

ВОЛНОВАЯ ФИЗИКА

Курс лекций для ФМШ

Часть 2. СТРОЕНИЕ ВЕЩЕСТВА

6. АТОМЫ И ЯДРА

А. П. Ершов

11 апреля 2011 г.

Глава 6

АТОМЫ И ЯДРА

6.1 Атомы. Принцип Паули

Атом водорода. Для расчета атома водорода надо вставить в уравнение Шредингера потенциальную энергию $-e^2/(4\pi\epsilon_0 r)$. В прямоугольных координатах $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = E\Psi.$$

Шредингер получил решения, и нашел тот же самый спектр водорода, что и Бор. Прямой подстановкой легко проверить, что функция $\Psi = (1/\sqrt{\pi a^3}) \cdot \exp(-r/a)$ есть решение, если $a = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / m e^2 \approx 0,5$ ангстрема – уже известный нам боровский радиус, при этом энергия $E = -m^2 e^4 / (2(4\pi\epsilon_0 \hbar)^2) = -13,6$ эВ. Это состояние называется основным, его энергия соответствует нижнему уровню ($n = 1$), найденному Бором. Однако реальный атом, в отличие от атома Бора, уже не плоский – в основном состоянии он сферически симметричен; кратко это состояние обозначают 1s. Наглядные картинки химиков именно и показывают поверхность, где модуль Ψ либо его квадрат равны некоторой заданной величине. Для s-состояния Ψ не зависит от углов (картинка – сфера).

Только при боровских значениях энергии $E = -13,6/n^2$ эВ, $n = 1, 2, 3, \dots$ имеются разумные решения, для которых волновая функция стремится к нулю на бесконечности, что соответствует попросту тому, что электрон с отрицательной полной энергией нельзя поймать вдали от ядра. Кулоновская яма, хотя ее стенки «мягкие», действует похоже на прямоугольную: дискретный спектр определяется условием спадания на бесконечности. Момент импульса в 1s-состоянии нулевой. Такие же s-состояния есть для всех уровней энергии, но при $n > 1$ есть еще и состояния с ненулевым моментом, обозначаемые p, d, ... , см. ниже. В рассмотренном приближении момент импульса не влияет на энергию. Однако реально имеется слабое влияние, от чего состояния с $n > 1$ расщепляются на несколько близко расположенных уровней (так называемая тонкая структура). Для водорода уточненная теория прекрасно совпадает с экспериментом.

При $n = 2$ имеются 4 возможных состояния (уравнение Шредингера имеет 4 различных решения). Одно из них – симметричное s-состояние, с нулевым моментом импульса.

Три других – это р-состояния с моментом $l = 1$ (l обозначает момент импульса электрона в единицах \hbar , то есть $L = l\hbar$)¹. Они отличаются проекцией m момента на ось z , которая может быть равна -1 , 0 или $+1$. Состояние ($l = 1, m = 0$) – это хорошо знакомая из учебников химии р – орбиталь, похожая на «пространственную» восьмерку, вытянутую вдоль оси z . Состояния с $m = \pm 1$ напоминают тор, «внутри» которого электрон вращается вокруг оси z в ту или другую сторону. (Химики вместо таких орбиталей пользуются эквивалентным набором из двух восьмерок, вытянутых вдоль осей x и y). Энергии всех четырех состояний одинаковы (если отвлечься от тонкой структуры).

Принцип Паули. Атомы всех элементов, кроме водорода, имеют несколько (и даже много) электронов. Ядро с зарядом Ze должно удерживать Z электронов для нейтральности вещества.

Казалось бы, все электроны должны «упасть» в основное состояние. С учетом взаимного отталкивания электронов это состояние должно быть мало похоже на «водородное». Однако эксперимент показал, что внешние электроны в атомах щелочных металлов находятся в состояниях, похожих на возбужденные состояния водорода. И вообще, в свойствах элементов прослеживается периодичность, зафиксированная Менделеевым в его таблице. При сваливании электронов в кучу на нижнюю орбиту нет никаких оснований ожидать периодичности.

Для решения этого парадокса В. Паули предложил свой принцип исключения, или принцип запрета (1925). Электроны устроены так, что никакие два из них не могут находиться в одном и том же состоянии. Принцип Паули позволяет разобраться в повторяемости свойств элементов.

Будем мысленно добавлять электроны к исходному ядру. Первый электрон разместится на нижней орбите. Второму уже сюда не пойдет, ему придется летать повыше. Для него ядро с внутренним электроном – это нечто вроде ядра предыдущего элемента, с зарядом $Z - 1$. Но тогда гелий должен напоминать по химическим свойствам водород, чего и близко нет. Эту проблему удалось решить, учитывая новую собственную степень свободы электрона. Оказалось, что на внутренней оболочке размещаются все-таки два электрона, различающиеся этой новой переменной (сейчас о ней говорят как о проекции спина). Поэтому гелий содержит два s-электрона на нижней орбите ($n = 1$). Следующий элемент, литий, еще имеет третий электрон, который вынужден поместиться на втором уровне ($n = 2$). Этот электрон атом лития легко отдает, вступая в химическую реакцию. Так последовательно можно описать всю периодическую таблицу. Сама возможность сохранять те же обозначения уровней для многоэлектронных атомов определяется тем, что внутренние электроны экранируют часть заряда ядра в довольно небольшой области пространства (размер нижней орбиты пропорционален $1/Z$). Поэтому для внешних остаются состояния с большими n , но по-прежнему в поле, похожем на кулоновское. Отсюда следует, что размеры атомов, определяемые внешними электронами, сравнительно слабо зависят от атомного номера (хотя периодические

¹Точнее, величина момента импульса равна $\sqrt{l(l+1)}\hbar$, но для краткости принято называть моментом импульса его максимальную проекцию на выбранную произвольно ось; она равна $l\hbar$.

