

**Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова**

**Научно_исследовательский институт
ядерной физики имени Д.В.Скобельцына**

Атомный практикум

Спектр атома водорода

Лабораторная работа № 5

Изотопический сдвиг

Лабораторная работа № 9

*УНЦ ДО
Москва
2005*

**Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова**

**Научно_исследовательский институт
ядерной физики имени Д.В.Скобельцына**

Атомный практикум

**Ищенко С.В. ,Красильников С. С.,
Красильникова Н.А. , Смирнов А. В.**

Спектр атома водорода

Лабораторная работа № 5

Изотопический сдвиг

Лабораторная работа № 9

Под редакцией
Красильникова С. С.

*УНЦ ДО
Москва
2005*

УДК
ББК

Ищенко С.В. , Красильников С. С., Красильникова Н.А. ,
Смирнов А. В. Спектр атома водорода. Изотопический
сдвиг. Лабораторные работы № 5,9.
/Под редакцией Красильникова С.С..Учебное пособие.-
М.:Издательский отдел УНЦ ДО,2005.-50 с.

ISBN 5-211-03287

Лабораторная работа из цикла «Атомный практикум» физического фа-
культета МГУ по общему курсу «Атомная физика».
Для студентов физического факультета МГУ.

Под редакцией Красильникова С.С.

ISBN 5-211-03287

© Ищенко С.В. , Красильников С. С.,
Красильникова Н.А. , Смирнов А. В.

© Московский государственный
университет, 2005

СПЕКТР АТОМА ВОДОРОДА

Введение

Спектр атома водорода всегда привлекал внимание ис-
следователей своей относительной простотой. Наиболее удиви-
тельным обстоятельством были **целые числа** в эмпирической
формуле Бальмера для волновых чисел $\nu_{nn'}$ в спектральных
сериях атома водорода

$$\nu_{nn'} = \frac{1}{\lambda_{nn'}} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \quad (1)$$

где R - постоянная Ридберга, n и n' целые числа ; $n' = n + i$,
 $i = 1,2,3...$ номер линии в серии начиная с *головной линии*, *имею-
щей наибольшую (в серии) длину волны*. После открытия элект-
рона и ядра атома задача об атоме водорода стала принципи-
альной задачей физики атома, ибо **атом водорода является
единственным в природе атомом о котором можно сказать
точно: в этом атоме один электрон движется в кулоновском
поле одного положительного ядра, зависимость потенциала
от расстояния r до ядра точно известна e/r** . Именно в силу
этого обстоятельства спектр излучения атома водорода стал
эффективным полигоном для испытания различных физических
моделей и теорий, начиная с атома Бора и первых попыток кван-
товой механики и кончая современной квантовой электродина-
микой.

Бор в своей полуклассической теории объяснил формулу
Бальмера ценой введения правила квантования момента им-
пульса атома, постулатов о стационарных состояниях атома и
частоте излучения при переходах между ними.

Учет движения ядра в атоме позволил с большой точно-
стью вычислить постоянную Ридберга в формуле Бальмера и
показал, что различные изотопы должны иметь спектральные
линии, отличающиеся по длине волны - **изотопический сдвиг**.

Развитие экспериментальной техники позволило обнару-
жить **тонкую структуру** спектральных линий атома водорода.
Она была объяснена учетом релятивистской зависимости массы
электрона от его скорости и введением принципиально новой
характеристики электрона - собственного **момента импульса**

(спина) и собственного (спинового) **магнитного момента**. Теория тонкой структуры вводит в задачу новый вид взаимодействия - **спин-орбитальное взаимодействие** и приводит к одинаковой энергии электрона в состояниях с одинаковыми главным квантовым числом n и квантовым числом полного момента импульса j .

Однако, Лэмб и Ризерфорд показали, что уровень $2s_{1/2}$ смещен вверх (имеет более высокую энергию) относительно уровня $2p_{1/2}$. Этот «**лэмбовский сдвиг**» обусловлен взаимодействием электрона с вакуумом. Вакуум, согласно современным представлениям, соответствует такому квантовому состоянию материи, в котором отсутствуют реальные частицы и электромагнитные кванты. Это состояние описывается таким образом, что пространство оказывается заполненным виртуальными (еще не рожденными) частицами и «нулевыми колебаниями» электромагнитного поля. Взаимодействием с ними и обусловлен лэмбовский сдвиг.

Сверхтонкая структура спектральных линий обусловлена взаимодействием полного (суммы спинового и орбитального) магнитного момента электрона с магнитным моментом ядра.

Наконец, **конечный размер протона** и связанное с ним отклонение от закона Кулона, приводит к еще более мелкокомаштабному сдвигу уровней энергии атома. Перечисленные взаимодействия приводят к расщеплению спектральных линий следующих порядков величин (в порядке перечисления):

$$\begin{aligned} \lambda : \lambda_{из.сдв.} : \Delta\lambda_{тонк.стр.} : \Delta\lambda_{лэмб.} : \\ : \Delta\lambda_{сверх.тонк.} : \Delta\lambda_{кон.разм.} \approx \\ \approx 1 : \frac{m}{M} : \alpha^2 : \alpha^3 : \alpha^2 \frac{m}{M} : \alpha^2 \left(\frac{m}{M} \right)^2, \end{aligned}$$

здесь m - масса электрона, M - масса протона, $\alpha = e^2 / \hbar c = 1/137$ - постоянная тонкой структуры, определяющая иерархию взаимодействий и расщеплений в атоме.

В лабораторных работах № 5 и № 9 исследуются :

№ 5 - одна из спектральных серий атома водорода - серия Бальмера и тонкая структура ее головной линии H_{α} .

№ 9 - изотопический сдвиг на линиях H_{α} и H_{β} .

Спектральные серии.

Спектральная серия возникает при разрешенных излучательных квантовых переходах с различных возбужденных уровней энергии n' на один и тот же конечный уровень n ($n < n'$) и сходится к границе серии при $n' \rightarrow \infty$. Теория Бора (см. [1], § 107) дает следующее выражение для частоты спектральной линии атома водорода:

$$\hbar\omega_{n' \rightarrow n} = E_{n'} - E_n = \frac{m e^4}{2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \quad (2)$$

где \hbar - постоянная Планка, $\omega_{n' \rightarrow n}$ - циклическая частота излучения; $E_{n'}$, E_n - верхний и нижний уровни энергии; m , e - масса и заряд электрона. Для каждой спектральной серии число n , определяющее нижний уровень серии, постоянно, а число n' , определяющее верхний уровень, равно $n' = n + i$, $i = 1, 2, 3, \dots$ - номер линии в серии. Переходам на различные нижние уровни соответствуют различные спектральные серии:

- $n = 1$ - серия Лаймана;
- $n = 2$ - серия Бальмера;
- $n = 3$ - серия Пашена;
- $n = 4$ - серия Брэкетта;
- $n = 5$ - серия Пфунда;
- $n = 6$ - серия Хэмфри;
- $n = 7$ - серия Хансена-Стронга;

Величина

$$Ry = \frac{m e^4}{2 \hbar^2}, \quad (3)$$

имеющая размерность энергии, носит название «ридберг» (в честь шведского спектроскописта Ридберга) и равна $Ry = 13,6$ эВ; это энергия перехода с самого нижнего уровня $n = 1$ на уровни $n \rightarrow \infty$ - энергия связи электрона в атоме водорода. Спектроскопическая постоянная Ридберга R связана с энергией Ry следующим образом

$$Ry = 2\pi \hbar c R.$$

Эмпирическое значение постоянной Ридберга для атома водорода есть $R = 109677 \text{ см}^{-1}$. Как видно из (2) все спектральные серии атома водорода имеют одинаковую структуру - головная линия в серии ($i = 1$) имеет наибольшую (в этой серии) длину волны

$$\frac{1}{\lambda_{\Gamma}} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right);$$

линии сходятся к конечному пределу при $i \rightarrow \infty$: $\frac{1}{\lambda_{\infty}} = \frac{R}{n^2}$.

Вид спектральной серии изображен на рис. 1.

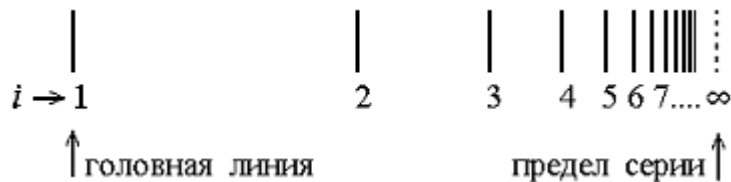


Рис.1. Вид спектральной серии атома водорода.

Важной задачей эксперимента является установление номера нижнего уровня - n . Методика эмпирического определения номера нижнего уровня следующая. Записав формулу Бальмера (2) в виде

$$\frac{1}{\lambda_{ni}} = R D_i(n); \quad D_i(n) = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+i)^2} \right), \quad (4)$$

получим выражение для отношения двух длин, не содержащее постоянной Ридберга:

$$\frac{\lambda_{ni'}}{\lambda_{ni}} - \frac{D_i(n)}{D_{i'}(n)} = F_{ii'}(n) = 0. \quad (5)$$

Рассматривая левую часть соотношения (5) как функцию непрерывной переменной n , приходим к выводу - **номер нижнего уровня n есть корень уравнения $F_{ii'}(n) = 0$** для любой пары

спектральных линий i, i' одной серии. Уравнения (5) могут быть решены численно, графически и т.д. После определения номера нижнего уровня постоянная Ридберга вычисляется по формуле (4):

$$R = \frac{1}{\lambda_{ni} D_i(n)}; \quad i = 1, 2, 3, \dots$$

2. Тонкая структура энергетических уровней атома водорода.

