НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»

МЕТОДИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ

ФКЛ-2

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ НА ПРИМЕРЕ НАТРИЯ. ИЗУЧЕНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ АТОМА НАТРИЯ.

Тула, 2005 г.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ НА ПРИМЕРЕ АТОМА НАТРИЯ. ИЗУЧЕНИЕ ТОНКОЙ СТРУТУРЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ АТОМА НАТРИЯ

Цель работы: изучить спектр атомарного натрия, изучить тонкую структуры энергетических уровней атома натрия на примере желтого дублета, вычислить экспериментально постоянную тонкой структуры α.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ.

Полный момент импульса электрона

Электронная конфигурация атомов, задаваемая квантовыми числами *n* и *l,* позволяет понять периодическую систему элементов и установить основные закономерности оптических спектров. Тонкая структура спектров зависит от магнитных эффектов, связанных с моментом импульса электрона. Прежде чем рассматривать эти эффекты, отметим, как определяется полный момент импульса обособленного (единичного) электрона.

Орбитальный момент импульса *L* и спиновой момент *S* складываются по правилу сложения векторов в полный момент импульса электрона:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \qquad (1.1)$$

Проекция полного момента $\vec{J}_Z$ на избранное направление (чаще всего берется проекция на направление линий напряженности поля) может принимать дискретное значение:

$$\vec{J}_Z = m_j \hbar , \qquad (1.2)$$

где $m_j = m_l + m_s = m_l \pm \frac{1}{2}$ Полный момент импульса электрона квантуется обычным образом $J = \hbar \cdot \sqrt{j(j+1)}$ где квантовое число *j* (его иногда называют внутренним квантовым числом) равняется максимальному значению m_j. Поскольку *l* есть максимальное значение m_l, то $j = l \pm \frac{1}{2}$. При заданном значении *j* возможно 2*j* + 1 квантовых состояний, отличающихся значением квантового числа m_j (m_j=±*j*, ± *(j-1),...).* Например, в случае *l* = 0 возможно только одно значение *j* = 1/2. При *l* = 1 имеем *j* = 1/2, 3/2, для *l* = 2 имеем *j* = 3/2, 5/2. Значение в определенном состоянии характеризуется индексом у буквенного обозначения орбитального момента, записываемого так же, как и для отдельных электронов, но заглавными буквами: *S, P, D, F, G, H.* Так, состояние с *l* = 1 и *j* = 3/2 обозначается как $P_{3/2}$ состояние с *l* = 1 и *j* = 1/2 — как $P_{1/2}$.

Механический момент многоэлектронного атома

Распространим теперь введённое выше понятие полного момента импульса J одного электрона на случай множества электронов (как и обстоит дело в сложном атоме). Введем следующие новые обозначения:

$\vec{M}_L$ - суммарный орбитальный момент системы электронов в атоме;

$\vec{M}_S$ - суммарный спиновый момент системы электронов в атоме.

Как показывает расчет (который мы опускаем), *суммарный орбитальный момент* системы определяется выражением:

$$\boxed{M_L = \hbar\sqrt{L(L+1)}\ ,} \tag{1.3}$$

где L — орбитальное квантовое число результирующего момента. В случае системы из двух частиц с орбитальными моментами l_1 и l_2 квантовое число L — целое, положительное — может иметь следующие значения:

$$L = (l_1 + l_2),\ (l_1 + l_2 - 1),\ \ldots,\ |l_1 - l_2|\ . \tag{1.4}$$

Отсюда следует, что L (а значит и результирующий момент) может иметь $2l + 1$ или $21_2 + 1$ различных значений (нужно взять *меньшее* из двух значений l). Это легко проверить; например, для $l_1 = 2$ $1_2 = 3$ получаем $2{\cdot}2 + 1 = 5$ разных значений L: 5, 4, 2, 1.

Если система состоит не из двух, а из многих частиц, то квантовое число L, определяющее результирующий орбитальный момент, находится путем последовательного применения правила (1.4), но мы не будем на этом останавливаться, поскольку в дальнейшем это не понадобится.

Проекция результирующего орбитального момента на некоторое направление Z определяется аналогично:

$$M_z = \hbar \cdot m_L, \qquad m_L = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm L. \tag{1.5}$$

Подобным же образом определяется и *суммарный спиновый момент* системы:

$$\boxed{M_S = \hbar\sqrt{S(S+1)}\ ,} \tag{1.6}$$

где квантовое число S результирующего спинового момента может быть целым или полуцелым — в зависимости от числа частиц — четного или нечетного. Если число N частиц *четное,* то $S = Ns, Ns - 1, \ldots, 0$, где $s = 1/2$, т. е. в этом случае S — целые числа. Например, при $N = 4$ число S может быть равно 2, 1, 0.

Если же число N частиц *нечетное,* то S принимает все полуцелые значения от Ns до s, где $s = 1/2$. Например, при $N = 5$ возможные значения S равны 5/2, 3/2 и 1/2.

В многоэлектронном атоме каждый электрон можно характеризовать орбитальным и спиновым моментами. Возникает естественный вопрос: чему равен полный механический момент атома? Ответ на этот вопрос зависит от того, какие моменты взаимодействуют друг с другом сильнее: орбитальные, спиновые или спин-орбитальные.

Оказывается, наиболее важной и распространенной является так называемая *нормальная связь,* или *связь Рессель-Саундерса.* Эта связь заключается в том, что орбитальные моменты электронов взаимодействуют между собой сильнее, чем со спиновыми моментами. Аналогично ведут себя и спиновые моменты. Вследствие этого все орбитальные моменты складываются в результирующий орбитальный момент M_L, а спиновые — в результирующий спиновый момент M_S. А затем взаимодействие M_L и Ms определяет суммарный момент M_J атома:

$$\boxed{M_J = \hbar\sqrt{J(J+1)},} \qquad (1.7)$$

где *квантовое число J полного момента* может иметь одно из следующих значений:

$J = L + S,\ \ L + S\text{-}1, \ldots, |L\text{-}S|.$

Значит, J будет целым, если S целое (т. е. при четном числе электронов) или полуцелым, если S полуцелое (при нечетном числе электронов). Так, например,

L	S	Возможные значения J
2	1	3, 2, 1
2	3/2	7/2, 5/2, 3/2, 1/2

Такой вид связи, как правило, присущ легким и не слишком тяжелым атомам.

Однако нормальная связь является не единственно возможной. Это только один из крайних случаев связи. Другой крайний случай так называемая *j-j связь,* когда спин-орбитальное взаимодействие у каждого электрона оказывается основным. В этом случае суммарный момент атома $M_J = \sum_j M_j$ т. е. равен сумме отдельных спин-орбитальных моментов M_j.

Такая связь встречается у тяжелых атомов, но достаточно редко. В основном же осуществляются более сложные промежуточные виды связи.