колебания присутствуют, см. приложение).

Спин. О спине следует поговорить подробнее. Постоянная Планка имеет размерность момента импульса и действительно является квантом момента. Опыт показывает, что возможные проекции момента на любую данную ось отличаются на целое кратное \hbar .

Из симметрии ясно, что максимальная и минимальная проекции равны по величине и противоположны (например, могут быть состояния $(+\hbar, 0, -\hbar$ для р-электрона). Но симметрия и квант момента допускают и другой тип состояний, когда проекции не целые. Легко убедиться, что еще возможны только полуцелые значения, например, $(+3\hbar/2, +\hbar/2, -\hbar/2, -3\hbar/2)$. Здесь тоже соседние значения отличаются на \hbar , а крайние – симметричны. Простейший такой случай – это только две возможных проекции $(+\hbar/2, -\hbar/2)$. Эти половинки выглядят странно. И в модели Бора, и в действительности орбитальное вращение дает целый момент. Но все-таки вторая возможность осуществляется в природе, только половинка связана не с обращением электрона вокруг ядра, а принадлежит ему самому. Оказалось, что электрон сам по себе имеет внутренний момент импульса, равный $\hbar/2$ (точнее, его проекция $\pm\hbar/2$). Этот собственный момент и называется спином. Опуская масштаб \hbar , говорят, что спин электрона равен $1/2$.

Спин не имеет классического аналога. В частности, противоречиво представление спина как результат вращения «твердого» электрона вокруг оси. Действительно, пусть электрон – это вращающийся шарик размера r . Если r взять равным боровскому радиусу, тогда скорость поверхности будет порядка скорости электрона в атоме (ведь орбитальный момент импульса тоже порядка \hbar). Но трудно представить себе такой крупный электрон; естественнее считать его гораздо меньшим, чем атом. Если электрон меньше атома хотя бы в 100 раз, то окружная скорость вращения превысит скорость света.

К открытию спина привел **опыт Штерна–Герлаха** (1922). Опыт состоял в пропускании пучка атомов серебра через область неоднородного магнитного поля, в основном поперечного скорости атомов. Магнитный момент атома пропорционален его механическому моменту. Магнитный момент, параллельный полю, втягивается в область сильного поля, антипараллельный – напротив, выталкивается. Пучок атомов с целым моментом расщепился бы на **нечетное** число компонент (например, для момента 1 – с проекциями на направление магнитного поля $+1, 0$ и -1). Для проверки этого квантования проекции и предпринимался опыт². Серебро (атомный номер 47) имеет один внешний электрон в s-состоянии. Ожидалось, что его атомы вообще не будут отклоняться: s-состояние, как симметричное, имеет нулевой момент, а моменты внутренних электронов компенсированы.

Однако пучок расщепился на **две** проекции (соответствующие двум проекциям спина внешнего электрона: вдоль и против поля). Тот же результат получился и для пучка атомов водорода. Для объяснения этих экспериментов и была предложена Гаудсмитом и Уленбеком концепция спина (1925); теоретически она обоснована Паули в 1927 г.

Частицы с полуцелым спином называют **фермионами**, так как они подчиняются

²При непрерывном «классическом» распределении наблюдалось бы непрерывное размытие пучка.

статистике Ферми – Дирака, в которой нельзя занимать одно состояние более чем одной частице. Это, собственно, и есть принцип Паули (который применим именно для объектов с полуцелым спином). Практически весь наблюдаемый мир состоит из фермионов (нейтрон, протон, электрон). Именно принцип Паули обеспечивает жесткость и непроницаемость предметов. Нельзя проткнуть стол пальцем, потому что для электронов пальца нет места в атомах стола. Все нижние состояния заняты, и приходится размещать электроны выше, на что тратится много энергии.

Для частиц с целым спином (**бозонов**) применима статистика Бозе – Эйнштейна, в которой сколько угодно частиц могут быть в одном состоянии и даже предпочитают такую тесноту (наиболее знакомый из них – фотон, спин 1). Бозоны переносят взаимодействия между фермионами (например, фотон – переносчик электромагнитного взаимодействия). Если четное число фермионов объединяются в тесно связанную систему, то суммарный спин получается целым, и система ведет себя как бозон (пример – α -частица, спин 0). Конечно, это приближение, оно годится, пока система хорошо изолирована, например, α -частица не обменивается нуклонами с другими ядрами.

6.2 Состав ядра. Ядерные силы

Поскольку обнаружилось, что масса атома практически сосредоточена в ядре, и было известно, что массы атомов примерно целые числа, если массу водорода принять за 1, то вначале возникло предположение, что ядра составлены из одинаковых частиц, а именно протонов – ядер водорода. Термин «протон», от греч. *πρωτος* – первый, ввел Э. Резерфорд в начале 20-х годов. Таким образом, в отличие от электрона и большинства других частиц, протон не был «открыт» внезапно, такого-то числа. Правильнее сказать, что понятие протона зародилось одновременно с планетарной моделью и сформировалось постепенно, по ходу накопления данных.