Тонкую структуру энергетических уровней атома водорода порождают два физических (релятивистских) фактора.

1. Релятивистский эффект зависимости массы электрона от скорости его движения вокруг атомного ядра.
2. Взаимодействие собственного магнитного момента электрона с магнитным полем, индуцируемым в системе координат электрона при его движении в электростатическом поле ядра.

Последний фактор, связанный со спином электрона и его орбитальным движением также обладает релятивистской природой.

При расчете энергетического спектра атома с помощью уравнения Шредингера эти факторы нельзя учесть, поскольку оно не удовлетворяет требованиям теории относительности. Поэтому при помощи уравнения Шредингера нельзя описать

тонкую структуру энергетического спектра атома. Энергетический спектр атома и его тонкую структуру можно рассчитать с помощью уравнения Дирака - квантовомеханического уравнения, учитывающего требования специальной теории относительности. Можно поступить иначе и воспользоваться менее строгим, но физически более наглядным способом - рассмотрением энергетических поправок к уровням энергии атома водорода, обусловленных каждым из указанных выше факторов. В наших условиях предпочтительнее второй путь.

Влияние релятивистского эффекта на энергетические состояния атома было впервые рассмотрено Зоммерфельдом (1916 г.). Полная энергия E электрона в атоме равна сумме кинетической и потенциальной энергий:

$$E = U(r) + W; \quad (6)$$

кинетическая энергия W равна (p - импульс электрона):

$$W = m_0 c^2 \sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_0 c}\right)^2} - m_0 c^2. \quad (7)$$

При $v \ll c$ (или $p \ll m_0 c$) соотношение (7) можно представить в виде

$$W = W_0 - \frac{1}{2} \frac{W_0^2}{m_0 c^2}, \quad (8)$$

здесь $W_0 = p^2/2m_0$ - **нерелятивистская** кинетическая энергия электрона; в этом приближении полная энергия электрона в атоме может быть записана в виде;

$$E = E_0 - \frac{1}{2} \frac{W_0^2}{m_0 c^2}, \quad (9)$$

где $E_0 = U(r) + W_0$ - энергия электрона в атоме без учета релятивистского эффекта. Обратим внимание на знак второго члена в соотношениях (8) и (9) **он всегда отрицательный!**

Релятивистскую энергетическую поправку к энергии в выражении (9)

$$-\frac{W_0^2}{2m_0 c^2}, \quad (10)$$

используя равенство $E_0 = U(r) + W_0$, запишем в виде

$$\delta U(r) = -\frac{(E_0 - U(r))^2}{2m_0 c^2}. \quad (11)$$

Эту поправку можно трактовать как добавочное взаимодействие релятивистской природы, описываемое потенциалом (11). Еще раз обратим внимание на знак (**притяжение!**) и отметим наличие в (11) членов, спадающих с расстоянием быстрее, нежели кулоновский потенциал: $U^2 \cong 1/r^2$.

Для получения окончательного результата необходимо

учесть, что $U(r) = -\frac{Ze^2}{r}$ (в атоме или ионе с одним электро-

ном), где Z - заряд ядра, и что при движении электрона изменяется r - расстояние его от ядра; иначе говоря, в окончательный результат должны входить **усредненные** величины $\langle 1/r \rangle$ и $\langle 1/r^2 \rangle$. Учтя это, получим выражение для сдвига уровня энергии:

$$\begin{aligned} \Delta E_p &= \langle \delta U(r) \rangle = \\ &= -\frac{1}{2m_0 c^2} \left\{ E_0^2 - 2E_0 Z e^2 \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle + Z^2 e^4 \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

где скобки $\langle \frac{1}{r^k} \rangle$ означают усреднение величины $\frac{1}{r^k}$ по возможным значениям r . По определению среднее значение любой функции есть

$$\langle f(r) \rangle = \int f(r) \varphi(r) dr \quad (13)$$

где $\varphi(r)$ - плотность вероятности обнаружить электрон в интервале dr вблизи r .

Согласно квантовой механике плотность вероятности найти электрон в точке r есть $|\Psi(r)|^2$, где $\Psi(r)$ - волновая функция электрона в атоме; так что, согласно (13), получим

$$\langle \frac{1}{r^k} \rangle = \int |\Psi(r)|^2 \frac{1}{r^k} d\tau, \quad (14)$$

здесь $d\tau$ - элемент объема.

Нерелятивистская волновая функция электрона в атоме водорода $\Psi(r)$ может быть найдена **точно**; интегралы (14) вычисляются аналитически, они равны:

$$\langle \frac{1}{r} \rangle = \frac{Z}{n^2 a_0} ; \langle \frac{1}{r^2} \rangle = \frac{Z^2}{n^3 a_0^2 \left(l + \frac{1}{2} \right)}. \quad (15)$$

$$\langle \frac{1}{r^3} \rangle = \frac{Z^3}{n^3 a_0^3 l \left(l + \frac{1}{2} \right) (l+1)}. \quad (15)$$

здесь $a_0 = \frac{\hbar^2}{m_0 e^2}$ - радиус первой боровской орбиты; n и l

главное и орбитальное квантовые числа, соответственно.

Величины $\langle 1/r^k \rangle$ не зависят от спинового и внутреннего квантовых чисел. Это обусловлено тем обстоятельством, что средние значения величин $1/r^k$ зависят от размеров и формы электронной «орбиты», определяемых квантовыми числами n и l , и не зависят от направления спина и полного момента количества движения электрона.

Подставляя $\langle \frac{1}{r} \rangle$, $\langle \frac{1}{r^2} \rangle$ в (12) получим окончательное выражение для релятивистской поправки к энергетическому уровню - формулу Зоммерфельда

$$\Delta E_p = E_0 \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{l + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right), \quad (16)$$

здесь $\alpha = e^2 / \hbar c = 1/137$ - постоянная тонкой структуры,

$$E_0 = -Z^2 \frac{m e^4}{2 \hbar^2 n^2} = -Z^2 Ry / n^2$$

энергия атома водорода без учета релятивистских эффектов. Из (16) видно, что постоянная тонкой структуры определяет масштаб релятивистской энергетической поправки, сдвигающей уровни атома вниз на величину $\Delta E \cong \alpha^2 E \cong 10^{-3} \text{ эВ}$.

Учет спин-орбитального взаимодействия приведет к качественно иному результату - расщеплению уровней. Механизм спин-орбитального взаимодействия обусловлен наличием у электрона магнитного спинового момента связанного с механическим спиновым моментом импульса; **ЭТОТ СОБСТВЕННЫЙ МОМЕНТ ИМПУЛЬСА НЕ ЗАВИСИТ ОТ СОСТОЯНИЯ ДВИЖЕНИЯ (ПЕРЕМЕЩЕНИЯ) ЭЛЕКТРОНА И ЯВЛЯЕТСЯ ПРИСУЩЕМ ЭЛЕКТРОНУ «СВОЙСТВОМ», ТАКИМ, КАК ЕГО МАССА И ЗАРЯД**. Собственный (спиновый) магнитный момент электрона направлен противоположно механическому (заряд электрона отрицателен) и равен

$$\vec{\mu}_S = -\frac{e}{2mc} \vec{S} \quad (17)$$

здесь \vec{S} - механический спиновый момент импульса, множитель 2, выражающий аномальные гироманнитные свойства спина, является эмпирическим фактором (**гироманнитный фактор для орбитального движения равен 1**). Как всякий момент импульса, спиновый момент согласно квантовой механике имеет свойство:

$$\left| \vec{S} \right|^2 = \hbar^2 s(s+1) ; \quad (18)$$

$s = 1/2$ - спиновое квантовое число электрона.

В системе отсчета, связанной с электроном и движущейся вместе с ним в электрическом поле ядра, индуцируется магнитное поле обусловленное движением (в этой системе!) заряженного ядра. При $v \ll c$ это поле есть :

$$\vec{H} = \frac{1}{c} \left[\vec{E} \cdot \vec{v} \right] \quad (19)$$

Вообще говоря, эта формула справедлива для инерциальной системы отсчета ; учет ускорения электрона приводит к появлению в формуле множителя $1/2$ – фактора Томаса - Френкеля.

$$\vec{H} = \frac{1}{2c} \left[\vec{E} \cdot \vec{v} \right] \quad (20)$$

Энергия взаимодействия спинового магнитного момента (17) с этим полем (20) - энергия спин-орбитального взаимодействия - одинакова (с точностью до членов $\sim v^2/c^2$) в обеих системах координат - связанных и с электроном и с ядром:

$$\delta U = -\vec{\mu}_S \cdot \vec{H} \quad (21)$$

Подставляя в (20) электрическое поле ядра $\vec{E} = Z e \vec{r} / r^3$ находим, что магнитное поле коллинеарно орбитальному моменту импульса \vec{l} :

$$\vec{H} = \frac{Ze}{2mc r^3} \left[\vec{r} \cdot \vec{p} \right] = Z \frac{e}{2mc} \frac{\vec{l}}{r^3} ; \quad (22)$$

разумеется, орбитальный момент импульса (**как и всякий момент импульса !**) имеет свойство

$$\left| \vec{l} \right|^2 = \hbar^2 l(l+1). \quad (23)$$

Для энергии спин-орбитального взаимодействия, таким образом, получаем :

$$\delta U_{ls}(r) = Z \left(\frac{e}{2mc} \right)^2 \frac{1}{r^3} 2 \vec{l} \cdot \vec{s} ; \quad (24)$$

Существенно, что это взаимодействие зависит от угла между моментами импульса \vec{l} и \vec{s} .

