

В. Ж. Мадирбаев, Е. В. Старостина, Н.В.Фатеев

Изучение спектра излучения атома водорода в газовом разряде

Цель работы – наблюдение и идентификация спектров спонтанного излучения, возбуждаемого электрическим разрядом в парах водорода при низком давлении; измерение длин волн линий серии Бальмера и определение постоянной Ридберга; измерение изотопического сдвига линий спектров водорода и дейтерия.

Аппаратура: Монохроматор МДР-41, монохроматор УМ-2, водородная лампа ДВС-25, дейтериевая лампа ДДС-32, видеокамера, компьютер

Строение атома

Атом состоит из ядра с положительным зарядом $Q_{\text{ядра}} = Z \cdot e$, где Z – порядковый номер элемента в таблице Менделеева и расположенных вокруг ядра электронов. Линейный размер атома определяется размером его электронной оболочки и составляет $\sim 1 \text{ \AA}$ ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см}$), тогда как размер ядра атома $\sim 10^{-4} - 10^{-5} \text{ \AA}$.

Состояние электронов в атоме характеризуется пространственным распределением их заряда. При этом электроны словно «размазаны» в пространстве, формируя электронное облако. В принципе, возможны любые конфигурации этого облака, однако существуют некоторые устойчивые распределения электронов, называемые электронными состояниями. Каждое состояние характеризуется определенным набором квантовых чисел, энергией и временем жизни. Переход между состояниями происходит с выделением или поглощением энергии.

Масса атома определяется, в основном, массой ядра. Атомы одного элемента могут иметь разную массу. Такие атомы называются изотопами. Различие масс изотопов обусловлено, при одном и том же числе протонов, разным количеством нейтронов, содержащихся в ядрах атомов. Примером изотопного ряда служат атомы водорода (один протон), дейтерия (один протон и один нейтрон) и трития (один протон и два нейтрона).

Уровни энергии атома

Простейшая «планетарная» модель атома (модель Резерфорда, 1913 г.) рассматривает его как систему электронов, движущихся вокруг неподвижного ядра. До экспериментов Резерфорда¹, в начале 1900-х гг., была популярна модель атома, предложенная Дж. Дж. Томсоном^{**}, согласно которой атом напоминал кекс с изюмом (внутри положительно заряженного шара находились электроны). При рассеянии α -частиц на таком атоме должно было бы наблюдаться очень малое отклонение этих частиц от первоначальной траектории. Наблюдения Резерфорда и его сотрудников убедительно показали, что часть α -частиц рассеивается под очень большими углами. С точки зрения модели Томсона, это было совершенно невероятным событием, однако оно вполне находило объяснение, если предположить, что весь положительный заряд атома сосредоточен в ядре с линейными размерами порядка $10^{-12} - 10^{-13} \text{ см}$ (на 5 порядков меньше размеров атома).

¹ **Эрнест Резерфорд** (1871-1937) является одним из самых выдающихся физиков-экспериментаторов в истории науки. Он открыл альфа и бета излучения, обнаружил протон, создал теорию радиоактивного распада и придумал планетарную модель атома. Нобелевская премия по химии 1908 г. Вывел формулы потерь энергии при прохождении заряженных частиц через вещество и был одним из соавторов создания первого детектора излучения – счетчика Гейгера. Осуществил искусственное превращение атомов одного элемента в другие. Кроме того, Э.Резерфорд прославился как талантливый учитель, вырастивший целое поколение физиков и химиков, возглавивших различные направления науки. В годы его руководства Кавендишской лабораторией Кембриджского университета там были заложены основы многих направлений физики, в частности, пионерские работы Бора, П.Капицы, были проведены эксперименты по расщеплению ядра, обнаружению нейтронов и т.п. Переоценить таланты и личность Резерфорда, как и его вклад в науку вообще и в ядерную физику, в частности, невозможно.

^{**} **Джозеф Джон Томпсон** (1856-1940) – английский физик, открывший электрон и придумавший первую модель атома в виде положительно заряженного «кекса» с отрицательными «изюминками». Он же впервые измерил отношение заряда к массе, что стало поводом получения Нобелевской премии по физике 1906 г. Томпсон объяснил непрерывный спектр рентгеновского излучения, занимался изучением газового разряда и движением заряженных объектов в магнитном поле. Кроме того, Томпсон также был выдающимся учителем и заведующим Кавендишской лабораторией. Именно Дж.Дж.Томпсон превратил лабораторию в крупнейший мировой физический исследовательский центр. Э.Резерфорд, следующий заведующий Кавендишской лабораторией, является его прямым учеником.

Полная внутренняя энергия такой системы E равна сумме кинетической энергии электронов и потенциальной энергии взаимодействия электронов с ядром и друг с другом. Для водородоподобного атома (один электрон движется вокруг ядра с зарядом Ze) кинетическая энергия

$$T = m_e v^2 / 2 = p^2 / 2m_e,$$

где m_e , v и p – масса, скорость и импульс электрона, а потенциальная энергия

$$U(r) = -Ze^2 / r$$

зависит только от радиуса r орбиты электрона.

Если полная энергия системы $E = T + U < 0$, то электрон находится в потенциальной яме (рис. 1) и его движение в пространстве ограничено некоторым максимальным значением $r = r_{\max}$, определяемым из условия

$$T = 0, E = U(r_{\max}).$$

При энергии $E > 0$ электрон может оторваться от атома, т. е. происходит ионизация атома. Для круговой орбиты имеем уравнение движения электрона

$$Ze^2 / r^2 = m_e v^2 / r, \quad (1)$$

откуда получаем выражение для полной энергии водородоподобного атома:

$$E = -Ze^2 / (2r).$$

В рамках «планетарной» модели атома остается необъясненной его устойчивость. Ведь движение электрона по круговой орбите есть движение с ускорением. Всякий заряд, движущийся с ускорением, должен излучать электромагнитную волну. Следовательно, электрон должен терять энергию и в конце концов за время порядка $10^{-8} - 10^{-10}$ с упасть на ядро.

Чтобы объяснить устойчивость атомов и их линейчатые спектры, наблюдаемые в эксперименте, Н. Бор² в 1913 г. сформулировал следующие постулаты, составляющие основу квантовой теории Бора [1].

1. Разрешены только такие круговые орбиты, для которых момент импульса электрона равен целому числу в единицах постоянной Планка, деленной на 2π (\hbar):

$$pr = nh / 2\pi = n\hbar, \quad (2)$$

где p – импульс электрона, n – целое число. Электроны не испускают излучения, двигаясь по своим орбитам внутри атома.

2. Излучение возникает только при переходе электрона с одной квантованной орбиты на другую. Частота этого излучения определяется изменением полной энергии, т. е. разностью энергий атома в начальном и конечном состояниях:

$$\hbar\omega = E_1 - E_2.$$

Эти условия квантования энергии приводят к дискретным орбитам электронов.

Правило квантования Бора позволяет вычислить радиусы стационарных орбит. Подставляя в уравнение (1) выражение для величины импульса электрона из условия (2), получаем выражение для радиусов:

$$r_n = n^2 \hbar^2 / (m_e e^2 Z).$$

Тогда уровни энергии атома могут быть записаны в виде

$$E_n = -m_e e^4 Z^2 / (2n^2 \hbar^2) = -hcR_\infty Z^2 / n^2,$$

где $n = 1, 2, \dots$ – квантовое число, Z – заряд ядра в единицах e ,

$R_\infty = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{ch^3} = 10\,973\,731.568\,527\,(73) \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга в приближении бесконечной массы ядра, c – скорость света в вакууме.

² **Нильс Хенрик Давид Бор** (1885-1962) – известнейший датский физик-теоретик, создатель квантовой механики (Нобелевская премия по физике 1922 г.), один из создателей теории атомного ядра (капельной модели) и ядерных реакций, теории взаимодействия различных элементарных частиц со средой. Именно Бор объяснил периодическую систему Менделеева, введя понятие постепенного заполнения электронных орбит. Один из участников создания американской атомной бомбы, при этом прославился как один из самых ярких представителей антифашистского движения в Европе во времена второй мировой войны. Работал под руководством Дж.Дж.Томпсона в Кавендишской лаборатории, позже – под руководством Э.Резерфорда. Создал собственную школу теоретической физики, одним из ярких представителей которой стал Лев Ландау.

Значение R_∞ , найденное Бальмером³ экспериментально, составляло $109677,76 \text{ см}^{-1}$. Бор, используя известные в то время значения m , e , c и h , получил $R_\infty = 1,03 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, соответствие теории Бора с экспериментом вполне удовлетворительное. Расхождение в величине R_∞ объясняется неточностью значений фундаментальных констант, которыми пользовался Бор, а также необходимостью учета ряда поправок, главной из которых является учет движения ядра.

Возможные значения энергии атома графически можно изобразить в виде схемы энергетических уровней (см. рис. 1). Самый нижний уровень (квантовое число $n = 1$) называется основным, а все вышележащие – возбужденными уровнями, так как для перехода на эти уровни из основного состояния атому необходимо передать извне соответствующую порцию энергии.

При спонтанных переходах с уровня m на уровень n испускается квант света с энергией $h\nu = E_m - E_n = hcRZ^2/n^2 - hcRZ^2/m^2$, и длиной волны соответственно $1/\lambda_{mn} = RZ^2(1/n^2 - 1/m^2)$. В спектре атома водорода ($Z = 1$) выделяют, в зависимости от номера n (квантового числа) того уровня, где оказывается атом после испускания фотона, следующие серии

Лаймана: $1/\lambda = R(1/1^2 - 1/m^2)$, $\lambda \approx 91 \div 122 \text{ нм}$, ультрафиолетовая область спектра ($m = 2 \div 20$);

Бальмера: $1/\lambda = R(1/2^2 - 1/m^2)$, $\lambda \approx 365 \div 656 \text{ нм}$, видимая область спектра ($m = 3 \div 26$);

Пашена: $1/\lambda = R(1/3^2 - 1/m^2)$, $\lambda \approx 820 \div 1875 \text{ нм}$, инфракрасная область спектра ($m = 4 \div 26$);

Брэкетта: $1/\lambda = R(1/4^2 - 1/m^2)$, $\lambda \approx 1458 \div 4051 \text{ нм}$, инфракрасная область спектра ($m = 5 \div 13$);

Пфунда: $1/\lambda = R(1/5^2 - 1/m^2)$, $\lambda \approx 2278 \div 7458 \text{ нм}$, инфракрасная область спектра ($m = 6 \div 11$);

Хэмпфри: $1/\lambda = R(1/6^2 - 1/m^2)$, $\lambda \approx 3282 \div 12372 \text{ нм}$, инфракрасная область спектра ($m = 7 \div 10$).