Заряд всех ядер, кроме водорода, при чисто протонном составе был бы слишком велик (например, 16 у кислорода, вместо 8). Думали, что протон можно нейтрализовать электроном, с образованием некой устойчивой системы. Если часть протонов в ядре «проглотит» по электрону, то с зарядом все будет в порядке. Но ведь заведомо известное связанное состояние протона и электрона – атом водорода. Как электрон может скрываться в ядре, которое на 5 порядков меньше размерами, было не ясно. Кроме того, спины и электрона, и протона равны 1/2. Составная частица имела бы целый спин (например, нулевой), что противоречило данным о спинах ядер. Например, азот имел бы 14 протонов и 7 электронов в ядре, т.е. нечетное число частиц спина 1/2. Однако спин ядра азота оказался четным (равным 1).

Нейтрон. В 1932 г. Д. Чедвик открыл нейтрон. При бомбардировке бериллия α -частицами возникало необычное излучение (В.Боте, Г.Беккер, 1930). Бериллий – активный и очень ядовитый металл. Возможно, из-за этого до него дошла очередь так поздно. В современных обозначениях происходит реакция



Необычность состояла в проникающей способности: излучение легко проходило через несколько см металла. Для сравнения: α -излучение задерживается папиросной бумагой, β – миллиметровым слоем металла. И даже γ – лучи от известных источников ослаблялись гораздо сильнее нового излучения.

Отсюда следовало, что новые частицы не имеют электрического заряда. Они не оставляли никаких треков в камере Вильсона или в фотоэмульсии. Заметить же их удалось, потому что излучение выбивало ядра из окружающей среды, например, протоны из парафинового образца (И.Кюри, Ф.Жолио, 1932). Протон заряжен, и за ним уже можно наблюдать. Сравнивая энергии вылетающих протонов и ядер азота, выбиваемых из молекул N_2 в объеме камеры Вильсона, Чедвик показал, что новое «излучение» – это не γ -лучи, как думали Кюри и Жолио, а нейтральные частицы с массой, примерно такой же, как у протона. Для них уже было готово имя – нейтроны. К этому моменту Чедвик вместе с Резерфордом искали нейтрон в свободном состоянии более 10 лет.

Состав ядра. Изотопы. Нейтрон идеально подошел на роль недостающей компоненты ядра. В том же 1932 г. Д.Д. Иваненко и В. Гейзенберг предложили нейтронно-протонную модель ядра, которая принята и сейчас: $A = Z + N$, где A – массовое число, Z – число протонов (то есть заряд ядра), N – число нейтронов. Если пренебречь малой разницей масс протона и нейтрона, то же самое уравнение довольно точно годится для суммарной массы ядра. Существо модели, конечно, не в этом уравнении, а в представлении, что нейтрон – не составной агрегат, а элементарная частица, как и протон, со спином $1/2$. Конечно, подтверждение гипотезы потребовало массы экспериментов.

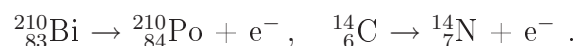
В таблице Менделеева легко найти дробные массы элементов (например, хлор: 35,453). На самом деле почти все элементы – это природные смеси **изотопов**. Изотопы отличаются друг от друга числом нейтронов N при данном заряде Z . Природный хлор содержит $3/4$ изотопа ^{35}Cl и $1/4$ ^{37}Cl . Заряд определяет число электронов в атоме и, следовательно, химические свойства элемента. Изменения же N только немножко влияют на размер ядра. А раз ядро такое маленькое, то заметного влияния его размера на электроны (и, значит, на химические свойства) нет.

Свойства нейтрона. Точные измерения массы нейтрона дают 1,008665 атомных единиц (у протона 1,007276). В единицах массы электрона нейтрон «весит» 1838,6, а протон 1836,1. Разность масс около 2,5 электрона позволяет нейтрону распадаться на электрон и протон. Вначале уравнение реакции представляли в виде:



Время жизни свободного нейтрона около 900 секунд. Поэтому в таблице Менделеева нет «нулевого» элемента – нейтрона.

Нейтроны могут также распадаться в ядрах, например



Это и есть β – распад, один из классических видов радиоактивности. Все же большинство естественных ядер (около 260) стабильны: найдено всего около 40 природных радиоактивных изотопов. Почему нейтрон, находящийся в стабильном ядре, не распадается? Физическое объяснение в том, что распад нейтрона в таком ядре энергетически

невыгоден из-за действия ядерных сил. Замена нейтрона на протон модифицирует взаимодействия так, что энергия (и масса) ядра возрастают.

Спин нейтрона, как и протона, $1/2$. Следовательно, нейтрон не позволяет близким соседям – нейтронам находиться в том же состоянии.

Написанные выше реакции не совсем правильны. Оказалось, что энергия вылетающего электрона не фиксирована – она «гуляет» от нуля до максимального значения $1,5m_e c^2$. Кроме того, нарушено сохранение момента – из одного спина $1/2$ получилось два таких. Для случая β – распада ядер Паули в 1930 г. постулировал существование новой частицы, которая так слабо взаимодействует со всеми остальными, что всегда улетает незамеченной (кстати, под названием «нейтрон»). Этой частице и передается остаток энергии распада, не доставшийся электрону. Спин ее тоже $1/2$, так что можно сохранить полный момент. После открытия «настоящего» нейтрона, в 1934 г., Ферми предложил называть изобретенную Паули частицу «нейтрино» (итал. уменьшительное от «нейтрон»). Правильное уравнение распада нейтрона:



Только в 1953 г. нейтрино были зарегистрированы в эксперименте³.