Квантовая механика дает следующий рецепт для вычисления скалярного произведения моментов: квадраты моментов в выражении для квадрата суммарного (полного) момента импульса

$$\left| \vec{j} \right|^2 = \left| \vec{l} + \vec{s} \right|^2 = \left| \vec{l} \right|^2 + \left| \vec{s} \right|^2 + 2 \cdot \vec{l} \cdot \vec{s}$$

следует заменить их значениями, выраженными через квантовые числа моментов

$$\hbar^2 j(j+1) = \hbar^2 l(l+1) + \hbar^2 s(s+1) + 2 \cdot l \cdot s \quad \rightarrow \rightarrow \quad (25)$$

Подставляя (25) в (24) и усредняя затем полученное выражение по положениям электрона найдем величину энергии спин-орбитального взаимодействия :

$$\delta E_{ls} = Z \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2 \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]; \quad (26)$$

здесь $e\hbar/2mc = \mu$ - магнетон Бора. Эта поправка к энергии уровня «выглядит как» энергия взаимодействия точечных магнитных моментов, равных магнетону Бора, разнесенных на расстояние $\sim r$, механизм же спин-орбитального взаимодействия, описанный выше, не соответствует концепции точечных магнитных моментов.

Воспользовавшись формулами (15), получим окончательное выражение для энергии спин-орбитального взаимодействия :

$$\delta E_{ls} = E_0 \frac{(\alpha Z)^2}{n} \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2l(l+1/2)(l+1)} \quad (27)$$

Зависимость от угла между взаимодействующими моментами \vec{l} и \vec{s} проявляется в (27) в величине квантового числа суммарного момента j , а именно, в зависимости от взаимной ориентации \vec{l} и \vec{s} квантовое число j (для одного электрона) может принимать два значения

$$j = l + s = l + 1/2 \quad ; \quad (28)$$

$$j = l - s = l - 1/2 \quad ; \quad (29)$$

результатом являются два значения поправки (27) для каждого значения l и, следовательно, расщепление уровня энергии с заданными квантовыми числами n, l ($E_{nl} = E_0 + \delta E_p$)

на два уровня с различными величинами полного момента импульса j . Из формулы (27) видно, что $\delta E_{ls} \cong \alpha^2 E_0$. Таким

образом, оба эффекта - собственно релятивистский и связанный со спин-орбитальным взаимодействием имеют один и тот же порядок величины: $\alpha^2 E_0$ ($\cong 10^{-3}$ эВ); энергетическая поправка

δE_{ls} должна быть учтена, следовательно, совместно с релятивистской поправкой при определении энергии электрона в атоме. Таким образом, энергия атома равна

$$E = E_0 + \delta E_p + \delta E_{ls} \quad (30)$$

Подставляя в (30) соотношения (16), (27), для обоих возможных значений полного момента $j = l \pm 1/2$ получим :

$$\begin{aligned} E_{n,j} &= E_0 + \Delta E_{ls} = E_0 + \delta E_p + \delta E_{ls} = \\ &= E_0 \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right\} \quad (31) \end{aligned}$$

Таким образом, суммарная поправка есть

$$\begin{aligned} \Delta E_{n,j} &= \delta E_p + \Delta E_{ls} = E_0 \frac{\alpha^2 Z^4}{n^3} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) = \\ &= -Ry \frac{\alpha^2 Z^4}{n^3} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) \quad (32) \end{aligned}$$

Отметим, что сдвинутые и расщепленные релятивистскими эффектами уровни оказываются ниже бальмеровского $E_n = -Ry/n^2$. Таким образом, вследствие влияния обоих факторов все уровни одноэлектронного атома, согласно (31) расще-

плюются на два подуровня по числу возможных значений квантового числа j , (s -уровни не расщепляются, j имеет единственное значение $j = S = 1/2$). Это расщепление, поскольку его масштаб мал ($\approx \alpha^2 E_0$; $\alpha = 1/137$), называется **тонким расщеплением**. Поэтому безразмерная постоянная α , определяющая масштаб расщепления, называется **постоянной тонкой структуры**. Из (31, 32) следует, что величина расщепления уровня (разность энергий между подуровнями $j_1 = l + 1/2$ и $j_2 = l - 1/2$ одного и того же уровня n, l) равна :

$$\Delta E_{j_1 j_2} = Ry \frac{\alpha^2 Z^4}{n^3} \frac{1}{l(l+1)} . \quad (33)$$

Из (33) видно, что величина расщепления уровня сильно зависит от заряда ядра ($\sim Z^4$) и быстро убывает с увеличением главного ($\sim 1/n^3$) и орбитального ($\sim 1/l^2$) квантовых чисел .

Согласно современной теории атома (это частично видно из изложенного выше) состояние электрона в атоме может быть задано набором из четырех квантовых чисел, например:

$$n, l, j, m_j . \quad (34)$$

Главное квантовое число n определяет в первом, самом грубом, приближении энергию электрона в атоме и принимает значения из натурального ряда:

$$n = 1, 2, 3, \dots . \quad (35)$$

Орбитальное квантовое число l , определяющее величину квадрата момента количества движения $\hbar^2 l(l+1)$, ограничено условием

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1. \quad (36)$$

При заданном n имеется n состояний, отличающихся величиной квантового числа l . Состояния одного электрона, отличаю-

щиеся величиной орбитального квантового числа, принято обозначать **строчными** латинскими буквами в соответствии со схемой:

$l =$	0	1	2	3	4	5
символ							
состояния	s	p	d	f	g	h

Квантовое число полного момента импульса j (внутреннее квантовое число) определяет величину квадрата полного момента импульса электрона в атоме $\hbar^2 j(j+1)$ и принимает значения $j = l \pm 1/2$.

Магнитное квантовое число m_j определяет величину проекции полного момента импульса электрона на какое-либо направление (например, на направление магнитного поля) и принимает, при заданном j значения :

$$m_j = j, j-1, \dots, -j . \quad (38)$$

то есть $2j+1$ значение.

Если внешних полей нет, то, несмотря на то, что состояние движения электрона в атоме характеризуется четырьмя квантовыми числами, энергия электрона в атоме водорода зависит от двух квантовых чисел n и j , (см.(31)).

Для обозначения состояния **одного** электрона в атоме применяется специальная символика, то есть, определенная форма записи набора квантовых чисел. **Записывается главное квантовое число, затем строчная латинская буква, соответствующая орбитальному квантовому числу, внизу справа от этой буквы - значение внутреннего квантового числа j :**

$$n l_j$$

Основное состояние электрона в атоме водорода есть: $1s_{1/2}$, этому соответствуют квантовые числа: $n = 1, l = 0, j = 1/2$.

Схема энергетических уровней атома водорода с учетом тонкой структуры изображена на рис.2. **Обратим внимание на равенство энергий уровней с одинаковым полным момен-**

том импульса и одинаковым главным квантовым числом - см.(31).

Оптические переходы из одного состояния в другое подчиняются правилам отбора. Для электрических дипольных переходов (см. § 28 в [2]) эти правила гласят :

$$\begin{aligned} \Delta n & \text{ - произвольно ;} \\ \Delta l & = \pm 1 \quad ; \\ \Delta j & = 0, \pm 1 \quad . \end{aligned} \quad (39)$$

Если атом водорода находится в основном состоянии $1s_{1/2}$, то при возбуждении, согласно правилам отбора, возможны переходы только в p -состояния и, тем самым, возможно появление линий серии Лаймана $1s - np$; линии серии Лаймана - дублеты (см. рис.2).

Линии серии Бальмера возникают при переходах $2p - ns$, $2s - np$, $2p - nd$, $n = 3, 4, 5, \dots$. При этом, в согласии с правилами отбора, линии серии Бальмера обладают более сложной структурой, чем линии серии Лаймана. На рис.2 представлена схема переходов, ответственных за линию $H\alpha$ серии Бальмера.

Вследствие того, что уровни $ns_{1/2}$ и $np_{1/2}$, а также $np_{3/2}$ и $nd_{3/2}$ совпадают, если не учитывать лэмбовского сдвига, каждая из линий серии Бальмера состоит (в этом приближении) из пяти компонент.

Зная энергетический спектр атома водорода, нетрудно найти «расстояние» $\Delta\lambda$ между линиями $\lambda_1 (n_1, j_1' \leftrightarrow n_2, j_2')$ и

$\lambda_2 (n_1, j_1'' \leftrightarrow n_2, j_2'')$ для переходов между подуровнями

расщепленных термов.

