дополнение Б. Спектр натрия.**

Рассмотрим схему энергетических уровней и переходов между ними для атома натрия. Атом натрия имеет 11 электронов, которые полностью заполняют первую (2 электрона) и вторую (8 электронов) оболочки, и на третьей оболочке остается один валентный электрон. Записи термов для атома соответствуют положению этого электрона.

Так как суммарный спиновый момент  $\mathbf{S}$  в случае одного валентного электрона всегда равен  $1/2$ , кратность терма  $k$  всегда равна 2.

Основным состоянием атома, соответствующим минимуму энергии, будет терм  $3^2 S_{1/2}$ . Все остальные  $\mathbf{S}$ -термы отличаются друг от друга лишь значением главного квантового числа  $n$ .

Для  $\mathbf{P}$ -термов  $\mathbf{L} = 1$ , следовательно, возможные значения  $\mathbf{J} = 1/2$  или  $3/2$ . Поэтому все  $\mathbf{P}$ -термы двойные и обозначаются  $n^2 P_{1/2}$  и  $n^2 P_{3/2}$ ,  $n = 3, 4, 5, \dots$ . Точно также двойными являются и все другие термы  $\mathbf{D}, \mathbf{F}, \dots$

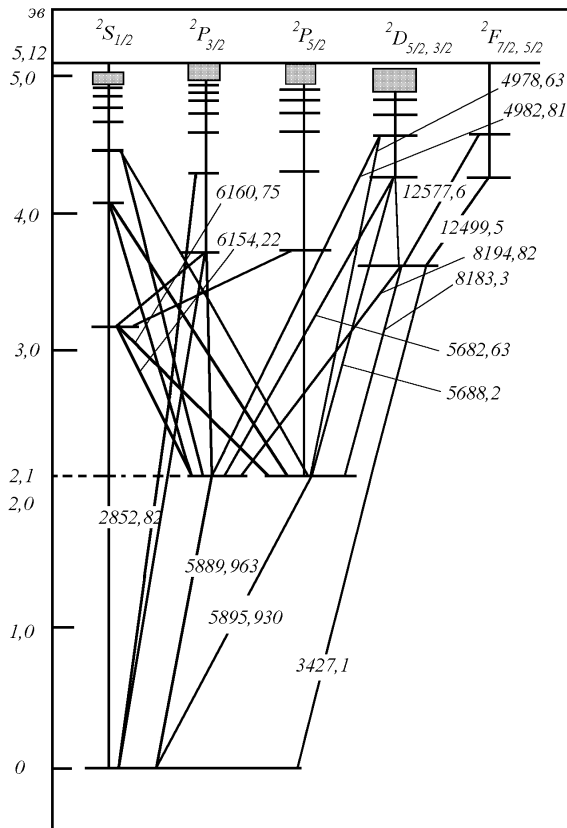
В спектре излучения натрия, как и других щелочных металлов, выделяют следующие серии:

1) Совокупность переходов с  $n$  P - термов атома на основной 3S носит названия *главной серии*. Так как каждый из P термов двойной, а терм S одиночный, то каждому значению будут соответствовать две близкорасположенные спектральные линии - *дублет*:

$$3^2 S_{1/2} - n^2 P_{1/2}, \quad 3^2 S_{1/2} - n^2 P_{3/2}; \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

(в такой форме записи первым указывается нижний уровень, вторым - верхний). В этой серии переменным термом является P - терм, отсюда и название для серии (от слова *principal* - главный).

2) *Первая побочная, или диффузная серия* представляет собой переходы с D-уровней на 3P-уровни:



$$3^2 P_{1/2} - n^2 D_{3/2};$$

$$3^2 P_{3/2} - n^2 D_{3/2};$$

$$3^2 P_{3/2} - n^2 D_{5/2};$$

$$n = 3, 4, 5, \dots$$

Все линии в этой серии представляют собой триплеты. Переход  $3^2 P_{1/2} - n^2 D_{5/2}$  запрещен правилом отбора, т.к. для этого перехода  $\Delta J = 2$ . Переменным в этой серии является d-терм (от diffuse - размытый).

