

СПбНИУ ИТМО
Кафедра Физики

*Лабораторная работа №1
«Определение постоянной Ридберга
для атома водорода»*

*Выполнил
Иваницкий Р.
гр.2120*

*Санкт-Петербург
г.2013*

1. Теоретическая часть

В 1885 г. Бальмер показал на примере спектра испускания атомного водорода (рис. 1), что длины волн четырёх линий, лежащих в видимой части и обозначаемых символами $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\sigma$, можно точно представить эмпирической формулой

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4},$$

(1)

где вместо n следует подставить числа 3, 4, 5, и 6; B – эмпирическая константа 364,61 нм.

Подставив в формулу Бальмера целые числа $n = 7, 8, \dots$, можно получить также и длины волн линий в ультрафиолетовой области спектра.

Закономерность, выраженная формулой Бальмера, становится особенно наглядной, если представить эту формулу в том виде, в каком ею пользуются в настоящее время. Для этого следует преобразовать ее так, чтобы она позволяла вычислять не длины волн, а частоты или волновые числа.

Известно, что частота $\nu = \frac{c}{\lambda_0}$, c^{-1} – число колебаний в 1 сек., где c – скорость света в вакууме;

λ_0 – длина волны в вакууме.

Волновое число – это число длин волн, укладываемых в 1 м:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda_0}, \text{ м}^{-1}.$$

В спектроскопии чаще пользуются волновыми числами, так как длины волн в настоящее время определяются с большой точностью, следовательно, с той же точностью известны и волновые числа, тогда как скорость света, а значит и частота, определены со значительно меньшей точностью.

Из формулы (1) можно получить

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{B} \cdot \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{4}{B} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right);$$

(2)

обозначив $\frac{4}{B}$ через R , перепишем формулу (2):

$$\tilde{\nu} = R \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

(3)

где $n = 3, 4, 5, \dots$

Уравнение (3) представляет собой формулу Бальмера в обычном виде. Выражение (3) показывает, что по мере увеличения n разность между волновыми числами соседних линий уменьшается и при $n \rightarrow \infty$ мы получаем постоянное значение $\tilde{\nu} = \frac{R}{2^2}$. Таким образом, линии должны

постепенно сближаться, стремясь к предельному положению $\tilde{\nu} = \frac{R}{4}$. На рис. 1 теоретическое

положение предела этой совокупности спектральных линий обозначено символом H_∞ , а сближение

линий при движении к нему явно имеет место. Наблюдение показывает, что с увеличением числа линии n закономерно уменьшается ее интенсивность. Так, если схематически представить расположение спектральных линий, описываемых формулой (3), вдоль оси абсцисс и условно изобразить длиной линий их интенсивность, то получится картина,

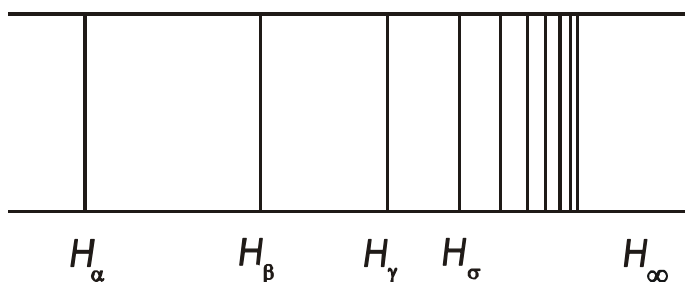


Рис. 1

показанная на рис. 2. Совокупность спектральных линий, обнаруживающих в своей последовательности и в распределении интенсивности закономерность, схематически представленную на рис. 2, называется спектральной серией.

Предельное волновое число, около которого сгущаются линии при $n \rightarrow \infty$, называется границей серии. Для серии Бальмера это волновое число $\tilde{\nu} = 2742000 \text{ м}^{-1}$, и ему соответствует значение длины волны $\lambda_0 = 364,61 \text{ нм}$.