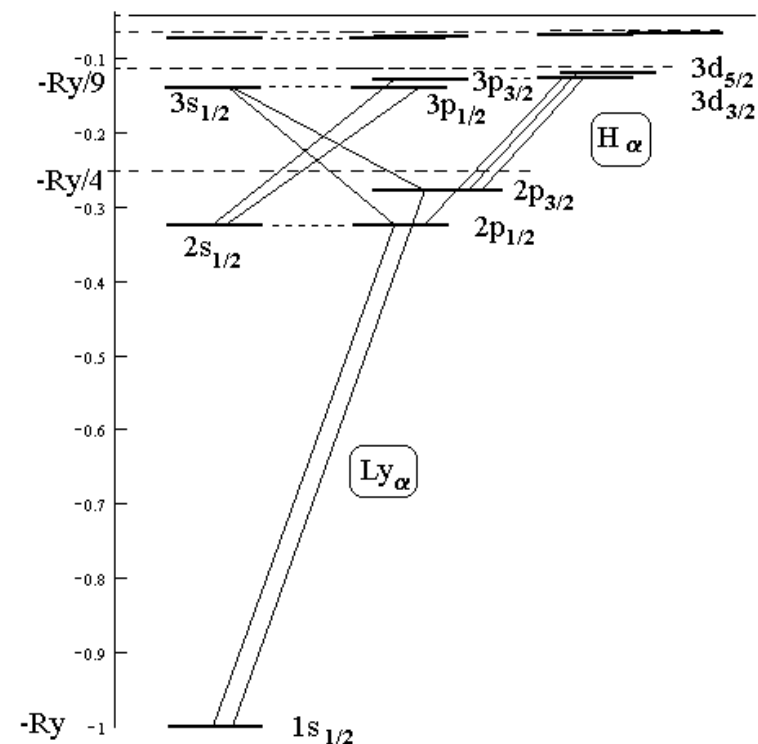


Рис.2. Схема тонкой структуры уровней энергии атома водорода (масштабы энергий не соблюдены, расщепления значительно увеличены), показаны переходы головных линий серий :

Лаймана - Ly_α $1s - 2p$

Бальмера - H_α $2s - 3p, 2p - 3s, 2p - 3d$.

Согласно (31), оно равно (поскольку расщепление мало, считаем $\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cong \lambda^2$):

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{hc} (E_{n_2} - E_{n_1}) = \alpha^2 R \lambda^2 \times \left\{ \frac{1}{n_1^3} \left(\frac{1}{j_1' + \frac{1}{2}} - \frac{1}{j_1'' + \frac{1}{2}} \right) - \frac{1}{n_2^3} \left(\frac{1}{j_2' + \frac{1}{2}} - \frac{1}{j_2'' + \frac{1}{2}} \right) \right\} \quad (40)$$

здесь R - постоянная Ридберга; n_1, n_2 - главные квантовые числа: j_1', j_1'', j_2', j_2'' - соответствующие им квантовые числа полного момента импульса.

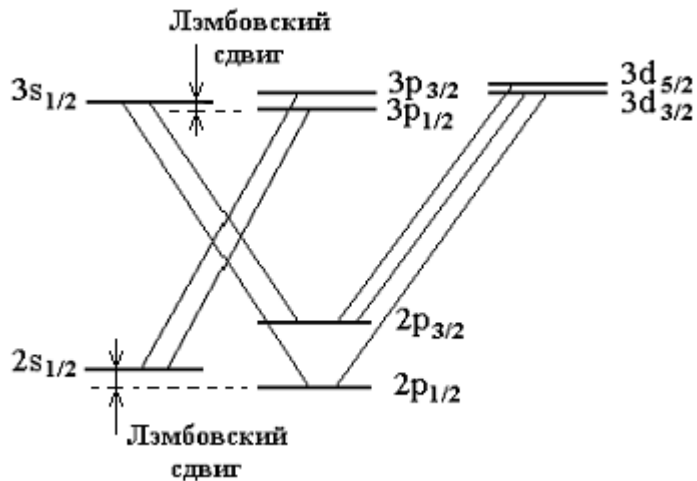


Рис.3а. Тонкая структура H_α - линии.

Линия H_α расщеплена на две группы линий (две и три линии); расщепление между группами обусловлено, в основном, расщеплением $2p$ -уровня, которое согласно (40) или (33) равно:

$$\Delta\lambda = \frac{1}{16} \lambda^2 \alpha^2 R. \quad (41)$$

На рис.3а показаны переходы, ответственные за тонкую структуру бальмеровской линии H_α с учетом лэмбовского сдвига; на рис.3б изображены спектры H_α - линии, полученные с помощью интерферометра Фабри – Перо (двугорбая кривая) и методами лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения.

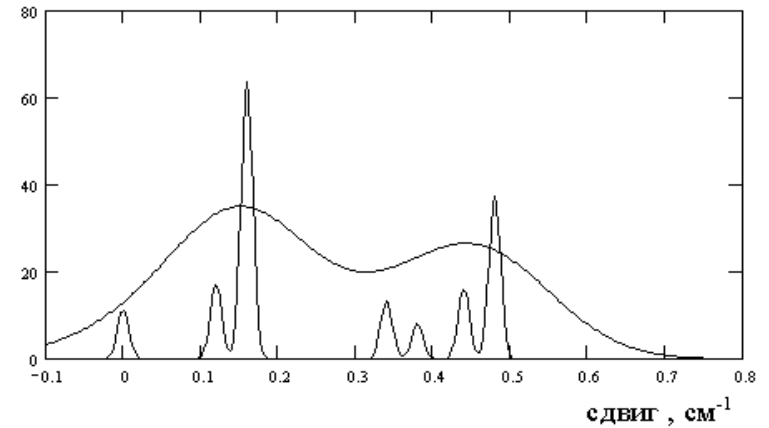


Рис.3б. Тонкая структура H_α - линии высокого и сверхвысокого разрешения.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

СПЕКТР АТОМА ВОДОРОДА

Методика эксперимента . Ширина спектральной линии .

В лабораторной работе изучение спектральной серии Бальмера атома водорода и тонкой структуры ее головной линии, в основном, заключается в экспериментальной проверке справедливости соотношений (2) и (41). Принципиальная схема эксперимента изображена на рис.4.



Рис.4. Принципиальная схема эксперимента.

Оптические спектры атомов лежат в видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Исследования спектров в инфракрасной, средней и дальней ультрафиолетовых областях спектра сопряжены со значительными трудностями. Поэтому в лабораторной работе ограничились исследованием спектра атома водорода в видимой и близкой ультрафиолетовой областях спектра.

Обычные призмы, линзы, окна и другие оптические детали инфракрасных спектральных приборов изготавливаются из гигроскопических материалов - фтористого лития, хлористого калия, фтористого калия и других, требующих специальных условий, работы. Для исследований в среднем и дальнем ультрафиолетовых диапазонах необходимы вакуумные спектральные приборы.

В спектральных сериях линии сгущаются к границе серии, то есть расстояние между соседними линиями $\Delta \lambda \rightarrow 0$ по мере приближения их к границе серии. Отсюда, казалось бы, что для изучения спектральной серии необходим спектральный прибор высокой разрешающей силы. Однако, с уменьшением длины волны линий в серии закономерно уменьшается их интенсивность, так что в обычных лабораторных условиях удается на-

блюдовать только 10 -15 первых линий серии, причем расстояние между последними из них составляет $\Delta \lambda \approx 50 - 20 \text{ \AA}$. Поэтому для изучения спектральной серии применить спектральный прибор относительно невысокой разрешающей силы. Таким образом, для изучения спектральной серии нужен спектральный прибор, позволяющий исследовать мало интенсивные источники излучения (линии) и обладающий достаточной дисперсией для наблюдения «далёких» линий серии. В лабораторной работе для этой цели используется монохроматор специальный дифракционный МСД - 1 .

Как отмечалось выше, тонкая структура H_{α} - линии водорода достаточна сложна (см рис.3.). Однако, в первом приближении (поскольку $\Delta E \sim 1/n^3$ см (33)) можно не учитывать расщепление верхнего уровня линии и рассматривать ее как сложный дублет расстояние $\Delta \lambda$ между компонентами которого определяется расщеплением нижнего $2p$ уровня линии на два подуровня $2p_{1/2}$ и $2p_{3/2}$. В этом случае расстояние $\Delta \lambda$ между компонентами тонкой структуры λ_1, λ_2 , согласно (41), равно

$$\Delta \lambda = \frac{1}{16} \lambda^2 \alpha^2 R.$$

Длина волны H_{α} линии водорода $\lambda = 6562,35 \text{ \AA}$, так что $\Delta \lambda \approx 0,2 \text{ \AA}$. Отсюда следует, что для наблюдения тонкой структуры H_{α} линии водорода необходим спектральный прибор с разрешением $\approx 0,1 \text{ \AA}$. Таким образом прибор МСД-1 не пригоден для наблюдения тонкой структуры H_{α} линии. Поэтому в лабораторной работе для исследования тонкой структуры H_{α} линии применен прибор высокой разрешающей силы - интерферометр Фабри-Перо в комбинации со спектрографом ИСП - 51, который осуществляет грубую монохроматизацию излучения. Поскольку, как отмечалось выше, расстояние между компонен-

тами тонкой структуры невелико, то необходимо убедиться в том, что ширина линий излучения источника света достаточно мала, чтобы компоненты тонкой структуры не перекрывались и их можно было бы наблюдать раздельно.

