

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.142.2

ЯДЕРНЫЕ ОБОЛОЧКИ *)

М. Генперт-Майер

Можно указать два основных пути, по которым физики пытаются проникнуть в глубь ядра. Один из этих путей — переход к ядру от его составляющих; этот путь является в высшей степени теоретическим. Он заключается в изучении поведения элементарных частиц, изучении их свойств и их взаимодействий. Таким образом надеются выяснить характер сил, действующих в ядре.

Когда характер этих сил будет определен, останется лишь весьма сложная задача по расчету свойств конкретных ядер, каждое из которых состоит из довольно большого числа нейтронов и протонов. Часто пытаются описывать ядро как жидкую каплю. Но мы не слишком-то осведомлены даже о свойствах обычной жидкости. Однако в последние годы в этом направлении был сделан значительный прогресс, особенно в результате работ Брюкнера, Бете и других. Тем не менее этот подход, опирающийся на свойства частиц, входящих в ядро, чрезвычайно далек от того, чтобы позволить рассчитывать конкретные свойства ядер, за исключением свойств самых простейших ядер. Сложность проблемы совершенно очевидна, и ее решение требует скорее разрешения новых математических проблем, чем привлечения известных методов математики. В этой статье мы не будем касаться такого подхода к ядру.

Второй путь, на котором приобретаются сведения об атомных ядрах — это путь экспериментальной физики. Он состоит в получении информации, касающейся отдельных ядер, в результате непосредственных экспериментов; эта информация должна быть настолько разносторонней, насколько это вообще возможно. Можно надеяться, что на таком пути выявятся многообразные корреляции и закономерности в этих данных, которые укажут на какие-то элементарные законы, которым подчиняется строение ядра. Но при таком подходе абсолютно необходимы определенные модели ядра. Современное состояние ядерной физики очень похоже на состояние химии до создания квантовой механики. В то время физика электронов и квантов, с одной стороны, и законы химии, с другой, отнюдь не составляли единого целого. Химики использовали свои собственные модели для объяснения химической связи, размеров ионов и т. д.; эти модели совсем не утратили своего значения. Вместе с тем периодическая система элементов, открытая химиками, для своего объяснения требует привлечения

*) Maria Goepfert Mayer, Nuclear Shell Structure, из книги: Modern Physics for the Engineer, McGraw Hill, 1961, стр. 40. Перевод В. А. Угарова. Несколько книг по теории ядра в конце статьи добавлены переводчиком.

одного из основных принципов квантовой механики — принципа исключения Паули.

Возвращаясь снова к ядру, выясним, что же мы должны требовать от «хорошей» модели. Полезная модель в первом приближении должна быть безусловно простой и наглядной (*anschaulich*). На ее основе должны объясняться и увязываться экспериментальные факты. Модель должна, например, правильно предсказывать ядерный спин и четность, которые представляют собой целые числа. Никто не ждет того, чтобы модель в ее простейшей форме давала бы точные значения каких-то величин, которые измеряются с точностью до пятого десятичного знака. Однако подходящая модель может послужить исходным пунктом для более подробных расчетов, результаты которых позволят предсказать характеристики ядра с большей точностью.

Существует несколько моделей ядерной структуры. Фактически эти модели вовсе не исключают друг друга, а касаются различных свойств ядра и поэтому просто дополняют друг друга. В этой статье мы будем рассматривать главным образом одну модель, которую принято называть моделью ядерных оболочек и лишь в конце статьи кратко коснемся так называемой «коллективной модели», развитой Бором, Моттельсоном и Нильссоном.

МАГИЧЕСКИЕ ЧИСЛА

Образцом для модели ядерных оболочек послужила боровская теория электронной структуры атома. Чтобы объяснить возникновение периодической системы элементов, в теории атома Бора предполагалось, что каждый электрон движется в среднем потенциальном поле. Основные состояния атомов получались следующим образом: соответствующее число электронов распределялось на самом нижнем возможном энергетическом уровне так, что соблюдался принцип Паули — каждую орбиту может занимать лишь один электрон с заданным направлением спина.

Что касается ядра, то мы должны предположить, что оно состоит из нейтронов, протонов и некоего «клея». Этот клей создается в природе мезонным полем. В нашей модели мы не станем задумываться о происхождении клея и заменим его подходящим средним потенциалом, в котором, независимо друг от друга, движутся нейтроны и протоны. И в нашем случае основное состояние будет получаться заполнением низших уровней нейтронами и протонами с учетом принципа Паули, который вступает в силу при рассмотрении протонов и нейтронов попарно, но допускает, чтобы на одном и том же уровне находились нейтрон и протон.

Одной из самых характерных особенностей периодической системы элементов является существование благородных газов, которые с трудом отдают или приобретают электрон. Теория Бора объясняет это свойство образованием «замкнутых оболочек». Это означает, что в последовательности энергетических уровней имеется разрыв. У благородных газов определенная оболочка полностью заполнена необходимым числом электронов, которые очень прочно связаны между собой. Если добавить еще один электрон, то он должен попасть на следующий уровень, который имеет значительно большую энергию, так что этот последний электрон будет связан с атомом весьма слабо.

Когда мы рассматриваем ядро, первый вопрос, который возникает, заключается в следующем: есть ли замкнутые оболочки в ядрах? То, что такие оболочки действительно существуют, является одним из двух основных экспериментальных наблюдений, положенных в основу модели ядерных оболочек. Числа частиц, образующих оболочку, принято называть

«магическими» числами. При этом подразумевается, что ядра с магическим числом нейтронов и l и протонов необыкновенно устойчивы и что в ядрах с одним нейтроном (или протоном) сверх магического числа эта избыточная частица крайне слабо связана с остальными частицами.

Магические числа были впервые отмечены Эльзассером примерно в 1933 г. По нашим современным сведениям значения этих чисел следующие:

	2	8	20	28	50	82	126
P N	${}^2\text{He}_2$ ${}^2\text{He}_2$	${}^8\text{O}_8$ ${}^8\text{O}_8$	${}^{20}\text{Ca}$ ${}^{20}\text{Ca}_{20}^{40}$	${}^{28}\text{Ni}$ ${}^{28}\text{Ca}_{28}^{48}$ ${}^{23}\text{V}_{28}^{51}$	${}^{50}\text{Sn}$ ${}^{38}\text{Sr}_{50}^{88}$ ${}^{40}\text{Zr}_{50}^{90}$	${}^{82}\text{Pb}$ от ${}^{54}\text{Xe}$ до ${}^{62}\text{Sm}$	Pb_{126}^{208}

Под магическим числом приводится несколько примеров соответствующих ядер. Индекс слева от обозначения элемента указывает число протонов или атомный номер; индекс справа указывает число нейтронов. Индекс наверху дает массовое число. То, что He^4 , состоящий из двух нейтронов и двух протонов, представляет собой весьма прочную структуру, ясно из того, что He^4 испускается при естественном радиоактивном распаде ядер, а также и из того, что не существует ни He^5 (с одним нейтроном сверх комбинации, образующей α -частицу), ни Li^5 (с одним протоном сверх той же комбинации). Данные для больших значений магических чисел, где числа нейтронов превышают числа протонов, уже не столь очевидны.

Однако магические числа проявляются в самых разнообразных экспериментах. Во-первых, как правило, для магических чисел нейтронов и протонов существует больше стабильных ядер, чем для обычных чисел. Например, ${}^{50}\text{Sn}$, имеющий 50 протонов, обладает наибольшим числом устойчивых изотопов среди всех элементов; следовательно, число нейтронов, которое может сочетаться с пятьюдесятью протонами, образуя устойчивые ядра, — наибольшее по сравнению с любым другим числом протонов. Существует семь стабильных ядер с 82 нейтронами, занимающими места от ${}^{54}\text{Xe}^{136}$ до ${}^{62}\text{Sm}^{144}$; существует также шесть ядер с 50 нейтронами, тогда как число стабильных ядер с немагическими числами нейтронов равно трем или четырем. Среди изотопов данного элемента, изотоп с магическим числом нейтронов имеет аномальную распространенность. Хорошим примером является церий, обладающий четырьмя устойчивыми изотопами, из которых Ce^{140} , имеющий 82 нейтрона, составляет 90% полной изотопической смеси. Такая резко преобладающая распространенность одного изотопа у тяжелого четного ядра встречается лишь для магических чисел.

Точно так же абсолютная космическая распространенность ядер с магическим числом нейтронов или протонов выше, чем нормальная распространенность ядер в соответствующем интервале масс. Чрезвычайная устойчивость ядер, обладающих магическими числами, по-видимому, играет важную роль в процессе образования элементов.

