

Министерство науки и высшего образования
Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования Томский государственный
университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР)

Кафедра физики

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА

Руководство к лабораторной работе по физике
для студентов всех специальностей

2019

Министерство науки и высшего образования
Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования Томский государственный
университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР)

УТВЕРЖДАЮ
Зав. каф. физики

_____ Е.М.Окс
17 января 2019 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА

Руководство к лабораторной работе по физике
для студентов всех специальностей

Разработчики:
Проф. каф. физики
_____ А.С. Климов

ведущий инженер каф. физики
_____ Н.П. Кондратьева
17 января 2019 г.

2019

ВВЕДЕНИЕ

Атом водорода, являясь простейшей, реальной атомной системой, сыграл ведущую роль в становлении квантовомеханического подхода к изучению явлений микромира. Большой экспериментальный материал, собранный по спектрам излучения атома водорода и простые математические формулы Бальмера, Лаймана, Пашена и другие, описывающие длины волн сериальных спектральных линий водорода, позволили выработать полуклассическую или полуквантовую теорию Бора, а затем и чисто квантовомеханическую теорию способную описать спектры и более сложных атомов и молекул.

Целью данной работы является изучение спектра атомов водорода, определение длин волн серии Бальмера и определение постоянной Ридберга.

1 КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

1.1 Боровская теория атома

Опыты Резерфорда, подтверждая планетарную модель атома, вскрыли всю противоречивость существующих тогда представлений о строении атома. С точки зрения классической физики и максвелловской электродинамики невозможно объяснить факт длительного раздельного существования положительно заряженного ядра и отрицательных электронов в атоме. Свободный электрон, оказавшийся в кулоновском поле ядра, двигаясь с ускорением должен на него упасть в течение нескольких наносекунд, излучая при этом сплошной спектр. Фактически же спектры атомов состоят из отдельных линий, что возможно, если только электроны в электрическом поле ядра располагаются по дискретным орбитам, и, следовательно, имеют дискретный набор энергий, то есть энергия атома квантована. В предположении, что осциллятор обладает дискретным набором энергий, Макс Планк вывел формулу, полностью описывающую излучение абсолютно черного тела. Дискретность атомных состояний блестяще была доказана опытами Франка и Герца.

При создании новой непротиворечивой теории строения атома, описывающей существующие экспериментальные факты, в виде *первого постулата*, Нильсом Бором было предложено, что электроны (атомы) длительное время могут находиться только в определенных стационарных состояниях. По *второму постулату* Бора излучение (поглощение) происходит только при переходе электрона (атома), с

одного стационарного состояния в другое, а энергия излучения $\hbar\omega = h\nu$ (h – постоянная Планка, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$) равна разности энергий электронов на этих стационарных орбитах: $\hbar\omega = E_2 - E_1$, ($E_2 > E_1$).

По правилу квантования Бора момент импульса электрона, движущегося по стационарным орбитам радиуса r имеет квантованные значения и равен целому числу постоянных Планка \hbar :

$$m v r = n \hbar, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (1.1)$$

число n – по сути главное квантовое число. Значит, на стационарных орбитах укладывается целое число электронных волн де Бройля.

С помощью этого правила квантования нетрудно найти радиусы r круговых стационарных орбит атома водорода и водородоподобных ионов и соответствующие энергии. Электрон с зарядом e вращается вокруг ядра с зарядом Ze (Z – порядковый номер элемента в периодической таблице Менделеева). Масса ядра много больше массы электрона m . Поэтому ядро можно считать неподвижным, имеющим бесконечную массу, а электрон – движущимся вокруг ядра по окружности радиуса r . Тогда уравнение движения электрона запишется в виде:

$$m v^2 / r = Z e^2 / (4 \pi \epsilon_0 r^2). \quad (1.2)$$

Исключив v из уравнений (1.1) и (1.2), получим выражение для радиусов стационарных орбит:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2 n^2}{m e^2 Z}. \quad (1.3)$$

Отсюда радиус a_0 первой боровской орбиты ($n = 1$) в атоме водорода ($Z = 1$) равен: $a_0 = 0.529 \cdot 10^{-10}$ м.