3) *Вторая побочная, или резкая серия* представляет собой переходы с более высокого S - уровня на нижние P-уровни:

$$3^2 P_{1/2} - n^2 S_{1/2},$$

$$3^2 P_{3/2} - n^2 S_{1/2};$$

$$n = 4, 5, 6, \dots$$

Как и в главной серии, все линии будут дублетами. Переменным термом является S - терм (*sharp* - резкий).

4) *Фундаментальная серия, или серия Бергмана*

$$3^2 D_{3/2,5/2} - n^2 F_{5/2,7/2}, \quad n = 4, 5, 6, \dots$$

Переменный терм f (от *fundamental* - фундаментальный).

## Дополнение В. Дифракция света на решетке.

Рассмотрим дифракцию света на дифракционной решетке, представляющей собой совокупность  $N$  бесконечно длинных щелей, имеющих одинаковую ширину  $b$  и расположенных на одинаковом расстоянии  $d$  друг от друга. Пусть на дифракционную решетку падает нормально плоская монохроматическая волна с длиной волны  $\lambda$ . Для определения интенсивности света, распространяющегося в направлении, составляющем угол  $\varphi$  с нормалью, необходимо просуммировать амплитуды волн, приходящих в точку наблюдения с учетом того, что разность фаз

между волнами, приходящими от соседних щелей, равна  $k d \sin \varphi$ . Вводя обозначение  $\delta = \frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda}$ , получаем следующее выражение для интенсивности дифрагированных под углом  $\varphi$  волн:

$$I_{\varphi} = I_0 \left( \frac{\sin u}{u} \right)^2 \left( \frac{\sin N\delta}{\sin \delta} \right)^2, \quad (B.1)$$

где  $I_0$  - интенсивность в центре дифракционной картины при дифракции на одной щели,

$$u = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}.$$

Первый множитель  $\left( \frac{\sin u}{u} \right)^2$ , называемый дифракционным, описывает дифракцию на

одной щели размера  $b$ . Вторым множителем  $\left( \frac{\sin N\delta}{\sin \delta} \right)^2$  описывает интерференцию волн, приходящих от различных щелей, и носит название интерференционного. Вид этих функций в зависимости от  $\sin \varphi$  показан на рисунке B1.

Обычно дифракционные решетки, используемые в спектральных приборах, работают на отражение (см. рис. 4). Если излучение падает на решетку под углом  $\theta$ , то выражения для  $u$  и  $\delta$  принимают вид:

$$u = \frac{\pi b (\sin \varphi - \sin \theta)}{\lambda}; \quad \delta = \frac{\pi d (\sin \varphi - \sin \theta)}{\lambda}.$$

Положение главных интерференционных максимумов  $\varphi_m$  может быть найдено из соотношений

$$\delta_{\max} = 0, \pi, 2\pi, \dots, m\pi, \dots,$$

т.е.

$$d(\sin \varphi_m - \sin \theta) = m\lambda, \quad (B.2)$$

где  $m=0,1,2, \dots$  - порядок максимума.

Для этих направлений интерференционный множитель равен  $N^2$ ,

Разрешение решетки определяется двумя параметрами:

1) угловой дисперсией решетки:

$$D_{\varphi} = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi_m}, \quad (B.3)$$

определяющей угловое разнесение максимумов с разными длинами волн.

2) угловой шириной  $\Delta \varphi_m$  максимума порядка  $m$ , т.е. угловым расстоянием между максимумом и ближайшим минимумом при монохроматическом освещении решетки. Положение ближайшего к максимуму минимума, как следует из выражения для интерференционного