В случае нормальной связи вводится понятие *терма атома*, который полностью характеризует энергетическое состояние всего атома в целом, термы принято обозначать символами:

$$^{v}(L)_{J} \tag{1.8}$$

где $v = 2S + 1$ — мультиплетность, J — квантовое число полного момента. Отличие с обозначением введенными для электрона лишь в том, что малые буквы s и j заменены на соответствующие большие S и J.

Приведем примеры термов систем с двумя электронами. Здесь возможны два случая: $S = 0$ (спины электронов противоположны) и S = 1 (спины сонаправлены).

В первом случае $J = L$ и $2S + 1 = 1$, т. е. все термы — *синглеты.* Во втором случае 2S + 1 = 3, т. е. все три терма — *триплеты.* Сказанное сведено для наглядности в таблицы 1 и 2.

Таблица 1

S	L	J	Синглеты
0	0	0	$^1S_0$
0	1	1	$^1P_1$
0	2	2	$^1D_2$

Таблица 2

S	L	J	Триплеты
1	0	1	$^3S_1$ $^3S_0$
1	1	2, 1, 0	$^3P_2$ $^3P_1$ $^3P_0$
1	2	3, 2, 1	$^3D_3$ $^3D_2$ $^3D_1$

Следует отметить, что мультиплетность v дает количество подуровней *только в случае* $S < L$ (в случае же $S > L$, число подуровней равно $2L + 1$). Следует также помнить, что не все термы, формально получаемые с помощью векторной модели сложения, реализуются в реальных атомах. Для детального анализа возможности существования того или иного состояния, нужно рассматривать более подробно строение электронной оболочки атома.

Следует отметить, что не все переходы между термами возможны. Эти переходы должны подчиняться правилам отбора. Эмпирически было установлено, что при нормальной связи в сложных атомах правила отбора для квантовых чисел L, S, J таковы:

$$\boxed{\begin{aligned} &\Delta L = 0, \pm 1. \\ &\Delta S = 0. \\ &\Delta J = 0, \pm 1. \end{aligned}} \tag{1.9}$$

При этом, однако, переход $J = 0 \rightarrow J = 0$ *запрещен.*

Указанные правила отбора обоснованы квантовой теорией и не всегда

являются достаточно жесткими. Напомним, суть этих правил в том, что только при таких изменениях квантовых чисел *L, S, J* вероятность переходов является существенной.

Структура энергетических уровней многоэлектронных атомов.

Состояния атомов принято изображать графическими схемами, на которых помимо термов указываются также возможные переходы между термами и длины волн излучаемых при этом линий. По вертикальной оси откладывается энергия состояний (в электрон-вольтах 1эВ=1,6·10^{-19} Дж), причем за начало отсчёта (за ноль энергии) принимают энергию основного состояния (см. диаграмма 1 для атома натрия). Но на самом деле электрон в атоме не является свободным (находится в потенциальной яме), поэтому его полная энергия должна быть меньше нуля (вспомните энергетические уровни атома водорода). Таким образом, чтобы **получить реальные значения энергии, ось энергии надо сдвинуть вниз на величину ионизационного потенциала** - энергии, которую надо сообщить валентному электрону, находящемуся на самом верхнем энергетическом уровне, чтобы он стал свободным. В случае натрия эта энергия равна $E_{ион.}$≈5,12 эВ (по диаграмме 1). По-

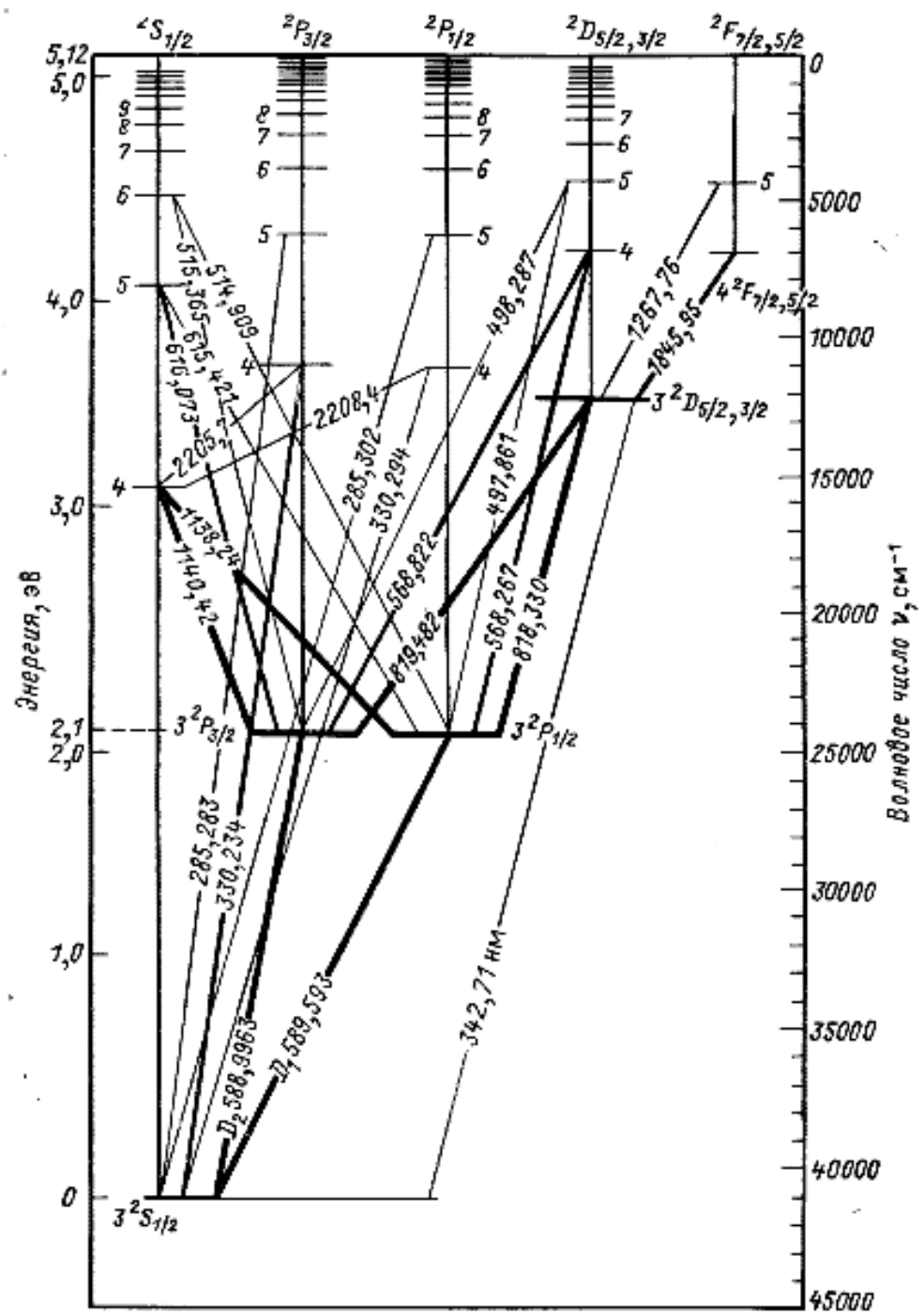

Диаграмма 1 **Схема энергетических уровней атома натрия**

лучаем, что реальная энергия основного $3^2S_{1/2}$ терма равна $E_{осн.}$= 0 - 5,12 эВ= -5,12 эВ, а энергия терма, например $3^2P_{3/2}$ E=2,1 - 5,12 эВ. Энергия же свободного электрона равна нулю и больше.