Полная энергия электрона в поле ядра складывается из кинетической энергии $m v^2 / 2 = Z e^2 / (8 \pi \epsilon_0 r)$ (см. уравнение (1.2)) и потенциальной энергии взаимодействия электрона с ядром:

$$E = \frac{Z e^2}{8\pi\epsilon_0 r} - \frac{Z e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{Z e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (1.4)$$

Подставляя в (1.4) выражение для радиуса n -ой орбиты из (1.3), получим значение полной энергии E_n электрона, находящегося на n -ой стационарной орбите:

$$E_n = -\frac{m e^4 Z^2}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} = -\frac{Z^2 h c R}{n^2} = -13,595 \frac{Z^2}{n^2}. \quad (1.5)$$

Схематически положения уровней энергий стационарных состояний электрона в атоме водорода, описываемые формулой (1.5), изображены

на рисунке 1.1. При $n \rightarrow \infty$ уровни энергии сгущаются к своему предельному значению $E_\infty = 0$. Состояние атома с наименьшей энергией называется основным, а все другие состояния возбужденными.

Из формулы (1.5) следует:

$$E_2 - E_1 = \hbar\omega = \frac{me^4 Z^2}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (1.6)$$

Или в виде обобщенной формулы Бальмера:

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot Z^2 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1.7)$$

где n_i номера нижних, n верхних уровней энергии спектральных серий;

$$R = \frac{me^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3 c} = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 ch^3} - \text{постоянная Ридберга; } \lambda - \text{длина волны.}$$

Формула Бальмера (1.7) правильно описывает спектральные серии атома водорода и водородоподобных ионов. Спектральные серии возникают при разрешенных, излучательных квантовых переходах с различных возбужденных уровней энергии n на один и тот же конечный нижний уровень n_i ($n_i < n$) и сходятся к границе серии при $n \rightarrow \infty$. Для каждой спектральной серии число n_i , определяющее нижний уровень серии, постоянно, а число n , определяющее верхний уровень, принимает значения от $n = n_i + 1, n_i + 2, n_i + 3, \dots, \infty$ и задает номер линии в серии. Переходам на различные нижние уровни соответствуют различные спектральные серии: серия Лаймана испускается в результате переходов электрона с вышележащих уровней на первую орбиту, серия Бальмера в результате переходов на вторую орбиту, серия Пашена на третью орбиту и так далее (см. рис.1.1).

На рисунке 1.1 стрелками показаны переходы, приводящие к излучению спектральных линий в разных сериях. В каждой из серий спектральные линии сгущаются к своей коротковолновой границе серий, соответствующей переходам с орбиты $n = \infty$.

Если атом поглощает энергию извне, то энергия электрона увеличивается и электрон переходит на более высокую орбиту. При этом поглощаются могут только те же дискретные значения энергий, что и при излучении. Если сообщенная энергия достаточно велика, то электрон может перейти на орбиту с $n = \infty$ и покинуть пределы атома, то есть атом ионизируется. Необходимая для этого энергия называется энергией ионизации. Энергия ионизации с основного состояния ($n = 1$)

для атома водорода ($Z = 1$), согласно формуле (1.5) равна 13,6 эВ, что совпадает с экспериментально полученным значением.