Естественную ширину линии $\Delta \lambda_e$ оценим при помощи соотношения неопределенностей

$$\Delta E \tau \sim \hbar \quad (42)$$

τ - среднее время жизни атома в возбужденном состоянии. Так как

$$\Delta E = h \Delta \nu = hc \frac{\Delta \lambda_e}{\lambda^2}, \quad (43)$$

то, согласно (42) и (43) естественная ширина линии по порядку величины равна

$$\Delta \lambda_e = \frac{\lambda^2}{2\pi c \tau} \quad (44)$$

Для оценки величины λ поступим следующим образом. В классической теории моделью излучающего атома является диполь с дипольным моментом $D \approx er$, где r близко к размерам атома. Колеблющийся диполь в единицу времени в среднем излучает энергию

$$J = \frac{dE}{dt} = \frac{2}{3c^3} \langle D^2 \rangle \quad (45)$$

где D - вторая производная по времени от дипольного момента. Если колебания гармонические т.е. $r \cong a_o \cos \omega t$ где a_o - размер атома, то

$$\langle D^2 \rangle = e^2 a_o^2 \omega^4 \langle \cos^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2} e^2 a_o^2 \omega^4 \quad (46)$$

В этом случае, согласно (45) и (46) мощность излучения будет равна

$$J = \frac{dE}{dt} = \frac{e^2 a_o^2 \omega^4}{3c^3} \quad (47)$$

С другой стороны, полагая, что при переходе атом за время τ излучает фотон $\hbar\omega$, получим, что средняя энергия, излучаемая атомом в единицу времени, определяется равенством

$$J = \frac{dE}{dt} \cong \frac{\hbar\omega}{\tau} \quad (48)$$

Сравнивая (47) и (48) получим:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{e^2 a_o^2 \omega^3}{\hbar c^3}.$$

Отсюда среднее время жизни атома в возбужденном состоянии по порядку величины равно

$$\tau = \frac{\hbar c^3}{e^2 a_o^2 \omega^3} = \frac{1}{\alpha} \frac{\lambda^3}{(2\pi)^3 a_o^2 c} \quad (49)$$

Полагая $a_o \cong 10^{-8}$ см и $\lambda \cong 6 \cdot 10^{-5}$ см из (49) получим, что среднее время жизни атома в возбужденном состоянии есть величина порядка $\tau \cong 10^{-8}$ с. Подставляя (49) в (44) приведем соотношение для величины естественной ширины линии $\Delta \lambda_e$ к виду

$$\Delta \lambda_e \cong \alpha \frac{(2\pi)^2 a_o^2}{\lambda}. \quad (50)$$

Таким образом, естественная ширина линии по порядку величины равна $\Delta\lambda_e \cong 10^{-12}$ см $\cong 10^{-4} \lambda$,

т.е. **существенно меньше расщепления тонкой структуры**

($\sim 0,2 \text{ \AA}$). Однако, это нас не должно успокаивать, так как по ряду причин в источнике света линии уширяются, ширина излучаемых источником линий может быть значительно больше их естественной ширины.

Как известно, если источник излучения движется относительно спектрального прибора, то в силу эффекта Доплера, прибор регистрирует частоту сдвинутую относительно частоты излучения покоящегося источника на величину

$$\Delta\nu_D = \nu - \nu_0 = \nu_0 \frac{v}{c} \cos \gamma ; \quad (51)$$

здесь γ - угол между направлением скорости v и прямой, соединяющей источник и спектральный прибор. Если источником излучения являются атомы (молекулы), совершающие беспорядочное тепловое движение, то скорости атомов изотропно распределены в пространстве, что, согласно (51), приводит к симметричному, так называемому доплеровскому уширению линии. Согласно строгому расчету доплеровская ширина линии $\Delta\lambda_D$ равна

$$\Delta\lambda_D = \frac{2\lambda_0}{c} \left(\frac{2kT}{M} \ln 2 \right)^{1/2}, \quad (52)$$

где T - температура газа, k - постоянная Больцмана, M - масса излучающих атомов. Из (52) следует, что при $T \sim 300^\circ\text{K}$ доплеровская

ширина линии H_α водорода равна $0,08 \text{ \AA}$, т.е. значительно больше естественной ширины линии, но близка к расстоянию $\Delta\lambda$ между компонентами тонкой структуры

H_α линии. Поэтому при исследовании тонкой структуры H_α

линии необходимо, чтобы температура газоразрядного источника излучения была невысокой.

Помимо этого, линии могут уширяться в результате взаимодействия атомов друг с другом. Если за время жизни возбужденного состояния атом успевает столкнуться с другим атомом, то энергия его возбужденного состояния в результате столкновения незначительно изменится (частично переходит в кинетическую энергию атома). Это, с учетом большого числа беспорядочно сталкивающихся в источнике света атомов, приводит к уширению линии излучения, которое получило название ударного уширения. Расчет величины ударного уширения линии $\Delta\lambda_y$ приводит к выражению

$$\Delta\lambda_y \approx \frac{\lambda^2}{c} N \sigma v ; \quad (53)$$

здесь v - тепловая скорость; σ - эффективное сечение атома; N - число атомов в единице объема; так что $N \sigma v$ - частота столкновений. Таким образом, ударное уширение линии растёт при увеличении плотности газа.

Из (52) следует, что величина доплеровского уширения линии приблизительно равна

$$\Delta\lambda_D \approx \lambda \frac{v}{c} . \quad (54)$$

Из (53) и (54) получим, что отношение доплеровской ширины к ударной ширине приблизительно равно

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\Delta\lambda_y} \approx \frac{L}{\lambda} ; \quad L = \frac{l}{N \sigma} ; \quad (55)$$

здесь L - длина свободного пробега атомов в источнике излучения. Из (55) видно, что доплеровское уширение будет заметно больше ударного уширения при условии $L \gg \lambda$.

Доплеровское же уширение линии пропорционально тепловой скорости атомов источника излучения, т.е. \sqrt{T} .

Следовательно, для того, чтобы уверенно наблюдать тонкую структуру H_{α} линии водорода, необходимо, чтобы температура и плотность частиц в источнике излучения были невелики: $T \sim 300 \text{ }^{\circ}\text{K}$, $L \sim 10^{-3}\text{-}10^{-2} \text{ см}$.

Описание установки.

Основными элементами установки для наблюдения спектральной серии Бальмера и тонкой структуры линии H_{α} атома водорода являются:

1. Водородная лампа ТВС-15 с источником питания;
2. Монохроматор специальный дифракционный МСД-1 для исследования спектра;
3. Спектральный прибор, дающий необходимое разрешение тонкой структуры H_{α} линии (ИСП-51 с эталоном Фабри-Перо). Общий вид установки и расположение приборов изображены на Рис.5.

1. Водородная лампа ТВС-15

Используемая в установке водородная лампа ТВС-15 представляет собой две стеклянные трубки, соединенные капилляром диаметром в несколько миллиметров (Рис. 6).

В торцы трубок впаяны электроды. Лампа заполнена водородом при давлении 10^{-2} мм рт.ст. Тлеющий электрический разряд в водороде возникает между холодными электродами трубки через капилляр, что обеспечивает высокую плотность тока, и, следовательно, повышенную интенсивность свечения. В разряде молекулы водорода диссоциируют на атомарный водород, создающий в капилляре яркое красное свечение. Для работы трубки требуется переменное напряжение $\cong 1500 \text{ В}$, рабочий ток $\cong 10 \text{ мА}$. Лампа вместе с вентилятором крепится на юстировочном столике и заключена в защитный кожух. При помощи юстировочного столика лампа выставляется на оптическую ось спектрального прибора. **Для того, чтобы лампа при работе не перегревалась, необходимо при ее включении одновременно включить вентилятор.**

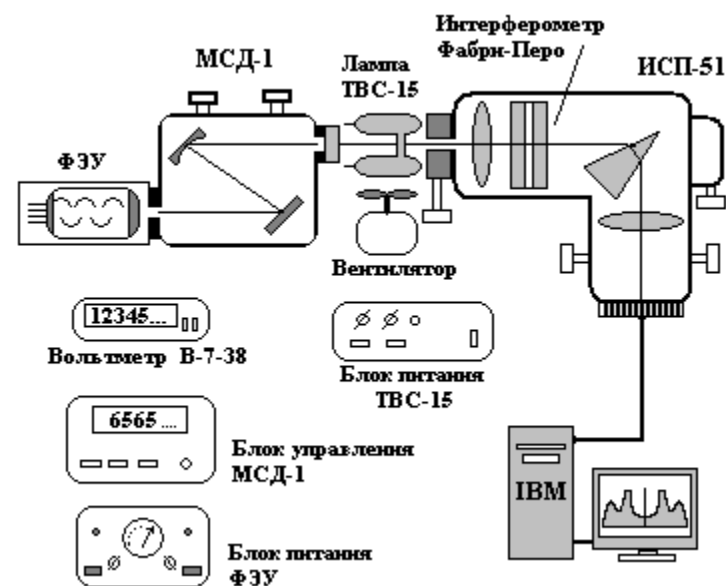


Рис.5 Общий вид установки и оптическая схема приборов.

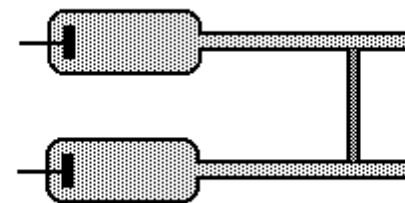


Рис. 6. Водородная лампа ТВС – 15.

2. Монохроматор специальный дифракционный МСД-1

Монохроматор состоит из оптико-механического блока и блока управления .

Выделение монохроматического излучения из излучения сложного спектрального состава в диапазоне длин волн от 200 до 800 нм осуществляется оптико-механическим блоком.

