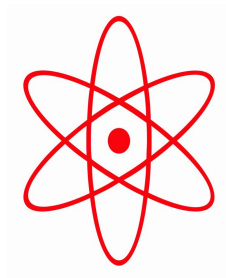


НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»

МЕТОДИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОР-
НОЙ РАБОТЫ



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

**Автоматизированный лабораторный комплекс (с выводом инфор-
мации на дисплей ПЭВМ)**

Тула, 2018 г.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ НА ПРИМЕРЕ АТОМА НАТРИЯ. ИЗУЧЕНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ 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:

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

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

$$\vec{J}_z = m_j \hbar, \quad (1.2)$$

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 $2j + 1$ квантовых состояний, отличающихся значением квантового числа m_j ($m_j = \pm j, \pm (j-1), \dots$). 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:

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

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:

$$L = (l_1 + l_2), (l_1 + l_2 - 1), \dots, |l_1 - l_2|. \quad (1.4)$$

Отсюда следует, что L (а значит и результирующий момент) может иметь $2l_1 + 1$ или $2l_2 + 1$ различных значений (нужно взять *меньшее* из двух значений l). Это легко проверить; например, для $l_1 = 2$ $l_2 = 3$ получаем $2 \cdot 2 + 1 = 5$ разных значений L : 5, 4, 3, 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:

$$M_z = \hbar \cdot m_L, \quad m_L = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L. \quad (1.5)$$

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

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

где квантовое число S результирующего спинного момента может быть целым или полуцелым — в зависимости от числа частиц — четного или нечетного. Если число N частиц *четное*, то $S = Ns, Ns - 1, \dots, 0$, 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 M_S определяет суммарный момент M_J атома:

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

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

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|.$$

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:

$$^{\nu}(L)_J \quad (1.8)$$

где $\nu = 2S + 1$ — 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
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 ν 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:

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

(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 $1\text{эВ}=1,6\cdot 10^{-19}$ 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 $E_{\text{ион.}} \approx 5,12$ эВ (по диаграмме 1). По-