Наряду с серией Бальмера в спектре атомного водорода был обнаружен ряд других серий. Все эти серии могут быть представлены общей формулой

$$\tilde{\nu} = R \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (4)$$

где n_i имеет для каждой серии постоянное значение $n_1 = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$; для серии Бальмера $n_1 = 2$; n_2 – ряд целых чисел от $(n_1 + 1)$ до ∞ .

Формула (4) называется обобщенной формулой Бальмера. Она выражает собой один из главных законов физики – закон, которому подчиняется процесс изучения атома.

Теория атома водорода и водородоподобных ионов создана Нильсом Бором. В основе теории лежат постулаты Бора, которым подчиняются любые атомные системы.

Согласно первому квантовому закону (первому постулату Бора),

атомная система является устойчивой лишь в определенных – стационарных – состояниях, соответствующих некоторой дискретной последовательности значений энергии E_i системы, любое изменение этой энергии связано со скачкообразным переходом системы из одного стационарного состояния в другое. В соответствии с законом сохранения энергии переходы атомной системы из одного состояния в другое связаны с получением или отдачей энергии системой. Это могут быть либо переходы с излучением (оптические переходы), когда атомная система испускает или поглощает электромагнитное излучение, либо переходы без излучения (безызлучательные, или неоптические), когда происходит непосредственный обмен энергией между рассматриваемой атомной системой и окружающими системами, с которыми она взаимодействует.

Второй квантовый закон относится к переходам с излучением. Согласно этому закону электромагнитное излучение, связанное с переходом атомной системы из стационарного состояния с энергией E_j в стационарное состояние с энергией $E_i < E_j$, является монохроматическим, и его частота определяется соотношением

$$E_j - E_i = h\nu, \quad (5)$$

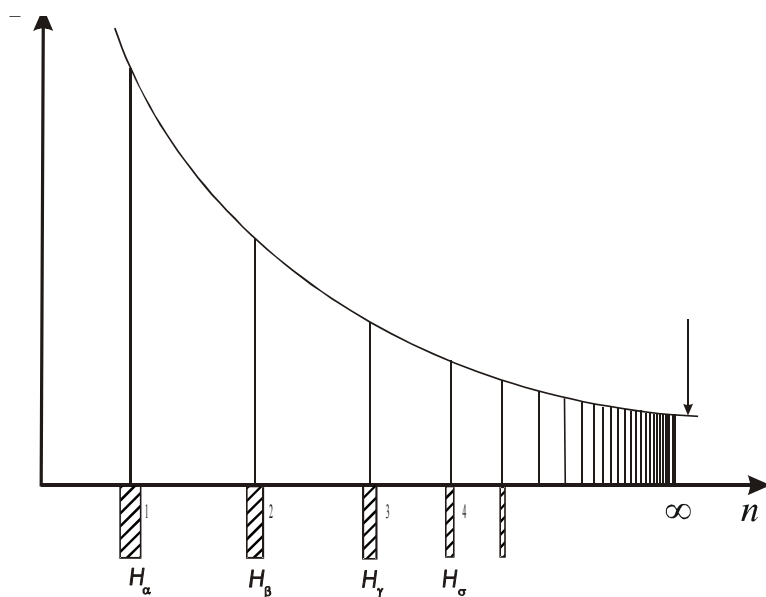
где h – постоянная Планка.

Стационарные состояния E_i в спектроскопии характеризуют уровни энергии, а об излучении говорят как о переходах между этими уровнями энергии. Каждому возможному переходу между дискретными уровнями энергии соответствует определенная спектральная линия, характеризующаяся в спектре значением частоты (или волнового числа) монохроматического излучения.

Дискретные уровни энергии атома водорода определяются известной формулой Бора

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m e^4}{h} \cdot \frac{1}{n^2} = -hcR \frac{1}{n^2} \quad (6)$$

Рис. 2



$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{c h^3} \text{ (СГС)} \quad \text{или} \quad R = \frac{m e^4}{8 c h^3 \epsilon_0^2} \text{ (СИ)},$$

(7)

где n – главное квантовое число; m – масса электрона (точнее, приведенная масса протона и электрона).