Ядра с магическим числом нейтронов имеют необыкновенно малое сечение поглощения нейтронов. Следовательно, элементы, состоящие в основном из изотопа с магическим числом, очень удобны для конструкций в реакторе.

Мне хотелось бы привести еще два примера, иллюстрирующих устойчивость ядер с магическими числами, теперь уже более количественного характера. Первый из этих примеров относится к магическому числу 20; данные можно заимствовать из значений энергии, выделяемой при β -распаде.

Ядро ${}^{23}_{10}\text{Ne}$ испускает электрон (и нейтрино) и превращается в ядро ${}^{23}_{11}\text{Na}$. Полная высвобождаемая энергия, проявляющаяся в виде кинетической энергии нейтрино и электрона, равна в этом случае $4,21 \text{ Мэв}$. На рис. 1 приведен график, на котором изображена зависимость энергии распада некоторых ядер, сходных с Ne^{23} от их массового числа; сходство ядер состоит в том, что все они имеют на три нейтрона больше, чем протонов, в начальном состоянии и на один нейтрон больше — в конечном. Поскольку для больших массовых чисел, которые соответствуют большим зарядам, кулоновское отталкивание делает предпочтительным преобладание нейтронов, следует ожидать довольно плавную спадающую кривую.

На рис. 1 все ядра, расположенные выше линии нулевой энергии, неустойчивы по отношению к β -распаду. Ядра ниже линии нулевой

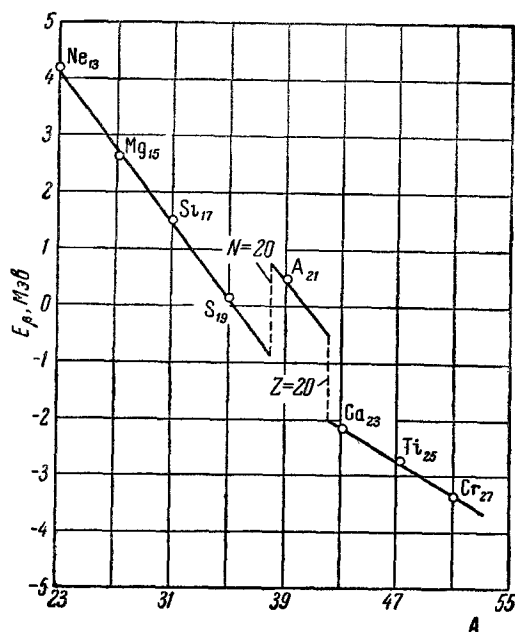


Рис. 1. Энергия β -распада.

мерно на 2 Мэв . Следовательно, оболочка становится замкнутой, когда число нейтронов равно двадцати.

Последующее уменьшение высвобождаемой энергии связано с тем, что теперь в распаде участвует число протонов, равное двадцати. Так, ${}^{22}_{21}\text{Sc}$, распадаясь, переходит в ${}^{22}_{20}\text{Ca}$, и в этом случае как число протонов, так и число нейтронов не менее двадцати.

Аналогичные разрывы непрерывности в зависимости энергии, высвобождаемой при β -распаде, от массового числа наблюдаются и при всех других магических числах. Систематические исследования в этом направлении были проведены Иенсеном и Зюссом. Эти явления в точности повторяют то, что происходит с атомами; в случае атомов ионизационные потенциалы атомов, у которых атомный номер отличается на плюс единицу от атомного номера, соответствующего замкнутой оболочке (щелочные металлы), значительно меньше, чем у атомов с атомным номером Z , несколько меньшим, чем у замкнутой оболочки.

Другой пример можно заимствовать из α -распада; он указывает на устойчивость комбинации из 126 нейтронов. Рис. 2 заимствован из работы Сиборга с сотрудниками. Энергия, высвобождаемая при α -распаде, пред-

энергии устойчивы; соответствующее ядро с избытком нейтронов на один распадается с испусканием позитрона. Энергия, высвобождаемая в этом процессе, изображается в виде отрицательной ординаты.

Общий ход кривой оправдывает высказанные соображения, но нас сейчас больше занимает разрыв кривой для элемента ${}^{39}_{18}\text{A}$. Плавная интерполяция кривой предсказывала бы, что ${}^{39}_{18}\text{A}$ является устойчивым, а ${}^{39}_{19}\text{K}$ — неустойчивым по отношению к β^+ -распаду.

При распаде ${}^{39}_{18}\text{A}$ двадцать первый нейтрон преобразуется в девятнадцатый протон. То, что высвобождаемая энергия оказывается значительно больше ожидаемой, показывает, что энергия связи девятнадцатого протона меньше энергии связи двадцать первого нейтрона при-

ставлена как функция числа нейтронов в ядре. Точки, соответствующие изотопам одного и того же элемента, соединены черточками. При α -распаде ядро, первоначально имевшее Z протонов и N нейтронов, превращается в ядро с $Z - 2$ протонами и $N - 2$ нейтронами. Самым интересным для нас является излом всех кривых около нейтронного числа 128. Кривые для трех элементов, висмута, полония и астатина, обладают в этой точке максимумом; но в этой точке распад приводит к таким конечным

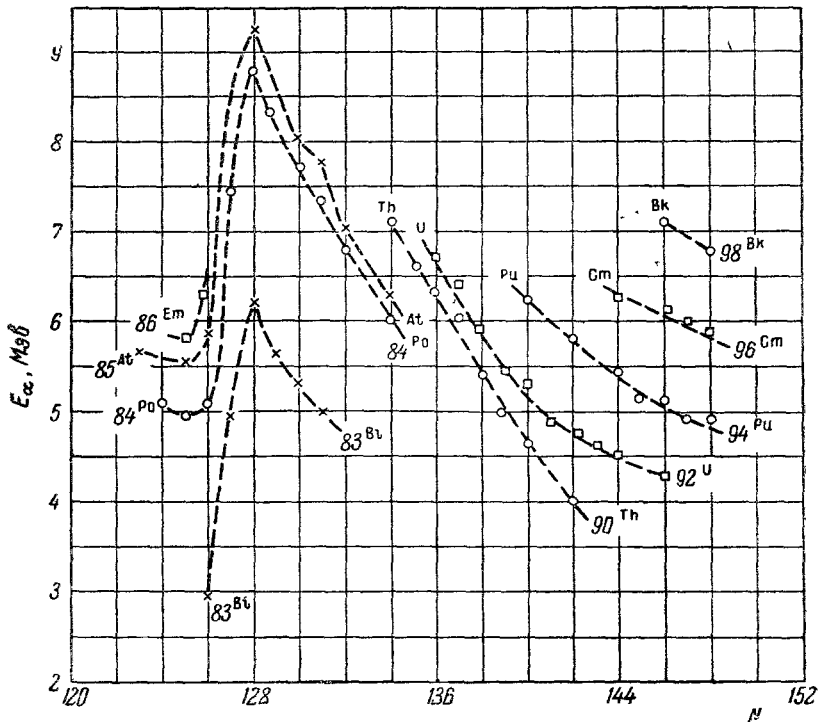


Рис. 2. Энергия α -распада. (Hollander, Perlman and Seaborg, Revs. Mod. Phys. 21, 469 (1953).)

продуктам, которые имеют магическое число 126 для нейтронов. Последующий сдвиг связан с тем обстоятельством, что теперь уже оболочка из 126 нейтронов взломана. Ядра с нейтронным числом $N = 127$ переходят в ядра с $N = 125$. Это значит, что 126-й нейтрон уходит из ядра. Тот факт, что энергия α -частицы уменьшается, показывает, что для удаления сто двадцать шестого нейтрона нужна большая затрата энергии, чем для удаления нормального нейтрона. Кривая падает дальше к $N = 126$, потому что теперь уже нужно удалить два прочно связанных нейтрона. Следовательно, сто двадцать шесть нейтронов образуют чрезвычайно устойчивую конфигурацию, другими словами, замкнутую оболочку.

На том же рис. 2 можно обнаружить некоторые явления, связанные с магическим числом 82 для протонов. Кривые для астатина, обладающего 85 протонами, и полония, обладающего 84 протонами, практически совпадают, кривая же для висмута, имеющего 83 протона, проходит значительно ниже. При распаде висмута продукт распада имеет $Z = 81$, т. е. на один протон меньше магического числа 82. Свинец, с его 82 протонами, α -распада не обнаруживает вовсе.