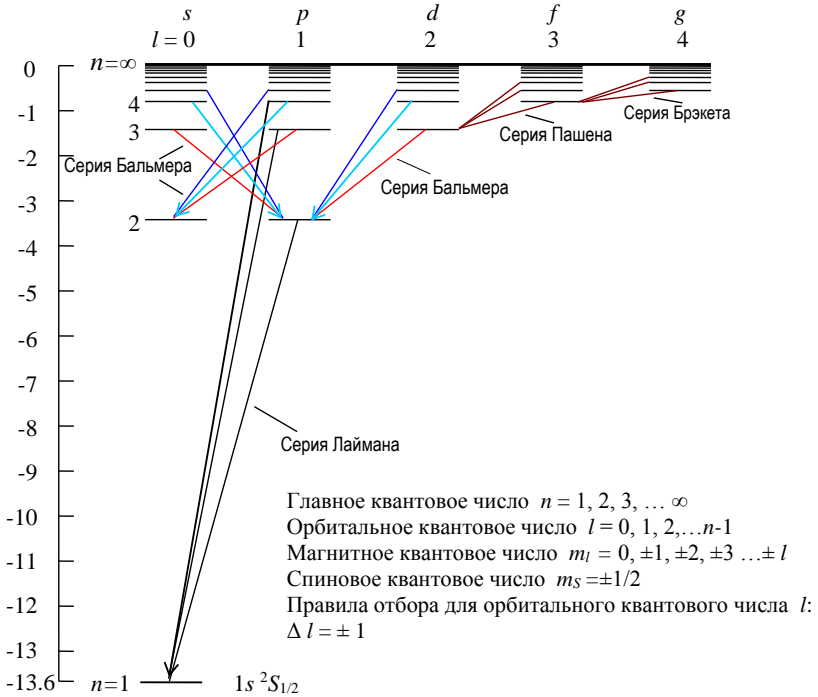


Рисунок 1.1 — Схема энергетических уровней атома водорода

Однако, формулы (1.5) и (1.6) достаточно точно описывая энергии электрона в атоме водорода и в водородоподобных ионах, совершенно не годятся для описания энергетических состояний более сложных атомов, что выявило существенные недостатки теории Бора. Теория не позволяла вычислять интенсивности спектральных линий, в рамках теории Бора не объяснялись вопросы поляризации, когерентности, дублетный характер спектров щелочных металлов, да и попытки построить теорию атома гелия, окончились неудачей.

Дальнейшее развитие теории, описывающей закономерности излучения атомов связано с разработкой квантовомеханической теории.

1.2 Квантовомеханическое описание атомных состояний

В развитие идей де Бройля, в 1926 году австрийский физик Шрёдингер, сопоставив движению микрочастицы плоскую волну $\psi = a \exp[-i(\omega t - kx)]$ в виде комплексной функции координат и времени (волновую функцию или пси-функцию) получил основное уравнение нерелятивистской квантовой механики, уравнение Шрёдингера, которое для стационарных состояний имеет вид:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (1.8)$$

Здесь m – масса частицы; i — мнимая единица; ∇^2 – оператор Лапласа, $\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$; U – потенциальная энергия частицы; E – полная энергия частицы.

Решая уравнение Шрёдингера, находят ψ – функцию данного состояния микрочастицы, квадрат модуля пси-функции $|\psi|^2 = \psi \psi^*$ дает плотность вероятности (вероятность, отнесенную к единице объема) нахождения частицы в соответствующем единичном объеме пространства.

На ψ – функцию налагаются определенные стандартные условия, из которых непосредственно вытекают правила квантования энергии. ψ – функция должна быть однозначной, непрерывной и конечной, должна иметь непрерывную и конечную производную. По теории дифференциальных уравнений уравнение Шрёдингера имеет решение, удовлетворяющее стандартным условиям, при любых положительных значениях энергии E (непрерывный спектр), но в области отрицательных значений энергии (связанные состояния) лишь при определенных дискретных значениях энергии E_n , которые называются собственными значениями энергии. Следовательно, спектр энергии будет дискретным. Решения, соответствующие собственным значениям E_n , называются собственными функциями ψ_n . Условие нормировки для ψ – функции получается из равенства единице вероятности достоверного события – нахождения частицы в одной из точек пространства: $\int \psi^* \psi \, dx dy dz = 1$.