Для волновых чисел спектральных линий согласно условию частот (5) получается общая формула

$$\tilde{\nu} = \frac{E n_2}{h c} - \frac{E n_1}{h c} = \frac{R}{n_1^2} - \frac{R}{n_2^2} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

(8)

где $n_1 < n_2$, а R определяется формулой (7). При переходе между определенным нижним уровнем (n_1 фиксировано) и последовательными верхними уровнями (n_2 изменяется от (n_1+1) до ∞) получаются спектральные линии атома водорода. В спектре водорода известны следующие серии: серия Лаймана ($n_1 = 1, n_2 \in \mathbb{N}$); серия Бальмера ($n_1 = 2; n_2 \in \mathbb{N}$); серия Пашена ($n_1 = 3, n_2 \in \mathbb{N}$); серия Брекета ($n_1 = 4, n_2 \in \mathbb{N}$); серия Пфунта ($n_1 = 5, n_2 \in \mathbb{N}$); серия Хамфри ($n_1 = 6, n_2 \in \mathbb{N}$).

Схема уровней энергии атома водорода приведена на рис. 3. Как видим, формула (8) совпадает с

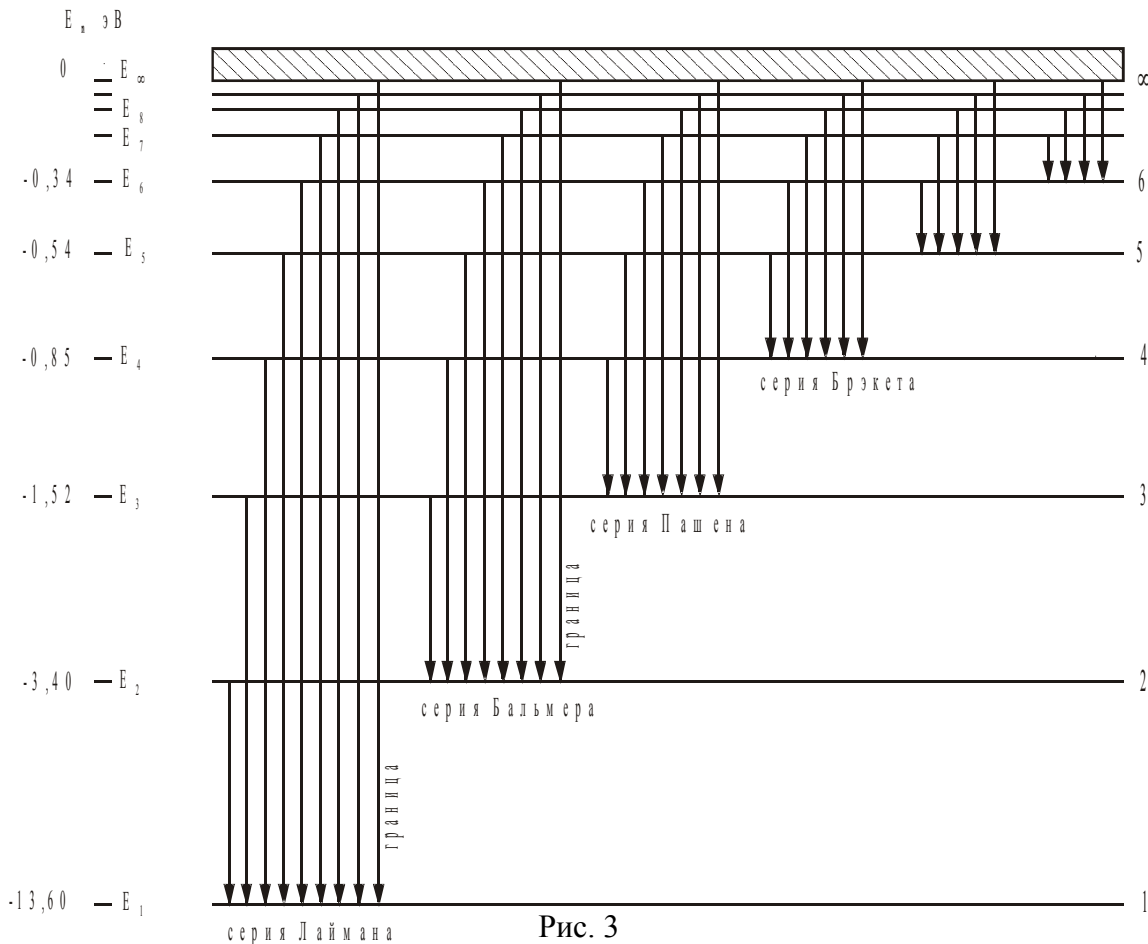
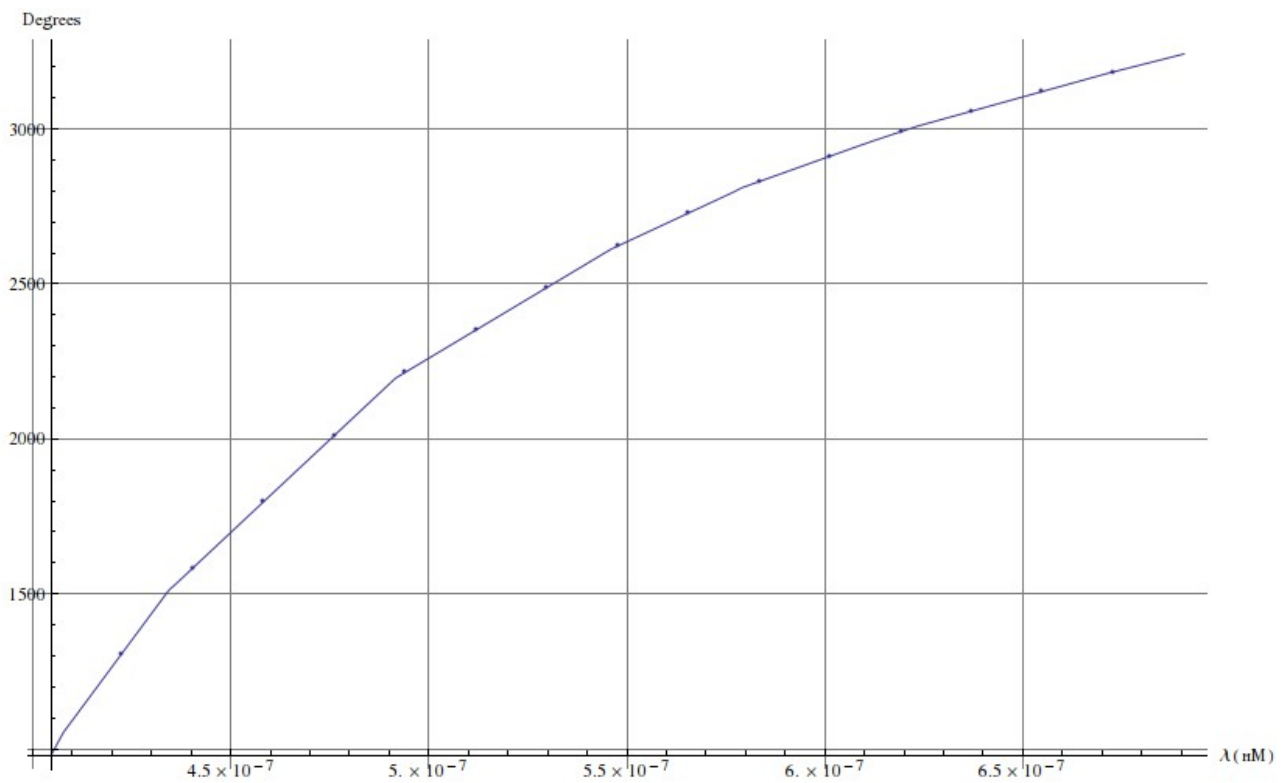


Рис. 3

формулой (4), полученной эмпирически, если R – постоянная Ридберга, связанная с универсальными константами формулой (7).

Обработка результатов измерений.