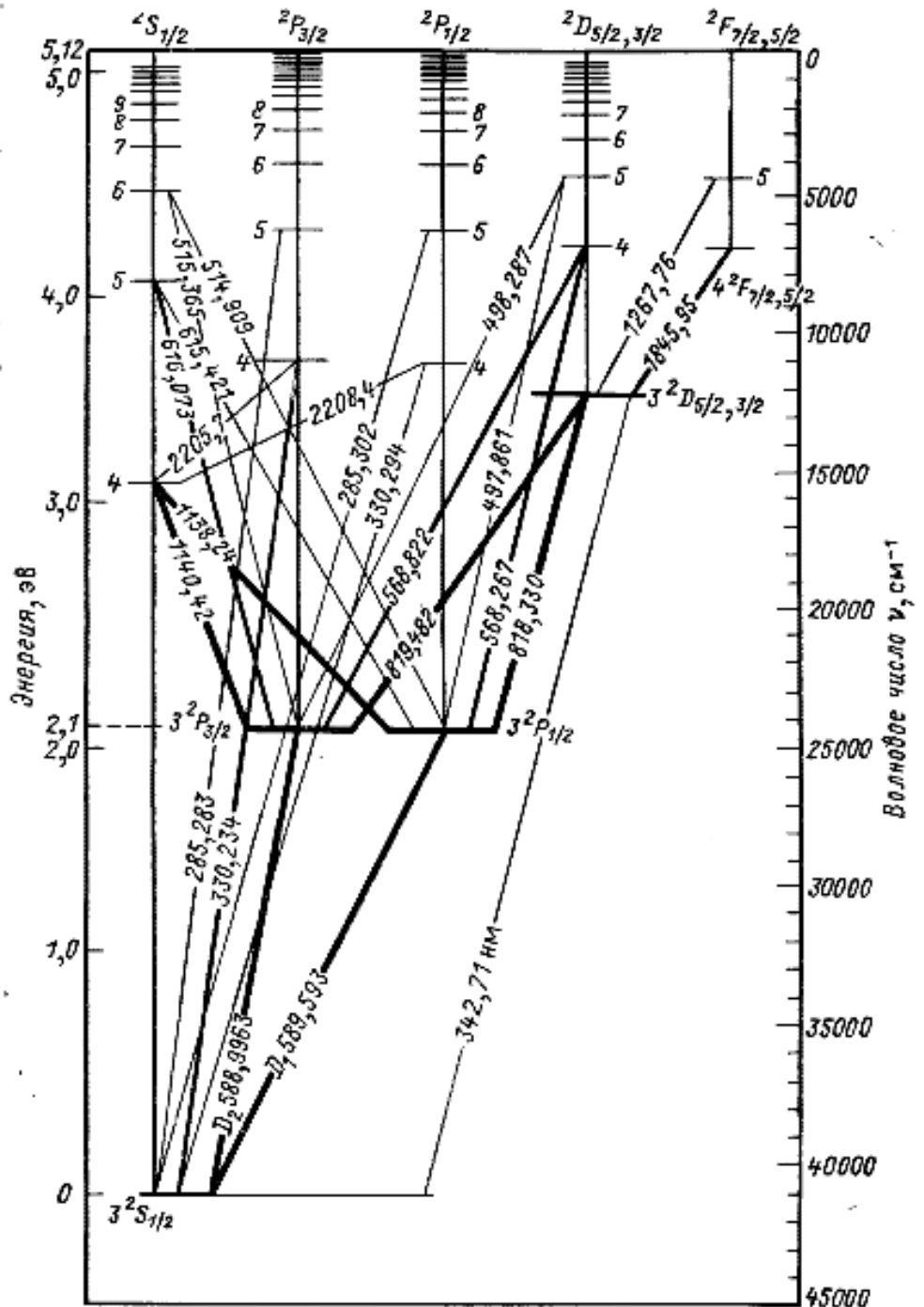


Диаграмма 1 Схема энергетических уровней атома натрия

лучаем, что реальная энергия основного $3^2S_{1/2}$ терма равна $E_{\text{осн.}} = 0 - 5,12 \text{ эВ} = -5,12 \text{ эВ}$, а энергия терма, например $3^2P_{3/2}$ $E = 2,1 - 5,12 \text{ эВ}$. 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 $S \rightarrow P$ носят название **резкой серией**. Переходы $D \rightarrow P$ – **диффузной серией**. И, наконец, переходы $F \rightarrow D$ – **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 обуславливает 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

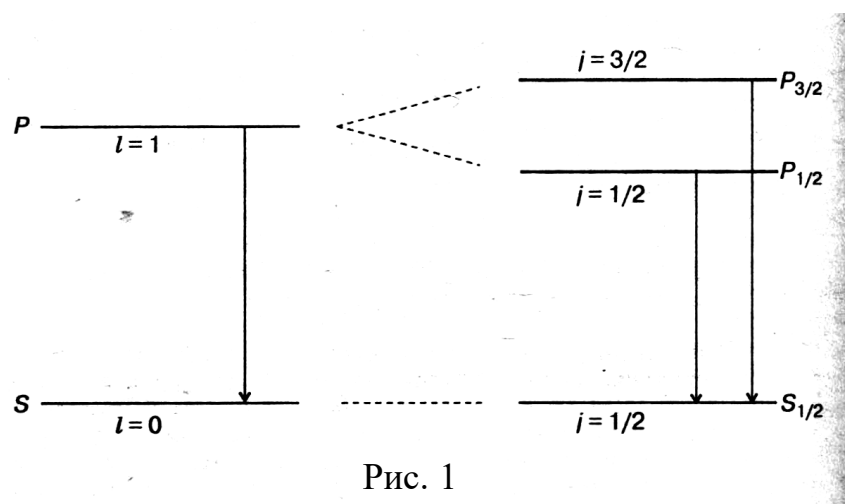


Рис. 1

взаимодействия магнитных моментов расщепляется на два подсостояния с термами $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$. Поэтому вместо одной спектральной линии, соответствующей переходу $P \rightarrow S$, 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.

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 механики, при решении задачи об энергии электрона многоэлектронного атома получается в первом приближении следующая формула:

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

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

$m_e = m$ - 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 водородоподобными, но в отличие 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:

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

где n, j – квантовые числа, $\alpha = \frac{ke^2}{\hbar c} = \frac{1}{137.03604} = 0.00729735$ - носит на-

звание **постоянной тонкой структуры**.