Для водородоподобных ионов потенциальная энергия U электрона равна $U = -Z e^2 / (4 \pi \epsilon_0 r)$. Так как электрон движется в центрально-симметричном поле, то целесообразно уравнение Шрёдингера решать в сферической системе координат (r, θ, φ) , а собственные функции $\psi_{n,l,m_l}(r, \theta, \varphi) = R_{n,l}(r) \cdot Y_l^{m_l}(\theta, \varphi)$, определяемые также орбитальным l и

магнитным m_l квантовыми числами, искать в виде произведений радиальной и сферической функций. Тогда уравнение Шрёдингера, после разделения независимых переменных, распадается на две части – радиальную и сферическую, зависящих от разных переменных. Следовательно, каждая из этих частей по отдельности должны быть равными одной и той же постоянной, в данном случае $l(l+1)$, что следует из условия непрерывности и конечности выбранных волновых функций, а момент импульса электрона в ионе квантуется по формуле $M_l = \hbar\sqrt{l(l+1)}$, а не по (1.1). Таким образом, уравнения для радиальной и сферической частей волновой функции будут иметь вид:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left\{ \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right\} \cdot R = 0, \quad (1.9)$$

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial Y}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial\varphi^2} + l(l+1)Y = 0. \quad (1.10)$$

Атом водорода и водородоподобные ионы состоят из положительно заряженного ядра и одного электрона, между которыми действует сила электрического притяжения. Масса ядра во много раз больше массы электрона, поэтому приближенно ядро можно считать покоящимся. Энергия такой системы из двух частиц определяется посредством решения уравнения (1.9) для радиальной части волновой функции.

Опуская громоздкие вычисления, скажем, что для уровней энергии E_n водородоподобного атома получается та же формула (1.5), но уже $n = l+k+1$. Орбитальное l и радиальное k квантовые числа принимают значения $0, 1, 2, \dots, n-1$. Тогда главное квантовое число принимает значения $n=1, 2, 3, \dots$, и значение $n=0$ автоматически исключается, а в теории Бора было не ясно, почему невозможно нулевое значение главного квантового числа и данный факт принимался безо всяких объяснений. Для круговых орбит $k=0$ и формулы (1.5) полученной из боровской теории, и из решения уравнения Шрёдингера совпадают.

В основном состоянии атома водорода электрон находится в s – состоянии ($n = 1, l = 0, m_l = 0$) и орбитальный момент импульса электрона равен нулю (подтверждено экспериментами), что в классической интерпретации невозможно и соответствовало бы радиальному движению электрона сквозь ядро. Волновая функция электрона в основном состоянии является функцией только радиуса,

то есть s – состояние электрона (распределение электронного облака в этом состоянии) сферически симметрично.

В противоречие боровской теории в квантовой механике сказать что-либо о траектории движения электрона в атоме невозможно, что связано с вероятностным описанием движения микрочастиц. Можно лишь констатировать, что электрон находится в том или ином состоянии, даже не связывая переход из одного состояния в другое пространственным перемещением электрона.

Волновая функция основного состояния атома водорода имеет вид:

$$\psi_{nlm_l} = \psi_{100} = A \cdot e^{-r/a_0},$$

где a_0 – боровский радиус; A – постоянная; m_l – магнитное квантовое число, принимающее значения $0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots \pm l$;

Тогда вероятность dw , обнаружить электрон в элементе объема шарового слоя dV , равна:

$$dw = |\psi|^2 dV = |\psi|^2 \cdot 4\pi r^2 dr.$$

Найдем расстояния r_{\max} от ядра атома, на которых вероятность нахождения электрона максимальна. Дифференцируя по r функцию $A^2 \cdot e^{-2r/a_0} \cdot 4\pi r^2$, и приравнявая полученный результат нулю, найдем, что $r_{\max} = a_0$. Следовательно, в квантовой механике боровские орбиты это лишь геометрическое место точек, где вероятность обнаружения электрона достигает максимума, но она отлична от нуля во всем пространстве.