Спектры атомов принято делить на серии. В отличие от простейшего случая атома водорода здесь вводится несколько другая классификация. Переходы с уровня **P на ближайшей свободный к ядру уровень S** называются **главной серией.** Переходы, соответствующие **S → P** носят название **резкой серией.** Переходы **D → P – диффузной серией**. И, наконец, переходы **F → D – фундаментальной серией.**

«Внутренний» эффект Зеемана. Тонкая структура спектральных линий.

Спин электрона существенно влияет на характер атомных спектров, поскольку связанный с ним магнитный момент вызывает зависимость энергии электрона в данном состоянии от ориентации $\vec{S}$ относительно $\vec{L}$. Орбитальный механический момент импульса обусловливает магнитный момент и, следовательно, некоторое магнитное поле. Проекция спина электрона на направление напряженности этого поля, как известно, может принимать два значения, так как $m_s = \pm 1/2$. Для электрона с $l \neq 0$ возможны два близких состояния с $j_1 = l + 1/2$, $j_2 = l - 1/2$. Энергии этих двух состояний различны. Такое спин-орбитальное взаимодействие приводит к своеобразному **«внутреннему эффекту Зеемана»,** даже при отсутствии внешнего магнитного поля (внутренне поле создаёт «движение» электрона по орбите). На рис. 1 показано P - состояние (l = 1), которое в результате взаимодействия магнитных моментов расщепляется на два подсостояния с термами $^2P_{3/2}$ *и* $^2P_{1/2}$. Поэтому вместо одной спектральной линии, соответствующей переходу P → S, в действительности наблюдаются две близкие линии, соответствующие переходам $^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ (см. также диаграмму 1 уровней натрия). Именно этим объясняется, дублет желтых линий 589,0 и 589,6 нм в спектре натрия.

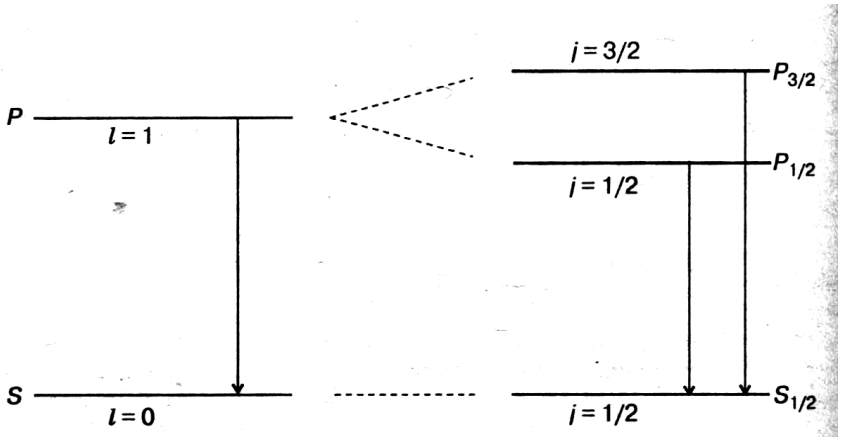

Рис. 1

Расщепление уровней с данным l из-за спин-орбитального взаимодейст-

вия носит название тонкой структуры. «Тонкой» она называется потому, что расщепление уровней мало по сравнению с расстоянием между уровнями с различными *n* и *l*. Т. е., наличие у электронов момента спина вызывает расщепление термов (уровней) на подуровне кроме S и как результат расщепление спектральных линий.

Из нерелятивистской квантовой механике, при решении задачи об энергии электрона многоэлектронного атома получается в первом приближении следующая формула:

$$E_{nl} = -A(Z - \sigma_{nl})^2 \cdot \frac{1}{n^2}, \qquad (2.1)$$

где $A = \frac{k^2 m_e e^4}{2\hbar^2} = 13,662\ эВ$,

$m_e = m$ - масса электрона, Z – заряд ядра, e – заряд электрона, $k=9\cdot 10^9$.

Здесь величину $(Z - \sigma_{nl})$ можно рассматривать как так называемый «эффективный» заряд ядра – т. е. заряд, обусловленный положительным зарядом *Z* ядра и отрицательным зарядом электронной оболочки, которая как бы экранирует часть заряда ядра. Т. о. σ_{nl} имеет смысл **постоянной экранировки**, учитывающей взаимодействие данного электрона и с ядром и с остальными электронами. Особенно хорошо формула (2.1) описывает щелочные металлы в том числе и исследуемый в данной работе атом натрия, т.к., если атом щелочного металла имеет всего *Z* электронов, то можно считать, что *Z-1* электрон с ядром образуют относительно прочный «остов», в электрическом поле которого движется внешний (валентный электрон), довольно слабо связанный с остовом атома. Т.о., в некотором смысле атомы щелочного металла являются водороподобными, но в отличии от формулы для энергии водородоподобного атома, формула (2.1) показывает, что энергия зависит ещё и от квантового числа *l* – т. е. в данном случае вырождение по *l* снимается.

Пример: электронная конфигурация атома натрия. $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. видно, что последний электрон стоит обособленно от полностью заполненных нижних оболочек.

Релятивистская квантовая теория атома показывает, что поправка к энергии водородоподобного атома за счёт спин - релятивистских эффектов следующая:

$$\Delta E = \frac{Z^4 \alpha^4 m_e c^2}{n^4}\left(\frac{3}{8} - \frac{n}{2j+1}\right), \qquad (2.2)$$

где *n, j* – квантовые числа, $\alpha = \frac{ke^2}{\hbar c} = \frac{1}{137.03604} = 0.00729735$ - носит название **постоянной тонкой структуры.**

По аналогии с формулой (2.1), формулу (2.2) можно обобщить на сложные атомы вводя поправку к заряду ядра σ_{nj}, которая имеет тот же смысл,

что и σ_{nl} в (2.1). Таким образом, формула, описывающая энергетические уровни сложного атома, учитывающая релятивистские эффекты и спин - орбитальное взаимодействие будет выглядеть так:

$$E_{n\,l\,j} = -A(Z-\sigma_{nl})^2 \cdot \frac{1}{n^2} + \frac{\left(Z-\sigma_{n\,j}\right)^4 \alpha^4 m_e c^2}{n^4}\left(\frac{3}{8} - \frac{n}{2j+1}\right) \qquad (2.3)$$

Кроме тонкой структуры в спектрах многих атомов наблюдается также сверхтонкая структура, которая объясняется взаимодействием магнитного момента электрона со слабым магнитным полем атомного ядра, но здесь данные поправки мы не рассматриваем.