В видимый диапазон попадает только начало серии Бальмера ($m = 3 \div 6$). В далекой ИК и микроволновой области имеются еще пять серий (табл. 1) [2].

В 1914 г. Дж. Франк (1882–1964) и Г. Герц (1887–1975) экспериментально подтвердили правильность представления о квантовании энергетических уровней, бомбардируя атомы паров ртути электронами с известной энергией [1]. Они измеряли энергию, теряемую электронами при взаимодействии с атомами ртути. Электроны с энергией ниже определенного порогового значения вообще не передавали энергию атомам ртути. Как только энергия электронов оказывалась достаточной для возбуждения перехода атома ртути на ближайший уровень с более высокой энергией, электроны интенсивно передавали свою энергию. На графике это выглядит как первоначальный монотонный рост, который сменяется резкими провалами там, где атомы начинают поглощать энергию, потом снова идет монотонный рост и снова провал. Это было убедительным доказательством существования квантованных энергетических уровней.

Теория Бора позволила объяснить и происхождение рентгеновского излучения в многоэлектронных атомах. Это излучение испускается в результате выбивания электронов с внутренних оболочек атома – на освободившиеся места переходят электроны с внешних оболочек атома. Поскольку энергия при этом изменяется значительно больше, чем при оптических переходах, рентгеновское излучение оказывается коротковолновым по сравнению с видимым светом. Теория Бора объяснила не только линии серии Бальмера, наблюдаемые в видимой части спектра, но и другие серии линий в ультрафиолетовой и инфракрасной областях, которые были обнаружены с помощью спектроскопических методов.

³ *Иоганн Якоб Бальмер* (1825–1898), швейцарский физик и математик, доктор наук, преподаватель средней школы и университета. Работы связаны со спектроскопией, в частности, он обнаружил, что длины волн видимой части спектра атома водорода связаны простым соотношением, известным как формула Бальмера.

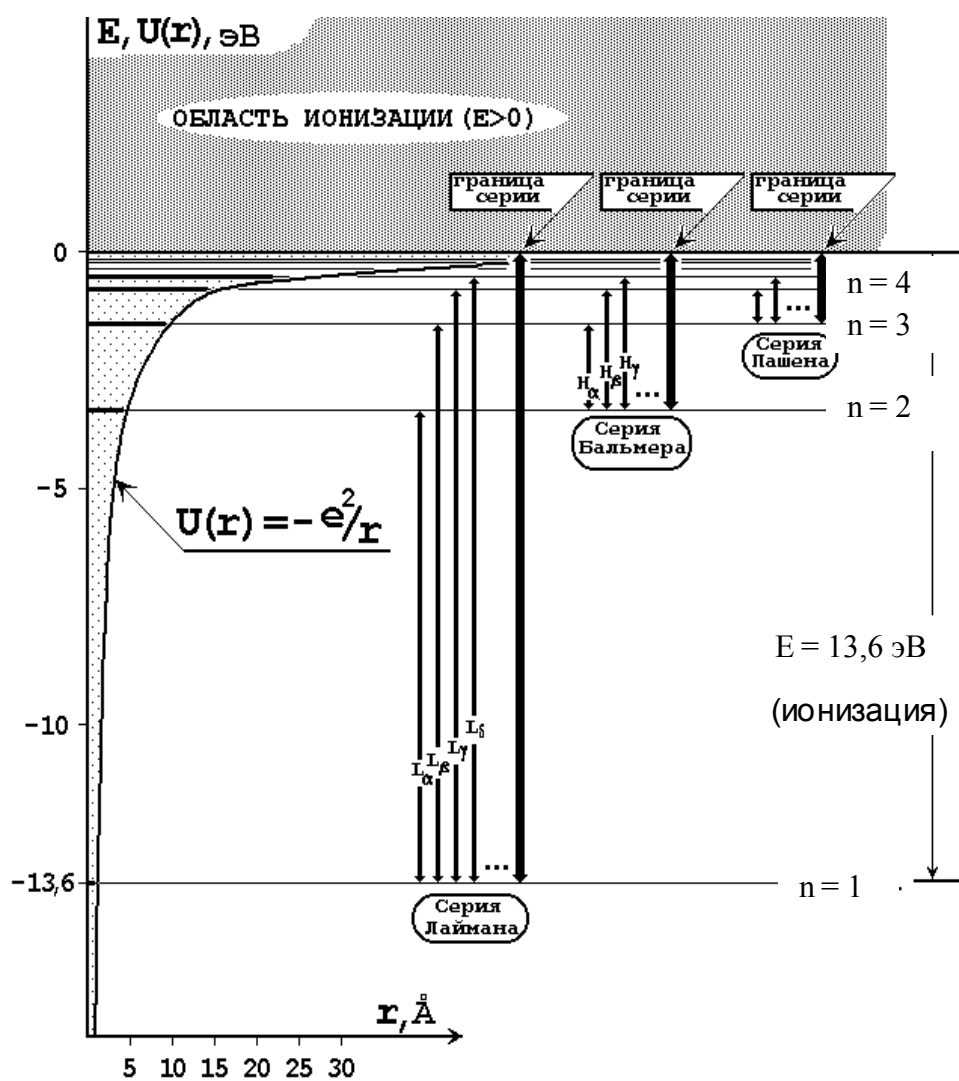


Рис. 1. Схема уровней энергии атома водорода

Таблица 1. Длины волн линий в спектральных сериях (λ , Å)

Серия	Элемент		
	Водород	Дейтерий	Тритий
Серия Лаймана $1 s^2S - n p^2P^0$ $n = 2 \div 6$	1215,7 1025,7 972,5 949,7 937,8	1215,3 1025,4 972,3 949,5 937,5	1215,2 1025,4 972,2 949,4 937,5
Серия Бальмера $2 p^2P^0 - n d^2D$ $n = 3 \div 7$	6562,8 4861,3 4340,5 4101,7 3970,1	6561,0 4860,0 4339,3 4100,8 3969,0	6560,4 4859,6 4338,9 4100,2 3968,6
Серия Пашена $3 d^2D - n f^2F^0$ $n = 4 \div 8$	18751 12818 10938 10049 9546,0	18746 12815 10935 10047 9543,4	18744 12813 10934 10 045 9542,5
Серия Брэккета $4 f^2F^0 - n g^2G$ $n = 5 \div 9$	40512 26252 21655 19446 18174	40501 26245 21649 19440 —	40497 26242 21648 19439 —
Серия Пфунда $5 g^2G - n h^2H^0$ $n = 6 \div 10$	74578 46525 37395 32961 30384	74559 46513 37385 — —	74552 46508 37382 — —
Серия Хамфри $6 h^2H^0 - n i^2I$ $n = 7 \div 11$	123684 75005 59066 51279 46712	— — — — —	— — — — —
Серия Хансена– Стронга $7 i^2I - n k^2K^0$ $n = 8 \div 11$	190567 113056 87577 75066	— — — —	— — — —
8-я серия $8 k^2K^0 - 9 l^2L$	277958	—	—
9-я серия $9 l^2L - 10 m^2M^0$	388593	—	—

Учет конечности массы ядра

Хотя масса M ядра водорода (протона) в 1836 раз больше массы электрона, движущегося по орбите в атоме, было бы неправильным считать, что в этой «динамической» модели атома протон покоится. Как указал А. Зоммерфельд⁴ (1868–1951), в силу законов сохранения энергии и импульса ядро и электрон должны вращаться относительно общего центра масс с одинаковой угловой скоростью. Влияние движения ядра на энергию электронных состояний можно учесть, просто заменив массу электрона m_e «приведенной массой». В этом случае величина уровней энергии атома изменится на коэффициент $M/(M + m_e)$, где M – масса ядра. Соответственно выражение для постоянной Ридберга^{**} примет вид

$$R = R_\infty \frac{M}{m_e + M} = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{ch^3} \cdot \frac{M}{m_e + M}.$$

Смещение уровней энергии приведет к сдвигу положения линий в спектре, называемому изотопическим сдвигом. Поскольку сериальные формулы для водорода и дейтерия выглядят идентично, то для любой линии с одинаковыми квантовыми числами для водорода (H) и дейтерия (D) $\lambda_H R_H = \lambda_D R_D$, а тогда

$$\Delta\lambda / \lambda_H = (\lambda_H - \lambda_D) / \lambda_H = 1 - R_H / R_D = 1 - M_H (M_D + m_e) / (M_D (M_H + m_e)).$$

Отсюда масса электрона может быть выражена в виде

$$m_e = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_H} \cdot \frac{M_D M_H}{M_D (1 - \Delta\lambda / \lambda_H) + M_H} \approx \frac{\Delta\lambda}{\lambda_H} \cdot \frac{M_D M_H}{M_D + M_H}.$$

Таким образом, измерив величину изотопического сдвига линий в спектрах излучения атомов водорода и дейтерия, можно оценить массу электрона.

Эффектной демонстрацией возможностей модифицированной теории Бора для атома водорода явилось открытие тяжелого водорода (дейтерия) ^2H . Масса ядра дейтерия почти вдвое превышает массу протона. Хотя концентрация дейтерия в природе составляет всего 0,015 % концентрации обычного водорода, его наличие проявляется на фотоснимках спектра, сделанных с высоким разрешением, в виде очень слабых линий, сдвинутых относительно основных линий. После того как Ф. Астон (1877–1945) обнаружил в 1931 г. очевидное расхождение в значениях атомной массы водорода, Р. Бёрдж (1887–1980) и Д. Менцель выдвинули гипотезу о существовании двух разновидностей водорода с разными массами изотопов. В 1932 г. Дж. Мерфи, Г. Юри (1893–1981) и Ф. Брикведде (1903–1989) провели серию экспериментов, в которых спектр водорода фотографировался с помощью вогнутой дифракционной решетки радиусом 6,4 м. Они обнаружили слабые дейтериевые линии там, где их предсказывали (длина волны, отвечающая линии H_α , была смещена на 1,793 Å). Взяв образцы, обогащенные тяжелым изотопом, получили не вызывающие сомнения яркие линии.