Проходящее через входную щель (Рис. 5) излучение направляется сферическим зеркалом на реплику дифракционной решетки . Разложенное в спектр излучение направляется решеткой в плоскость выходной щели, где строятся монохроматические изображения входной щели.

Выходная щель выделяет из полученного спектра монохроматическое излучение. Длина волны выделяемого монохроматором излучения устанавливается путем поворота дифракционной решетки с помощью синусного механизма.

Разделение дифракционных порядков в видимой области осуществляется абсорбционными светофильтрами на входе.

На торцевых стенках оптико-механического блока расположены входная и выходная щели. Диапазон раскрытия щелей от 0 до 3 мм. Изменение ширины щелей производится вращением микрометрических винтов соответствующих барабанов, расположенных на лицевой стенке блока.

На входной щели расположено кольцо с указателем. Установка абсорбционных светофильтров производится совмещением указателя на кольце с соответствующим обозначением типа светофильтра на стенке корпуса. Среднее положение - без светофильтра.

Блок управления монохроматора МСД-1 вращает дифракционную решетку с одновременным определением длины волны монохроматического излучения на выходной щели. При этом поворот дифракционной решетки может осуществляться в непрерывном режиме, с различными скоростями и в шаговом режиме с шагом 0,1 нм; шаговый режим удобен для более точного определения длины волны монохроматического излучения.

Первым режимом работы монохроматора после включения является установка длины волны. Перевод монохроматора в этот режим осуществляется нажатием кнопки «Установка $L = 200$ нм » на передней панели. Индикация режима уста-

новки исходной длины волны производится цифровыми индикаторами ДЛИНА ВОЛНЫ, нм, на которых на время этого режима загорается слово ПОДГ. **Только после окончания режима установки исходной длины волны показания цифровых индикаторов ДЛИНА ВОЛНЫ, нм соответствуют длине волны на выходе монохроматора.**

Кнопками « $\lambda \rightarrow 200$ » и « $\lambda \rightarrow 800$ » выбирают необходимое направление сканирования спектра.

Кнопкой « 0,1 нм » производится перестройка длины волны на выходе монохроматора на « 0,1 нм » в выбранном направлении. Длину волны на выходе монохроматора контролируют по цифровым индикаторам «ДЛИНА ВОЛНЫ » нм.

Кнопками « 5 », « 10 », « 20 » устанавливают необходимую скорость сканирования (нм/с) в непрерывном режиме. При нажатии кнопки загорается соответствующий световой индикатор.

Кнопкой « ПУСК » осуществляется запуск режима непрерывного сканирования с выбранной скоростью и в заданном направлении. Кнопкой « СТОП » производится остановка режима непрерывного сканирования.

При длине волны на выходе монохроматора меньше 200 нм или больше 800 нм происходит автоматическая остановка работы монохроматора. Для продолжения работы необходимо нажать кнопку « СТОП », изменить направление сканирования на противоположное и нажать кнопку «ПУСК ». Скорость сканирования при этом не изменится.

3. Спектральный прибор

Поскольку, как отмечали выше, расстояние Δl между компонентами тонкой структуры H_a линии водорода мало, для ее наблюдения в установке применен прибор высокой разрешающей силы - интерферометр Фабри-Перо (расстояние между пластинками 0,6 см). Интерферометр установлен между объективом коллиматора и призмами спектрографа ИСП-51 (см. Рис. 5), который используется для грубой монохроматизации излучения источника света. Дисперсии спектрографа и интерферометра скрещены - спектрограф разворачивает излучение в спектр в горизонтальном направлении, а интерферометр - в вертикальном. Поэтому в фокальной плоскости

спектрографа видны слегка искривленные вертикальные полосы, соответствующие спектральным линиям излучения источника света.

Интерферометр разбивает каждую полосу на участки, соответствующие различным порядкам интерференции (см. Рис.7) - различным кольцам интерферометра. Каждый порядок расщеплен на компоненты в соответствии с тонкой структурой спектральной линии.

В нашем случае (вопреки истинной тонкой структуре H_α линии) каждая ступенька расщеплена на две компоненты, т.е. в условиях нашего эксперимента H_α линия наблюдается как дублет.



Рис.7.Интерференграмма спектральной линии в фокальной плоскости объектива .

В фокальной плоскости эталона Фабри-Перо должна наблюдаться система интерференционных концентрических колец. Щель спектрографа вырезает из этой системы колец узкую полосу – сечение интерференционной картины по её диаметру.

Задача №5 может выполняться в различных вариантах – с использованием ручного или автоматического сканирования серии Бальмера; конкретное задание и инструкции по выполнению задачи – непосредственно на установке.

Порядок выполнения лабораторной работы

Задание.

Упражнение 1. Исследование спектральной серии Бальмера.

1. Установить водородную лампу ТВС-15 перед входной щелью монохроматора.
2. Включить вентилятор лампы , затем включить блок питания лампы.
3. Включить блок питания ФЭУ.
4. Включить блок управления МСД-1.
5. В непрерывном режиме работы при наименьшей скорости сканирования оценить, при каких длинах волн появятся сигналы на вольтметре В 7-38, соответствующие регистрируемым ФЭУ длинам волн. Для более точного определения длины волны в точке максимального значения сигнала с ФЭУ использовать шаговый режим. Выполнить измерения в

диапазоне $6600-3700 \text{ \AA}$.

6. Пользуясь формулами (4) и (5) вычислить величину главного квантового числа n нижнего энергетического состояния и постоянную Ридберга, а также определить величины главных квантовых чисел $k=n+i$ верхних энергетических состояний.

Построить (без учета тонкой структуры) диаграмму Гроттриана (см. рис. 3) для исследуемой спектральной серии.

Упражнение 2. Тонкая структура линии H_α спектра водорода.

1. Установить водородную лампу ТВС-15 перед входной щелью спектрографа ИСП-51. Проверить положени объектива коллиматора и камеры спектрографа ИСП-51 и угол наклона кассетной части. Все они должны стоять в тех положениях, которые указаны в паспорте установки. Следует помнить, что несоблюдение этого требования приводит к тому, что снимки получаются нерезкими и их невозможно обрабатывать.
2. Включить водородную лампу и одновременно с ней включить вентилятор.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 9

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СДВИГ

3. С помощью лупы рассмотреть тонкую структуру линии H_α и сравнить с рис. 7, имеющимся в описании.
4. Зарядить кассету пластинкой типа панхром и сфотографировать интерферограмму линии H_α с экспозициями указанными в паспорте установки.
5. Провести обработку спектрограмм одним из методов рекомендованных в книге (3) (см. также Приложение).
6. Рассчитать по формуле (31) тонкую структуру энергетических уровней, обуславливающих излучение H_α линии водорода. Объяснить причину того, что в условиях нашего эксперимента линия наблюдается как дублет. Рассчитать по формуле (41) величину $\Delta\lambda_\tau$ расщепления $2p$ -уровня и сравнить с измеренной величиной $\Delta\lambda$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шпольский Э.В. Атомная физика. -М.: Наука, 1974, гл.V111.
2. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. - М.-Л., Физматгиз, 1963, гл. V11.
3. Толанский С. Спектроскопия высокой разрешающей силы. -М.; ИЛ., 1955,с.154-164.

Изотопические эффекты. Различие ядер изотопов проявляется в их спектрах. Самый простой из изотопических эффектов - эффект массы - состоит в учете движения ядра, проявляющегося в том, что во всех выражениях для энергии уровней (а значит и для длин волн спектральных линий) фигурирует **приведенная масса электрона и ядра** (см. формулу (3) и далее):

$$m = \frac{m_e}{1 + m_e/M_{\text{я}}} \approx m_e \left(1 - m_e/M_{\text{я}} \right) ; \quad (56)$$

$M_{\text{я}} \approx A \cdot M_p$ - масса ядра, A - массовое число ядра.

Следствием этого являются небольшие отличия параметров, зависящих от массы (энергий, размеров, и т.д.) в атомах различных изотопов одного и того же элемента. Порядок величины относительного изменения любого из этих параметров, например, энергии, очевидно, есть:

$$\frac{\delta E}{E} \approx \frac{m_e}{M_{\text{я}}} \cdot \frac{\delta M_{\text{я}}}{M_{\text{я}}} \sim \frac{m_e}{M_p} \cdot \frac{\delta M_{\text{я}}}{M_p} \cdot \frac{1}{A^2} . \quad (57)$$

Как видно , эффект массы наиболее значителен в легких атомах; для изотопов водорода $1/A^2 \sim 1$; для изотопов элементов конца периодической системы элементов $1/A^2 \sim 10^{-4}$). Для разности длин волн идентичных переходов в атомах водорода и дейтерия из (1) получим выражение

$$\frac{1}{\lambda_D} - \frac{1}{\lambda_H} = \frac{1}{\lambda_\infty} \cdot \left(\frac{1}{1 + \frac{m_e}{M_D}} - \frac{1}{1 + \frac{m_e}{M_H}} \right) =$$

$$= \frac{1}{\lambda_\infty} \cdot \frac{m_e}{M_H} \cdot \frac{M_D - M_H}{M_D} = \frac{\lambda_H - \lambda_D}{\lambda_H \cdot \lambda_D} \sim \frac{\Delta\lambda_{HD}}{\lambda_H^2};$$

здесь λ_∞ - длина волны перехода в случае бесконечной массы ядра; M_H, M_D - массы ядер водорода и дейтерия. Поскольку $M_D = 2M_H$, получаем окончательно:

$$\Delta\lambda_{HD} = \frac{1}{2} \lambda_H \frac{m_e}{M_H} \quad (59)$$

Именно эта величина и измеряется для двух линий серии Бальмера: $H_\alpha (n=3 \rightarrow n=2)$ и $H_\beta (n=4 \rightarrow n=2)$.