На первый взгляд, распад нейтрона указывает на его составную природу (протон + электрон + нейтрино). Но есть примеры распада протона в нейтрон. Сам по себе протон стабилен, но в некоторых ядрах, где протоны в избытке, один из них распадается:



Здесь e^+ – это позитрон, античастица электрона. (Строго говоря, в этой реакции вылетает то, что называют нейтрино ν , при распаде же нейтрона вылетает антинейтрино $\bar{\nu}$). Более того, можно сделать протоны и нейтроны при столкновении быстрых электронов и даже γ – квантов, внутри которых уж точно нет никаких частиц вещества. Значит, при распаде частицы не «освобождаются» (как осколки снарядов, камней и даже атомов), а рождаются, если для этого хватает энергии.

Как уже говорилось, нейтрон не имеет электрического заряда и поэтому не оставляет за собой ионизованного «хвоста». Только попав в ядро, он проявляет себя – может отскочить упруго, к некоторым ядрам прилипает, переводя их в более тяжелый изотоп. Нейтроны могут и разбивать ядра. Это разнообразие свойств делает нейтроны лучшим инструментом воздействия на ядро и определяет их использование на практике.

Оценим длину свободного пробега L , предполагая, что сечение столкновения σ нейтрона с ядрами геометрическое – порядка барна (10^{-24} см²). Тогда $L \sim 1/n\sigma \approx 10$ см при характерной для конденсированного вещества плотности ядер 10^{23} см⁻³. Это объясняет значительную проникающую способность нейтронов.

Ядерные силы. Мы видели, что атом в основном – электрическая система. Основную роль играют кулоновские силы. Разумеется, для ядра это не так, ведь заряд ядра не компенсирован. Что-то должно сдерживать ядро от развала.

Близость масс нейтрона и протона не случайна. Эти частицы родственны, и их

³Паули предложил приз за обнаружение нейтрино (корзину шампанского) и сдержал слово.

вместе называют нуклонами, составными элементами ядра (от лат. nucleus – ядро).

Опыт показывает, что между нуклонами существуют значительные силы притяжения. Они действуют только на «ядерных» расстояниях порядка $r \approx 10^{-15}$ м (что следует хотя бы из способности нейтронов проникать в вещество). Но в этой маленькой области ядерные силы значительно превосходят кулоновские. Различие сил между парами nn, pr и pp мало (что и дает основание для использования понятия нуклона).

Например, рассмотрим дейтрон – ядро тяжелого водорода, состава пр. Энергия связи протона и нейтрона по измерениям равна 2,2 МэВ. Для сравнения оценим электрическую энергию взаимодействия протонов, удаленных на r : $e^2/(4\pi\epsilon_0 r) = 2,5 \cdot 10^{-38} \cdot 9 \cdot 10^9 / 10^{-15} = 23 \cdot 10^{-14}$ Дж = 1,5 МэВ. На первый взгляд, ядерные силы лишь немного больше кулоновских. Но мы не учли еще кинетическую энергию нуклонов. Раз они витают в объеме размера r , им положено иметь кинетическую энергию $\sim \hbar^2/2mr^2 = 3 \cdot 10^{-12}$ Дж ≈ 20 МэВ! Следовательно, ядерные силы запасают не только 2,2 МэВ энергии связи, но и еще около 40 МэВ, сдерживающих нуклоны, которые стремятся разбежаться за счет кинетической энергии «нулевых колебаний». Получаем, что работа ядерных сил примерно в 30 раз больше работы кулоновских. Соотношение сил еще более резкое, так как ядерные силы короткодействующие. В общем принято считать, что ядерные силы в «своем» диапазоне расстояний примерно на два порядка больше электрических.

Два протона на расстоянии r отталкиваются с электрической силой $e^2/(4\pi\epsilon_0 r^2) = 2,5 \cdot 10^{-38} \cdot 9 \cdot 10^9 / 10^{-30} = 2,3 \cdot 10^2$ Н, или около 23 кГ! Наконец мы добрались до ощутимых порядков величины в микромире. Соответственно характерная ядерная сила между двумя нуклонами порядка 1 – 2 тонн. Из-за короткодействия ядерные силы подобны молекулярным. Ядро ведет себя как капля «нуклонной» жидкости, объем капли пропорционален числу нуклонов A .

Ядерные силы несколько зависят от направления спинов. Например, в дейтроне спины параллельны, так что спин дейтрона в целом 1. Вспомним, что большая часть отрицательной энергии притяжения компенсируется кинетической энергией, и на энергию связи остается всего $\sim 10\%$ (2,2 МэВ). При антипараллельных спинах взаимодействие чуть слабее, и устойчивого ядра не получается. По этой же причине не бывает динейтрона (nn) и ядра ${}^2\text{He}$ (pp), так как в них по принципу Паули спины должны быть противоположны.

Энергия связи. Масса атома дейтерия 2,014102, водорода 1,007825, нейтрона 1,008665 атомных единиц. Дейтрон чуть легче, чем пара n, p: дефект массы $\Delta m = 0,002388$. Это около 0,12 процента массы, что вполне измеримо на хороших весах.