В данной работе изучается тонкая структура (расщепление уровней атома, обусловленное взаимодействием спина электрона с магнитным полем, созданным орбитальным моментом) энергетических уровней атома на примере дублета желтой линии натрия. Соответствующие переходы, обуславливающие этот дублет, показаны на диаграмме 1 и продублированы в более понятном виде на рис.2. Для краткости обозначим термы соответственно E0, E1, E2. При переходе E1 → E0 излучается фотон с частотой $\nu 1$ (длинноволновая компонента желтого дублета натрия), при переходе электрона с уровня E2 → E0 излучается фотон близкой частоты $\nu 2$ (коротковолновая компонента желтого дублета натрия). Т. к. $\nu 2 > \nu 1$, то $\lambda 2 < \lambda 1$. Т. о. можно записать:

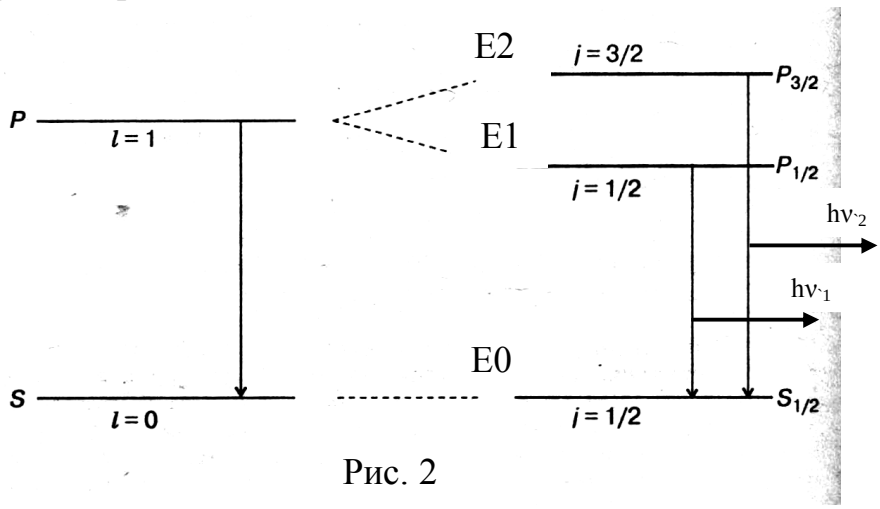

Рис. 2

$$\begin{aligned} E2 - E0 &= h\nu 2 \\ E1 - E0 &= h\nu 1 \end{aligned} \qquad (2.4)$$

или

$$\begin{aligned} E2 - E0 &= h\frac{c}{\lambda 2} \\ E1 - E0 &= h\frac{c}{\lambda 1} \end{aligned} \qquad (2.5)$$

И таким образом вычитая из первого уравнения второе, получаем экспериментальную формулу тонкой структуры дублета:

$$E2 - E1 = \Delta E_{21\ эксперимент.} = hc \cdot \left(\frac{1}{\lambda 2} - \frac{1}{\lambda 1} \right) \qquad (2.6)$$

С другой стороны, воспользовавшись теоретически полученным соотношением (2.3) для разности энергий между соседними уровнями E2 − E1 можно получить следующую формулу (ввиду громоздкости преобразований мы их опускаем, подробнее см. например Шпольский Э. В., Атомная физика, т.2):

$$\Delta E_{21\ теорет.} = \frac{\left(Z - \sigma_{т.с.}\right)^4 \cdot \alpha^4 \cdot m_e c^2}{n^3} \cdot \frac{1}{4} \qquad (2.7)$$

где поправка $\sigma_{т.с.}$ некая обобщенная справочная поправка тонкой структуры. Значения поправок и другие необходимые справочные данные приведены в таблицах 3, 4.

Исходя из формул (2.6), (2.7) можно получить экспериментальное значение постоянной тонкой структуры α:

$$\alpha_{эксперим.} = \frac{\sqrt[4]{\dfrac{h \cdot \left(\dfrac{1}{\lambda 2} - \dfrac{1}{\lambda 1} \right) \cdot 4n^3}{m_e c}}}{\left(Z - \sigma_{т.с.}\right)} \qquad (2.8)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

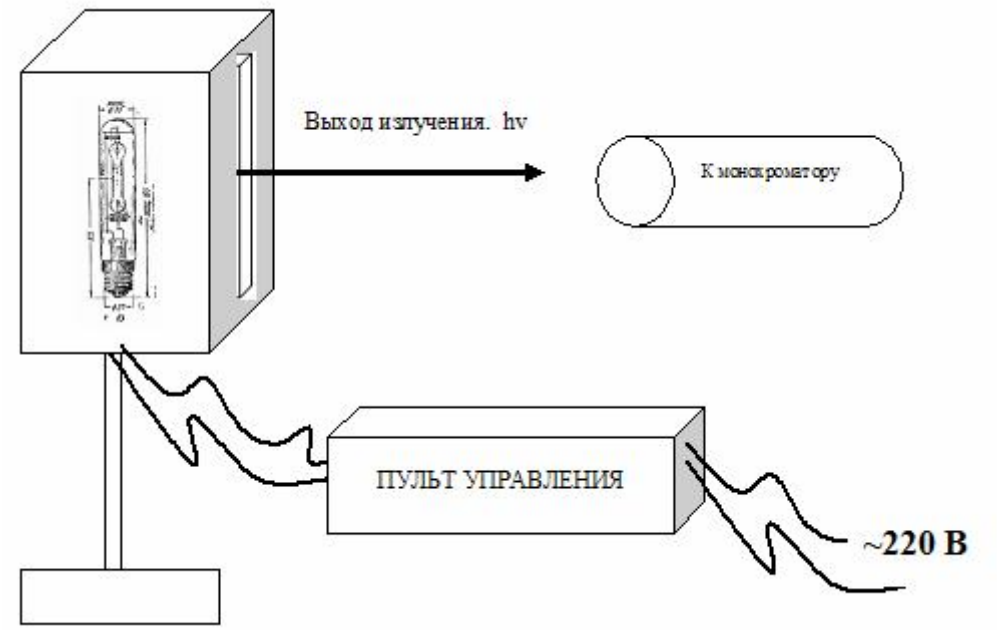

Рис. 3. Блок-схема установки ФКЛ-2

Блок схема включения и принципиальная электрическая схема включения экспериментальной установки приведены соответственно на рис. 3 и рис. 5. Напряжение питания ~220 В через специальный токоограничивающий балластный дроссель 1И1.1А(ДНаС-18, ДРСк-125) подается на пульт управления и схему стабилизации. Далее необходимое напряжение и ток поступают на ртутную и натриевую спектральные лампы, расположенные в осветительном блоке.