Градуировочная кривая



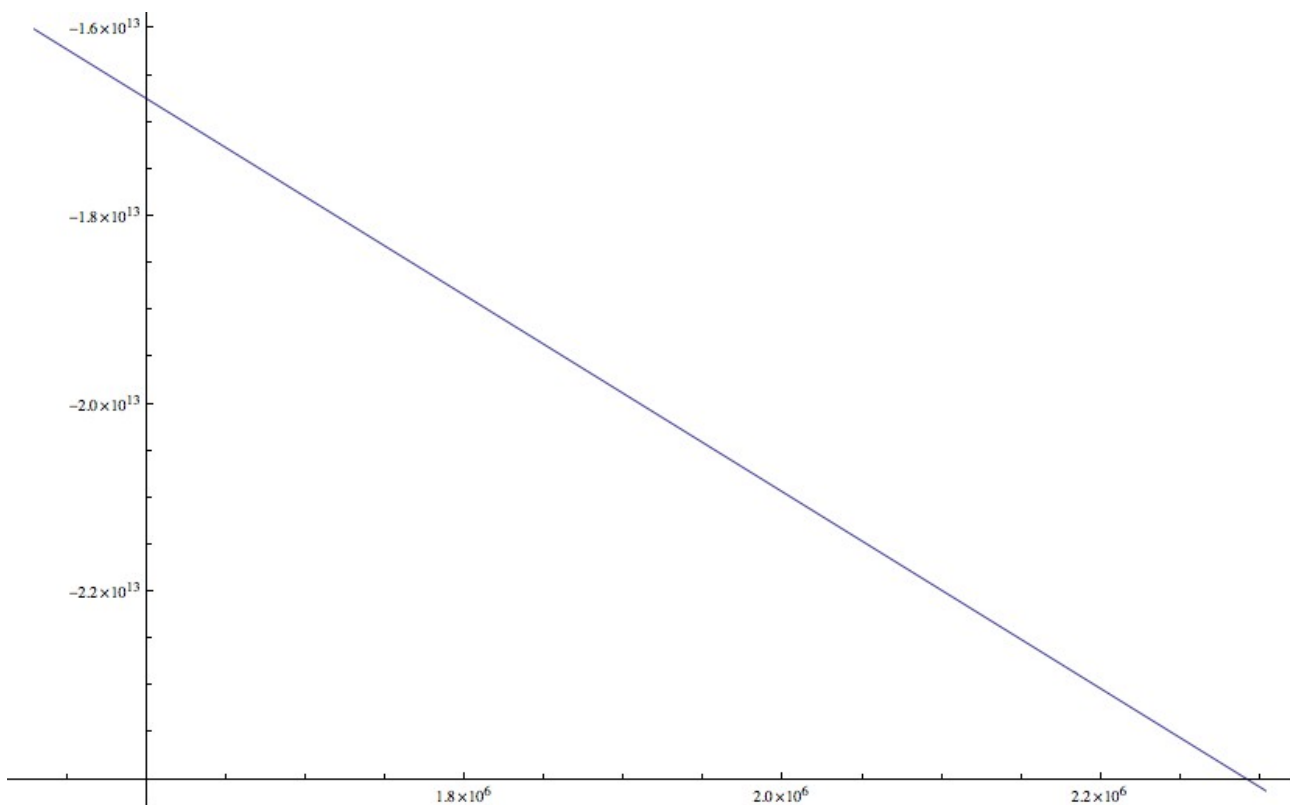
По графику получаем длины волн для линий спектра водорода

$$\lambda_1 = 654 \text{ нМ}$$

$$\lambda_2 = 519 \text{ нМ}$$

$$\lambda_3 = 434 \text{ нМ}$$

График зависимости волнового числа от $1/n^2$



Получаем постоянную Ридберга

а) как угловой коэффициент кривой

$$R = 1.047 * 10^7 (\text{м}^{-1})$$

б) из значения $R/4$

$$\frac{R}{4} = 2,665 * 10^6$$
$$R = 1.0661 * 10^7 (\text{м}^{-1})$$

в) теоретическое значение постоянной Ридберга

$$R = 1,09677 * 10^7 (\text{м}^{-1})$$

Рассчитаем энергию ионизации атома водорода

Вывод

Во время выполнения ЛР была рассчитана постоянная Ридберга.