Дефекту массы соответствует энергия связи Δmc^2 . Одна атомная единица – это примерно 940 МэВ, то есть $\Delta mc^2 = 0,002388 \cdot 940 = 2,2$ МэВ (эта цифра уже упомина-

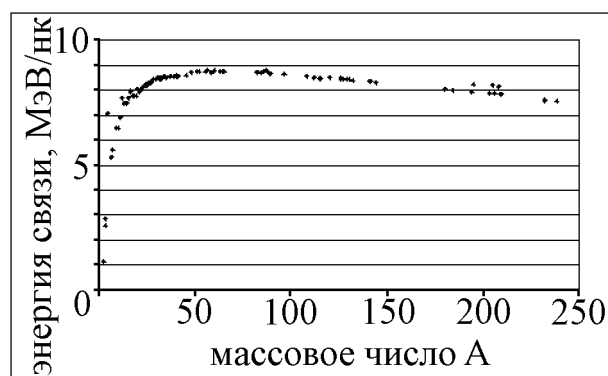


Рис. 6.1.

лась). Таким же образом, по существу простым взвешиванием, можно найти энергию связи для любого изотопа. График удельной энергии связи E (рассчитанной на один нуклон) от массового числа A показан на рис. 6.1. Так как одинаковые A могут быть у разных элементов, обычно рисуются усредненные данные по стабильным ядрам.

Для протона $E = 0$. При малых A энергия связи быстро растет, так как увеличивается число соседей нуклона (или, другими словами, падает роль поверхности). У элементов, близких к железу ($A = 56$) E имеет максимум $8,7 - 8,8$ МэВ/нк. Это наиболее устойчивые ядра. В принципе все вещество должно преобразоваться в железо, но это процесс медленный (или можно сказать, что Вселенная еще молода). Далее с ростом A устойчивость снова уменьшается (в частности, из-за кулоновского отталкивания).

6.3 Реакции деления. Цепная реакция

Ядерные реакции деления важны как практически доступный источник энергии. Прежде чем рассматривать деление, остановимся на классических видах радиоактивности.

Неустойчивость ядер. Для устойчивости ядра необходим некоторый баланс между числами нейтронов N и протонов Z . Карта возможных ядер с выделением более или менее стабильных изотопов показывает, что границы этого баланса довольно узкие. Можно сказать, что существует вытянутая «долина устойчивости» с крутыми берегами (см. рис. 6.2⁴). Ядра с избытком нейтронов стремятся превратить нейтрон в протон путем β -распада. При избытке протонов происходит β^+ -распад, то есть протон превращается в нейтрон с испусканием позитрона.

Это значит, что ядро до распада более тяжелое, чем продукт, так что энергии распада хватает на создание β -частиц, нейтрино и придание им кинетической энергии. Причины существования минимума энергии в направлении «поперек» долины устойчивости можно понять из принципа Паули. Не очень тяжелые ядра, примерно до середины таблицы, имеют устойчивую конфигурацию $Z \approx N$. Как нейтроны, так и протоны занимают свои нижние энергетические уровни. Если добавлять «лишние» нейтроны, им придется занимать уровни повыше, то есть иметь большую кинетическую энергию. То же самое верно для протонов. Можно сказать, что бока долины – это как бы «склоны Паули».

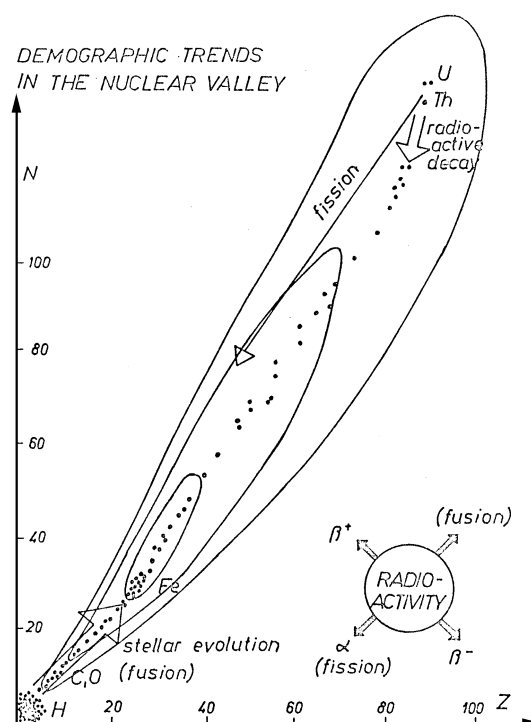


Рис. 6.2.

⁴Взяты из доклада венгерского физика Д. Маркса на международной конференции по преподаванию физики: Marx J. Our nuclear history. In: Nuclear energy. Nuclear power. Proc. of seminar on teaching physics in schools (GIREP '81). Balaton, Hungary, 1981. P. 213–233.

Долина устойчивости поднимается и в продольном направлении. Причина этого – кулоновское отталкивание протонов в ядре. Поскольку электрическая энергия пропорциональна Z^2 , рано или поздно она начинает сказываться даже при сравнительно слабости электрических сил. По этой же причине полоса устойчивости загибается вверх (рис. 6.2): при больших Z число нейтронов $N \approx 1,5Z$ (например, для ^{238}U : $N/Z = 146/92 = 1,59$). Выгодно «разбавить» ядро нейтронами, чтобы ослабить кулоновское отталкивание протонов. Но при этом возрастает кинетическая энергия нейтронов по принципу Паули. Выживают ядра, для которых достигается некоторый компромисс между этими эффектами. Конечно, компромисс не идеальный, и энергия связи тяжелых ядер падает.