Свет от оптических источников излучения (спектральных ламп) поступает на вход (объектив) 2.5 монохроматора МУМ-01 (рис.4). Монохроматор имеет сферическую дифракционную решетку 2.6, боковой выход 2.3, задний выход 2.1, механизм 2.8 поворота решетки и связанный с ним механизм 2.7 отсчета длины волны излучения с приводом от вала с ручкой 2.9. на входе и на выходах имеется возможность устанавливать сменные щели. Излучение, вошедшее во входную щель 2.5, направляется на дифракционную решетку 2.6 неподвижным зеркалом 2.4. Длина волны излучения, отраженного от решетки в на-

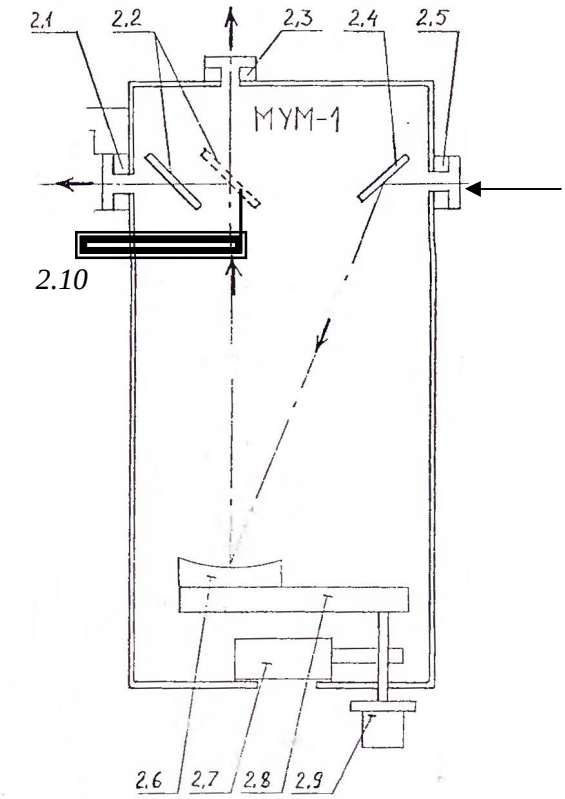

Рис. 4. Монохроматор учебный малогабаритный МУМ-1 к установке ФКЛ-2. Вид сверху

правлении выхода монохроматора зависит от ориентации решетки. Поворот решетки осуществляется вращением ручки 2.9. Длина волны отсчитывается по шкале 2.7 отсчетного устройства. Шкала имеет три барабана, показывающее значение длины волны в нанометрах. Правый барабан имеет дополнительную шкалу с ценой деления 0.2 нм, отсчет по которой производится по горизонтальной визирной линии (рис.6). Выбор выхода монохроматора осуществляется с помощью подвижного зеркала 2.2, перемещаемого штоком 2.10. Шкала монохроматора уже откалибрована в показаниях длин волн, однако для повышения точности измерений рекомендуется провести более точную калибровку шкалы монохроматора с помощью ртутной спектральной лампы ДРСк-125. Параметры лампы стабилизируются через 3-5 минут после включения. Горевшую лампу возможно зажечь повторно лишь после 10-15 минутного перерыва. Ртутная лампа является мощным источником света в ультрафиолетовой области спектра, поэтому следует избегать попадания прямого светового потока излучения от лампы в глаза и длительного облучения кожи.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ.

1. Перед выполнением работы рекомендуется ознакомиться с методическим руководством, а также с принципиальной электрической схемой на рис. 3, 5. **Все вычисления производятся только после измерений. Время измерений, по возможности, не должно превышать 45 минут.**

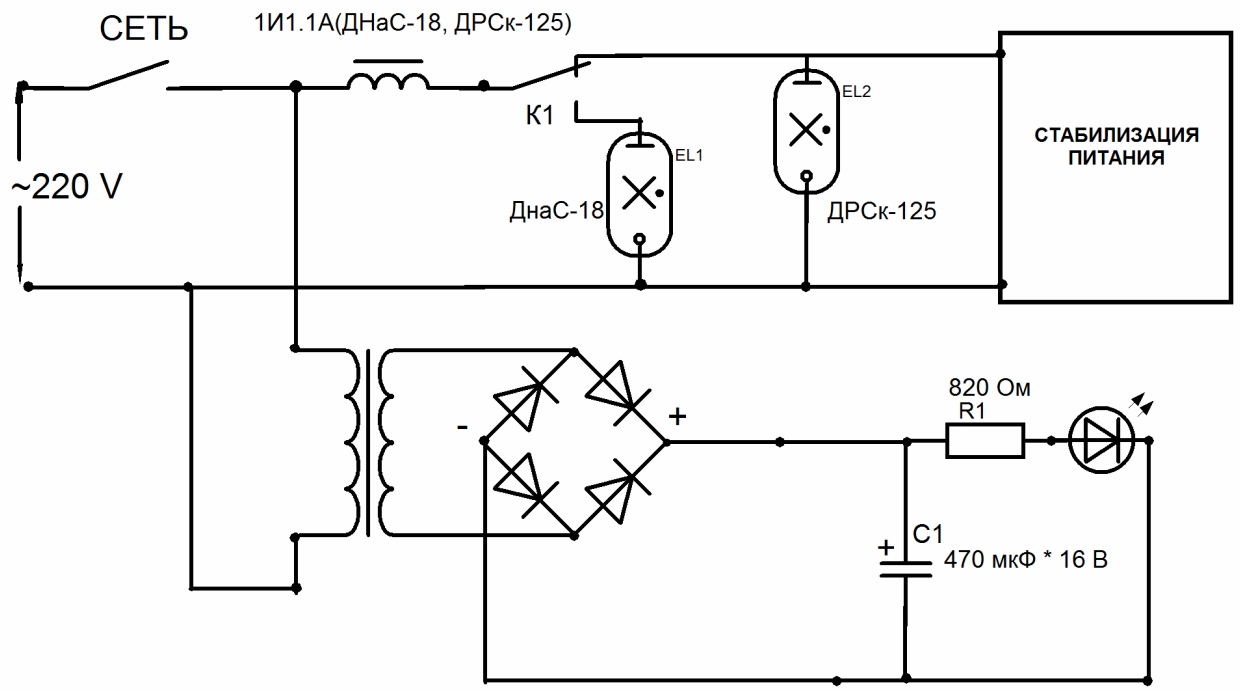

Рис. 5. Принципиальная электрическая схема модуля ФКЛ-2

2. Повернуть осветитель спектральной ртутной лампой к приемному окну монохроматора и расположить его соосно на расстоянии 10-15 см от приемного окна.
3. Включить установку в сеть напряжением ~220 В. Переключатель «СЕТЬ» на пульте управления (блоке питания) при этом должен находиться в положении «ВЫКЛ». Переключатель К1 «ЛАМПА» в положении «Hg» (ртутная).
4. Поставить переключатель «СЕТЬ» в положение «ВКЛ». При этом должен начаться процесс розжига дугового разряда в ртутной лампе. Дать лампе прогреться 3-5 минут.
5. Поставить щели, обеспечивающие возможность поиска и четкого изображения спектральных линий. **Для этого рекомендуется на входе и выходе зрительной трубы монохроматора поставить щели 0,05 мм в положение II (римская цифра II на щелях обращена наружу).**
6. Наблюдение спектра ртути рекомендуется начинать с фиолетовой области. Для чего медленно вращая ручку поворота 2.9 монохроматора добиться изображения первой фиолетовой линии ртути в центре окуляра (выходного зрительного окна) монохроматора. **Вращение ручки против часовой стрелки соответствует движению в область уменьшения длины волны, по часовой – увеличение длины волны.**

Записать показания измерительной шкалы монохроматора $\lambda_{шкалы}$ в таблицу 1.