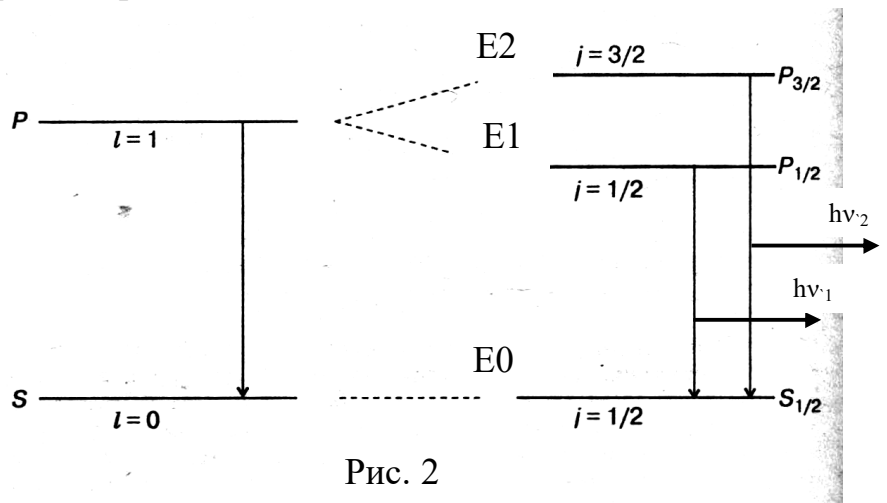
По аналогии с формулой (2.1), формулу (2.2) можно обобщить на сложные атомы вводя поправку к заряду ядра σ_{nj} , которая имеет тот же смысл,

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:

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

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 $E1 \rightarrow E0$ излучается фотон с частотой ν_1 (длинноволновая компонента желтого дублета натрия), при переходе электрона с уровня $E2 \rightarrow E0$ излучается фотон близкой частоты ν_2 (коротковолновая компонента желтого дублета натрия). Т. к. $\nu_2 > \nu_1$, то $\lambda_2 < \lambda_1$. Т. о. можно записать:

$$\begin{aligned} E2 - E0 &= h\nu_2 \\ E1 - E0 &= h\nu_1 \end{aligned} \quad (2.4)$$

или

$$\begin{aligned} E2 - E0 &= h \frac{c}{\lambda_2} \\ E1 - E0 &= h \frac{c}{\lambda_1} \end{aligned} \quad (2.5)$$

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

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

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):

$$\Delta E_{21 \text{ теорет.}} = \frac{(Z - \sigma_{m.c.})^4 \cdot \alpha^4 \cdot m_e c^2}{n^3} \cdot \frac{1}{4} \quad (2.7)$$

где поправка $\sigma_{m.c.}$ 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 :

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

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Лабораторная работа выполняется на комбинированном учебном комплексе ФКЛ-24. Учебный лабораторный комплекс представляет собой действующую модель, функционально не отличающуюся от своего базового научного прототипа. Конструктивно стенд состоит из двух модулей: ОСВЕТИТЕЛЯ, содержащего спектральные лампы и БЛОКА УПРАВЛЕНИЯ, формирующего необходимые напряжения для питания ламп и генерирующего изображение на VGA выходе прибора для его подачи на монитор.