Поэтому ядро с большим Z стремится уменьшить свой заряд. Один из способов – это α -распад. Когда из ядра вылетает α -частица, заряд уменьшается на 2, а масса на 4. Правда, при этом нейтронно-протонный баланс становится чуть хуже, но дело может поправить последующий β -распад (или несколько).

Альфа-частица, в отличие от электрона, в некотором смысле существует внутри ядра и до распада, как устойчивая комбинация четырех нуклонов. Ясно, что движется она крайне быстро и «стучается» о границы ядра часто. Распад происходит далеко не при каждом таком ударе, так как вылету препятствует потенциальный барьер. Но все же изредка α -частица производит **туннельный переход** под барьером. Поскольку в квантовой механике все является волной, то существует, хотя и небольшая, волновая функция α -частицы в классически запрещенной области и тем самым вероятность покинуть ядро. Это подтверждается расчетами периодов полураспада. И наоборот, налетев снаружи на ядро, частица в принципе могла бы изредка проникать внутрь, также пройдя под барьером. На практике же наблюдается только α -распад, но мы не слышим про обратный ему α -синтез, потому что концентрации и потоки α -частиц снаружи ядра несравнимы с «внутренними». На ускорителях такие реакции возможны. С наружной стороны ядра барьер сформирован электрическим отталкиванием, и поэтому его называют кулоновским.

Для примера рассмотрим радиоактивный ряд урана-238 (рис. 6.3). Всего выходит 8 α - и 6 β -распадов, с суммарной энергией около 50 МэВ. Поскольку первый распад – самый редкий, все последующие «подстраиваются» под него, и в породах, содержащих уран, всегда есть его «потомки» в сложившемся за миллиарды лет равновесии. Измеряя количества дочерних изотопов, геофизики определяют возраст пород. Подобные же ряды дают уран-235, торий-232 и (не существующий в естественном виде) нептуний-237.

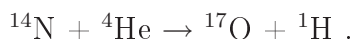
В отличие от α и β гамма-излучение – это не распад, а переход возбужденного ядра на более низкий энергетический уровень. Никаких перемещений по таблице Менделеева при этом не происходит. Высвободившаяся энергия уносится фотоном (γ -квантом). Позднее были найдены и другие типы радиоактивности – вылет из ядра протонов, нейтронов, ядер углерода (и даже вплоть до магния), спонтанное деление (распад тяжелого ядра на примерно одинаковые осколки). В естественных условиях их роль невелика.



Рис. 6.3.

При радиоактивности выделяется огромная энергия. Если 1 МэВ получается при распаде одного ядра, то 1 моль ядер даст $6 \cdot 1,6 \cdot 10^{23-12+6} \approx 10^{18}$ эрг = 10^{11} Дж. При затратах на отопление дома 10 кВт этой энергии хватит на 10^7 секунд, то есть практически на год (а ведь это максимум граммов двести топлива)! Но в своей первобытной форме ядерная энергия дорога («вокруг» грамма радия в начале века строили целые институты) и, еще хуже, неуправляема. Вещество распадается, не обращая на нас никакого внимания.

В 1919 г. Резерфорд показал, что повлиять на ядро возможно, хотя это и трудно. Энергичные α -частицы, налетая на ядра азота, «сделали» несколько ядер кислорода:



Была открыта трансмутация, мечта алхимиков⁵. Можно делать и золото, например из α -частиц и иридия, но это будет гораздо дороже, чем добывать естественное золото.

Для таких реакций нужна энергия. Тяжелые ядра защищены кулоновским барьером, и в них α -частицам проникнуть трудно. В некоторых лабораториях взялись за постройку циклотронов, чтобы разгонять протоны или другие положительные частицы и преодолевать кулоновское отталкивание. Но затрачивалось энергии всегда больше, чем удавалось получить. Резерфорд до конца жизни не верил в перспективы ядерной энергетики.

Деление нейтронами. Сразу после открытия нейтрона его стали использовать для воздействия на ядра. Массу опытов с почти всеми элементами провел Э. Ферми в Риме.

⁵Собственно, α - и β -распады – это тоже трансмутация, ведь происходит превращение элементов. Но распад идет сам по себе, без всякой возможности влияния на него. В реакции же Резерфорда кислород получен именно искусственным путем. Интересно, что в естественных радиоактивных рядах по иронии судьбы получается не золото, чего добывались алхимики, а как раз свинец, служивший им сырьем.

Нейтрон не отталкивается от ядра (нет кулоновского барьера) и поэтому может не только стукнуться о ядро, но и проникнуть внутрь, поглотиться. И для этого не надо дорогих ускорителей. Недостаток средств «помог» группе Ферми.

При захвате нейтрона получается более тяжелый изотоп, часто неустойчивый. Распадаясь, он дает либо следующий элемент $Z + 1$ (β), либо $Z - 2$ (α). Возникает, как говорят, наведенная радиоактивность. Это позволяет делать датчики нейтронного облучения: и сейчас применяются датчики на основе индия, серебра и т.п., активность которых была обнаружена Ферми.

В числе прочего нейтронами просветили и уран. Была получена заметная активность, но идентифицировать продукты реакции не удалось. Надеялись, что получается следующий за ураном элемент 93. Это действительно имеет место, но основная активность была связана с делением урана нейтронами, до чего Ферми и его сотрудники не догадались. Явление было понято спустя несколько лет.