Изменение числа нейтронов в ядре изменяет его форму и объем (т.е. электрический квадрупольный момент), а также спин и магнитный момент ядра. В соответствии с этим изменяется и сверхтонкая структура спектральных линий. Однако наблюдение этих эффектов требует спектрографа сверхвысокого разрешения.

1. Методика эксперимента и описание установки.

Основными элементами установки, используемой в данной работе, являются (Рис.8):

1. Водородно - дейтериевая и ртутная лампы с источниками питания.
2. Спектральный прибор, дающий необходимое разрешение спектральных линий.

1.1 Водородно -- дейтериевая лампа . Используемая в данной работе водородно – дейтериевая лампа выполнена на базе во-

дородной лампы ДВС-25, в которую, кроме водорода, добавляется некоторое количество дейтерия. Лампа представляет собой стеклянный баллон с впаянными внутрь электродами - катодом и анодом. Анод лампы имеет небольшое круглое отверстие по середине. Отверстие служит для вывода света из области разряда. Выходное окошко лампы выполнено из увиолевого стекла, пропускающего ультрафиолетовые лучи. При включении напряжения между электродами трубки зажигается разряд. Если давление водорода и дейтерия в трубке достаточно, то в спектре свечения на фоне молекулярного спектра H_2 появятся яркие линии атомов водорода и дейтерия. В цепь катода подается переменное напряжение 6.3 В. Лампа питается постоянным напряжением от блока питания 15 (Рис.8).

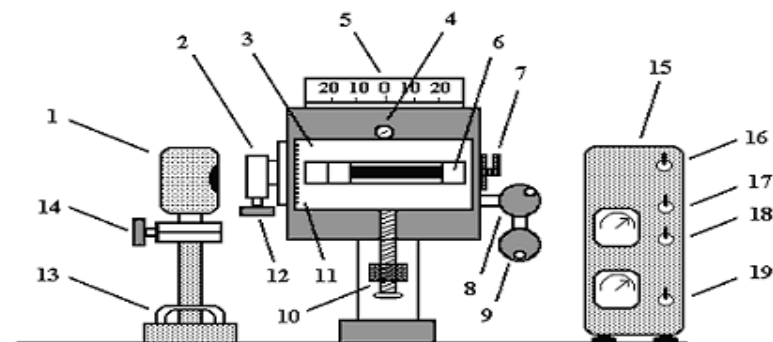


Рис.8 Общий вид установки.

1 - спектральная лампа; 2 – входная щель камеры УФ - 85; 3 – кассетная часть камеры; 4 - зажим кассеты; 5 - шкала поворота дифракционной решетки; 6 - шторки; 7 - ручка затвора кассетной части прибора; 8- ручка фокусировки изображения; 9 - маховик для поворота дифракционной решетки; 10 - винт для перемещения кассетной части; 11 - шкала; 12 - микрометрический винт для изменения ширины щели; 13 - скоба для перемещения ламп перед щелью; 14 – юстировочный винт; 15 - блок питания; 16 - тумблер включения блока питания; 17- переключатель питания на лампы : ртутной (положение ДРГС - 12) и водородной (положение ДВС - 25); 18 - тумблер включения анода; 19 - тумблер включения накала.

1.2 Ртутная лампа. Ртутная лампа типа ДРГС – 12 служит для получения спектра ртути, необходимого для снятия дисперсионной кривой спектрального прибора. Она представляет собой газоразрядную стеклянную трубку, наполненную парами ртути. Питание ртутной лампы аналогично питанию водородно - дейтериевой лампы. Оба источника света заключены в специальные защитные кожухи и устанавливаются на юстировочном устройстве.

Держатели ламп снабжены юстировочными винтами 14 (Рис.8), с помощью которых лампы выставляются на оптическую ось спектрографа (при правильном положении лампы достигается наибольшая яркость линий спектра). Смена ламп осуществляется перемещением каретки юстировочного устройства с помощью ручки 13.

1.3 Спектральный прибор. В качестве спектрального прибора используется автоколлимационная камера УФ - 85 (см.Рис.8,9) с фокусным расстоянием объектива около 1300 мм в комбинации с отражательной дифракционной решеткой, имеющей 600 штрихов на мм.

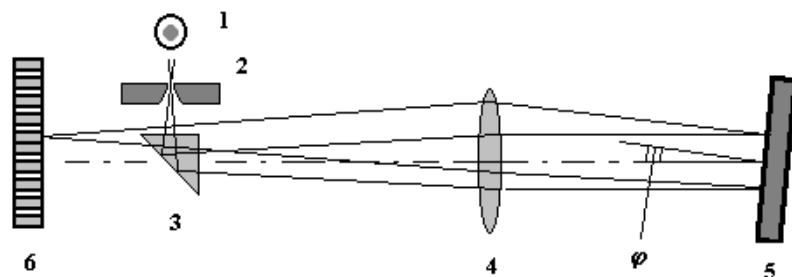


Рис.9 Принципиальная схема камеры УФ - 85:

1 - источник света ; 2 – входная щель ; 3 - поворотная призма ; 4 - объектив; 5 - дифракционная решетка; 6 – фотодетектор (фотопластинка или линейка – ПЗС).

Источник света устанавливается перед щелью камеры. Ширина щели регулируется микрометрическим винтом 12 (Рис.8). Через щель свет попадает на поворотную призму (Рис.9), которая по-

сылает его на объектив . Далее параллельный пучок света падает на отражательную дифракционную решетку .

Разложенное на спектральные составляющие излучение фокусируется объективом в фокальной плоскости на фотодетектор - фотопластинку или линейку – ПЗС . **Камера УФ - 85 – автоколлимационная ; расстояния от щели и от фокальной плоскости до объектива одинаковы, поэтому они одновременно устанавливаются в фокусе объектива с помощью рукоятки 8 (Рис.8) при фокусировке.** В зависимости от угла падения лучей света на дифракционную решетку в объектив попадают различные длины волн и фокусируются им в фокальной плоскости . Изменение угла падения осуществляется поворотом дифракционной решетки относительно вертикальной оси при помощи маховика 9 "поворот решетки", выведенного сбоку кассетной части прибора (Рис.8). Угол поворота решетки контролируется по шкале 5. Рамка кассетной части прибора 3 (Рис.8) с кассетой для пластинок или блоком линейки ПЗС перемещается в вертикальном направлении с помощью винта 10.

Задание.

1. Рассчитать длины волн H_α и H_β линий серии Бальмера и углы поворота решетки для их наблюдения на оптической оси камеры в первом и втором дифракционных порядках (ф-ла П 1.2) .

2. Для реперных спектральных линий ртути – желтый дублет ($\lambda_1 = 5790,66 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 5769,60 \text{ \AA}$) и синий триплет ($\lambda_1 = 4358,33 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 4347,49 \text{ \AA}$, $\lambda_3 = 4339,22 \text{ \AA}$) - рассчитать углы поворота решетки для наблюдения линий на оптической оси камеры в первом и втором дифракционных порядках . Измерить расщепления в дублете и триплете для определения дисперсии в первом и втором дифракционных порядках .

3. Измерить изотопические дублеты H_α и H_β линий серии Бальмера в первом и втором дифракционных порядках .

4. Пользуясь формулой (59) вычислить величину изотопического сдвига $H_a - D_\alpha$, $H_\beta - D_\beta$ линий. Вычислить, пользуясь формулой (41) расстояние между компонентами тонкой структуры линии H_a . Сравнить результаты расчета с данными эксперимента.

5. Пользуясь соотношением

$$\frac{m_e}{M_H} = 2 \frac{\Delta\lambda}{\lambda} ,$$

вычислить отношение масс электрона и протона, используя экспериментально найденные значения $\Delta\lambda$ и вычисленные значения $\Delta\lambda$.

Сравнить результаты.

Задача №9 может выполняться в различных вариантах – с использованием многоканальной (ПЗС – линейка) или фотографической регистрации спектра ; конкретное задание и инструкции по выполнению задачи – непосредственно на установке.

Приложение 1.

Особенности работы дифракционной решетки в автоколлимационной схеме .

Рассмотрим отражательную дифракционную решетку с периодом d . Обозначим: угол падения на решетку α , угол дифракции β . Разность хода между лучами 1 и 2, исходящими из двух соответствующих точек соседних штрихов, образуется из отрезков $AB+AC$ (Рис.10.).

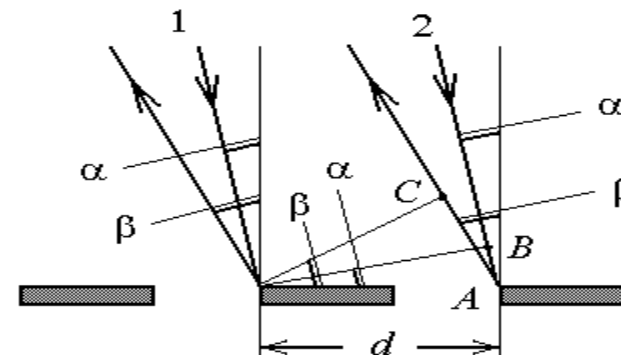


Рис.10. К теории дифракционной решетки.