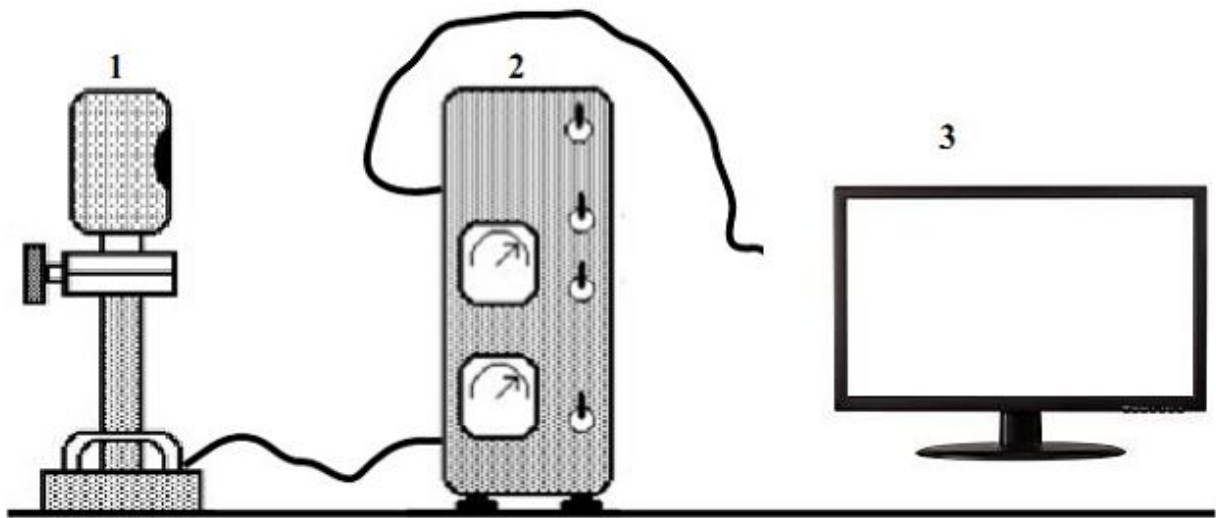


Рис. 3.1. Принципиальная блок-схема эксперимента по наблюдению изотопического сдвига. 1 — осветитель с натриевой лампой типа ДНаС-18; 2 — ПУЛЬТ УПРАВЛЕНИЯ и источник питания для лампы; 3 — МОНИТОР VGA для визуализации спектрограмм и последующей их обработки.

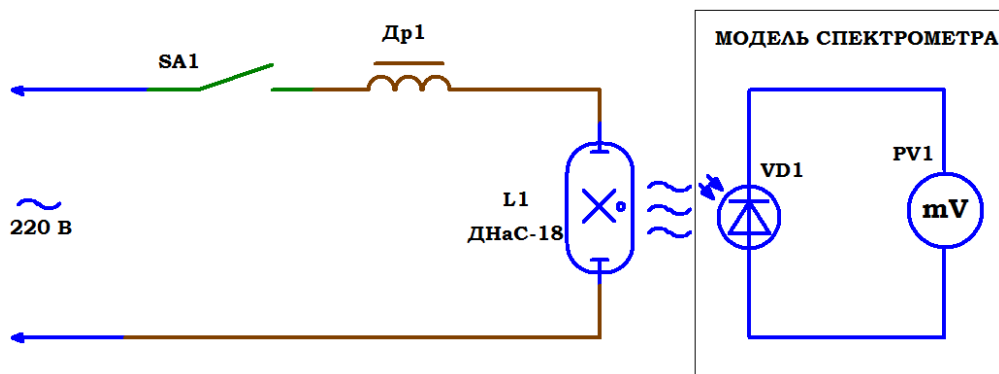


Рис. 3.2. Принципиальная схема включения натриевой спектральной лампы типа ДНаС-18

Блок схема включения и принципиальная электрическая схема включения спектральной лампы ДНаС-18 приведены соответственно на рис. 3.1 и рис. 3.2. Напряжение питания ~ 220 В через специальный токоограничивающий балластный дроссель Др1 и кнопку включения SA1 подается на натриевую спектральную лампу, расположенную в осветительном блоке. Излучение от лампы поступает на фотодиод VD1, выполняющий роль модели спектрометра.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ.

1. Перед включением установки в сеть проверить целостность всех соединительных сигнальных и сетевых проводов. Все работы по подключению комплекса к монитору и осветителю следует выполнять только при отключенных от сети приборах. Разобраться с принципиальными блок-схемами опытов, в назначении кнопок, переключателей и ручек прибора.
2. Подключить осветитель к блоку управления, используя соответствующие провода из комплекта, соединив выходы «ЛАМПА» с соответствующими входами осветителя.
3. Подключить стандартный монитор, имеющий VGA вход к выходу «МОНИТОР VGA» учебной установки.
4. Поставить переключатель «СЕТЬ. АНАЛОГОВАЯ ЧАСТЬ» на панели учебного модуля в положение «ВКЛ», переключатель «ЛАМПА» в положение «НАТРИЕВАЯ» при этом должен загореться сигнальный индикатор «СЕТЬ» и начаться дуговой разряд в спектральной натриевой лампе. После 3 — 5 минутного прогрева лампы, включается цифровая часть цепей питания прибора нажатием клавиши «СЕТЬ. ЦИФРОВАЯ ЧАСТЬ VGA».
5. 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.
6. Приступить к исследованию интенсивной желтой линии натрия, соответствующей главной серии. В действительности эта линия является дублетом. Для этого начните набор спектра, нажав кнопку «АВТОСКАН».
7. По окончании сканирования кнопку АВТОСКАН отжать.
8. Перемещая метку, находящуюся внизу оси Ox с помощью кнопок «ДЛИНА ВОЛНЫ» по спектру, определить положения центра пиков в дублете и их полуширины (ширину на половине высоты). Метка позволяет сопоставить координаты данной точки спектральной характеристики со значениями длины волны λ и напряжения на выходе фотодатчика U (рис. 4.1).