Только в 1938 г. О. Ган и Ф. Штрассман в Германии химическим путем установили, что среди продуктов при облучении урана нейтронами возникает изотоп бария. Барий гораздо легче урана, почти вдвое (номер 56, атомный вес по таблице 137). Трудно представить цепь распадов, ведущую к его образованию (ср. $^{206}_{80}\text{Pb}$ при обычном распаде урана). Возникла идея, что ядро урана разрывается на две близкие по массе части.

Это – даже не новый вид радиоактивности, а нечто более перспективное. Замечательно выделение огромной энергии при делении ядра. Отталкивание зарядов 56 и 36 (это ядро криптона) дает много больше, чем обычные виды распада. Лиза Мейтнер, начинавшая с Ганом и Штрассманом эту работу, первая оценила энергию реакции; она же предложила термин «деление урана».

Ранее Ирен Кюри⁶ выделила продукт, который по всем признакам совпадал с лантаном – соседом бария. В это никто не верил до работ Гана, Штрассмана и Мейтнер. Сейчас известно, что лантан действительно один из продуктов деления, и вообще получается целое распределение ядер. Отсюда видно, что объяснить открытие по крайней мере так же важно, как сделать его.

Калорийность урана. Пусть ядро разрывается на две примерно одинаковые части. Раз нейтрон делит ядро, значит, оно не было слишком прочным. Ядерные силы лишь немного превосходили электрическое отталкивание и «давление», созданное движением нуклонов в ядре. И действительно, делился самый последний (на то время) элемент – уран; он и сам может распадаться, даже без такого слабого воздействия, как залетевший нейтрон. В 1940 г. Флеров и Петржак открыли спонтанное деление урана – очень редкий, но возможный процесс.

Если ядро «лопнет» от удара нейтрона, то, как только половинки разойдутся на ядерное расстояние $\approx r$, ядерные силы практически перестанут сдерживать их, а кулоновские заметно не изменятся. Далее осколки деления разлетаются за счет работы кулоновских сил. (Это напоминает выдергивание гвоздя из стены: когда гвоздь уже вы-

⁶ Дочь Марии Кюри, часто упоминается под фамилией Жолио-Кюри, по мужу – Фредерику Жолио.

лез, человек еще упирается, его сила более «дальнодействующая», от чего можно упасть и что-нибудь себе повредить). Выделившаяся энергия порядка $(Z/2)^2 e^2 / (4\pi\epsilon_0 A^{1/3} r)$, что можно записать еще так:

$$E \approx \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot 2a} \right) \cdot \left(\frac{2a}{A^{1/3} r} \right) \cdot \left(\frac{Z^2}{4} \right).$$

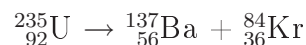
Первый множитель – энергия электрона в атоме (13,6 эВ), второй – отношение размера атома (10^{-8} см) к размеру ядра (10^{-12} см), получается 10^4 , третий для урана около $2 \cdot 10^3$. Итого выделяется около 200 МэВ, или 1 МэВ на нуклон исходного ядра. Ту же оценку можно получить из графика энергии связи, сравнивая тяжелые ядра с ядрами из середины таблицы Менделеева.

Получается, что эта «ядерная» энергия на самом деле электрическая. Работа ядерных сил гораздо меньше и вдобавок имеет другой знак (уменьшает энерговыделение).

При химических реакциях атомы обмениваются электронами, выигрывается какая-то доля от характерной энергии электрона $e^2/2a$, то есть порядка электронвольта. Чтобы оценить удельный тепловой эффект – на нуклон, надо поделить на молекулярный вес продуктов реакции. Например, при горении угля или нефти получаются CO_2 ($\mu = 44$) и H_2O ($\mu = 18$). Достигается температура порядка тысяч градусов, что соответствует десятым долям эВ. Величина энерговыделения при делении велика (в миллионы раз больше по сравнению с «химией») из-за двух факторов: малых размеров ядра (см. вторую дробь в формуле E) и его большого заряда (см. третью дробь).

Это уже указывает на перспективы. В отличие от всех предыдущих видов распада (когда тоже выделяются МэВы), деление ядра контролируемо. Оно вызывается нейтронами, и есть надежда им управлять.

Цепная реакция. При делении образуются ядра из середины таблицы, для которых характерно гораздо меньшее число нейтронов. Например, для распада



избыток нейтронов в левой части равен $235 - 137 - 84 = 14$. Если образуется самый тяжелый природный изотоп криптона – 86, и то имеется 12 лишних нейтронов (барий и так самый тяжелый).

Конечно, при делении скорее должны получаться менее устойчивые изотопы. Например, бывают ${}^{143}\text{Ba}$ (живет 12 сек) и ${}^{92}\text{Kr}$ (3 сек), которые в сумме дают баланс. Лишние нейтроны в таких ядрах переходят в протоны цепочкой β – распад. Но вряд ли только такие распады возможны. С некой частотой возникают и более нормальные изотопы, а часть лишних нейтронов при этом просто вылетает в свободном виде. Этому способствует крайне возбужденное состояние получившихся осколков – от довольно замысловатой формы в момент деления они должны перейти к сферической.