Зоммерфельд развил теорию Бора, указав на то, что круговые орбиты – это лишь частный случай и что постулаты Бора могут быть введены и в случае эллиптических орбит. Для того чтобы орбита

⁴ **Арнольд Иоганнес Вильгельм Зоммерфельд** (1868–1951). Один из теоретиков, создавших квантовую механику и теорию относительности. Объяснил тонкую структуру спектральных линий атома водорода, введя два новых квантовых числа: азимутальное и радиально, и постоянную тонкой структуры; разработал теорию рентгеновского излучения, теорию эффекта Зеемана (для этого было введено еще одно квантовое число – магнитное), создал теорию волчка и строгую теорию дифракции. Отдельно следует отметить его вклад в науку, выразившийся в создании научной школы, где впервые применялись методы специальной теории относительности и квантовой механики, в частности, у Зоммерфельда учились Гейзенберг и Паули, Дебай, Бете, Раби и Полинг. Зоммерфельд написал целый ряд учебников, переиздающихся по сей день..

^{**} **Роберт Йоханнес Ридберг** (1854–1919), шведский физик, показавший, что расположение линий в атомных спектрах описывается теми же формулами, что и формула Бальмера для спектра водорода. Вошедшая в эти формулы константа была позже названа постоянной Ридберга. Ридберг первым стал оперировать понятием «волновое число», предположил связь спектров с пониманием строения периодической таблицы (до теории Бора о строении атомного ядра)

существовала, интеграл от обобщенного импульса по обобщенной координате за период должен быть равен целому числу значений постоянной Планка. Квантовая теория Бора, дополненная более точной механикой орбитального движения Зоммерфельда, оказалась способной объяснить широкий круг явлений. Стало понятным существование серий спектральных линий водорода. Учет релятивистского изменения массы электрона позволил объяснить тонкую структуру спектральных линий. Кроме того, удалось точно вычислить потенциал ионизации атома водорода.

Теория Бора – Зоммерфельда давала хорошие результаты в случае одноэлектронных атомов типа водорода, однократно ионизованного гелия, дважды ионизованного лития и других. Но она плохо описывала обычный атом гелия с двумя электронами и другие многоэлектронные атомы. Неудачными оказались также попытки построить на основании боровской модели молекулу и объяснить хорошо известные изменения химических и физических свойств при переходе от одного атома к другому атому. Наконец, сами постулаты Бора, например квантование момента импульса на электронных орбитах, выглядели совершенно произвольными.

Недостатки теории Бора высветили фундаментальную проблему правильного описания движения электронов на малых расстояниях, например, внутри атома. Опираясь на то, что свет имеет как корпускулярные, так и волновые свойства (в некоторых явлениях, в частности при фотоэффекте, он ведет себя как поток частиц, а в некоторых – при интерференции – как волна), Луи де Бройль⁵ (1892–1987) в 1923 г. выдвинул гипотезу о том, что корпускулярно-волновой дуализм свойствен также и частицам. Поскольку квантовая теория приписывает фотонам при фотоэффекте корпускулярное поведение, следует допустить, что электроны в атомах могут вести себя на своих «орбитах» подобно волнам. Де Бройль пришел к выводу, что с движением любого вида частиц можно «ассоциировать» распространение волны, если приписать частице с массой m и скоростью v длину волны $\lambda = h/mv$. Экспериментальным подтверждением волновых свойств частиц явилось открытое в 1927 г. К. Дэвиссоном (1881–1958) и Л. Джермером (1896–1971) явление дифракции электронов. Угловое распределение электронов при отражении пучка электронов от поверхности кристалла можно объяснить лишь на основе волновых представлений, причем наблюдалось согласие с постулированным де Бройлем соотношением между длиной волны и скоростью. Последующая разработка квантовой механики В. Гейзенбергом^{**} (1901–1976), Э. Шрёдингером^{***} (1887–1961) и другими теоретиками позволила прояснить ситуацию с теорией Бора. Например, в теории Бора условие квантования орбит $p \cdot r = n\hbar$ носило характер постулата. Теперь же оно выступает как требование, чтобы на стационарной орбите электрона укладывалось целое число длин волн

⁵ *Луи Виктор Пьер Раймон Бройль (7-й герцог Брольи, 1892-1987). Под влиянием своего брата Мориса, изучавшего высокочастотные излучения, занялся проблемой выяснения природы света: волновой или корпускулярной. Пришел к выводу, что следует использовать обе теории, указал области применимости обеих.*

^{**} *Вернер Гейзенберг (1901–1976). Один из самых знаменитых студентов Зоммерфельда защитил докторскую диссертацию уже в 1923 г. в возрасте 22 лет, затем оказался ассистентом М. Борна, работал у Н. Бора. Растущие противоречия боровской теории вынудили его найти новый способ описания квантовой механики вместе с Максом Борном и Паскуаль Иордан (т.н. матричную механику, где квантовые явления описывались таблицами наблюдаемых величин). Суть подобного описания сводилась к полному отказу от классических представлений и оперированию исключительно наблюдаемыми экспериментальными величинами. Интересно, что Гейзенберг не знал о существовании матричного метода в алгебре и разработал его заново. Позже, в 1927 г. В. Гейзенберг ввел понятие принципа неопределенности, который прямо следовал из матричных правил умножения (некоммутативности). Предсказал существования двух форм молекулы водорода, сделал ряд работ по ферромагнетизму, турбулентности, сверхпроводимости, предположил, что ядро состоит из протонов и нейтронов сразу после открытия нейтрона в 1932 г. и что удерживаются они благодаря ядерному взаимодействию. Получил Нобелевскую премию по физике 1932г. Возглавлял проект по созданию атомной бомбы фашистской Германией, но безуспешно.*

^{***} *Эрвин Шредингер (1887–1961). Выдающийся австрийский физик-теоретик, начавший свою карьеру с экспериментального исследования радия. Следующая цепь работ была посвящена экспериментальным и теоретическим исследованиям теории цвета и его восприятия. Еще позже занимается теорией относительности Эйнштейна и волновой теорией Макса фон Лауэ и Луи де Бройля. В результате Шредингер попытался построить квантовую теорию, исходя из волнового описания поведения электронов, без связи с теорией Бора. Однако первая попытка была неудачной, поскольку не учитывала выводы специальной теории относительности и существование спина. Вторая попытка для малых скоростей оказалась более успешной и в 1926 г. появилось волновое уравнение Шредингера. Чуть позже Шредингер показал эквивалентность волнового описания и матричного, и после работ Дирака появился общий термин «квантовая механика». В 1933 г. Шредингер и Дирак получили Нобелевскую премию по физике. Несмотря на то, что Шредингер фактически дополнил работы Бора, он всегда отрицал дуализм «волна-частица», который поддерживал Бор. В годы войны, так же, как и Бор, занял антифашистскую позицию и был вынужден бежать из Австрии, захваченной Германией. Интересно, что кроме своих выдающихся работ в физике, он выдвинул идею молекулярного подхода к объяснению природы генов. Прочитавшие его книгу Ф. Крик и М. Уилкинс позже открыли ДНК.*

де Бройля: $2\pi r = n\lambda$.

При решении волнового уравнения Шрёдингера для атома водорода естественным образом возникают три квантовых числа, обычно обозначаемые символами n , l и m_l [4]. Здесь n – целое число, принимающее любые значения, большие 0, которое называется главным квантовым числом электрона. Оно соответствует числу, обозначавшему различные боровские орбиты. Орбитальное квантовое число l определяет форму орбиты и может принимать любые значения от 0 до $(n - 1)$. Оно характеризует орбитальный момент импульса электрона. Третье квантовое число m_l называется «магнитным квантовым числом» и играет важную роль, когда атом находится в магнитном поле \mathbf{H} . В этом случае квантуется не только орбитальный момент импульса p_l , но и его проекция на направление магнитного поля. Проекция квантового числа l на направление поля \mathbf{H} также должна быть целым числом. Таким образом, m_l может принимать $(2l + 1)$ значений: $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$.

Еще одно следствие правил квантования m_l состоит в том, что проекция магнитного момента μ может принимать значения $\mu_z = (e\hbar/2m_e c) \cdot |m_l| = \mu_B |m_l|$, где величина μ_B , так называемый магнетон Бора, равна $9,274 \cdot 10^{-21}$ эрг / Гс. Изменение энергии электрона, обусловленное взаимодействием его момента с магнитным полем, равно $\Delta E = \mu_B \cdot H \cdot m_l$.

Молекулярный спектр водорода

Водород – молекулярный газ. При сближении двух атомов водорода H , находящихся в основном состоянии, возникает молекула H_2 . Это устойчивая молекула с энергией диссоциации 4,5 эВ и ионизационным потенциалом 15,4 эВ. В спектрах практически всех газоразрядных приборов, где водород используется как основное рабочее вещество или присутствует в виде примеси, наблюдаются многочисленные спектральные линии молекулярного водорода. Молекулярный спектр H_2 значительно отличается от атомного, он сложнее и гораздо разнообразнее. Спектр охватывает диапазон 600 – 130 000 Ангстрем и закономерности в нем на глаз не видны. Тем не менее, в нем выделяют отдельные серии, например Лаймана, Вернера, Хопфильда, Фалчера и т.д., возникающие в соответствии с законами квантовой механики. Наиболее интенсивные линии молекулярного спектра водорода расположены в оранжевой области. Более подробно о молекулярных спектрах см. описание лабораторной работы 1.3 «Изучение структуры молекулярного спектра двухатомной молекулы». Молекулярные линии водорода менее интенсивны, чем линии атомарного спектра, однако затрудняют выделение и идентификацию последних. К сожалению, спектральные лампы, используемые в данной работе, имеют мощный молекулярный спектр. Следует также иметь в виду, что в лампы добавлен неон для понижения потенциала зажигания разряда, поэтому и спектральные линии этого газа тоже могут быть заметны.

Для выделения атомарных линий водорода и дейтерия можно воспользоваться изотопической зависимостью длин волн переходов в молекулярном спектре, которая для молекулярного спектра водорода гораздо сильнее, чем для атомарного. Это можно понять из следующих простых соображений: в классическом приближении частота излучения молекулы совпадает с частотой колебаний атомов относительно друг друга. Частота колебаний в двухатомной молекуле пропорциональна $\omega_v \propto \sqrt{\frac{k}{M}}$, где k – «жесткость» связи двух атомов, а M – масса атома. Т.к массы атомов водорода и дейтерия отличаются примерно в два раза, то частоты колебаний отличаются в $\sqrt{2}$ раз, т.е более, чем на 40 %.