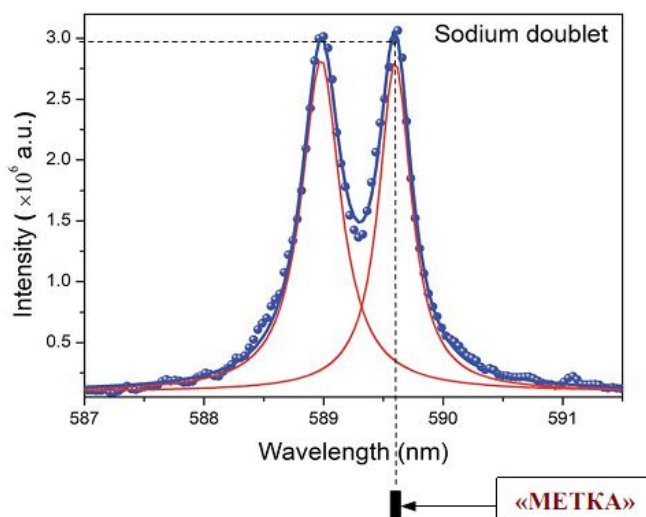


Рис. 4.1. Определение положения центра пиков в дублете натрия.

9. Записать в таблицу 3 найденные координаты центров пиков λ_1 длинноволновой и λ_2 коротковолновой линий дублета.
10. Произвести расчёт экспериментального значения расщепления энергии уровня $E_{21 \text{ эксп.}}$ по формуле (2.6).
11. Теоретически вычислить расщепление по формуле (2.7) $E_{21 \text{ теор.}}$, воспользовавшись справочными данными $\sigma_{т.с.}$, указанными в таблице 3.
12. По формуле (2.8) из эксперимента вычислить значение постоянной тонкой структуры $\alpha_{\text{экспер.}}$ и сравнить с табличным значением $\alpha_{\text{табл.}}$.
13. Оценить ε - относительную ошибку измерения α по формуле:

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

Объяснить возможное расхождение теоретических результатов с экспериментом.

14. Все вычисления и измерения свести в таблицу 3:

Таблица 3

λ_2 , нм	λ_1 , нм	$\Delta E_{21 \text{ эксперим.}}, \text{ эВ}$	$\sigma_{т.с.}$	$\Delta E_{21 \text{ теорет.}}, \text{ эВ}$	$\alpha_{\text{экспер}}$	$\alpha_{\text{табл.}}$	ε
			7,445			0,007297	

15. Лабораторная работа может быть выполнена на реальном спектрометрическом приборе – монохроматоре типа МУМ-01. Для её выполнения смотрите методические указания к лабораторной работе ФКЛ-2.
16. По окончании работы следует сначала отключить цифровую часть кнопкой «СЕТЬ. ЦИФРОВАЯ ЧАСТЬ», при этом отключится измерительная система, затем выключить аналоговую часть переключателем «СЕТЬ. АНАЛОГОВАЯ ЧАСТЬ».

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие виды связи существуют в сложных атомах? В чем их различие?
2. Каким образом и для чего вводится понятие термина 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 $\Delta L=2$?
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: $(\sum L_z)_{\max} = 10\hbar = 1,057 \cdot 10^{-33} \text{ Дж} \cdot \text{с}.$)

ПРИЛОЖЕНИЕ.
СХЕМЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ НЕКОТОРЫХ
ЭЛЕМЕНТОВ.