Мы привели несколько примеров устойчивости для магических чисел 20, 82 и 126. Не менее убедительными являются данные и для других чисел.

Оценка разности энергий связи между ядрами с номером на единицу меньше магического и на единицу больше для нейтронов или протонов дает значение от 2 до 4 *Мэв*. Поскольку средняя энергия связи нейтрона в ядрах равна 6 *Мэв*, этот эффект не столь выразителен, как в атомах, где энергия связи или ионизационный потенциал электрона при переходе через замкнутую оболочку меняется на множитель, равный почти пяти. Тем не менее устойчивость, связанная с магическими числами, проявляется вполне отчетливо. Модель, которую мы будем рассматривать, в качестве первого основного принципа избирает утверждение о том, что «магические числа» следует интерпретировать как «замкнутые оболочки», сходные с замкнутыми оболочками атомов благородных газов. Однако в дальнейшем нам придется несколько развенчать магические числа.

ОСНОВЫ МОДЕЛИ

Модель, о которой будет идти речь, быть может, правильнее называть моделью индивидуальных орбит частиц, чем моделью ядерных оболочек. Она очень похожа на боровское представление об атомной структуре. Напомним вкратце основные особенности электронной структуры атома, чтобы отчетливо представлять себе сходство и различие этих двух случаев. Электрон в атоме в первую очередь испытывает доминирующее притяжение ядра, обладающего зарядом Z . Кроме того, электрон отталкивается всеми другими электронами. В первом приближении отталкивание всеми остальными электронами можно заменить средним отталкивающим полем сферической симметрии. Благодаря тому, что силы, действующие между электронами, являются дальнодействующими и поэтому сила, действующая на данный электрон, не очень сильно зависит от мгновенного расположения всех других электронов, такое приближение довольно близко к истинному положению вещей. И если принять такой потенциал, который зависит лишь от положения рассматриваемого электрона, то электрон движется по квантованным орбитам, практически не возмущаемым остальными электронами.

Однако когда мы пытаемся использовать такую же картину для описания движения нуклонов, в ядрах возникают серьезные опасения относительно ее применимости. Во-первых, в ядре нет такого доминирующего центрального потенциала, какой создается ядром в атоме. Полный потенциал образуется взаимодействием нуклонов между собой. Было бы желательно заменить этот потенциал усредненным потенциалом. В противоположность тому, что имеет место для электронов, силы, действующие между нуклонами, имеют очень малый радиус действия и поэтому следует ожидать резких флуктуаций потенциала в пространстве и времени. Другими словами, следует ожидать, что отдельный нуклон испытывает частые соударения с остальными нуклонами. Сечение соударения двух свободных нуклонов настолько велико, что средняя длина свободного пробега для частиц значительно меньше диаметра ядра. Есть ли какой-либо смысл говорить в этом случае об «орбитах», на которых нуклон движется, по существу, независимо от всех других нуклонов? На первый взгляд, ответ должен быть безусловно отрицательным. Модель такого рода в применении к ядру не должна давать хороших результатов.

Более тщательное рассмотрение, однако, показывает, что это затруднение не является слишком серьезным. Соударения нуклонов не столь часты, как это может сразу показаться, потому что многие из них запрещаются принципом исключения. Соударения ядерного вещества сопро-

вождаются изменением энергии двух соударяющихся нуклонов и, следовательно, одна из соударяющихся частиц должна попасть на более низкий энергетический уровень, который уже занят другим нуклоном. Но такой процесс запрещается принципом Паули.

При всем этом достаточно удивительно, что модель независимых орбит ведет к столь хорошим результатам.

ЯДЕРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ

Следующий шаг состоит в том, чтобы найти средний потенциал, который не противоречил бы всему тому, что мы знаем о ядре, а затем найти квантованные уровни энергии для такого потенциала. Если полученные результаты будут соответствовать экспериментальным данным, то мы должны обнаруживать разрывы в последовательности энергетических уровней, соответствующие магическим числам. Очевидно, что и сам этот потенциал, и последовательность уровней и положение разрывов — все эти величины будут существенно отличаться от тех, с которыми мы имели дело в атомах.

Вполне надежно установлено, что силы, действующие между нуклонами, не зависят от заряда. Это утверждение означает, что специфические ядерные взаимодействия между двумя протонами, двумя нейтронами или нейтроном и протоном будут одинаковыми. Кулоновское отталкивание между двумя протонами представляет собой относительно малый эффект по сравнению с силами связи между нуклонами; оно проявляется только у тяжелых ядер. Поэтому средний ядерный потенциал для нейтронов и протонов должен быть одним и тем же. Это обстоятельство гарантирует, что магические числа для нейтронов и протонов будут одинаковыми.

Мы предположим, что этот потенциал является сферически-симметричным. Это предположение, как это мы увидим ниже, фактически непригодно для тяжелых ядер. Пока же мы будем предполагать сферическую симметрию. Тогда момент импульса нуклона на орбите будет квантоваться он может принимать лишь значения $l\hbar$, где l — целое число. Следовательно мы можем применять ту же самую номенклатуру, какая используется в случае атомов, когда момент импульса обозначается буквами $s, p, d...$ и т. д. Соответствие между буквами и значениями момента импульса следующее:

$l =$	0	1	2	3	4	5	6
обозначение:	s	p	d	f	g	h	i

В ядрах мы обнаруживаем значительно более высокие значения момента импульса, чем в атомах. Уровень с заданным l содержит $(2l + 1)$ состояний, которые соответствуют различным ориентациям момента импульса. Нейтроны и протоны имеют внутренний спин, равный $1/2$, и подчиняются принципу Паули. Следовательно, уровень с заданным l может содержать $2(2l + 1)$ протонов и столько же нейтронов, не нарушая при этом принципа Паули.

Наконец, по своей форме ядерный потенциал может обладать некоторой трехмерной ямой. Эта потенциальная яма может быть прямоугольной (рис. 3); это означает, что на нуклон совсем не действуют силы внутри или вне ямы, но на краях ямы появляются значительные силы. Более близкой к действительности является потенциальная яма со сглаженными краями. Последовательности уровней, возникающая в этом случае, очень похожа на последовательность уровней трехмерного гармонического осциллятора. Мы будем исходить от задачи о трехмерном гармоническом осцилляторе, внося необходимые изменения для случая потенциальной ямы.

Уровни трехмерного гармонического осциллятора обладают значениями энергии, равными $h\nu \left(n + \frac{3}{2} \right)$. Таким образом, эти уровни являются эквидистантными. Самый нижний уровень, $n = 0$, — это уровень с моментом импульса, равным нулю, т. е. s -уровень, на котором могут находиться два нейтрона и два протона. Следующим будет уровень с $l = 1$, т. е. p -уровень, на котором могут находиться по шесть нуклонов каждого вида. Значению $n = 2$ соответствуют два уровня с различным моментом импульса $l = 0$ и $l = 2$, так что этот уровень является s - и d -уровнем. В прямоуголь-

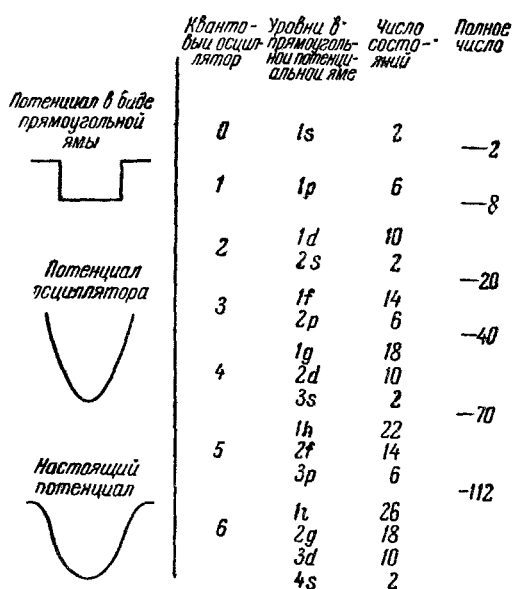


Рис. 3. Энергетические уровни для прямоугольной сферически-симметричной ямы.

ной яме энергии этих двух уровней не совпадают. Энергия уровня с большим моментом импульса оказывается меньшей, так как его собственная функция больше концентрируется на краю ядра, где потенциальная энергия прямоугольной ямы ниже, чем у осциллятора. Это оказывается верным также и для всех последующих уровней осциллятора.

Каждый уровень осциллятора обладает либо только четными, либо только нечетными квантовыми числами момента импульса, заключенными в интервале от n до нуля или единицы соответственно.