Задания.**Упражнение 1. Визуальное наблюдение спектра водорода на монохроматоре УМ-2.**

Для визуализации спектра водорода используется монохроматор УМ-2. (рис.2). С его помощью вы должны пронаблюдать весь видимый спектр излучения лампы ДДС-25 и выделить в нем линии серии Бальмера.



Рис.2. Схема установки для визуального наблюдения спектра водорода.

1. Окуляр для наблюдения, 2. барабан длин волн, 3. дейтериевая лампа, 4. источник питания дейтериевой лампы.



Рис. 3. Так выглядит барабан длин волн УМ-2

Порядок выполнения работы:

1. Установите дейтериевую лампу перед входной щелью монохроматора.
2. Включите блок питания дейтериевой лампы в следующей последовательности: сначала включите зеленую кнопку слева, после чего черную кнопку справа, тем самым Вы подадите высокое напряжение на лампу. Если после этого лампа не зажглась, нажмите красную кнопку, которая зажжет разряд в лампе.
3. Убедитесь, что свет от лампы попадает на входную щель монохроматора.

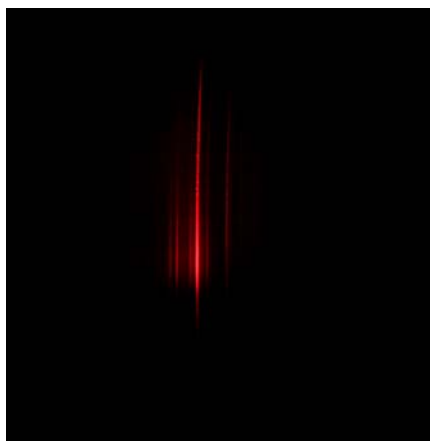
4. Переведите барабан длин волн монохроматора (рис.3) на величину, примерно равную 2000.
5. Глядя в окуляр, установленный на монохроматоре, найдите ближайшую яркую линию водорода (ею будет, скорее всего, синяя линия H_γ) и настройте входную щель монохроматора на оптимальное наблюдение. Т.е. сделайте так, чтобы, с одной стороны, линия не оказалась слишком яркой и не затмевала своим свечением соседние, с другой, была достаточно четко заметна.
6. Вращая барабан длин волн в сторону повышения длины волны, найдите зеленую линию спектра водорода и две красных. Зарегистрируйте их значения по барабану длин волн.
7. Выключите установку и переходите к выполнению следующего задания.



Неправильная настройка оптики монохроматора.



Правильная настройка оптики монохроматора. Вид разных частей спектра. Линии атомарного водорода четко выделяются.



Монохроматор настроен на наблюдение самой яркой линии H_α , молекулярные линии спектра малозаметны.

Рис.4. Возможные изображения спектра водорода, наблюдаемые в окуляр монохроматора, при правильной и неправильной настройке оптики, в частности размера входной щели.

Упражнение 2. Калибровка монохроматора «МДР-41» по спектру излучения ртутной лампы.

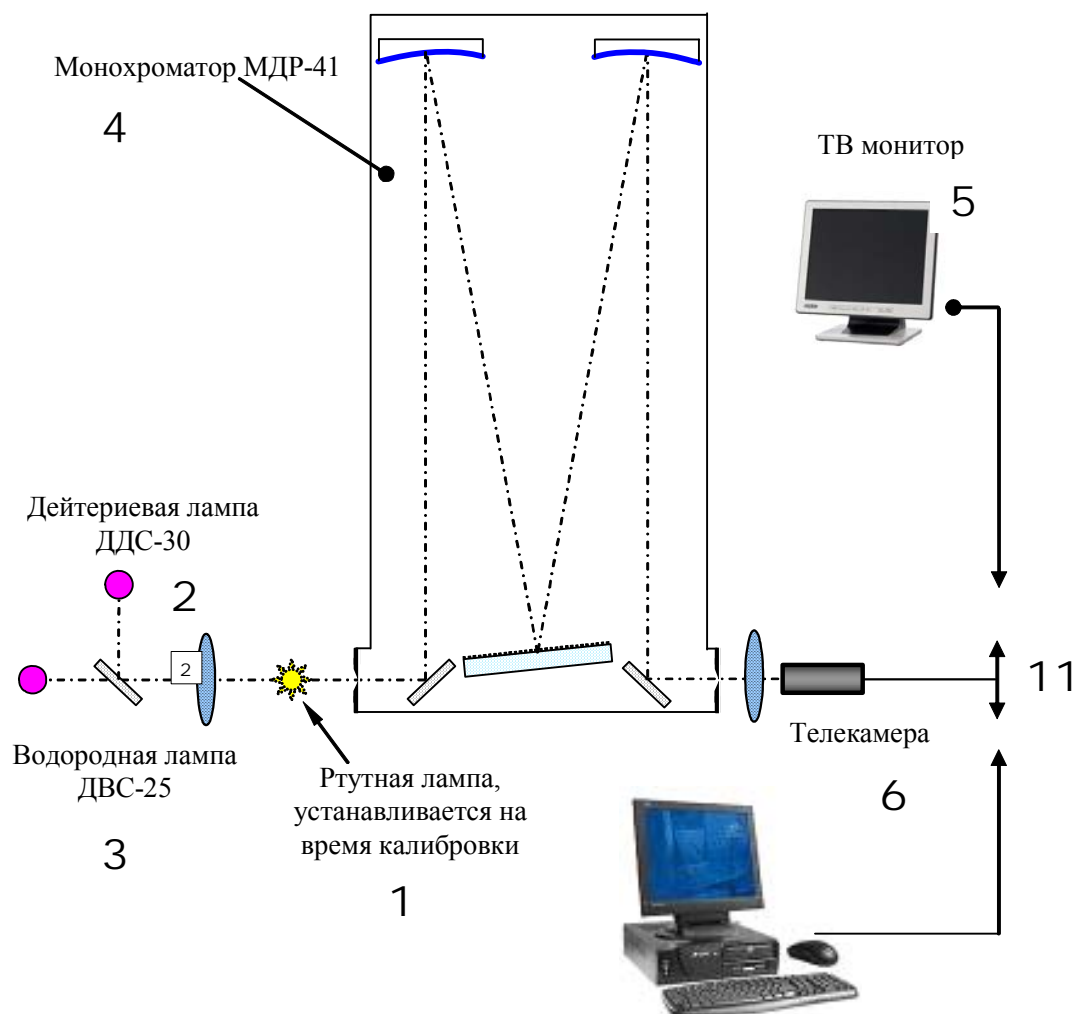
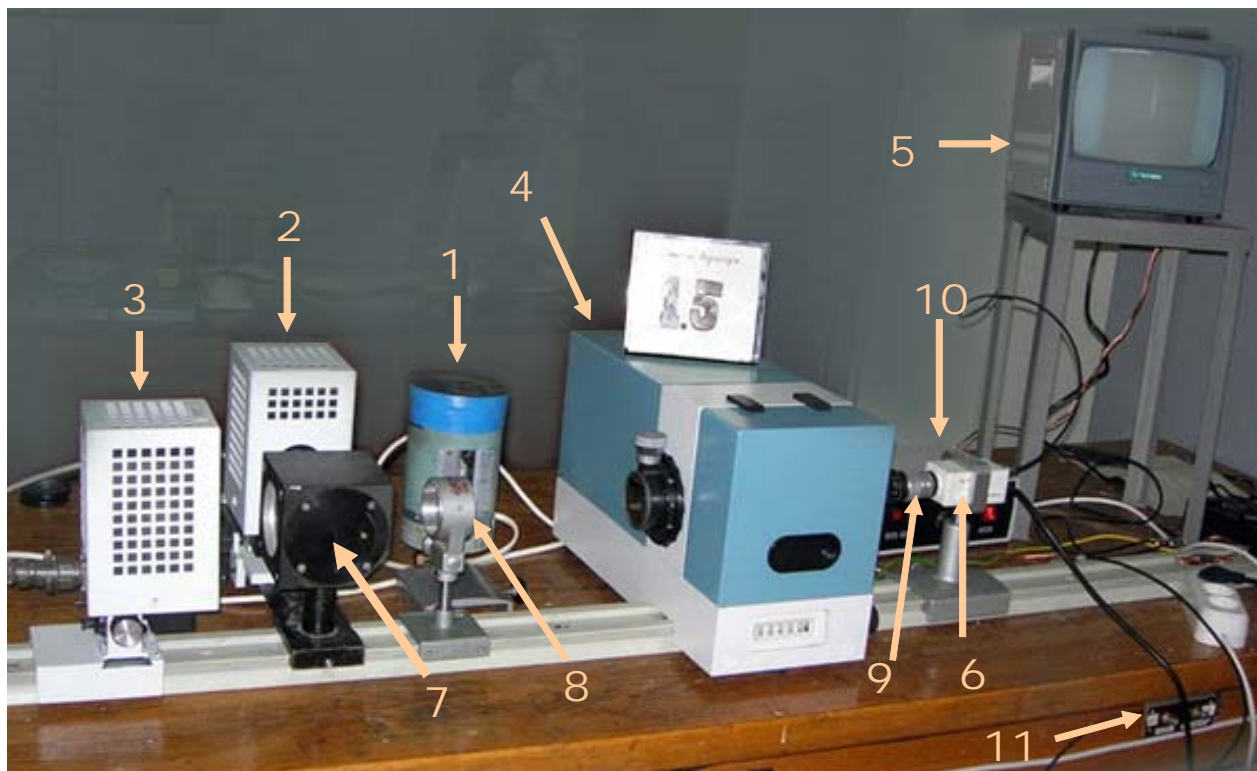


Рис. 5. Схема и вид экспериментальной установки. Дополнительно указаны: 7 – светодетекторный кубик; 8 – линза; 9 – объектив камеры; 10 – источники питания дейтериевой и водородной ламп; 11 – панель переключения компьютер-телевизор PC-TV.

Для определения длин волн серии Бальмера необходимо проградуировать монохроматор МДР-41 по известному спектру излучения люминесцентной лампы (рис. 7, Приложение 2), а также записать в компьютер несколько кадров телекамеры, по которым можно вычислить линейную дисперсию монохроматора в Ангстремах/пиксел. Схема экспериментальной установки показана на рис.5.