Кроме тройки квантовых чисел – главного n , определяющего энергию электрона; орбитального l , определяющего значение орбитального момента импульса $M_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}$ электрона; магнитного m_l , определяющего значение проекции момента импульса электрона $M_{lz} = \hbar m_l$ на направление квантования z , состояние электрона в атоме характеризуется собственным спиновым квантовым числом $s = 1/2$, определяющим собственный спиновый момент импульса микрочастицы $M_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}$ и значение проекции собственного спинового момента импульса электрона на направление квантования согласно соотношению $M_{sz} = \hbar m_s$, $m_s = \pm 1/2$.

Уровни энергии E_n вырождены, уровню с номером n принадлежит $2n^2$ состояний (кратность вырождения равна $2n^2$) с учетом двух возможных ориентаций спина:

$$\sum_{l=0}^{l=n-1} \sum_{m=-1}^{m=1} 2 = \sum_{l=0}^{l=n-1} 2(2l+1) = [2(n-1)+2]n = 2n^2 .$$

То есть в состояниях с данным значением n могут находиться в атоме не более $2n^2$ электронов, различающихся значением одного из квантовых чисел. Таким образом, состояние каждого электрона в атоме характеризуется набором четырех квантовых чисел: главного n , орбитального l , магнитного m_l и спинового m_s . Согласно принципу запрета Паули, в одном и том же атоме не может быть двух электронов, обладающих одинаковой совокупностью квантовых чисел, или в одном и том же квантовом состоянии не могут находиться одновременно два электрона. С помощью принципа Паули вместе с правилом Хунда о наименьшей энергии (E -минимальна, для S_{max} и возможного при этом L_{max}) для всех атомов удалось составить электронные конфигурации, то есть установить распределение электронов по квантовым состояниям многоэлектронных атомов и объяснить различие свойств атомов в периодической системе элементов Менделеева.

Различные состояния электрона в атоме обозначаются значением главного квантового числа и малыми буквами латинского алфавита (s, p, d, f, g, h, ...) соответственно значениям орбитального квантового числа $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5 \dots$. Так, электрон, находящийся в состоянии с $l = 0$ и $n = 2$ называют 2s-электроном в s-состоянии, p- электроном с $l = 1$, d- электроном с $l = 2$ и т. д. в соответствии с рис.1.1, на котором представлена схема уровней энергии атома водорода.

Энергия многоэлектронных атомов зависит не только от полных орбитального L и спинового S моментов, но и от взаимной ориентации моментов, что приводит к расщеплению энергетических уровней и образованию тонкой структуры спектральных линий. Энергия атома определяется полным моментом $J=L+S$. Уровни энергии характеризуются значениями квантового числа J полного момента, принимающими значения $J = L+S, L+S-1, \dots |L - S|$. Поэтому уровень с данными L и S расщепляется (мультиплетное расщепление) на $2S+1$ (при $L > S$) различных уровней. Каждый из этих уровней остается вырожденным по направлениям вектора J , кратность этого вырождения равна $2J+1$. Полный момент атома будет зависеть от того, какие моменты электронов взаимодействуют друг с другом сильнее: орбитальные, спиновые или спин-орбитальные. В случае нормальной или LS- связи (связь Рассель- Саундерса), присущей легким атомам, орбитальные и спиновые моменты электронов взаимодействуют в

отдельности друг с другом сильнее, образуя отдельно результирующие спиновый и орбитальный моменты, взаимодействие между которыми определяет полный момент атома. Для N электронов квантовое число результирующего спинового момента $S = Ns, Ns-1, \dots, 0$, ($s = 1/2$). Орбитальное квантовое число результирующего момента для системы из двух электронов $L = (l_1+l_2), (l_1+l_2-1), \dots, |l_1+l_2|$.

Атомные уровни энергии (термы) также принято обозначать символами, аналогичными тем, которые используются для обозначения состояний отдельных частиц с определенными значениями момента. Именно, состояния с различными значениями полного орбитального момента $L=0, 1, 2, 3, 4$, соответственно обозначаются большими буквами латинского алфавита S, P, D, F, G, \dots . В спектроскопии слева вверху от символа указывается число $\mu = 2S+1$, называемое мультиплетностью. Справа внизу указывается значение полного момента J . Впереди от символа записывается электронная конфигурация незаполненной оболочки рассматриваемого атома, так как состояния атома не зависят от электронов заполненных оболочек. Основное состояние атома водорода обозначается в виде $1s^2S_{1/2}$ (рис.1.1).