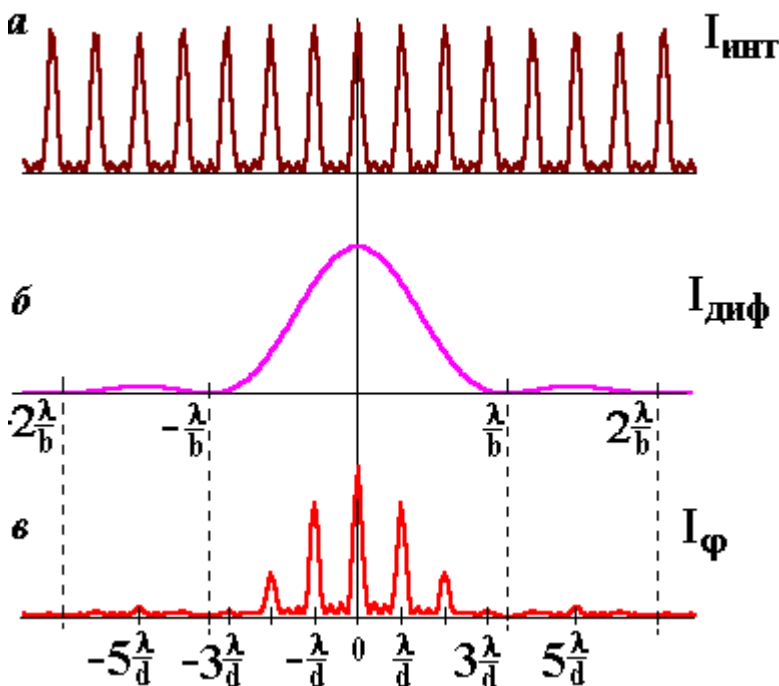


Рис. B1. Дифракция на  $N=4$  щелях:

$a$  - интерференционный член,  $б$  - дифракционный член,  $в$  - общий вид дифракционной картины (B.1).

сомножителя, можно найти из решения уравнения

$$\delta_{\min} = m\pi \pm \pi/N,$$

т.е.

$$d(\sin \varphi_{\min} - \sin \theta) = \left(m \pm \frac{1}{N}\right)\lambda,$$

Отсюда для угловой ширины максимума  $\Delta\varphi_m$  получим:

$$\Delta\varphi_m = \frac{\lambda}{Nd \cos \varphi_m}. \quad (\text{B.4})$$

Из (B.2) видно, что от длины волны падающего излучения зависит положение всех интерференционных максимумов, кроме центрального ( $m = 0$ ). Угловая ширина практически не зависит от  $m$ , а угловая дисперсия растет пропорционально  $m$ , однако с ростом  $m$  начинает сказываться влияние дифракционного члена в формуле (B.1), что приводит к уменьшению интенсивности максимума. Поэтому обычно спектральные приборы работают в 1-2-м порядках.

Так как  $\varphi_m \approx \theta$ , а  $Nd$  есть ширина освещаемой части дифракционной решетки, то выражение (B.4) для угловой ширины максимума можно преобразовать к виду:

$$\Delta\varphi_m = \frac{\lambda}{D} \quad (\text{B.5})$$

где  $D$  - максимальный размер пучка, падающего на решетку (рис. 4).

### **Дополнение Г. Установка ширины щели.**

Раздвижная щель имеет механизм, позволяющий с большой точностью регулировать ее размер. На вертикальной шкале нанесены следующие деления: 0, 0.1, 0.2, 1.2, 2.2, 3.2 и 4.2. Шкала вращающегося барабана разбита на 100 делений. Цена деления зависит от показаний на вертикальной шкале. В диапазоне значений от 0 до 0.2 один полный оборот барабана изменяет размер щели на 0.1 мм (одно деление барабана равно 0.001 мм или 1 мкм). После того, как размер щели превысит 0.2 мм, цена деления барабана возрастает в 10 раз, т.е. полный оборот соответствует изменению на 1 мм, а одно деление барабана 0.01 мм или 10 мкм. Ширина щели равна сумме показаний по вертикальной шкале и шкале барабана.

*Пример 1.* Показание по вертикальной шкале 0.1, показание на барабане 40. Ширина щели  $0.1 + 40 \cdot 0.001 = 0.14$  мм или 140 мкм.

*Пример 2.* Показание по вертикальной шкале 0.2, показание на барабане 5. Ширина щели  $0.2 + 5 \cdot 0.01 = 0.25$  мм.

В работе щели шириной более 0.5 мм не используются.



**Дополнение Д. Наиболее интенсивные линии свечения некоторых газов (длины волн в ангстремах).**

Гелий	Неон	Аргон	Криптон	Ксенон
4472	4957	4965	4464	4922
5875	5331	5009	4502	5089
5876	5341	5017	5562	5292
6678	5401	5062	5570	5314
7065	5764	5142	5871	5339
	5852	5145	7587	5419
	5882	6115		5977
	5976	6172		6036
	6030	6243		6051
	6074	6483		6098
	6164	6638		6356
	6217	6640		
	6267	6644		
	6334			
	6383			
	6402			
	6599			
	6930			
	7032			