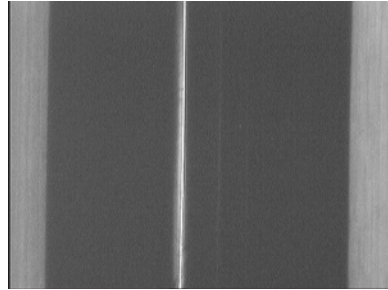


Рис.7. Типичное изображение ножей выходной щели и спектральной линии ртути.

- Установите величину входной щели монохроматора 0.05 мм. Ширина входной щели регулируется барабаном с точностью 0.001 мм (рис. 8.).



Рис.8. Барабан управления раскрытием щели МДР-41. Щель раскрыта на 0.5 мм.

- Вращая барабан, найдите первую из ярких линий фиолетовых в спектре ртути. Она соответствует значениям $S \approx 2003$ барабана длин волн. Эту цифру нужно умножить на два, чтобы получить примерное значение соответствующей длины волны в Ангстремах. Обратите внимание, что крайняя правая цифра на счетчике соответствует десятым долям. Можно слегка подстроить резкость изображения линии, передвигая камеру 10 и добиться максимальной яркости линии, двигая лампу 1 по рельсу. После этого следует пройти диапазон длин волн $\lambda = 4000 - 7000 \text{ \AA}$ (рис.11, Приложение 2), фиксируя показания барабана S всякий раз, когда яркая, резкая линия спектра излучения ртути будет наполовину перекрываться левым краем выходной щели (ее мы используем как условный репер).

- Во время прохождения калибровочного спектра следует также записывать в компьютер картинки дублетов и триплетов линий ртути. Это потребуется для определения линейной дисперсии в упражнении 2.

- По результатам измерения постройте дисперсионную кривую $\lambda(S)$. Обратите внимание, что широкие расплывшиеся линии в красной области спектра – это не линии ртути, а переизлученный

люминофором свет. График дисперсионной кривой является с большой точностью прямой линией! Любые бугры и впадины свидетельствуют об ошибке измерений.

- Картинку с тремя линиями ртути вблизи $\lambda = 4358 \text{ \AA}$ следует записать в компьютер дважды, в первом и втором порядках монохроматора. Второму порядку соответствует удвоенное число делений барабана, т.е. запись во втором порядке спектра удобнее произвести после того, как вы запишите красные линии ртути.
- После окончания градуировки можно выключить ртутную лампу и убрать ее с рельса.

Упражнение 2. Экспериментальное определение постоянной Ридберга и измерение величины изотопического сдвига в спектрах излучения атомарных водорода и дейтерия.

Порядок выполнения упражнения

- Определить при помощи дисперсионной кривой $\lambda(S)$ деления барабана монохроматора, соответствующие длине волны 6563 \AA . Выставить это значение S на счетчике.
- Включить водородную лампу ДВС-25 (2, рис.5) Передвигая линзу 8 (рис.5) получить резкое изображение круглого пятна разряда в лампе на входной щели МДР-41. После этого закрыть листом бумаги свет от водородной лампы и включить дейтериевую лампу ДДС-30, так же тумблером на соответствующем блоке питания (рис. 10б). Светоделительным кубиком 7 (рис. 5) со встроенным внутри полупрозрачным зеркалом совместить пятно от дейтериевой лампы с пятном от водородной лампы.
- Если деления барабана монохроматора определены верно, то на экране телевизора должен быть виден дублет из линий H_α, D_α (рис. 12). Произведите дополнительную настройку изображения на щели, добиваясь максимальной яркости обеих линий. Поочередно закрывая свет от ламп, определите, какая линия принадлежит водороду, а какая – дейтерию. При этом учтите, что в спектре излучения дейтериевой лампы присутствует и линия H_α .
- Зафиксируйте показания барабана для линии H_α так же, как вы это делали для линий ртути. Запишите картинку в компьютер. Постарайтесь сделать входную щель как можно уже.

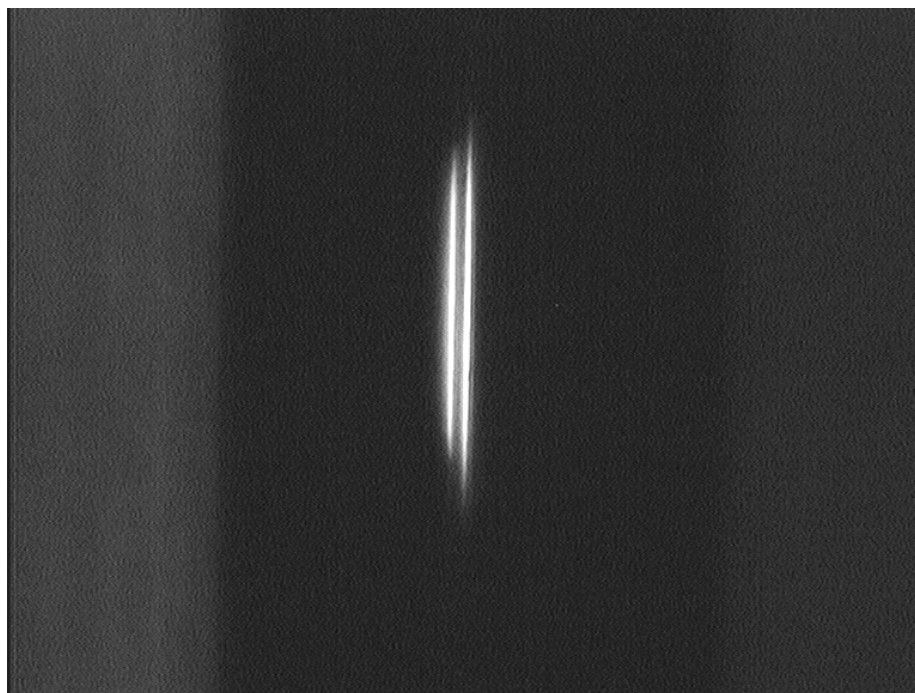


Рис. 12. Изотопическое расщепление линий H_α и D_α .

- Двигаясь в «синюю» область спектра найдите и зарегистрируйте еще два аналогичных дублета, соответствующих линиям $H_\beta - D_\beta$, $H_\gamma - D_\gamma$. Запишите обе картинку в компьютер. Все измерения по барабану монохроматора проводите только с линиями водорода. Обратите внимание на слабые линии в спектре – это линии молекулярного водорода. Убедитесь в этом, поочередно закрывая свет от ламп. Расщепление дублета $H_\gamma - D_\gamma$ в первом порядке монохроматора практически незаметно.

- Попытайтесь найти линию H_δ - вдруг повезет!

- Перейдите во второй порядок монохроматора на длине волны линии H_γ , найдите соответствующий дублет и запишите картинку в компьютер. Попробуйте и здесь поискать линию H_δ .

Задание:

- По полученной дисперсионной кривой спектрометра МДР-41 определить длины волн линий атомарного водорода, найти постоянную Ридберга для водорода, а также R_∞ . Сравните полученную величину и ее ошибку с современным (2006г.) значением постоянной Ридберга:

$$R_\infty = 10\,973\,731.568\,527\,(73)\,\text{м}^{-1}$$

- Определить линейную дисперсию монохроматора в Ангстремах/пиксел для всех зарегистрированных изображений спектра ртути.

- Определить изотопический сдвиг для всех зарегистрированных линий водорода и определить отношение m_e/m_p . Найти длины волн линий атомарного дейтерия. Найти постоянную Ридберга для дейтерия.

Для измерения разницы длин волн у линий водорода и дейтерия необходимо определить обратную линейную дисперсию D , которая в обычном случае измеряется в $\text{\AA} / \text{мм}$. Например, если $D = 20 \text{ \AA} / \text{мм}$, то две линии, отличающиеся по длине волны на 1 \AA , будут разделены в *выходной* плоскости прибора на 0.05 мм . Очевидно, что *входная* щель спектрометра в этом случае должна быть уже 0.05 мм , иначе линии сольются.

В нашей лабораторной работе дисперсия измеряется в условных единицах – $\text{\AA} / \text{пкс}$ (Ангстрем/пиксел). Пиксел соответствует одной ячейке матрицы телекамеры. Матрица является светочувствительным элементом камеры. Размер одной ячейки $7.4 \text{ мкм} \times 7.4 \text{ мкм}$, их общее число в матрице 640×480 шт. Для обработки снимков эта информация не требуется.

Для калибровки вам понадобится дублет или триплет ртутных линий с известными длинами волн. Определяя расстояние между этими линиями на снимке в пикселах, вы можете найти линейную дисперсию. Дисперсия дифракционного монохроматора практически линейна, т.е. не зависит от длины волны света, однако при вычислении изотопического сдвига используйте калибровочные измерения, наиболее близкие по длине волны к измеряемым линиям водорода и дейтерия.

Контрольные вопросы

1. Какие модели атома существовали? Сформулируйте их достоинства и недостатки. Каковы были экспериментальные предпосылки формирования этих моделей?
2. Изложите современные взгляды на устройство атома.
3. Чему противоречат в классической электродинамике постулаты Бора?
4. Что не учитывают постулаты Бора?
5. Как получается непрерывный спектр поглощения?
6. Расскажите о серийных закономерностях в спектре атома водорода. Как называются и в каком диапазоне длин волн лежат конкретные серии. Сколько серий вы знаете?
7. Что такое изотопический сдвиг? Как он проявляется в атомарном и в молекулярном спектрах?
8. По измеренной величине изотопического сдвига оцените массу нейтрона (считать массу электрона известной).
9. Оцените линейную скорость движения электрона в атоме (в рамках модели Бора).
10. Оцените время падения электрона на ядро в модели Резерфорда. Какие частоты будет при этом излучать атом? Как была бы поляризована волна, излучаемая электроном в модели Резерфорда?