Низшие магические числа естественно объясняются этой картиной. Два нуклона одного сорта заполняют первый уровень осциллятора, восемь нуклонов заполняют первый и второй уровни, а двадцать —

два первых и третий. Следовательно, должен появляться ощутимый разрыв в энергиях, соответствующий трем этим магическим числам.

Вместе с тем, большие магические числа не получают объяснения. Из эксперимента известно, что они имеют значения 50, 82 и 126, тогда как осцилляторный потенциал дает значения 40, 70 и 112. Различные уровни энергии для прямоугольной ямы уже не группируются более около значений, соответствующих гармоническому осциллятору, а довольно монотонно расходятся; мы должны ожидать поэтому, что на числа 40, 70 можно полагаться очень мало, если только на них можно положиться вообще. Совершенно очевидно, что, пытаясь объяснить свойства ядер с магическими числами 50, 82 и 126, мы упустили из виду какое-то весьма существенное обстоятельство. Оказывается, что не учтена спин-орбитальная связь.

СПИН-ОРБИТАЛЬНАЯ СВЯЗЬ

Нуклон движется по орбите с моментом импульса l и внутренним спином $\frac{1}{2}$. Спин нуклона может быть параллельным или антипараллельным орбитальному моменту импульса. Суммарный момент импульса нуклона имеет значение $j = l + \frac{1}{2}$ или $j = l - \frac{1}{2}$.

Как хорошо известно, в атомах существует взаимодействие между орбитальным моментом импульса и внутренним спином электронов, которое приводит к небольшому различию в энергиях для состояний с $j = l + 1/2$ и $j = l - 1/2$. В ядрах этот эффект обычно называют с п и н-о р б и т а л ь-н о й с в я з ь ю; он намного превышает аналогичный эффект в атомах и обладает тем свойством, что уровень с $j = l + 1/2$ имеет энергию на несколько миллионов электрон-вольт меньше, чем уровень с $j = l - 1/2$.

Как-то раз утром в Новый год моя дочка попросила рассказать ей в двух словах, что такое спин-орбитальная связь. Вот что я ей ответила: «Вчера вечером ты танцевала вальс. В зале все пары движутся в одном направлении. Это основное движение танцующих и определяет вашу орбиту, и поскольку оно обычно происходит против часовой стрелки (если смотреть сверху), то можно сказать, что орбитальный момент направлен вверх. Но, кроме того, каждая пара вращается вокруг своей собственной оси. Можно сказать, что это ваш спин. Но всякий, кто когда-либо танцевал венский вальс, хорошо знает, что намного легче танцевать в том случае, когда вы вращаетесь в том же направлении, в каком происходит движение в зале, другими словами, тогда, когда спин и орбитальный момент параллельны. Это и есть спин-орбитальная связь. И чем быстрее вы танцуете, тем более явно она обнаруживается. Отсюда ясно, что этот эффект релятивистский». Моя дочь утверждает, что это объяснение ее удовлетворило.

На языке математики спин-орбитальную связь вводят следующим образом. Орбитальный момент представляет собой вектор l (в единицах постоянной Планка). Спин нуклона — это вектор s , длина которого равна $1/2$. Векторы l и s складываются геометрически, определяя результирующий полный момент импульса j . Спин-орбитальная связь подразумевает, что существует взаимодействие, пропорциональное скалярному произведению двух векторов l и s , т. е. ls . Самая низкая энергия соответствует случаю, когда l параллелен s . Длина результирующего вектора j в этом случае равна $j = l + 1/2$. Если векторы l и s антипараллельны, то энергия больше и $j = l - 1/2$.

Мезонные теории в настоящее время не позволяют дать удовлетворительное объяснение спин-орбитальной связи. Вместе с тем такое взаимодействие, которое лишь несколько лет назад было просто постулировано, чтобы ввести модель ядерных оболочек, вне всякого сомнения, существует. Оно проявляется при рассеянии нуклонов на ядрах, и в частности в поляризации, возникающей при рассеянии. Несколько лет назад Ферми установил, что поляризация, наблюдаемая при рассеянии протонов высокой энергии, может быть объяснена спин-орбитальной связью того же порядка величины, что принимается и в модели ядерных оболочек. То, что знак этого взаимодействия в обоих случаях совпадает, было показано в экспериментах Леона Маршалла.

СХЕМА УРОВНЕЙ

Располагая уровни в надлежащем порядке, мы должны принимать во внимание спин-орбитальную связь. Орбиту отдельного нуклона нельзя уже полностью охарактеризовать лишь орбитальным импульсом l ; нужно, кроме l , учесть еще и $j = l \pm 1/2$. Значения l , как и прежде, мы будем отмечать буквами $s, p, d, \dots$ и т. д., а значение j будем указывать в качестве индекса. Следовательно, для $l = 1$ нам придется различать между $p_{3/2}$ и $p_{1/2}$, для $l = 5$ — между $h_{11/2}$ и $h_{9/2}$. Уровень с заданным j может принять на себя $2j + 1$ нуклонов каждого сорта, но не вдвое больше, поскольку направление внутреннего спина уже фиксировано.

Разность энергий двух уровней с одним и тем же значением l , но с разными j , растет с увеличением l . С увеличением размера ядер этот эффект несколько уменьшается. Если принять, что взаимодействие выражается в виде известного релятивистского выражения Томаса для спин-орбитальной связи, но умноженного на число, примерно равное 20, то мы получим именно такой результат. В целом эффект выглядит так, что особенно

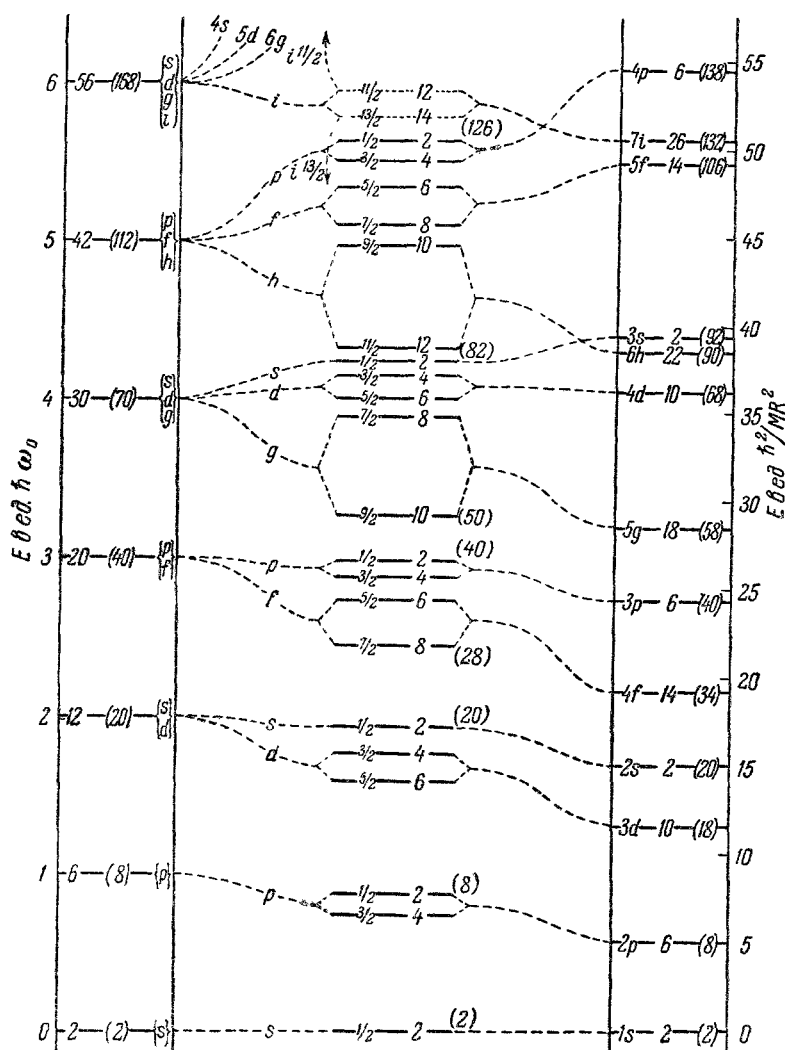


Рис. 4. Влияние спин-орбитальной связи.

сильное расщепление наблюдается тогда, когда впервые появляется большое значение l . На этом пути можно получить значения магических чисел.