Мысль о свободных нейтронах деления пришла в голову многим, и среди первых был Ферми, а в нашей стране Зельдович и Харитон. Мейтнер после эмиграции из Германии стала работать у Бора. 16 января 1939 г. Бор приехал в США погостить у Эйнштейна в Принстоне. Он сообщил о делении ядра. Эта новость мигом распространилась

и дошла до Ферми (тоже к тому времени эмигрант) в Колумбийский университет. Ферми, Даннинг и Пеграм решили начать поиск событий деления (по необычно толстым ионизационным следам от осколков). 26 января началась конференция по теоретической физике в Вашингтоне, где Ферми обсуждал проблему нейтронов с Бором. Еще до окончания конференции в четырех лабораториях США явление деления было экспериментально подтверждено.

Пусть один исходный нейтрон разбивает ядро урана. Если в среднем вылетает, например, 2 свободных нейтрона, они разобьют уже 2 ядра. Четыре полученных нейтрона разбивают 4 ядра, и так далее. Чтобы разбить все ядра, скажем, в килограмме урана (< 5 молей), надо N таких шагов, причем N не так велико: $2^N \sim 30 \cdot 10^{23}$, или $N = 24,5 / \lg 2 = 80$. Нейтроны летают быстро, и вся эта энергия выделится за микросекунды, как будто взорвалось вещество, в миллионы раз мощнее тротила.

Это и есть **цепная реакция**. К счастью, подобный ход событий не так просто осуществить (а буквально такой – и невозможно). Для получения ядерного взрыва (1945, 1949) потребовались усилия самых мощных стран в течение нескольких лет, и эффективность в результате далеко уступала описанному кошмару.

Приложение. Размеры атомов

Обсудим качественно зависимость размера атома от атомного номера. Воспользуемся правилами квантования для электрона в поле заряда Ze :

$$mvR = n\hbar, \quad \frac{mv^2}{R} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 nR^2}.$$

Отсюда получаем уровни энергии и размер водородоподобного иона:

$$R = 4\pi\epsilon_0 \frac{n^2\hbar^2}{Zme^2}, \quad E_n = -\frac{me^4}{2(4\pi\epsilon_0\hbar)^2} \cdot \frac{Z}{n^2}.$$

При данном n размер орбиты обратно пропорционален Z . Поэтому внутренние электроны сидят гораздо ближе к ядру, чем в случае водорода.

Применяем эти результаты к «среднему» электрону, с характерным значением n , тогда R и будет характерным размером атома. Так как внутренние электроны экранируют ядро, на усредненный электрон действует некая доля от заряда Z , скажем $Z/2$.

В таблице Менделеева максимальное значение n – это номер периода, в который попадает атом; соответствующее Z будет последним номером элемента в периоде. Всего периодов 7, а элементов помещается около 100; пять периодов содержат 54 элемента, 3 периода – 18 элементов и т.д. Можно предложить корреляцию $n \sim \sqrt{Z/2}$. Зависимость $R \sim n^2/Z$ сокращается: в таком приближении размер атома не зависит от Z .

Действительно, характерные радиусы всех атомов сильно не отличаются. Хотя есть некоторые колебания размеров внутри периодов таблицы (примерно в 2 раза), систематического роста размера атома с Z нет. Поэтому плотность веществ в общем растет с атомным весом (хотя влияют еще и детали упаковки в кристаллической решетке).

В рамках боровских представлений следовало бы сказать, что размер атома определяется не средним электроном, а внешним. Если взять щелочной металл с одним внешним электроном, то при экранировке $(Z - 1)$ протона остается как бы единственный протон, и размер «по Бору» должен быть примерно как у атома водорода. На самом деле атомные размеры несколько увеличиваются в ряду $\text{Li} \rightarrow \text{Na} \rightarrow \text{K} \dots$ (например, радиусы по Полингу, используемые в химии: 1,34; 1,54; 1,94 ... Å), и значительно больше, чем размер атома водорода (боровский 0,53 Å, радиус по Полингу 0,34 Å). Здесь и видна разница между планетарной моделью и действительностью. Электрон – волна, и он взаимодействует с внутренними электронами, которые ближе, чем ядро. Выгодно от них несколько оттолкнуться. Для «частицы» такой эффект не работает – на внешней орбите не важно, что там внутри, лишь бы экранировалось.

По этой же причине состояния с одним n , но различными l различаются по энергии, особенно во многоэлектронных атомах. На s -орбите электрон имеет заметную вероятность оказаться во внутренних областях атома, где заряд ядра почти не экранирован, и даже «на ядре». Усиленное в среднем притяжение заставляет его быть ближе к ядру, чем, скажем, p -электрон, который при ненулевом моменте импульса не может заметно приближаться к центру. Отсюда следует порядок заполнения состояний (т.е. возрастания энергий): s, p, d, \dots . Для достаточно сложных атомов состояния типа n с большим моментом могут оказаться выше по энергии, чем состояния $(n+1)$ с малым моментом, и тогда начинает заполняться внешняя оболочка при имеющихся вакансиях во внутренней (например, конфигурация серебра $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^1 4d^{10}$). Полностью заняты состояния с $n = 1..3$, на четвертой оболочке 18 электронов, также компенсирующих моменты друг друга, и один s – электрон имеется на пятой оболочке, который и придает атому серебра спин $1/2$ (см. стр. 94). При этом 14 состояний $4f$ остались не занятыми. Такие «неправильности» влияют на порядок изменения химических свойств элементов и сообщают химии сложных атомов некоторую запутанность.