На рисунке 1.1 показаны переходы, приводящие к излучению сериальных линий. Данные переходы соответствуют правилам отбора. Для главного квантового числа Δn любое число; для орбитального $\Delta l = \pm 1$; для магнитного квантового числа $\Delta m_l = 0, \pm 1$; для квантового числа J полного момента импульса атома имеется правило отбора $\Delta J = 0, \pm 1$, при этом исключаются переходы $J_1 = 0 \rightarrow J_2 = 0$.

Уравнения Шрёдингера для щелочных металлов и высоковозбужденных атомов подобны уравнениям для водорода и решаются аналогично. В выражении для уровней энергий щелочных металлов вместо n^2 в знаменателе формулы (1.5) будет $[n+\sigma(l)]^2$ и энергия зависит не только от главного квантового числа n , но и от орбитального квантового числа l , что составляет принципиальное отличие уровней энергии атомов щелочных металлов от уровней энергии атома водорода.

Однако точное решение уравнения Шрёдингера в аналитическом виде в большинстве случаев невозможно, поэтому применяются приближенные методы решения квантовомеханических задач, важнейшим из которых является теория возмущений и метод самосогласованного поля.

2 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2.1. Для изучения спектра атома водорода в видимой области спектра (серия Бальмера) используется универсальный монохроматор УМ-2 со сменной окулярной насадкой с указателем. Свет от дуговой ртутной лампы (ДРШ 250-3) или газоразрядной водородной лампы (ТВС-15) падает на узкую входную щель монохроматора с пределом раскрытия $0 \div 4$ мм. Далее объективом коллиматора изображение щели проектируется на поворотную, диспергирующую призму, на которой свет разлагается в спектр.

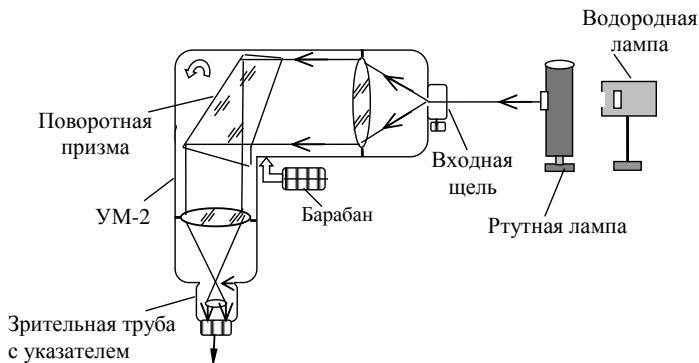


Рисунок 2.1— Схема экспериментальной установки

Призма установлена на поворотном механизме, связанном с барабаном длин волн с относительными угловыми делениями φ и бегунком указателем, скользящим вдоль канавки барабана. Вращая барабан, в поле зрения окуляра можно выводить область спектра от 1000 нм до 400 нм, охватывающую ближнюю инфракрасную и видимую области.

Идентификация спектральных линий производится последовательным совмещением их со стрелкой-указателем в поле зрения окуляра и фиксирования соответствующего значения угла на барабане. Барабан монохроматора проградуирован в градусах, поэтому для определения длин волн неизвестных спектральных линий необходимо сначала проградуировать монохроматор, то есть сопоставить делениям барабана φ известные длины волн λ . Для градуировки монохроматора используется излучение ртутной лампы с заданными в таблице 3.1 длинами волн. Используя значения φ и λ для

линий ртути, строится градуировочная кривая, по которой определяются длины волн спектра атома водорода по соответствующим значениям φ_x для линий водорода. По найденным длинам волн спектральных линий водорода строится график линеаризованной зависимости $1/\lambda = f(1/n^2)$. По графику определяется постоянная Ридберга R как угловой коэффициент прямой. Постоянную R можно определить также и по точке пересечения данного графика с осью ординат как свободный член, умноженный на 4, так как для серии Бальмера $n_i = 2$, и формула (17) примет вид: $1/\lambda = R/4 - R/n^2$ [м⁻¹].