Рассмотрим один случай подробно. Оболочка осциллятора, соответствующая $n = 2$, будет заполнена при числе 20. Затем следуют уровни $1f$ и $2p$, причем $2p$ обладает большей энергией, чем $1f$. Уровень $1f$ расщепляется на уровень $1f_{7/2}$, способный принять восемь нуклонов, и уровень $1f_{5/2}$, способный принять шесть нуклонов. Уровень $1f_{7/2}$ будет в значительной степени занижен. Таким образом, мы получим разрыв в энергиях,

соответствующий числу 28, которое раньше считалось магическим. На рис. 4 приведена схема уровней, которая хорошо передает указанные особенности. Слева приводятся уровни осциллятора, справа — уровни прямоугольной потенциальной ямы. В центре — приближенные значения

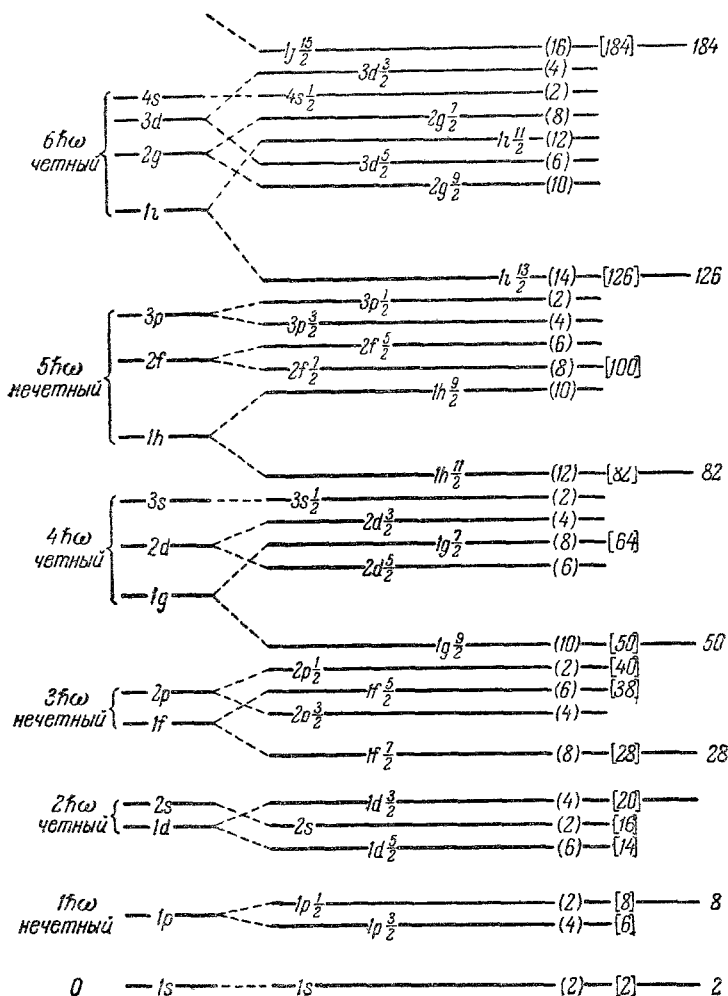


Рис. 5. Более реалистическая схема уровней энергии ядра.

уровней для ямы со сглаженными краями; они расщепляются благодаря спин-орбитальному взаимодействию, а величина расщепления пропорциональна l .

Легко видеть, что таким образом возникают все магические числа. Пятьдесят обязано расщеплению g на $g_{9/2}$ и $g_{7/2}$, восемьдесят два — расщеплению h на $h_{11/2}$ и $h_{9/2}$, сто двадцать шесть — расщеплению i на $i_{13/2}$ и $i_{11/2}$. Следующим магическим числом было бы 184. Однако весьма маловероятно, что мы когда-либо сможем наблюдать ядро, содержащее так много нейтронов.

Чуть более реалистическая схема уровней выглядит значительно сложнее. Здесь сразу встает вопрос о том, какой из эффектов сильнее влияет

на расщепление уровней осциллятора — действие ли потенциальной ямы или действие спин-орбитальной связи. Например, во второй оболочке осциллятора уровень $1d$ расположен ниже, чем уровень $2s$. Однако мы ничего не можем сказать, будет ли уровень $1d_{3/2}$ расположен выше или ниже, чем $2s_{1/2}$. Ответ на этот вопрос нужно искать среди экспериментальных данных. Более близкая к действительности, а потому и несколько более сложная схема уровней приведена на рис. 5. В рассмотренном примере второго уровня для осциллятора уровень $d_{3/2}$ имеет большую энергию, чем уровень $s_{1/2}$.

«МАГИЧЕСКИЕ + 1-ЯДРА»

Все то, что делалось до сих пор, могло быть просто игрой чисел. Настоящая модель должна давать нам нечто большее. И действительно, предлагаемая модель подразумевает некоторые утверждения, которые можно сравнить с опытными данными. Речь идет о том, что ядро с замкнутой оболочкой протонов и нейтронов обладает равным нулю моментом импульса. Если добавить к ней еще один нуклон, то полный момент будет равен моменту этого одного нуклона. Мы можем предсказать по нашей схеме уровней, что это будет означать. Во всех таких случаях оказывается полное соответствие между предсказанием и результатами эксперимента.

Приведем несколько примеров. Магическое число 82 появилось в результате расщепления $h_{11/2}$ и $h_{9/2}$. Восемьдесят третий нуклон должен, таким образом, оказаться на уровне $h_{9/2}$. Висмут ${}_{83}\text{Bi}_{126}$ обладает замкнутой нейтронной оболочкой и одним протоном сверх замкнутой оболочки 82. И действительно, его ядерный спин равен $9/2$. То, что это действительно уровень h , а не g , можно проверить по значению магнитного момента; это мы поясним несколько позже. ${}_{20}\text{Ca}_{21}^{41}$ обладает ядерным спином $7/2$, в согласии с тем, что оболочка $f_{7/2}$ начинает заполняться после числа 20. Ядро ${}_{19}\text{K}_{20}^{39}$ обладает одной протонной дыркой в замкнутой оболочке 20. Тот факт, что его момент импульса равен $3/2$, говорит за то, что уровень $d_{3/2}$ имеет большую энергию, чем уровень $2s_{1/2}$.

Фактически можно привести очень много таких примеров, и все они показывают полное соответствие между теоретическим предсказанием и экспериментом.

ПРАВИЛА СВЯЗИ

Но мы еще ровно ничего не знаем о том, как ведет себя большинство ядер, у которых числа протонов и нейтронов таковы, что они не образуют замкнутую оболочку. Сначала остановимся на вопросе о полном моменте импульса ядра. Вообще говоря, существует большое число состояний с различными моментами импульса. Например, три протона на уровне, соответствующем $j = 7/2$, могут создавать результирующий момент шестью различными способами, не нарушая принципа Паули, причем этот полный момент импульса J_p будет иметь значения от $3/2$ до $15/2$. Кроме того, нейтроны в таком ядре могут также сочетать свои моменты импульса, образуя различные полные моменты J_n . Наконец, из данных J_p и J_n можно образовать многочисленные значения момента всего ядра.

Взаимодействие с нуклонами, расположенными вне замкнутой оболочки, приводит к тому, что энергия состояний с различными значениями момента оказывается различной. Возникает вопрос, можем ли мы предсказать свойства основного состояния. На первый взгляд задача представляется весьма сложной, но фактически все оказывается достаточно просто.

Когда мы рассматриваем электронную структуру атома, нам известны определенные правила связи — правило Хунда и т. д. Однако такого рода правила для нуклонов в ядрах похожи на них мало. В случае ядра мы имеем дело с силами притяжения, а не отталкивания и, кроме того, рассматриваемые силы короткодействующие. Но именно в силу этих обстоятельств правила связи оказываются очень простыми.

Напомним некоторые экспериментальные факты. Известно, что все ядра, у которых четное число нейтронов и четное число протонов, имеют момент, равный нулю. Это правило не имеет исключений, и мы в него твердо верим. Обобщим его, может быть, не очень оправданным и уже заведомо переупрощенным способом, сказав, что все нуклоны одного сорта, имеющиеся в четных ядрах, всегда дают результирующий момент, равный нулю. Тогда в ядре с нечетным A , содержащем четное число N нейтронов и нечетное число P протонов, нейтроны не будут интересовать нас вовсе, потому что они не вносят никакого вклада ни в момент импульса, ни в магнитный момент. Если предположить еще, что $(P - 1)$ -й протон (это уже четное число) дает результирующий спин, равный нулю, мы должны считать, что полный момент импульса равен в точности импульсу последнего нечетного нуклона.