Приложение 1. Неисчерпаемый атом водорода

Надо отметить, что теория Бора при всей своей кажущейся простоте весьма сложна для восприятия. Она возникла, как уже было сказано, как попытка объяснить модель атома Резерфорда. Модель эта, сейчас кажущаяся простой и естественной, в те годы воспринималась просто нелепой по нескольким причинам. Первая из них вошла во все учебники в виде вопроса: почему электрон не падает на ядро, а вторая заключалась в вопросе - а что находится между ядром и электроном? Ответ на оба вопроса нетривиален, в частности, ответ на первый из них породил квантовую механику и постулаты теории Бора. Осознание справедливости этой теории и всей квантовой механики было и даже в наше время является психологически мучительным для всех, включая ее создателей, в первую очередь потому, что выводы теории противоречили "житейскому" здравому смыслу и тому, что подсказывало человеческое воображение, привыкшее работать с макрообъектами. Воспринять теорию было настолько сложно, что это удавалось только под весом сотен и тысяч фактов, которые могла объяснить квантовая механика, и которые не удавалось объяснить никаким другим способом. Но представьте, насколько это было сложно, когда доказательств еще никаких не было! Например, известный эксперимент 1914-го года, когда Франк и Герц "обстреливают" атомы медленными электронами с различной энергией дает такой характер рассеяния, который полностью подтверждает теорию Бора, но авторы это не понимают. И только через еще три года после ряда дополнительных экспериментов, и Франк, и Герц признают, что Бор правильно интерпретирует их результат, но по-прежнему отказываются признать теорию, ибо она звучит дико и непривычно для здравого смысла! Тяжелее всего было, видимо, самому Бору. Особенно в тот момент, когда в мире появлялись другие варианты строения атома или попытки объяснить периодический закон строения атомов. Можно считать большой удачей, что Бору удалось в феврале 1913 г. встретиться со своим старым товарищем по университету - Хансом Мариусом Хансеном [3], который к тому времени стал довольно известным спектроскопистом. Встретились они, видимо, совершенно случайно. Бор воспользовался тем, что новый слушатель был заинтересован в его теории и в очередной раз пересказал свои идеи Хансену. По воспоминаниям Бора, он был в полном недоумении, услышав вопрос:

- А спектры? Как твоя теория объясняет спектральные формулы?
- Спектральные формулы?!

Бор поразил Хансена тем, что ничего о них не знал. Хансен рассказал об открытых к тому времени спектральных формулах или сериях атома водорода. Первую из них открыл в 1885 году 60-летний школьный учитель, швейцарец Иоганн Якоб Бальмер, "играя в числа". Следом появились формулы Ридберга (1890) и Ритца (1908).

Простейшая проверка показала, что каждая серия образуется от некой постоянной величины через переменную, которая каждый раз изменяется ровно на единицу, образуя ряд целых чисел. Так родилась квантовая механика, поскольку эта простая последовательность позволила Бору сформулировать и создать свою теорию, а заодно и объяснить и спектральные свойства атомов, и строение периодической таблицы, и еще множество других фактов и явлений. Таким образом, выполняя сегодня работу по измерению длин волн линий серии Бальмера и вычисляя постоянную Ридберга, вы в очередной раз подтверждаете квантовую механику ровно так же, как 98 лет назад это сделал Бор.

Как видите, изучение спектра водорода сыграло большую роль для развития физики и астрономии. Можно сказать, что «звездный миг» этого спектра состоялся в тот момент, когда последовательность спектральных серий подтвердила зарождавшуюся квантовую механику и фактически послужила открытиями уравнений Шредингера и Дирака. Позже наблюдение лэмбовского сдвига или расщепления $2s$ и $2p_{1/2}$ уровней (дважды вырожденных) привели к созданию так называемой теории перенормировки в квантовой электродинамике – логичному развитию квантовой механики. Обзор и историю этих событий можно посмотреть в работе Каршенбойма [5]. Однако и сегодня не только исследования с помощью спектра водорода, но и изучение самого этого спектра представляет интерес для науки.

Например, спектры антиводорода и обычного водорода теоретически должны совпадать. Если это не так, то мы получим нарушение так называемой СРТ-инвариантности. СРТ-инвариантность – это один из самых фундаментальных на сегодня законов сохранения, который гласит, что при одновременном изменении знаков у времени, пространства и заряда частицы (т.е. смены, скажем, «+» на «-» у радиус-вектора частицы \mathbf{r} , времени t , и знака заряда), не произойдет никаких изменений в характере протекания физических процессов, мир останется неизменным.

Если СРТ-инвариантность окажется нарушенной, теоретикам придется заново обосновывать базовые положения Стандартной модели, которая объединяет электромагнитное и слабое взаимодействия, и придумывать обоснование ОТО - общей теории относительности. Лоренц-инвариантность тоже окажется нарушенной, и положения специальной теории относительности тоже придется пересматривать.

Кстати, лет пятьдесят назад считали, что, СР-инвариантность должна быть всегда и «стоять вечно», однако давно доказано, что она нарушается. Так что нарушение СРТ, хотя и перевернет основы существующей физики, но не является совсем невероятным событием.

Еще одним интересным вопросом является изучение влияния гравитационного поля на атомы водорода и антиводорода, поскольку даже малейшее различие перевернет всю современную космологию.

Поиски нарушения СРТ-инвариантности и вообще любых различий между атомами водорода и антиводорода ведутся во многих лабораториях мира по самым разным физическим процессам и самыми разными способами. Из экспериментов по осцилляциям нейтральных К-мезонов (каонов) [6],[7] известен верхний предел на относительную величину СРТ-нарушения. Он равен 10^{-18} , что представляется совершенно фантастической величиной, тем не менее, атомная спектроскопия позволяет предложить новый эксперимент по улучшению этого результата.

В этом эксперименте предлагается методами лазерной спектроскопии сравнивать переход из состояния 2s, запрещенного правилами отбора, в состояние 1s. Естественная ширина такого перехода из-за запрещенности очень мала и составляет всего 10^{-15} , так что при сведении к минимуму отношения сигнал-шум, точность положения центра линии достигнет величины 10^{-3} , что даст нам желаемую суммарную точность в 10^{-18} .

Чтобы перевести атом в возбужденное 2s состояние и измерить его ширину, предлагается использовать так называемый метод двухквантовой бездоплеровской спектроскопии. Суть этой спектроскопии высокого разрешения в том, что при поглощении атомом двух фотонов, движущихся в противоположном направлении, вклады доплеровского уширения линий будут разных знаков и линейный доплеровский эффект пропадет, останется только квадратичный, а форма линии такого двухфотонного поглощения будет совпадать с формой однородно уширенной линии отдельного атома.

Идея эксперимента, таким образом, будет простой: лазерный луч пройдет через газ водорода или антиводорода, отразится от зеркала и снова пройдет через газ. Атом газа поглотит два фотона и перейдет из состояния 1s в состояние 2s. Далее, внешние электрические поля приведут к тому, что появится примесь из разрешенного 2p-состояния, из которого атом быстро вернется в невозбужденное 1s состояние. Испущенный квант будет зарегистрирован системой измерения. При этом из условия задачи «уйдет» линейный эффект Доплера и останется квадратичный, который даст требование на охлаждение атомов: их температура не должна превышать сотых градусов Кельвина. Сегодняшние методы лазерного охлаждения позволяют достичь примерно в десять раз меньшей величины, так что реализация эксперимента становится возможной.

Надо сказать, что придется использовать именно такую схему, с запрещенным переходом, поскольку даже переход из состояния 1s в состояние 2p (т.е. первое возбужденное состояние атома водорода), который одно время являлся эталоном измерения времени, известен всего лишь с точностью до 10^{-14} .

Кроме чисто спектроскопических проблем, существует еще множество сложностей для проведения эксперимента с антиводородом. Для начала надо создать достаточно много антипротонов и позитронов – античастиц электронов, заставить их соединиться и образовать антиводород, затем замедлить его до энергии, когда станет возможным его детальное изучение. При этом надо получить очень высокий вакуум, чтобы удержать антиводород, ведь любой антиатом при соприкосновении с веществом уничтожится – аннигилирует, с высвобождением огромного количества энергии. К тому же заряженными частицами управляют с помощью электрических или магнитных полей, а вот чем управлять нейтрально заряженными объектами, чьих соприкосновений с веществом нельзя допустить? Нужно получить спектр антиводорода и сравнить его со спектром водорода, полученным в тех же условиях с той самой точностью 10^{-18} !

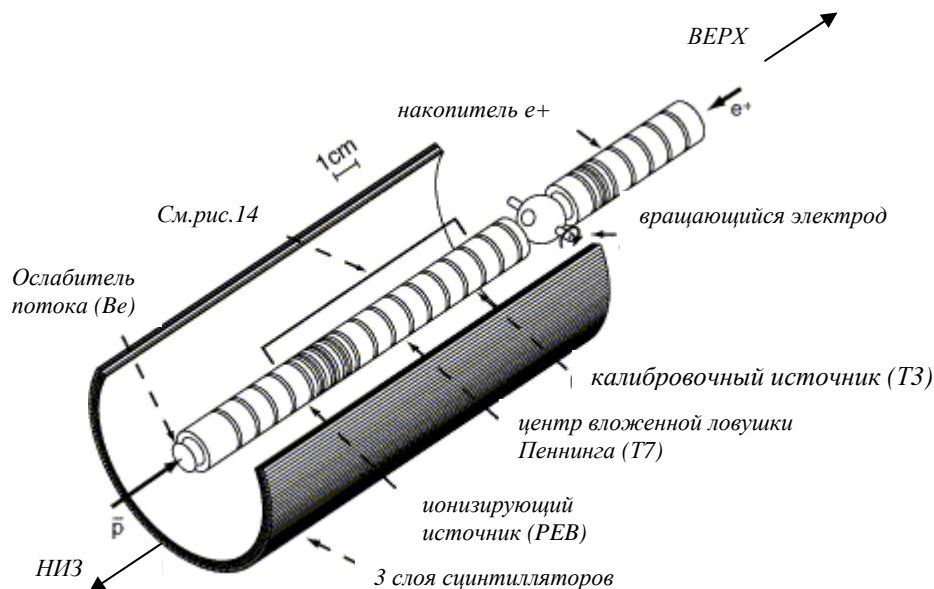


Рис.13. Схема ловушки, в которой охлаждаются антипротоны и получается антиводород в эксперименте ATRAP Collaboration (ЦЕРН). Здесь же указано расположение регистрирующей аппаратуры [8,9].