3 ЗАДАНИЯ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

3.1 Включить ртутную лампу с помощью блока питания ЭПС-111, переключая тумблеры “сеть” и “лампа ДРШ” в положение включено. Если дуга не загорается необходимо несколько раз нажать на кнопку пуск. Дать разгореться лампе в течение $2 \div 3$ минут, и регулируя ширину входной щели и фокусировку перемещением окулярной насадки добиться, чтобы спектральные линии в поле зрения окуляра, были тонкие и резкие. Ртутную лампу *без защитного стекла* на окошке лампы *не включать*.

3.2 Последовательно подводя спектральные линии ртути, начиная с красной линии с $\lambda = 708,2$ нм (или 691 нм) до фиолетовой с $\lambda = 405$ нм, к стрелке-указателю окуляра, зафиксировать соответствующие деления барабана. В целях уменьшения погрешности измерений за счет люфта барабана, рекомендуется линии подводить к указателю только с одной стороны. Значения φ записать в таблицу 3.1. При повороте барабана следить, чтобы бегунок не перескакивал с одной канавки на другую.

3.3 Построить градуировочный график $\varphi = f(\lambda)$ пользуясь данными таблицы 3.1. Размер графика должен быть не меньше половины листа А4.

3.4 Выключить ртутную лампу и на его место установить водородную лампу, ориентируя капиллярную трубку вдоль щели. *Включить водородную лампу не дольше чем на 10 минут.*

3.5 Зафиксировать деления φ_x барабана, соответствующие четырем спектральным линиям атома водорода и записать в таблицу.

3.6 Пользуясь полученными значениями φ_x для линий водорода по градуировочной кривой определить соответствующие значения длин волн спектра атома водорода и записать в таблицу 3.1.

Таблица 3.1 - Табличные и экспериментальные данные для градуировки монохроматора и определения длин волн водорода и R

Длины волн ртути			Длины волн водорода					
цвет	λ , нм	φ	цвет	φ_x	λ , нм	n	$1/n^2$	$1/\lambda$, нм ⁻¹
красный	708,2		красный					
красный	690,8							
красный	623,4							
желтый	579,1		голубой					
желтый	577,0							
зеленый	546,1							
голубой	491,6		фиолетовый					
синий	435,8							
фиолетовый	407,8		фиолетовый					
фиолетовый	404,7							

3.7 Построить график зависимости $1/\lambda = f(1/n^2)$, и определить постоянную Ридберга R как угловой коэффициент полученной прямой. Постоянную Ридберга определить и по значению свободного члена $R/4$ в формуле Бальмера, равного точке пересечения прямой с осью ординат.

3.8 По усмотрению преподавателя постоянную Ридберга R можно определить методом наименьших квадратов и оценить погрешность.

3.9 Пользуясь градуировочной кривой вычислить погрешности определения длин волн по формуле: $\sigma(\lambda) = \frac{\partial \lambda}{\partial \varphi} \cdot \sigma(\varphi)$. Считать, что погрешность в угловых единицах $\sigma(\varphi) = 10^\circ$.

3.10 Сравнить обратные угловые дисперсии для красной области спектра и для фиолетовой.

3.11 Определить погрешность определения постоянной Ридберга.

4 КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

4.1 Вывести формулу Бальмера из полуклассических соображений.

4.2 Сформулируйте постулаты Бора, какие из них подтвердили опыты Франка и Герца.

4.3 Запишите стационарное уравнение Шредингера.

4.4 Какими квантовыми числами характеризуются состояния электронов в атоме? Какие значения они могут принимать? Какие правила отбора существуют для квантовых чисел?