Таблица 1

Окраска линии	Относительная яркость	Длина волны, табличная, $\lambda_{табл}$, нм	Длина волны, измеренная, $\lambda_{шкалы}$, нм	Ошибка определения длины волны, $\Delta\lambda$, нм
Фиолетовая 1	2	404,66		
Фиолетовая 2	1	407,78		
Синяя	8	435,83		
Голубая	1	491,60		
Зеленая	10	546,07		
Желтая 1	8	576,96		
Желтая 2	10	579,07		

$<\Delta\lambda>=\ldots$

7. Провести аналогичные измерения для всех остальных видимых в монохроматор линий спектра ртути, записывая измеренные значения длины волны $\lambda_{шкалы}$ в таблицу 1.
8. Найти ошибку определения длины волны для каждой спектральной линии $\Delta\lambda = \lambda_{табл} - \lambda_{шкалы}$ и среднюю ошибку определения длины волны $<\Delta\lambda>$.
9. Формулу, определяющую истинное значение длины волны (для градуировки считаем, что $\lambda_{табл} \equiv \lambda_{истинная}$) в зависимости от показания шкалы монохроматора можно записать следующим образом:

$$\lambda_{истинная} = k \cdot \lambda_{шкалы} + \Delta\lambda \qquad (3.1)$$

С хорошей степенью точности можно принять $k=1$. Таким образом, найдя среднюю ошибку определения длины волны $<\Delta\lambda>$, можно более точно определить значение длины волны спектральной линии. Более точный результат дает нахождение коэффициентов формулы (3.1) с помощью метода наименьших квадратов (см. приложение).

10. Повернуть осветитель спектральной натриевой лампой к приемному окну монохроматора и расположить его соосно на расстоянии 10-15 см от приемного окна.
11. Поставить переключатель К1 «ЛАМПА» в положение «Na» («натриевая»). При этом должна загореться спектральная натриевая лампа.

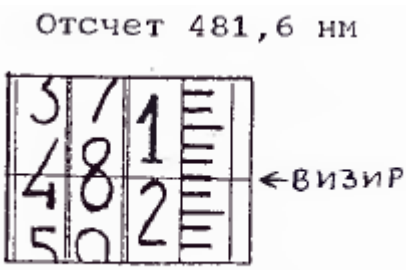

Рис.4. Шкала монохроматора

12. **Дать лампе прогреться не менее 3 минут.** В начале разряд в лампе происходит в парах так называемого «буферного» газа (аргона), при этом лампа излучает голубовато - белое свечение. Постепенно идет

прогрев и испарение с поверхности электродов паров натрия. Свечение лампы при этом изменяется на желтое.

13. Найти наиболее интенсивную желтую линию натрия, соответствующую главной серии. В действительности эта линия является дублетом.
14. Подобрать щели, позволяющие разрешить (увидеть раздельно) две жёлтые линии дублета натрия. **Рекомендованные значения такие же, как и для ртутной лампы – на входе 0,05 мм; на выходе 0,05 мм (положение щелей II – римской цифрой II наружу).** При этом в объективе монохроматора должна наблюдаться картина, похожая на рис. 7:

Рис. 7. Вид дублета натрия в зрительном окне монохроматора.

15. **Медленно вращая ручку монохроматора против часовой стрелке, добиться четкого расположения одной линии λ2 (коротковолновой компоненты дублета) в центре объектива монохроматора (рис.6).**
16. Записать измеренное значение λ2 с учетом поправки <Δλ> в таблицу 4.
17. **Медленно вращая ручку монохроматора по часовой стрелке, добиться четкого расположения одной линии λ1 (длинноволновой компоненты дублета) в центре объектива монохроматора (рис.6).**

Рис. 6. Показано четкое расположение одной из линий дублета в смотровом окне монохроматора.

18. Записать измеренное значение λ1 с учетом поправки <Δλ> в таблицу 4.
19. Понаблюдать спектр натрия, для чего следует вращать ручку монохроматора 2.9, расположенную сбоку и записывать длины волн линий, считывая показания со шкалы прибора (рис. 4), сравнивая данные с таблицей 3. **Вращение ручки против часовой стрелки соответствует движению в область уменьшения длины волны, по часовой – увеличение длины волны.** В таблице 3 указаны также справочные данные квантовых чисел электрона на энергетическом уровне с которого осуществляется данный переход (*n'* и *l'*) и на который осуществляется переход (*n* и *l*), значения постоянных экранировки соответствующих уровней (σ_{nl} и $\sigma_{n'l'}$), справочное значение длины волны, соответствующее данному переходу $\lambda_{справ.}$. **Измеренные вами данные $\lambda_{эксп.}$ (с учетом вычисленной поправки <Δλ>), следует также записать в таблицу 3.** Следует отметить, что наиболее интенсивной спектральной линией излучения атома натрия является желтый дублет и не все остальные линии табл. 3 могут иметь достаточную яркость для наблюдения, при этом некоторые линии также являются расщепленными.

Таблица 3

№ в порядке убывания λ.	Серия	n	l	$\sigma_{n,l}$	n'	l'	$\sigma_{n',l'}$	$\lambda_{справ}$, нм	$\lambda_{эксп.}$, нм
1.	**Резкая (красно-оранжевая)**	3	1	9,583	5	0	9,629	615,9	
2.	**главная (желтая)**	3	0	9,156	3	1	9,583	589,3	
3.	**диффузн. (желто-зеленая)**	3	1	9,583	4	2	9,997	568,8	
4.	**резкая (зеленая)**	3	1	9,583	6	0	9,710	515,1	
5.	**диффузн. (зелено-голубая)**	3	1	9,583	5	2	10.000	498,3	
6.	**диффузн. (сине-голубая)**	3	1	9,583	6	2	10.000	466,9	

20. Произвести расчёт экспериментального значения расщепления энергии уровня $E_{21\ эксп.}$ по формуле (2.6).
21. Теоретически вычислить расщепление по формуле (2.7) $E_{21\ теор.}$, воспользовавшись справочными данными $\sigma_{т.с.}$, указанными в таблице 4.
22. По формуле (2.8) из эксперимента вычислить значение постоянной тонкой структуры $\alpha_{экспер.}$ и сравнить с табличным значением $\alpha_{табл.}$.
23. Оценить ε - относительную ошибку измерения α по формуле:

$$\varepsilon = \frac{\left|\alpha_{табл.} - \alpha_{экспер.}\right|}{\alpha_{табл.}} \cdot 100\%$$

Объяснить возможное расхождение теоретических результатов с экспериментом.