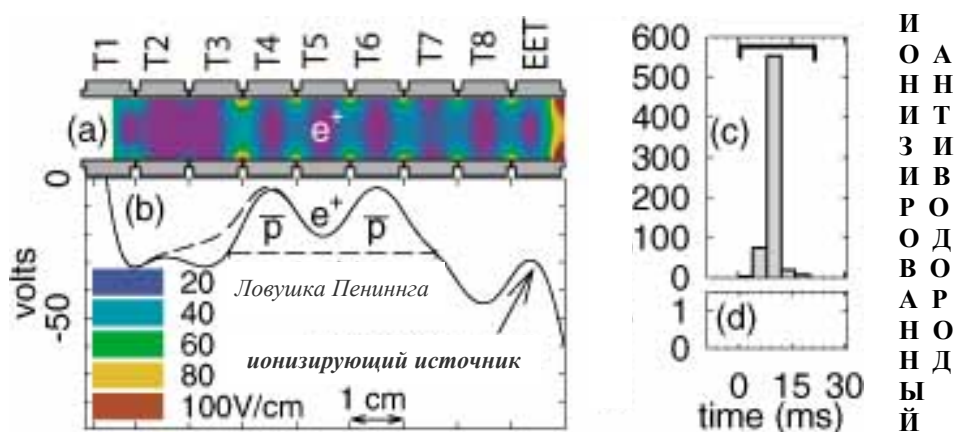


Рис. 14. Схема ловушки для атомов антиводорода в том же эксперименте [8,9]. Суть ловушки в том, что нейтральные атомы антиводорода могли продолжать двигаться в направлении, в котором двигался антипротон до захвата позитрона. При этом если антиводород оказывался в области потенциальной ямы (см. 2b), то он ионизировался сильным электрическим полем и снова становился антипротоном (но только таким, который перед тем находился в антиводороде), который регистрировался по аннигиляции с протонами стенок ловушки. Общее число атомов антиводорода определялось оценкой из числа ионизованных.

Одним словом, это довольно сложный проект, требующий использования всех достижений современной техники физического эксперимента, а также оригинальных научных и технических решений, на которых мы не будем останавливаться. Желающие могут почитать статью в УФН [10]. Однако уже вы можете стать свидетелями, как он будет реализован или даже принять в нем участие. Впервые атомы антиводорода были получены в Европейском Центре Ядерных Исследований (CERN) в 1995 г. в эксперименте PS210. Уже в начале нового века там же количество полученных атомов антиводорода достигло 170 тысяч [8,11] и планируются первые спектроскопические эксперименты.

Изучения спектра водорода представляет свой интерес и в астрофизике [12]. Как известно, основное вещество нашей Вселенной – водород, поэтому неудивительно, что его спектр остается одним из базовых для изучения. Правда, при этом он редко служит для идентификаций различных объектов, однако есть исключения из этого правила.

Существуют так называемые «зоны НII» - широко распространенный вид туманностей, где водород почти полностью ионизирован ультрафиолетовым излучением звезд. Такие зоны НII образуются около горячих звезд О и В-классов в случае, если сама звезда или группа звезд находится в плотном газовом облаке. Впрочем, есть и случаи, когда звезда находится рядом с облаком и создает слабое свечение, что тоже дает зону НII, только низкой плотности. Планетарные туманности – еще одна разновидность таких образований.

Зоны НII являются индикаторами мест звездообразования и в силу этого весьма интересуют современную астрономию и астрофизику. Изучают же НII в спектральных линиях водорода и запрещенных линиях тяжелых элементов.

Дело в том, что на границах спектральных серий водорода есть значительные скачки яркости (до 5 раз!), которые удобно использовать для идентификации линий спектра. Обычно используют три скачка – бальмеровский, пашеновский и лаймановский на соответствующих

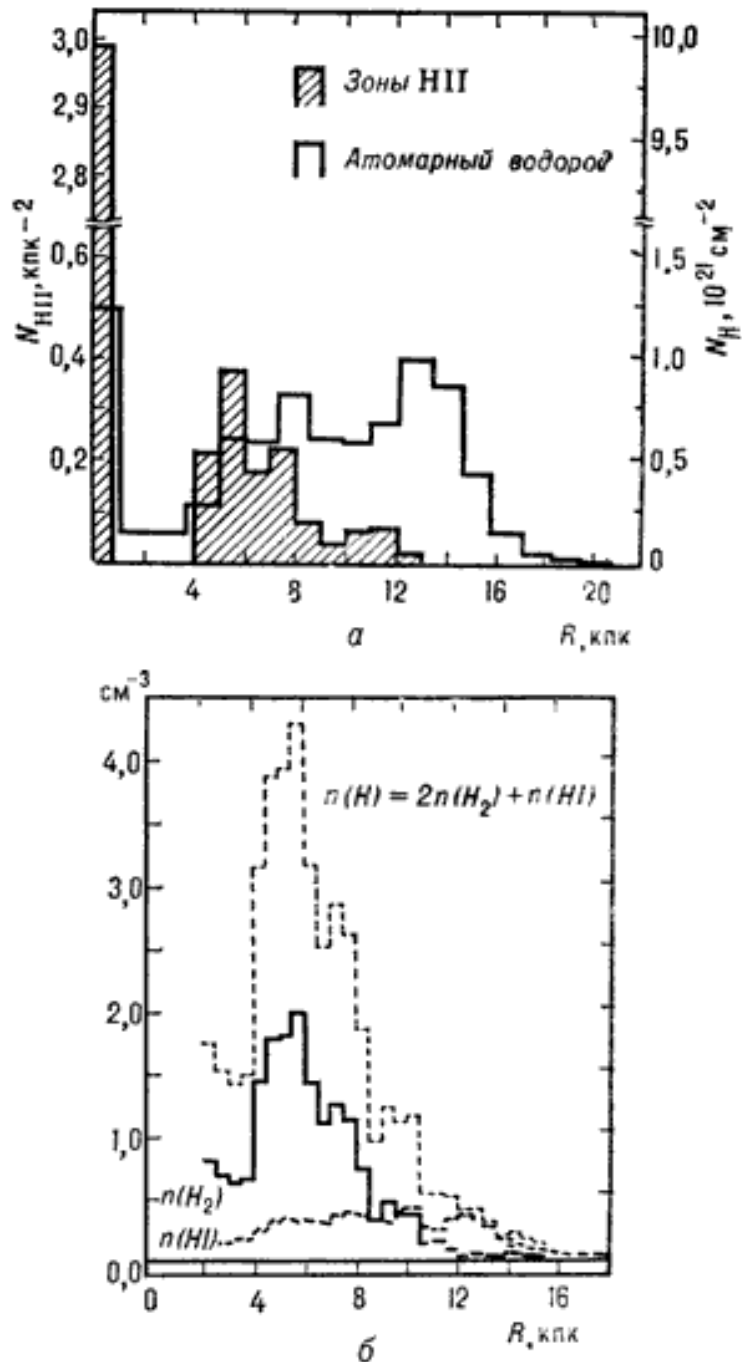


Рис.15. а - Распределение атомарного водорода (т.н. зоны НI) и ионизованного водорода (НII) в диске Галактики от расстояния от центра в килопарсеках (парсек – расстояние до объекта, чей годичный параллакс (т.е. разница положений для наблюдателя с Земли зимой и летом) равен 1 угловой секунде, это 206 265 а.е. или 3,258 свет. года, или $3,086 \cdot 10^{13}$ км). Слева – число гигантских зон НII, справа – поверхностная плотность атомов водорода на единицу поверхности диска [13]. б – Распределение средней концентрации атомарного и молекулярного водорода и суммарная концентрация атомов водорода [14].

границах спектральных серий. Чаще всего в астрофизике используют бальмеровский скачок на $\lambda=3646 \text{ \AA}$.

Природа этих скачков двоякая и связана как со спектром поглощения, так и со спектром излучения водорода. С одной стороны, вызваны они тем, что при больших значениях главного квантового числа n (порядка $n \approx 15$), происходит наложение линий соответствующей серии. Иначе говоря, тогда, когда ширина каждой линии становится сравнимой с расстояниями между ними, они попросту сливаются в яркое пятно. Для белых карликов, т.е. горячих и плотных звезд с высоким давлением атмосферы, уширение может достигнуть сотен ангстрем и может возникнуть впечатление, что в этих местах продолжается непрерывный спектр излучения. При этом бальмеровский скачок сдвинут в сторону бо́льших λ .

С другой стороны, скачок вызывается разницей в коэффициенте поглощения непрерывного излучения атомами водорода вблизи длины волны скачка. Если температура атмосферы звезды выше $10\,000\text{K}$, то излучение будет поглощаться нейтральным водородом, причем по одну сторону этого скачка – в сторону большей энергии фотонов (и более коротковолнового излучения) – атомы водорода ионизуются со всех уровней, а по другую – только с $n=3$ и выше. Это приводит к тому, что на длине волны самого скачка $\lambda=3646 \text{ \AA}$ и более, атмосфера звезды становится более прозрачной, и мы видим более глубокие и горячие слои, с высокой интенсивностью излучения. В коротковолновой же части излучение может прийти только от поверхностных слоев, где оно слабое.

По положению бальмеровского скачка, уширению линии и перепаду интенсивности излучения делают выводы о классе светимости, давлении и других параметрах звезд, более того, современная классификация звезд разработана на основе именно этих трех показателей бальмеровского скачка. Кроме того, скачок может иметь разный знак для излучений звезд и туманностей, что позволяет различать свечение звезд и их газовых оболочек. Самый большой скачок наблюдается у звезд класса А и F, в ядрах галактик, квазаров, газовых туманностей и т.п.