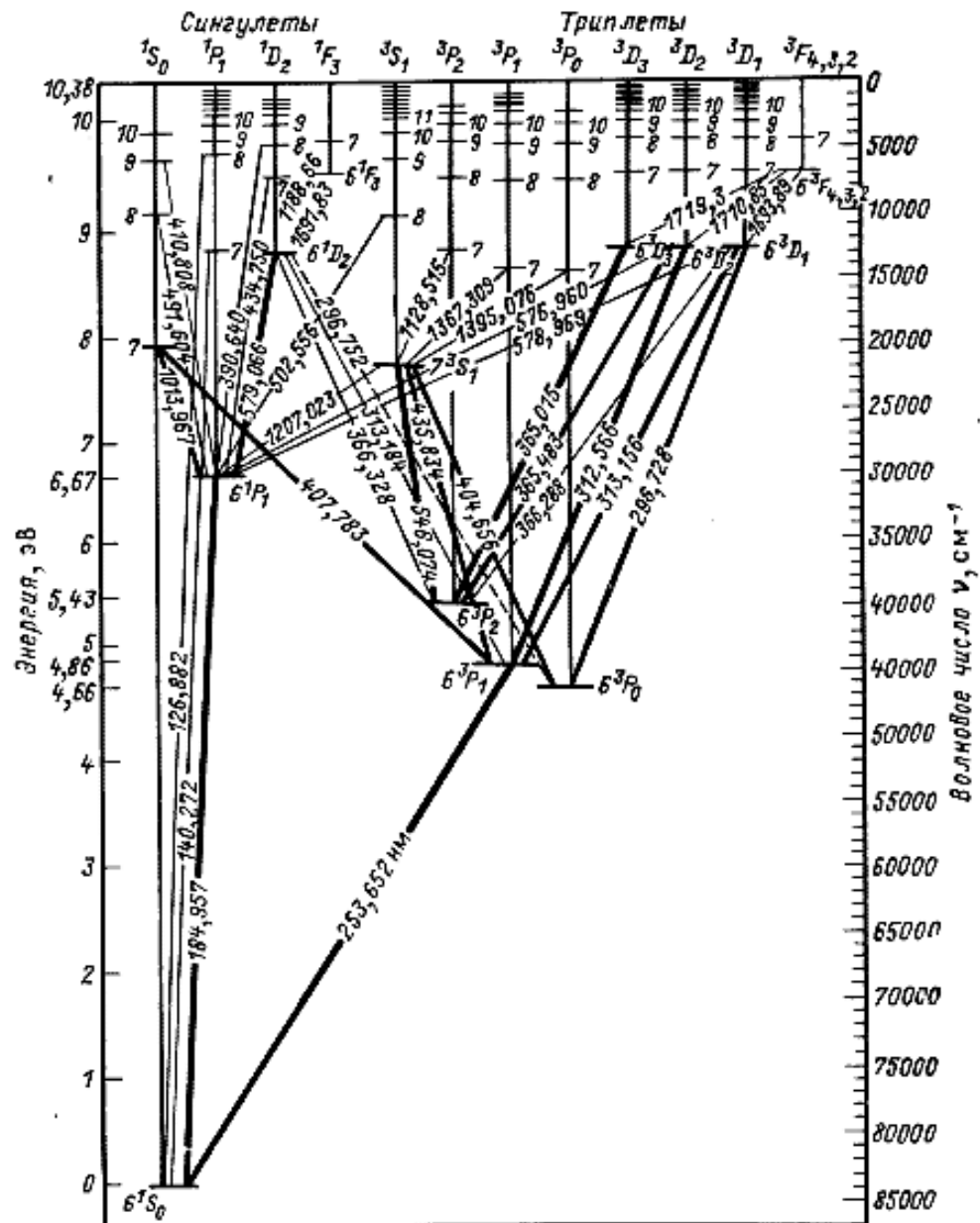


Рис. 2.3. Схема энергетических уровней атома ртути

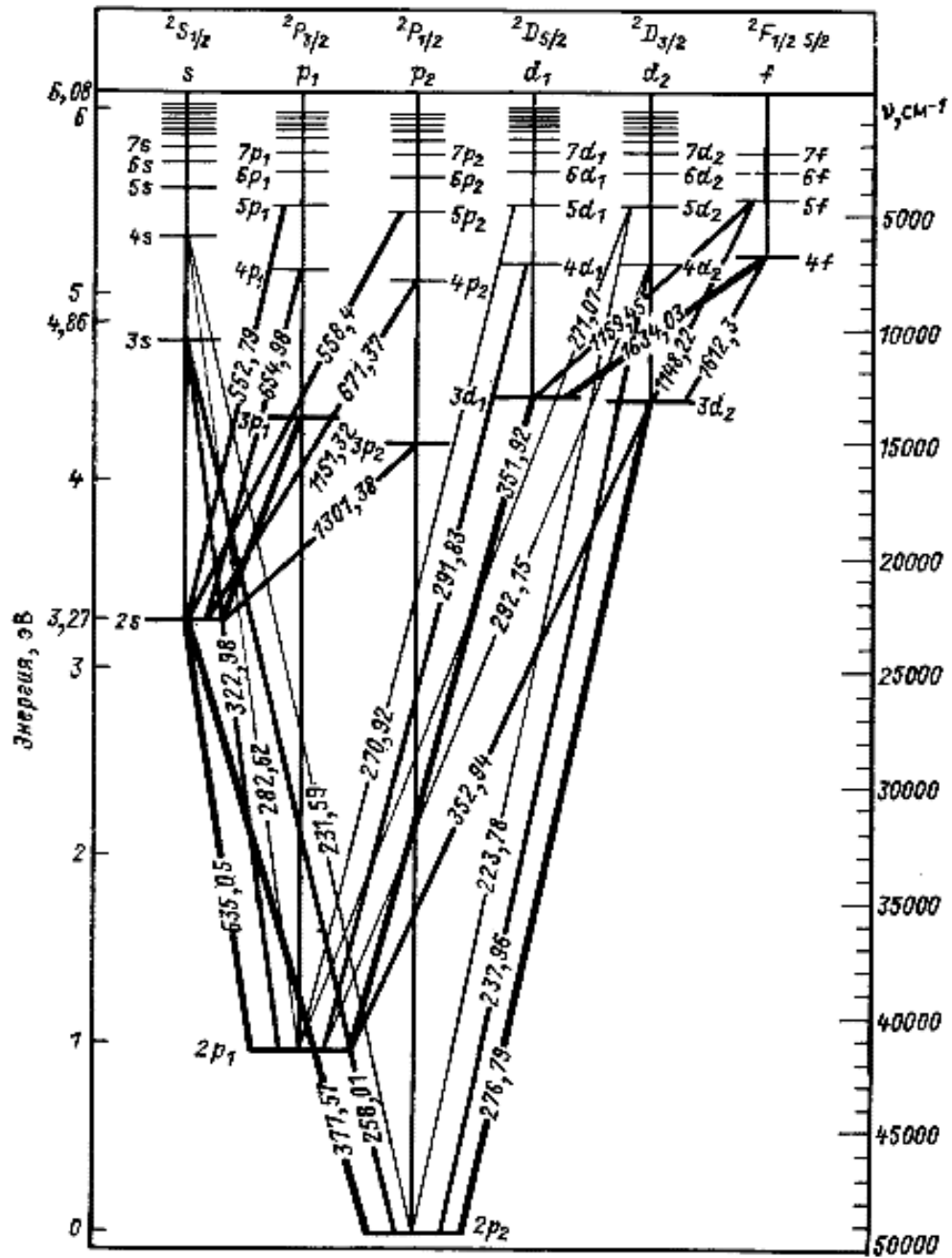


Рис. 2.4. Схема энергетических уровней атома таллия

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

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

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.

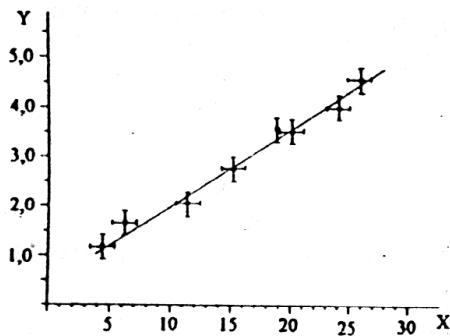


рис. 1

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 оцен-

ками 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

$$A = \bar{y} - B\bar{x}$$

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

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

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

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

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. Фугенфиоров. Электрические схемы с газоразрядными лампами
- 11.В. М. Скобелев. Источники света и пускорегулирующая аппаратура.
- 12.Большая физическая энциклопедия.

Для свободного распространения.