24. Все вычисления и измерения свести в таблицу 4:

Таблица 4

λ2, нм	λ1, нм	$\Delta E_{21\ эксперим.}$, *эВ*	$\sigma_{т.с.}$	$\Delta E_{21\ теорет.}$, *эВ*	$\alpha_{экспер}$	$\alpha_{табл.}$	ε
			7,445			0,007297	

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие виды связи существуют в сложных атомах? В чем их различие?
2. Каким образом и для чего вводится понятие терма атома? Что оно означает?
3. У некоторого атома значение результирующего квантового числа S спинового момента равно 2. При этом значение квантового числа L результирующего орбитального момента равно 3. Написать все возможные термы.
4. У некоторого атома значение результирующего квантового числа S спинового момента равно 2. При этом значение квантового числа L результирующего орбитального момента равно 1. Написать все возможные термы.
5. Каков физический смысл «правил отбора»? Возможен ли в принципе переход с ΔL=2?
6. По данным диаграммы 1 вычислите энергию термов $3\,^2D_{3/2,\ 5/2}$. Равны ли в точности значения энергии этих термов?
7. На какие серии принято делить спектры сложных атомов? К какой серии принадлежит исследуемая в данной работе линия?
8. Что такое спин-орбитальное взаимодействие?
9. Запишите электронную конфигурацию атома натрия в основном состоянии и терм основного состояния атома.
10. Перечислите способы возбуждения атомов. Какой способ возбуждения свечения используется в данной работе?
11. Объясните принципиальную схему установки (рис.3). Почему последовательно лампе включен балластный дроссель Д-29? Почему необходимо использование газоразрядной лампы именно низкого давления?
12. В некотором атоме конфигурация электронных оболочек имеет вид: $1s^2 2s^2 p^6 3s^2 p^6 d^{10} 4s^2 p^6 d^{10} f^4 5s^2 p^6$. Определить максимально возможную величину суммарной проекции орбитальных моментов импульса всех его электронов на выделенное направление. (Ответ: $\left(\sum L_z\right)_{max} = 10\hbar = 1{,}057 \cdot 10^{-33}$ Дж · с.).

ПРИЛОЖЕНИЕ.
СХЕМЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕМЕНТОВ.