Учитывая углы α и β и выражая разность хода Δ в длинах волн, имеем

$$\Delta = AB + AC = d \sin \alpha + d \sin \beta = m\lambda \quad (\text{П 1.1})$$

Если m - целое число, то колебания от каждого из элементов решетки, отстоящих друг от друга на d будут усиливать друг друга. Если m - отлично от целого числа, то колебания будут гасить друг друга.

Особенность автоколлимационной установки решетки в том, что в этом случае можно положить $\alpha \approx \beta$ (**дифрагированный луч идет в обратном направлении почти вдоль оптической оси камеры**). Обозначим угол между оптической осью камеры и нормалью к решетке (угол поворота решетки) через ϕ . Тогда, **если спектральная линия наблюдается близко к оптической оси камеры**, из условия (П 1.1) найдём необходимый для этого угол поворота решетки; он определяется условием:

$$\Delta = 2d \sin \phi = m \lambda . \quad (\text{П 1.2})$$

Вращая решетку (меняя угол ϕ), мы можем получить условие максимума для разных длин волн при одном значении m (величина m носит название порядка интерференции дифрагированных лучей) или разные порядки интерференции для одной длины волны.

Основной характеристикой спектрографа, от которой зависит способность спектрографа разрешать близкие длины волн (например, **дублет**) является угловая дисперсия; **при этом следует иметь в виду, что угловая дисперсия определяется величиной $d\beta/d\lambda$ (угол падения α одинаков для всего наблюдаемого спектра)**. Тогда, если обе спектральные линии наблюдаются близко к оптической оси камеры, положив $\beta \approx \phi$, из уравнения (П 1.1) получим:

$$d \cos \phi \cdot d\phi = m d\lambda , \quad (\text{П 1.3})$$

или

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \phi} . \quad (\text{П 1.4})$$

Помимо угловой дисперсии, спектрограф характеризуется линейной дисперсией:

$$\frac{dl}{d\lambda} = f \frac{d\phi}{d\lambda} . \quad (\text{П 1.5})$$

где f - фокусное расстояние объектива.

На практике, вместо линейной дисперсии, часто указывают обратную величину $d\lambda/dl$, показывающую, сколько ангстрем (в спектре) приходится на один миллиметр фотодетектора - фотопластинки или ПЗС – линейки.

Приложение 2.

Интерферометр Фабри-Перо.

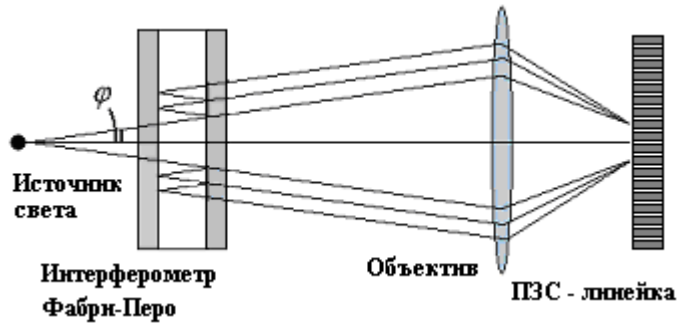


Рис.11.

Интерферометр Фабри-Перо - спектральный прибор высокой разрешающей силы для измерения малых отличий длин волн ($R \sim \lambda/\Delta\lambda \gg \dots > 1$) в спектрах оптического диапазона. Оптическая схема использования интерферометра изображена на Рис.11.

В фокальной плоскости объектива образуются яркие интерференционные максимумы плотности излучения в том случае, если разность хода интерферирующих лучей равна целому числу длин волн, а разность фаз равна $2\pi m$, m - целое число, порядок интерференции.

В интерференционном максимуме (см. Рис. 12) порядок интерференции оказывается равным

$$2hk \cos \varphi = m; \quad k = 1/\lambda; \quad m - \text{целое}$$

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}}; \quad \operatorname{tg} \varphi = r/f \quad . \quad (\text{П 2.1})$$

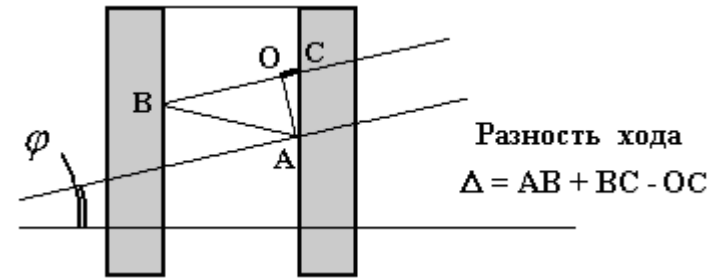


Рис. 12. Разность хода в интерферометре Фабри-Перо.

Здесь $k = 1/\lambda$ - волновое число, λ - длина волны, r - радиус интерференционного кольца Фабри-Перо, f - фокусное расстояние объектива.

Радиусы наблюдаемых колец ограничены апертурой спектрографа и обычно малы по сравнению с фокусным расстоянием объектива $r/f \ll 1$, поэтому с высокой точностью можно считать

$$2hk \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{f^2} \right) \cong m \quad . \quad (\text{П 2.2})$$

Отметим, что порядок интерференции, и, следовательно, разрешающая сила, уменьшаются с ростом радиуса кольца.

Соотношение (П 2.2) определяет радиусы колец для излучения с заданной величиной волнового числа, соседние кольца отличаются по порядку интерференции на единицу.

При достаточно широком спектре излучения различные кольца могут перекрываться; в частности соседние ($\Delta m = 1$) кольца совпадут, если они отличаются по волновому числу на величину Δk , определяемую условиями:

$$2hk \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{f^2} \right) = m - 1 \quad (\text{П 2.3})$$

$$2h(k + \Delta k) \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{f^2} \right) = m$$

Эти условия определяют **спектральную ширину** интерферометра Фабри-Перо:

$$\Delta k = \frac{1}{2h} \frac{1}{1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{f^2}} \cong \frac{1}{2h} \quad (\text{П 2.4})$$

Спектральные линии, отличающиеся по волновому числу не более, чем на Δk , образуют выраженные неперекрывающиеся кольца, в каждом кольце - один и тот же порядок интерференции m для всех компонентов наблюдаемого мультиплета.

Отметим, что в пределах кольца $\frac{\Delta k}{k} \cong \frac{1}{m} \ll 1$.

Интерферометр Фабри-Перо, как и всякий интерферометр, измеряет разности (или отношения) волновых чисел (длин волн, частот), но не само по себе волновое число, **поэтому один из компонентов мультиплета должен быть известен.**

В пределах одного кольца ($m = \text{const}$) для компонентов с волновыми числами k_0 и $k = k_0 + dk$ из пары соотношений (П 2.1) имеем:

$$k = k_0 \sqrt{\frac{1 + r^2 / f^2}{1 + r_0^2 / f^2}} \quad (\text{П 2.5})$$

$$dk = k_0 \cdot \left(\sqrt{\frac{1 + r^2 / f^2}{1 + r_0^2 / f^2}} - 1 \right) ; \quad (\text{П 2.6})$$

индекс «ноль» отмечает волновое число k_0 и радиус r_0 кольца **известного** компонента мультиплета; r - радиус кольца **неизвестного** компонента мультиплета, r и r_0 - измеряемые по интерферограмме величины.

Формулы (П 2.5) и (П 2.6) решают поставленную задачу - нахождение спектра мультиплета.

Отметим:

- 1) для измерения спектра в пределах спектральной ширины интерферометра достаточно одного (любого) кольца;
- 2) в фокусном расстоянии объектива следует учитывать хроматическую aberrацию .

Если в пределах одного кольца сопоставить каждому каналу многоканального спектра определенное волновое число , то формулы (П 2.5) и (П 2.6) дают возможность преобразования одного (любого) кольца интерферограммы Фабри-Перо - распределения интенсивности излучения по радиусу $I(r)$ - в «**спектр**» - распределение интенсивности по волновому числу $I(k)$ (или длине волны). Условия, позволяющие результат преобразования считать **спектром**, в настоящем приложении не обсуждаются.

Литература.

1. Зайдель А.Н., Островская Ю.И. Техника и практика спектроскопии. -М.: Наука, ГИФМЛ, 1972.

Учебное издание

**Ищенко С.В. ,Красильников С. С.,
Красильникова Н.А. , Смирнов А. В.**

Спектр атома водорода
Лабораторная работа № 5

Изотопический сдвиг
Лабораторная работа № 9

Методическое пособие для студентов 3-го курса физического факультета
МГУ

ИД № 00545 от 06.12.1999

Издательство УНЦ ДО

117246, Москва, ул. Обручева, 55А
119992, Москва, Ленинские горы, ГЗ МГУ, Ж-105а
Тел./факс (095) 718-6966, 939-3934
e-mail: izdat@abiturcenter.ru
<http://www.abiturcenter.ru>

Гигиенический сертификат № 77.99.2.925.П.9139.2.00 от 24.02.2000
Налоговые льготы – Общероссийский классификатор продукции
ОК – 005 – 93, том 1 – 953000

Заказное. Подписано в печать 01.06.2005 г. Формат 60x90/16
Бумага офсетная № 2. Усл.печ.л. 1 Тираж 70 экз. Заказ №

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО
в полном соответствии с качеством
предоставленного оригинал-макета.