И для ядер с нечетным значением A получается очень простая картина. Сердцевина, состоящая из четного числа нейтронов и протонов, сферически-симметрична, не обладает результирующим моментом. Вокруг сердцевинки движется последний нечетный нуклон по орбите с определенным значением j , которое мы можем заранее предсказать. Полный спин ядра J в точности равен j . Такую картину принято называть *одночленной моделью*.

Это простое правило связи, которое здесь основывалось на экспериментальных основаниях, может быть выведено расчетным путем, если предположить, что взаимодействие между нуклонами, находящимися вне замкнутой оболочки, имеет радиус действия малый по сравнению с диаметром ядра. Для больших радиусов действия, скажем, для ядер меньшего размера, в основном состоянии могут конкурировать и меньшие значения спина.

Экспериментально для ядерных масс вплоть до $A = 140$ известно около сотни значений ядерных спинов, полученных прямо или косвенно из данных по β -распаду. Почти всем значениям ядерных спинов можно дать объяснение на основе одночастичной картины. Лишь в редких случаях и то только тогда, когда на уровне с заданным значением j находится более одного нуклона или более одной нуклонной дырки, можно обнаружить ядерный спин на единицу меньше того, какой следовало бы ожидать, $J = j - 1$; такой спин имеет место у малых ядер. Известен только один случай, когда существует явное противоречие между экспериментальными данными и теорией ядерных оболочек.

Примером нормальной связи может служить ${}_{36}\text{Sr}_{49}^{85}$. Одна нейтронная дырка в замкнутой оболочке 50 должна иметь момент $g_{9/2}$. Измеренный спин оказывается также равным $9/2$. Протонная дырка в оболочке 50 встречается у двух изотопов индия ${}_{49}\text{In}_{64}^{113}$ и ${}_{49}\text{In}_{66}^{115}$. Полный момент обоих изотопов равен $9/2$. Фактически установлено, что до значений Z или $N = 50$ в общем верно, что ядро с нечетным числом протонов и ядро с тем же самым нечетным числом нейтронов имеют одинаковые спины, хотя при этом приходится сравнивать ядра весьма различных размеров. Для более тяжелых ядер кулоновский потенциал вызывает небольшие изменения порядка следования уровней, расположенных поблизости друг от друга.

Для чисел $A > 140$ нейтроны заполняют оболочку от 82 до 126. Вблизи этих двух магических чисел порядок следования уровней соответ-

ствуется ожидаемому. Однако по мере удаления от магических чисел наблюдаемые значения ядерных спинов становятся несколько загадочными и их истолкование требует изрядной доли фантазии.

Для тяжелых ядер, испытывающих естественный радиоактивный распад, согласие теории с экспериментом очень плохое. Причина этого будет разъяснена лишь в конце статьи.

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ

Великолепным подтверждением добротности одночастичной модели служат данные по магнитным моментам. Исторически сложилось так, что это обстоятельство послужило вторым экспериментальным фактом, содействовавшим развитию модели ядерных оболочек. Магнитные моменты

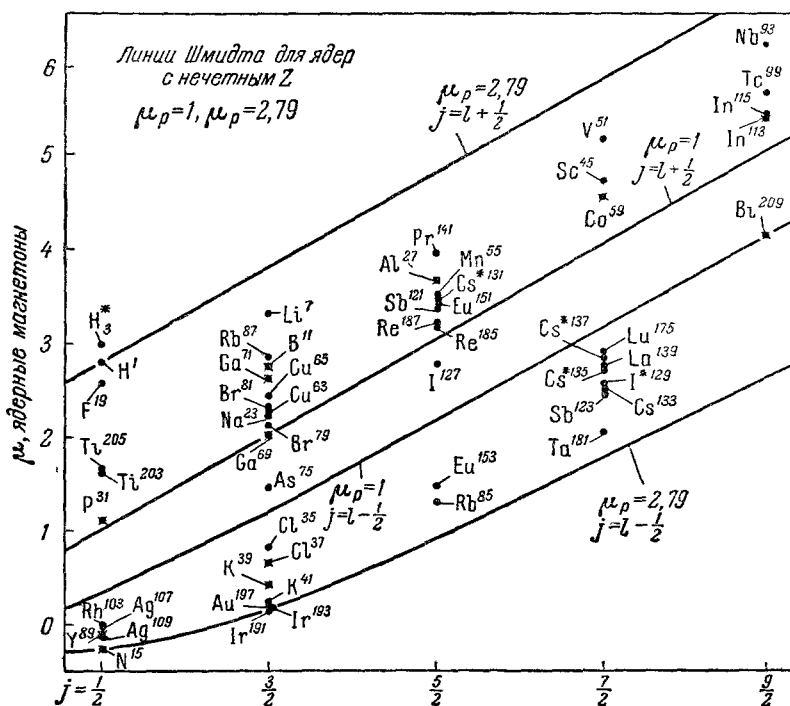


Рис. 6. Магнитные моменты ядер с нечетным числом протонов и четным числом нейтронов, отнесенные к измеренным значениям ядерного спина.

не обязаны быть целочисленными, и поэтому реальные предсказания состоят в подробных расчетах. Мы можем быть удовлетворены, если одночастичные представления смогут указать общую тенденцию.

Для отдельного протона или отдельного нейтрона, находящегося на уровне с определенным j , можно рассчитать магнитный момент. Действительно, для каждого j существуют два различных теоретических значения, зависящих от двух значений, $l = j + \frac{1}{2}$ и $l = j - \frac{1}{2}$.

На рис. 6 указаны в виде точек все измеренные магнитные моменты ядер с нечетным числом протонов и четным числом нейтронов. По оси абсцисс отложен наблюдаемый ядерный спин J . На графике проведены четыре линии. Две внешние линии, обычно называемые линиями Шмидта, изображают расчетные значения момента, основанные

на экспериментальных значениях собственного магнитного момента свободного протона, равного 2,79 ядерного магнетона. Две внутренние линии рассчитаны для собственного магнитного момента протона, равного 1, причем протон в ядре считается дираковской частицей, лишенной своего мезонного облачения.

Наблюдаемые магнитные моменты, за исключением двух, очень хорошо ложатся на две полосы, заключенные между линиями Шмидта и Дирака. Отсюда можно заключить, что магнитный момент, попадающий в верхнюю полосу, означает что спин и орбитальный момент параллельны, а нижняя

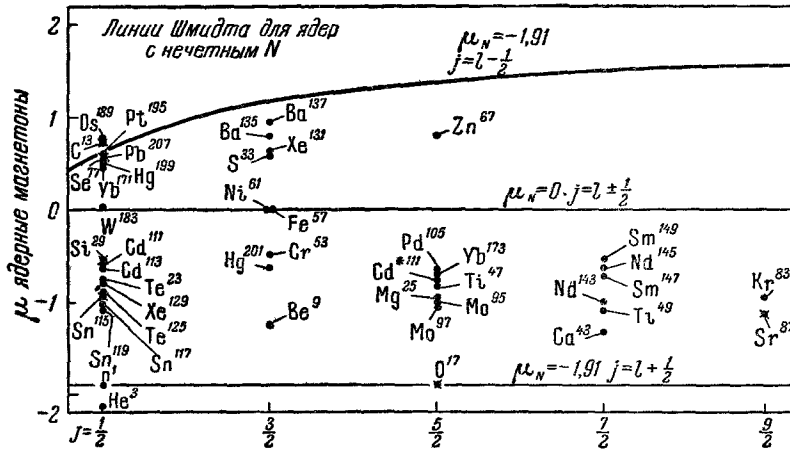


Рис. 7. Магнитные моменты ядер с нечетным числом нейтронов и четным числом протонов, отнесенные к измеренным значениям ядерного спина.

полоса соответствует случаю, когда они антипараллельны. Следовательно, магнитный момент позволяет нам судить о величине l , тогда как спин ядра определяет лишь j . Заметьте, что все магнитные моменты, за исключением тех, которые связаны с уровнем $p_{1/2}$, положительны.

Но если взглянуть на такой же график для ядер с нечетным числом нейтронов, он окажется совсем иным. Так как у нейтрона нет электрического заряда, его орбитальный момент не дает вклада в магнитный момент, поэтому магнитный момент не должен расти с увеличением J . Так как собственный магнитный момент свободного нейтрона отрицателен, следует ожидать отрицательных значений магнитного момента, когда спин и орбитальный момент параллельны, и положительных, когда они антипараллельны. На рис. 7 нанесены измеренные магнитные моменты, сопоставленные с моментами ядер, имеющих нечетное число нейтронов и четное число протонов; очевидно, что предсказание оправдывается. И опять по знаку магнитного момента можно определить орбитальный момент в одночастичной модели.