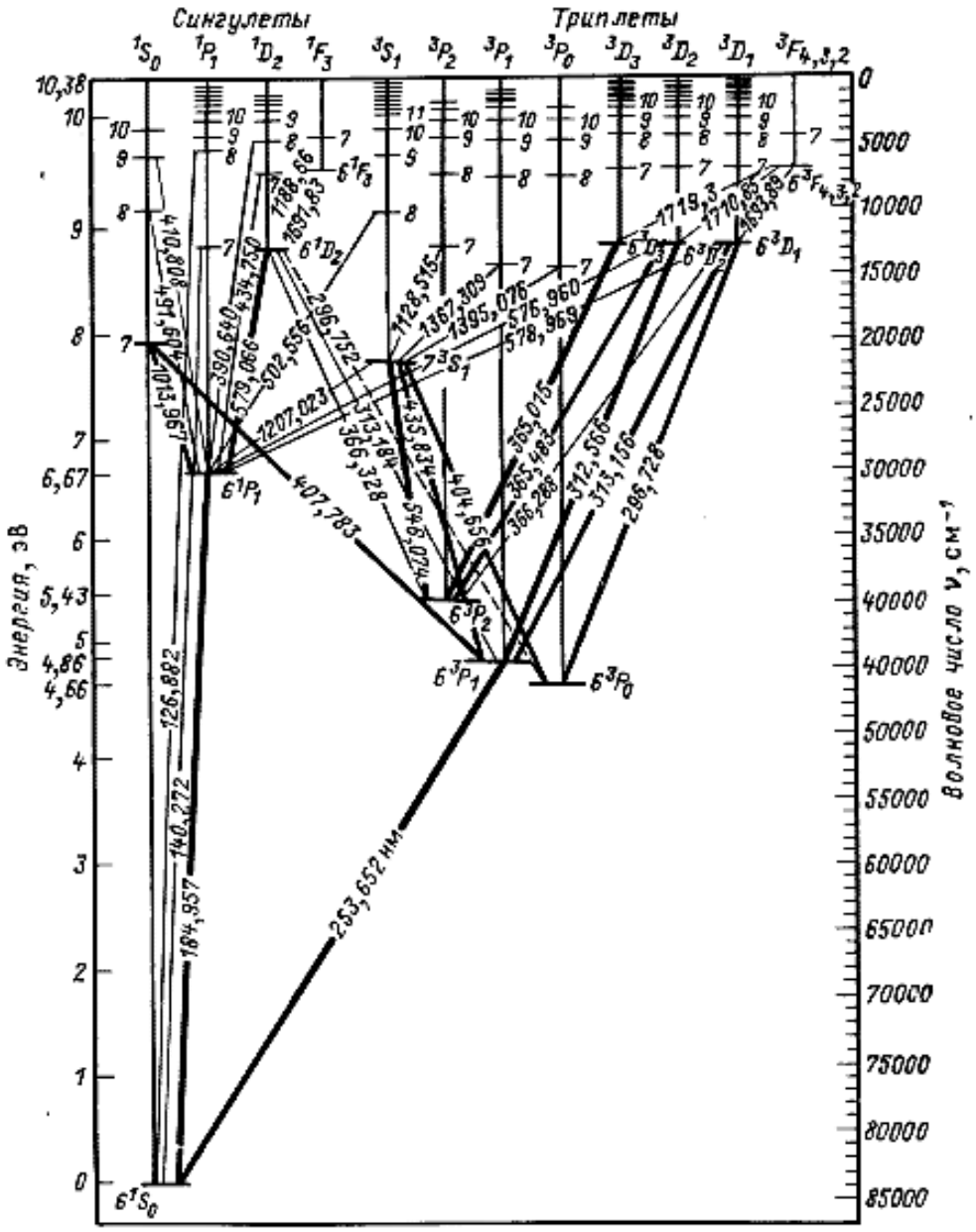

Рис. 2.3. Схема энергетических уровней атома ртути

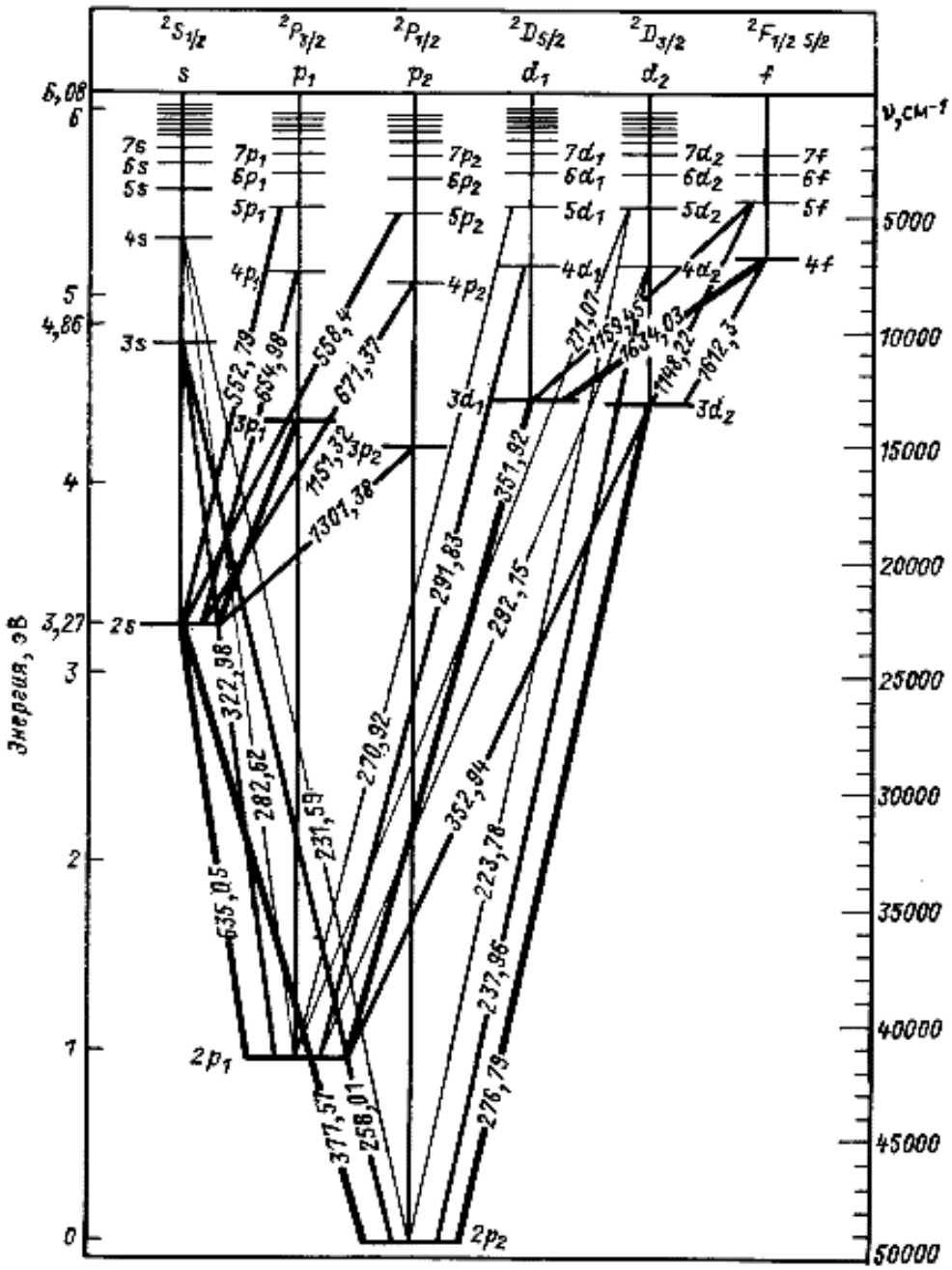

Рис. 2.4. Схема энергетических уровней атома таллия

Совместные измерения. Понятие о методе наименьших квадратов (МНК)

Рассмотрим случай совместных измерений двух величин β и α. Если уравнения измерения, связывающие эти величины, линейны, то для определения β и α в результате многократных измерений некоторых других величин x_i и y_i получится линейная система условных уравнений, каждое из которых имеет вид

$$y_i = \beta x_i + \alpha \qquad (1)$$

где x_i, y_i - результаты i-го измерения величин x и y; β и α - искомые величины.

Система уравнений (1) будет, вообще говоря, несовместна, так как результаты измерений x и y неизбежно содержат погрешности. Поэтому из этих уравнений можно определить только оценки величин β и α (соответственно B и A), которые являются случайными величинами.

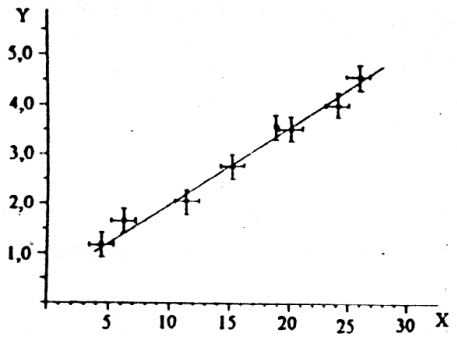

рис.1

Для наглядности изложения представим все опытные данные x_i и y_i на графике (см. рис. 1). Геометрически задача измерения α и β состоит в определении параметров некоторой прямой: значения ординаты при нулевом значении абсциссы и тангенса угла наклона соответственно.

Так как между точками на графике можно провести не одну прямую, возникает задача - провести прямую наилучшим образом. Такая прямая характеризуется наиболее точными оценками коэффициентов β и α, т.е. наиболее вероятным.

Оценка β (значение B) определяется выражением

$$B = \frac{n\sum_{i=1}^{n}(x_i \cdot y_i) - \sum_{i=1}^{n} x_i \sum_{i=1}^{n} y_i}{n\sum_{i=1}^{n} x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} x_i\right)^2}$$

Оценка α (значение A) определяется выражением $A = \overline{y} - B\overline{x}$

Можно показать, что оценка стандартного отклонения коэффициента B выражается следующим образом:

$$S_B = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(y_i - Bx_i - A)^2}{(n-2)\sum_{i=1}^{n}(x_i - \overline{x})^2}}$$

Интервал, в котором с установленной вероятностью α_0 может находиться коэффициент β, записывается в виде $\Delta B = t_{\alpha_0,(n-2)} S_B$

Тогда можно записать: $\beta = B \pm \Delta B$

Стандартное отклонение коэффициента A определяется по формуле

$$S_A = \sqrt{\left(\frac{1}{n} + \frac{\overline{x}^2}{\sum_{i=1}^{n}(x_i - \overline{x})^2}\right)\frac{\sum_{i=1}^{n}(y_i - Bx_i - A)^2}{n-2}}$$

ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА.

При составлении методического руководства использовалась следующая литература:

1. Иродов И. Е., Квантовая физика. Основные законы., М. 2002
2. Савельев И. В. Курс общей физики. М., 1982, т. 3
3. Шпольский Э. В., Атомная физика т.1, т.2
4. Курс физики, под редакцией Лозовского В.Н., С-Пб 2001.
5. Рохлин Г. Н., Разрядные источники света, М., Энергоатомиздат,1991.
6. Лабораторный практикум по физике, под ред. К. А. Барсукова, М. 1988.
7. Давыдов А. С., Квантовая механика, Наука, 1973, издание – 2-ое.
8. П. В Елютин, Квантовая механика с задачами. Наука, 1976.
9. И. И. Гольдман. Сборник задач по квантовой механике., 1957.
10. М. И. Фугенфиров. Электрические схемы с газоразрядными лампами
11. В. М. Скобелев. Источники света и пускорегулирующая аппаратура.
12. Большая физическая энциклопедия.