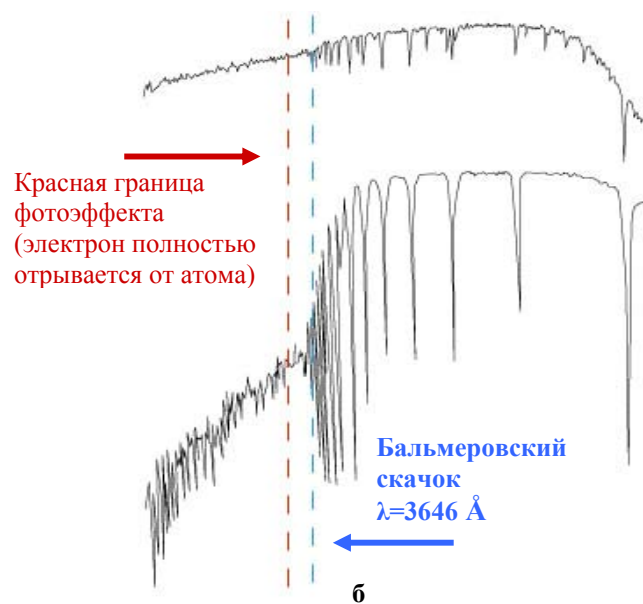
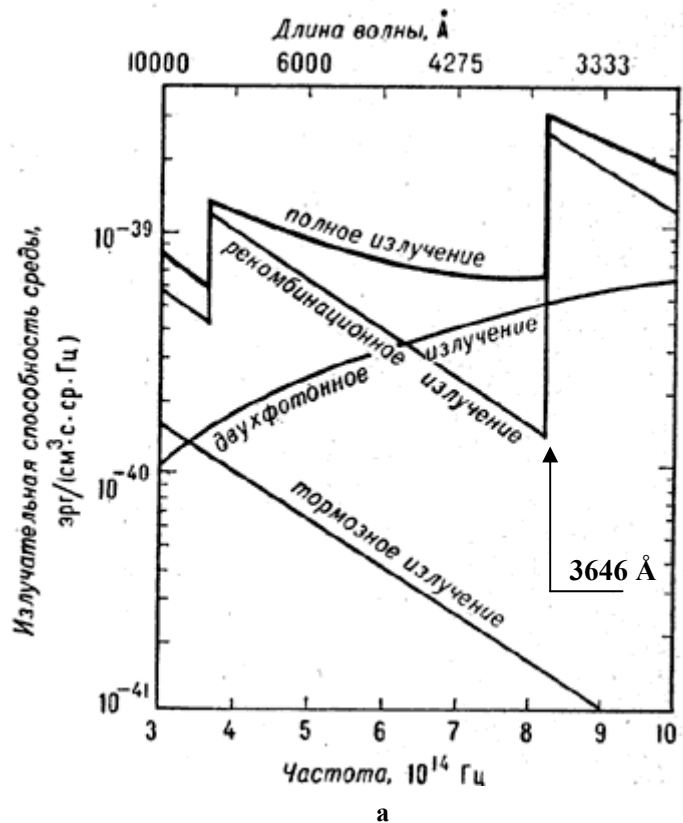


Рис. 16. Спектр зон НII.

а) Непрерывный спектр излучения звезды и вклады в него от различных процессов. Видны два скачка – бальмеровский и пашеновский.

б) Сверху – спектр звезды типа G без особенностей, внизу – спектр звезды класса A с бальмеровским скачком.



Рис.17. Объект **M51** (**Messier 51**, **Мессье 51**, **NGC 5194/5194**, **Галактика Водоворот** в созвездии Гончих Псов) [15]. Места, окрашенные красным - области Н II, которые определяют спиральные рукава.

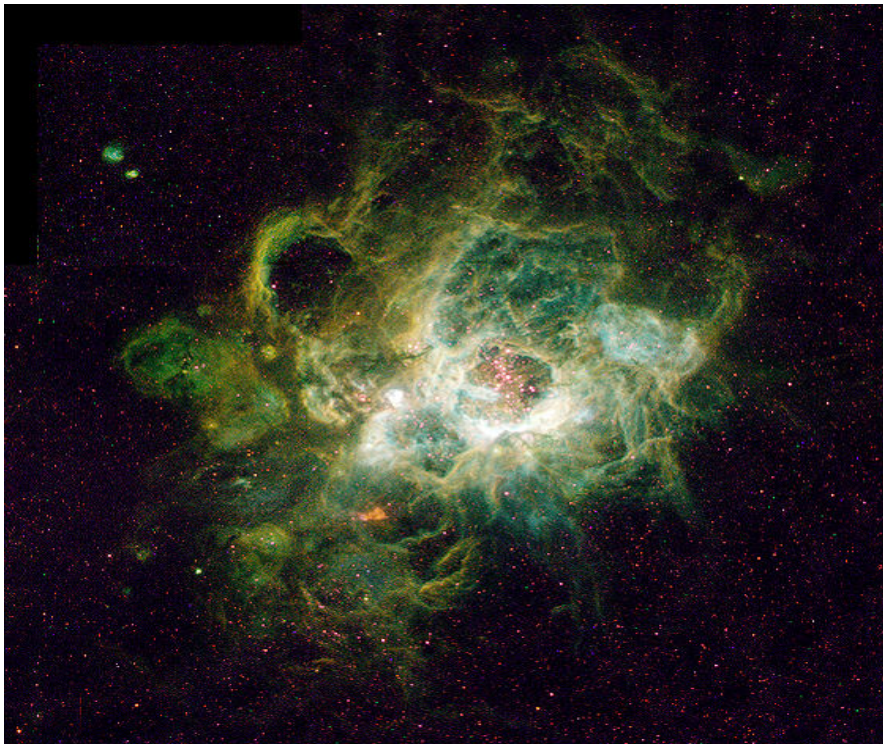


Рис.18. NGC 604, гигантская область Н II в Галактике Треугольника [16]

Если говорить о более «приземленных» вопросах современной науки, то одно из заданий вашей лабораторной работы – определение постоянной Ридберга – тоже представляет собой значительный интерес, связанный с изучением простейших атомов – дейтерия и водорода, а также «лептонных» атомов, так называемого позитрония (Ps) и мюония (Mu). Позитроний – это некоторый аналог атома водорода, только роль протона у него выполняет положительно заряженная античастица электрона – позитрон. Позитроний был открыт давно, еще в 1951 г. и с тех пор неизменно оказывается объектом внимания исследователей. Оказалось, что его размер в два раза больше размера атома водорода, а с точки зрения квантовой механики, такая система может находиться всего в двух состояниях, которые названы орто- и парапозитронием (в «орто» состоянии спины направлены параллельно, это возбужденное состояние, в «пара» – антипараллельны, это основное состояние). Химические свойства позитрония близки к свойствам водорода. В любом состоянии позитрония возможна аннигиляция электрона с позитроном, собственно, этот процесс и определяет время жизни такой системы. Аналогично дело обстоит и с мюонием – системой, состоящей из положительно заряженного мюона и электрона. (Мюон – это частица, являющаяся полным аналогом электрона, только в 200 раз более тяжелая. Античастица мюона – тоже мюон, только положительно заряженный, это аналог позитрона.) Интерес к таким лептонным системам обусловлен, главным образом тем, что все частицы, из которых они состоят, участвуют только в электромагнитном и слабом взаимодействиях, которые хорошо рассчитываются, в то время как протон участвует еще в сильном взаимодействии, точный расчет которого на сегодняшний день невозможен.

Нельзя сказать, что измерения параметров позитрония и мюония закончились, хотя мы уже очень многое знаем об этих системах. Но главное, что все экспериментальные данные, полученные для позитрония и мюония, включая химические свойства соединений, которые они образуют, блестяще подтвердили выводы квантовой электродинамики – науки, которая описывает электромагнитное взаимодействие частиц с позиций квантовой теории. Квантовая электродинамика, в частности, предсказала очень интересное явление, сегодня широко известное спектроскопистам – лэмбовский сдвиг энергии связи, который вызывается взаимодействием атома с самим электромагнитным полем.

Водород и его спектр часто оказываются объектами, на которых тестируются современные спектроскопические методы, поскольку для них существует точное решение уравнения Шредингера, позволяющее сравнивать экспериментальные результаты с теоретическими предсказаниями. Кроме того, хотя точного описания ядра на сегодняшний день нет, ядро атома водорода (протон) является самым простым и изучено наилучшим образом, что позволяет проводить своего рода калибровку любого нового способа измерений.

Сегодня в спектроскопии существуют три основные схемы прецизионных измерений, связанные с постоянной Ридберга и сдвигом Лэмба. Это малые расщепления уровней энергии – они измеряются радиоспектроскопическими методами, для которых эффект Доплера незначителен; точные измерения переходов в серии Бальмера, которые реализуются с помощью лазеров видимого света и метода насыщения поглощения атомами; и измерения запрещенных переходов, которые реализуются с помощью ультрафиолетовых лазеров через двухфотонное поглощение [17].

Подводя итоги нашего Приложения, можно сказать, что атом водорода и его спектр не только остаются по сей день мощными и надежными средствами изучения самых разных разделов физики от микромира до макросистем и строения Вселенной, но и сами по себе представляют большой научный интерес.

Библиографический список

1. Вихман Э. Квантовая физика. М., 1977.
2. Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия. 3-е изд. М.: КомКнига, 2006.
3. Данин Д.С. Нильс Бор. М.: Молодая гвардия, 1978.
4. Джеммер М. Эволюция понятий квантовой механики. М., 1985.
5. Каршенбойм С.Г. Лэмбовский сдвиг в атоме водорода. ЖЭТФ 106 (1994) 414-424.
6. Carosi R. et al. Phys. Lett. B 237 303 (1990).
7. Adler R. et al. (CPLEAR Collab.) Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 56A 361 (1997).
8. G.Gabrielse, N.S.Bowden, P.Oxley et al. Phys.Rev.Lett., v.89, 213401 (2002).
9. Онищенко Е. Много холодного антиводорода в ЦЕРНе - некоторые подробности. Электронный журнал Scientific.ru (22.11.2002). <http://www.scientific.ru/journal/antihydrogen.html>
10. Л.И.Меньшиков, Р.Ландуа. «Состояние исследований по «холодному» антиводороду» УФН, т.173, 2003, 233-263. http://ufn.ru/ufn03/ufn03_3/Russian/r033a.pdf
11. M.Amoretti, C.Amsler, G.Bonomi et al. Nature, v.419, 456 (2002).
12. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Физика межзвездной среды, М., 1979, 592с.;
13. Watson W.D. Rev.Mod.Phys. v.48 (1976), p.513;
14. Mezger P.G., Smith L.F. Astron. Astrophys. V.47(1976), p.143;
15. Фотография объекта **M51 (Messier 51, Мессье 51, NGC 5194/5194, Галактика Водоворот в созвездии Гончих Псов)** взята с сайта NASA:
<http://www.spacetelescope.org/images/large/heic0506a.jpg>
<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap050428.html>
<http://www.spacetelescope.org/images/html/heic0506a.html>
16. Фотография объекта **NGC 604 в Галактике Треугольника** взята с сайта NASA:
<http://grin.hq.nasa.gov/ABSTRACTS/GPN-2000-000972.html>
http://grin.hq.nasa.gov/BROWSE/galleries_3.html
17. Летохов В.С., Чеботаев В.П. Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. М., «Наука», 1990.