Но раз модель оболочек предсказывает значения l , то любое определение магнитного момента служит пробным камнем для теории. И теория сумела перенести это испытание с честью. Практически все измеренные магнитные моменты попадают в правильную группу. Два изотопа с нечетным Z обладают, как правило, одним и тем же спином. Очень часто также они имеют практически одинаковый магнитный момент, что указывает на то, что те два нейтрона, которые определяют различие между ними, в магнитный момент вклада не вносят.

ДРУГИЕ ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИ ЯДЕРНЫХ ОБОЛОЧЕК

То, о чем только что шла речь, существенным образом завершает описание модели ядерных оболочек. Некоторые факты обнаруживают полное соответствие между моделью и экспериментальными данными. Нет никаких сомнений в том, что эта модель дает верное приближение к истинной структуре. В качестве испытания модели можно использовать свойства основного состояния ядер с нечетным значением A . Их момент в большинстве случаев определяется моментом j последнего нечетного нуклона. Величина их магнитного момента показывает, что модель, приписывающая определенное значение орбитального момента l , правильна.

Модель оболочек требует некоторой переориентации мышления. Корреляции, по крайней мере у ядер с нечетным массовым числом, в определенной области масс не будут обнаружены. Нечетное число протонов или нейтронов определяет ядерные особенности. Но поскольку, как правило, в ядре всегда больше нейтронов, чем протонов, нам приходится сравнивать различные области массовых чисел.

Что касается магнитных моментов, то хотя в общем их поведение следует расчетным кривым, они обнаруживают значительные, хотя и не неожиданные, отклонения. Нельзя быть абсолютно уверенным в том, что мы действительно можем установить орбитальный момент, исходя из этих значений. Фактически вся совокупность данных, определяющих правильность приписывания определенного значения орбитального момента, является очень убедительной. Значение l определяет четность ядра. Нечетные l дают отрицательную четность, четные l — положительную четность. Для каждого значения j два возможных предсказываемых значения l , а именно $l = j - 1/2$ и $l = j + 1/2$, различаются по своей четности. В ядрах, с сильными взаимодействиями, четность имеет существенное значение.

Изменениями четности определяется скорость ядерных реакций. Например, при β -распаде переходы, связанные с изменениями четности, носят название *запрещенных* и имеют большой период полураспада. Таким образом, из известного периода полураспада можно установить различие в четности между последним нечетным нейтроном в исходном ядре и последним нечетным протоном в конечном. Примером перехода, запрещенным по экспериментальным данным, является β -распад ${}_{38}\text{Sr}_{91}^{91}$ с переходом к ${}_{38}\text{Y}_{91}^{91}$. Из рис. 4 видно, что пятьдесят третий нейтрон в состоянии $d_{5/2}$ (т. е. $l = 2$) имеет четную четность; тридцать девятый протон в состоянии $p_{1/2}$ (т. е. $l = 1$) имеет нечетную четность. Таким образом, в этом переходе действительно происходит изменение четности.

Для β -распада согласие между наблюдаемыми и предсказываемыми периодами полураспада великолепное. Однако исторически дело было совсем иначе; именно модель оболочек помогла внести ясность в данные по β -распаду. До появления этой модели считалось, что взаимодействие, ответственное за β -распад, будет слабее в тяжелых ядрах. Тяжелые ядра, у которых значения A превосходят 135, действительно имеют большие периоды полураспада. Однако модель ядерных оболочек предсказывает, что практически все переходы являются запрещенными, так как протонные и нейтронные числа принадлежат различным осцилляторным оболочкам и, следовательно, имеют противоположную четность.

Одной особенно привлекательной чертой модели ядерных оболочек является предсказание области ядерной изомерии. Изомерное состояние ядра — это просто возбужденное состояние с периодом полураспада, составляющим часы, дни или годы. Уже давно было ясно, что большие периоды полураспада связаны с тем, что моменты изомерного и основного состояний отличаются весьма сильно. В таком случае излучение за счет

дипольного или квадрупольного перехода запрещено, а возможны лишь октупольные или 2^4 -польные переходы, а эти переходы происходят крайне медленно. Ядра защищены от соударений своими электронными оболочками и могут оставаться в возбужденных состояниях длительное время.

В ядрах с нечетным A можно ожидать появления аналогичных явлений в том случае, когда основное состояние определяется конкуренцией двух одночастичных уровней с резко отличными моментами. Из рис. 5 видно, что это может иметь место только на краях оболочки, где спин-орбитальное взаимодействие сталкивает уровень с высоким значением момента одной оболочки осциллятора к уровню предшествующей оболочки с меньшим значением момента. Изомерия ядер с нечетным A может иметь место поэтому только на определенных «островках», определяемых нечетными числами протонов или нейтронов. Действительно, изомерия не обнаруживается вне этих островков и достаточно часто имеет место внутри них. Поиски изомерии производились экспериментаторами весьма тщательно в других областях, но ни одного случая изомерии там обнаружено не было.

Первый островок лежит между 39 и 49, как это видно из рис. 5. Иттрий ${}_{39}\text{Y}_{50}^{89}$, имеющий основное состояние $p_{1/2}$, обладает возбужденным состоянием $g_{9/2}$. Оба изотопа индия, ${}_{49}\text{In}^{113}$ и ${}_{49}\text{In}^{115}$, имеют основное состояние $g_{9/2}$ и возбужденные состояния $p_{1/2}$ с весьма близкими энергиями. Только в пределах первого островка наблюдается до тридцати случаев изомерии.

УТОЧНЕНИЕ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим теперь несколько подробнее те качественные предсказания, которые дает нам модель ядерных оболочек. Мы уже указывали на то, что удачная модель может служить также исходным пунктом для более точных вычислений. Такие вычисления были проделаны для различных областей периодической системы и, в частности, полностью для легких ядер. Эти вычисления совершенно аналогичны уточненной трактовке электронной структуры атомов. В ядрах вводится правдоподобный потенциал взаимодействия всех нуклонов вне замкнутых оболочек; этот потенциал выбирается так, чтобы он обеспечивал правильные свойства в случае дейтерона и обеспечивал насыщение ядерных сил. Обычно такие потенциалы содержат один свободный параметр.

Характерной квантовомеханической особенностью таких расчетов является то, что нуклон не обязан находиться на одной определенной орбите, его орбита представляет собой суперпозицию различных орбит. Полезные вычисления могут быть выполнены лишь в том случае, когда используется небольшое число собственных функций.

До сих пор предполагалось, что связь между спином и орбитой нуклона бесконечно велика, так что каждая орбита характеризуется своим значением j . Расчеты, основанные на этом предположении, называют jj -связью. Ядерное взаимодействие имеет тенденцию нарушать спин-орбитальную связь. Если силы, действующие между нуклонами, будут преобладать, то легко понять, что из этого получится. Так как между нуклонами действуют силы притяжения, нуклоны будут стремиться сблизиться в пространстве, насколько это возможно. Это можно осуществить, расположив по два нуклона на одной и той же пространственной орбите. Но если два нуклона тождественны, то согласно принципу Паули это возможно только при условии антипараллельности их спинов. В этом случае мы получаем связь, очень похожую на связь электронов в легких атомах.

Между спин-орбитальной связью и ядерными силами разворачивается игра, напоминающая перетягивание каната. К сожалению, по крайней

мере для легких ядер, эта игра кое-где заканчивается вничью. Спин-орбитальное взаимодействие достаточно сильно и расщепляет $1d$ -уровень в ядре O^{17} на $d_{5/2}$ и $d_{3/2}$ с разницей в энергиях, равной 5 Мэв . Но и силы, действующие между частицами, составляют в целом величину порядка 40 Мэв . Таким образом, расчеты оказываются совсем не простыми.

Быть может, наиболее сложными расчетами, которые удалось провести, были расчеты по определению свойств фтора-9 Эллиотом и Флауэрсом и независимо от них Редлихом. Ядро, о котором идет речь, имеет три частицы сверх кислородной сердцевинки, которые могут находиться на уровне $2s$ или $1d$. Было обнаружено, что за счет подбора одного параметра в потенциале взаимодействия можно получить моменты основного и возбужденных состояний; энергии возбужденных состояний также определяются вполне корректно. Некоторые другие свойства, такие, например, как магнитный момент, вероятности переходов для β - и γ -распадов, также получаются в хорошем численном совпадении с экспериментальными данными.

ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ

В заключение я хочу остановиться на тех случаях, в которых модель ядерных оболочек оказывается бессильной. Один из таких случаев заключается в невозможности объяснения на основе модели значений квадрупольных моментов. Квадрупольные моменты можно измерять, например, с помощью оптической сверхтонкой структуры атомов; эти моменты определяют отклонения формы ядра от сферической.

Модель оболочек с успехом может предсказать знаки квадрупольных моментов, однако если сравнить вычисленные значения с экспериментально определенными, то несоответствие получается вопиющее. В некоторых областях атомных чисел измеренные квадрупольные моменты оказываются в десять раз больше вычисленных. Области, в которых наблюдаются такие случаи, приходится на такие ядра, у которых числа протонов и нейтронов далеки от магических, например для значений A от 140 до 190, а также для трансураниевых элементов. Но в этих же самых областях модель сферических ядерных оболочек вызывает и другие беспокойства.

Оказывается, что все ядро деформируется, превращаясь в сфероид, грубо говоря, в диск или сигару. В рассматриваемых областях существует большое число тесно расположенных одночастичных уровней и много конфигураций, претендующих на роль основного состояния. Поэтому силы, действующие между частицами, имеют гораздо больше возможностей осуществлять корреляции между положениями нуклонов, другими словами, появляются «коллективные» эффекты. Мы не сомневаемся в том, что большие величины квадрупольных моментов и другие характерные черты коллективной модели Бора и Моттельсона могут быть получены учетом сил, действующих между парами частиц, но необходимые вычисления по меньшей мере весьма утомительны. Модель сферических ядерных оболочек уже не будет правильной аппроксимацией нулевого порядка.

В модели, предложенной Бором, Моттельсоном и Нильссоном, исходя из среднего потенциала, деформируемого в одноосный эллипсоид вращения. Если нуклон попадает в такую деформированную яму, его полный момент j перестает быть хорошим квантовым числом. Энергия в значительной мере зависит теперь от проекции момента на ось симметрии. Эта проекция обозначается Бором и Моттельсоном буквой K . Однако у ядра в целом полный момент должен быть проквантован, поэтому ось его симметрии не фиксируется. Сердцевина должна принимать участие в движении одной частицы так, чтобы можно было квантовать полный момент. Самым низшим уров-

нем, очевидно, будет тот, в котором вращение будет самым медленным. Для основного состояния мы получаем, таким образом, $J = K$.

Нильссон рассчитал энергетические уровни для деформированного ядерного потенциала. Например, уровень с $j = 5/2$ расщепляется на три, а именно $\pm 1/2$, $\pm 3/2$, $\pm 5/2$, на каждом из которых может быть два нуклона любого сорта. Таким путем он получил последовательность состояний, которые очень хорошо объясняют ядерные спины основных состояний ядер с нечетным значением A в области от $A = 140$ до $A = 190$, т. е. именно там, где сферическая модель оказалась несостоятельной.

Все то, что рассказывалось до сих пор, выглядит как простое обобщение модели оболочек. По этой причине Бор и Моттельсон предпочитали говорить об «обобщенной» модели. Однако после достаточно бурной дискуссии между Флауэрсом и Бором несколько лет назад в Израиле Паули сказал: «Эти модели не настолько обобщены, как они думают». И действительно, существенной чертой коллективной модели является то, что сердцевина, если она до некоторой степени вращается в основном состоянии, может вращаться и быстрее. И мы таким образом получаем сверх каждого нильссоновского уровня с заданным K еще и «вращательную полосу» энергетических уровней с увеличивающимся моментом. Энергия этих уровней, расположенных выше основного состояния, определяется известной формулой для вращения двухатомной молекулы:

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2\theta} [J(J+1) - K(K+1)].$$

Если добавить один нуклон к ядру с нечетным значением A , чтобы в результате образовалось четно-четное ядро, нижним уровнем для нового нуклона будет такой уровень, на котором проекция на ось симметрии будет иметь направление, противоположное имевшемуся. Следовательно, проекции всех моментов на ось симметрии взаимно уничтожаются и ротационные уровни начинаются со значения $J = 0$. Кроме того, точно так же как и при вращении двухатомных молекул, состоящих из двух одинаковых атомов без спина, разрешенными уровнями будут только уровни с четным J .

Такие ротационные уровни действительно встречаются в области больших деформаций. Пример (а число таких примеров легко увеличить) приведен на рис. 8. Рисунок относится к ядру Hf^{180} . Зная энергию первого возбужденного уровня, можно рассчитать энергии всех остальных уровней, используя обычную формулу для вращения. Наблюдаемые уровни вплоть до значений $J = 8$ и энергии этих уровней очень хорошо согласуются с расчетными значениями.

Величина θ , входящая в формулу (1), соответствует моменту инерции. По известным значениям размеров и массы ядра можно подсчитать момент инерции для жесткого вращения; оказывается, что это значение намного больше, чем значение θ . Однако до сих пор еще нет удовлетворительного объяснения момента инерции θ , получаемого опытным путем.

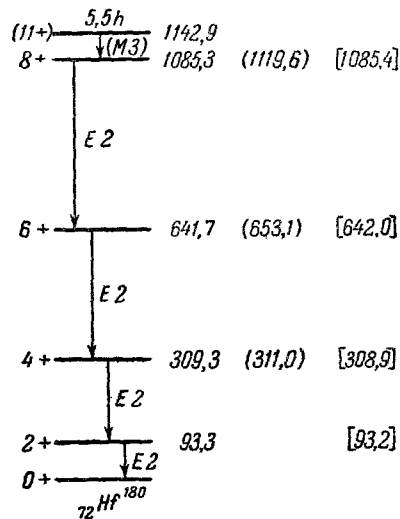


Рис. 8. Наблюдаемые энергетические уровни при распаде Hf^{180} . Числа в скобках вычислены по формуле

$$E = (\hbar^2/2\theta)I(I+1).$$

Ротационные уровни имеют некоторые необычные свойства, предсказываемые ротационной моделью. Например, излучение при переходах между уровнями с четным J может осуществляться только за счет электрических квадрупольных переходов. Это подтверждается вполне надежно. Однако эти переходы происходят примерно в сто раз быстрее по сравнению с переходами отдельного нуклона. Этот результат из коллективной модели получается непосредственно. Вероятности перехода пропорциональны квадрату квадрупольного момента, а так как квадрупольный момент ядра в десять раз больше, чем у отдельного протона, появление множителя сто вполне закономерно.

Кроме того, модель предсказывает в некоторых случаях отношения вероятностей перехода для β - и γ -распадов между различными членами одной и той же ротационной полосы в великолепном согласии с экспериментом. Нет никаких сомнений, что модель вполне годится для деформированного ядра.

Недавно эта модель была применена к некоторым легким ядрам. Я уже упоминала, что расчеты, выполненные для ядра F^{19} и основанные на сферической модели оболочек, учитывающие взаимодействие между нуклонами, дают хорошие числовые результаты. Теперь уже известно, что модель Нильссона с небольшой подгонкой параметров в равной степени обеспечивает правильные результаты для тех же ядер. Первый метод требует решения детерминантов 24 порядка и подразумевает использование счетной машины, а вычисления Нильссона, как говорят, были выполнены за один вечер. Уже одно это показывает, насколько различны эти модели — взаимодействие между нуклонами с промежуточной связью, с одной стороны, и вращение сердцевин и единственного нуклона со спин-орбитальным взаимодействием — с другой. Представляется крайне загадочным, почему эти два метода приводят к одинаковому результату.

Таковы в основных чертах две модели ядра, имеющие хождение в настоящее время. Обе они имеют свои достоинства и свои недостатки. В настоящее время взаимосвязь между этими двумя моделями, которая несомненно должна быть, не очень ясна. И фактически мы еще совсем далеки от того, чтобы иметь единую обобщенную модель ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Г е ш п е р т - М а й е р, И. Г. Д. И е н с е н, Элементарная теория ядерных оболочек, М., ИЛ, 1958.
2. А. С. Д а в ы д о в, Теория ядра, М., Физматгиз, 1958.
3. Г. Б е т е, Ф. М о р р и с о н, Элементарная теория ядра, М., ИЛ, 1958.
4. Л. А й з е н в у д, Е. В и г н е р, Структура ядра, М., ИЛ, 1959.
5. Р. П а й е р л с, Атомные ядра, УФН 68, 307 (1959) (популярный очерк).