

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВАНИЯ МОДЕЛИ ЯДЕРНЫХ ОБОЛОЧЕК

*М. И. Корсунский*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

До настоящего времени предложено несколько простых моделей строения атомного ядра. Наибольшее значение среди них имеют капельная модель и модель нуклеонных оболочек. Каждая из этих простых моделей удовлетворительно объясняет отдельные ядерные явления, но ни одна не может объяснить всей совокупности известных свойств атомных ядер.

Модель ядра-капли довольно хорошо объясняет многие явления, связанные с атомными ядрами, в частности деление атомных ядер; теория этого явления на основе капельной модели была впервые дана Я. И. Френкелем<sup>1</sup>. Для капельной модели ядра, а также для ряда других моделей (например, непрерывной) общим является статистический метод рассмотрения. Модели, в которых применяется статистический метод, дают хорошие результаты для возбуждённых ядер, но, как оказалось в последнее время, неприложимы к основным слабовозбуждённым состояниям ядер. Последнее обстоятельство особенно чётко проявляется в ряде важных явлений, таких, как изомерия, периодичность в свойствах, закономерности в величине спина ядер и др. Эти явления хорошо объясняются моделью нуклеонных оболочек.

В настоящем обзоре мы предполагаем осветить основные экспериментальные данные, свидетельствующие в пользу модели нуклеонных оболочек.

Представление о ядре как о системе, образованной нуклеонами, движущимися как независимые частицы в самосогласованном поле, которое образовано всеми ядерными частицами, возникло и разрабатывалось ещё в 1932—1934 гг.<sup>2—3</sup>, сразу же после появления гипотезы Д. Д. Иваненко<sup>2</sup> о том, что протоны и нейтроны являются структурными составляющими атомных ядер. Согласно этой модели

ядерные частицы — протоны и нейтроны, поскольку они имеют спин, равный половине, не могут все находиться в одном и том же квантовом состоянии. В тяжёлых ядрах, содержащих большое число частиц, протоны и нейтроны подобно электронам в атомах должны распределяться по состояниям, характеризваемым различными квантовыми числами —  $n$  (главное квантовое число),  $l$  (квантовое число, определяющее угловой момент),  $m$  (квантовое число, определяющее проекцию углового момента) и  $s$  (спиновое число).

Распределение частиц по различным уровням энергии (число частиц, могущих находиться на данном уровне энергии, определяется числом вырожденных состояний для данного уровня) будет зависеть от характера сил, действующих на ядерные частицы. Совокупность частиц, находящихся на одном или нескольких близких друг к другу по величине энергии уровнях, и называют (по аналогии с электронами в атоме) ядерной оболочкой. Последовательное заполнение ядерных оболочек нуклеонами должно приводить к образованию особенно устойчивых изотопов, подобно тому как заполнение электронных оболочек приводит к образованию атомов благородных газов. Конечно, аналогия между нуклеонными оболочками в ядре и электронными оболочками в атоме является весьма отдалённой и в известной мере чисто формальной, так как ядерные силы по своему характеру отличаются от сил, действующих на электрон в атоме.

Как только выяснилось, что ядро представляет собой систему сильно взаимодействующих частиц, развитие модели нуклеонных орбит, явившейся первой протонно-нейтронной ядерной моделью, приостановилось, так как представление о нуклеонных орбитах казалось несовместимым с представлением о сильном взаимодействии частиц, образующих ядро. В самом деле, говорить о каком-либо орбитальном движении одной частицы среди группы других частиц, составляющих ядро (рис. 1), можно лишь в том случае, если длина свободного пробега частицы по отношению к обмену энергией будет достаточно большой и во всяком случае превышающей размеры ядра.

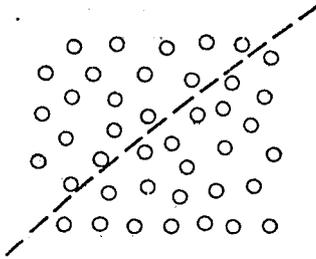


Рис. 1.

На первый взгляд кажется, что это условие не может быть выполнено, ибо известно, что эффективное сечение рассеяния  $p$ -р при энергии порядка  $20 \text{ Мэв}$  приблизительно равно  $0,3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ , что при существующей плотности частиц в ядре даёт значение средней длины свободного пробега, равное приблизительно  $1/3$  радиуса ядра, т. е., иными словами, взаимодействие между ядерными частицами столь сильное, что на пути, в среднем равном  $1/3$  ядерного радиуса,

происходит столкновение между частицами, происходит, следовательно, и обмен энергией между сталкивающимися частицами. Наличие такого сильного взаимодействия и быстрого обмена энергией между частицами, лежащее в основе капельной модели ядра, и казалось несовместимым с представлением о нуклеонных оболочках. Однако, как было указано Вейскопфом<sup>9</sup> и Ферми<sup>10, 11</sup>, столь быстрый обмен энергией будет иметь место только для внешнего (постороннего) нуклеона, привносящего в ядро большой избыток энергии. Такая быстрая частица, попав в ядро, будет в действительности испытывать частые столкновения (в соответствии с указанной выше длиной свободного пробега), в результате которых она будет передавать частицам, ранее находившимся в ядре, свой избыток энергии (образование компаунд-ядра). Малая длина свободного пробега обеспечивает быстрый и полный обмен энергией между попавшим в ядро нуклеоном (с большой энергией) и нуклеонами, бывшими в ядре ранее. Однако обмен энергией между нуклеонами, находящимися в нормальном невозбуждённом ядре, будет происходить не столь часто. Длина свободного пробега по отношению к обмену энергией для нуклеона, находящегося в ядре, должна быть значительно большей, чем  $\frac{1}{3}$  ядерного радиуса. Дело в том, что в невозбуждённом нормальном ядре ядерные частицы в большей своей части занимают наиболее низкие из возможных энергетических состояний, поэтому «столкновение» между ними не приводит к обмену энергией, ибо ни одна из взаимодействующих частиц не может передать часть своей энергии другой частице, не перейдя в состояние с меньшим значением энергии, между тем как все состояния с меньшей энергией, согласно принципу Паули, оказываются занятыми. Поэтому большая часть «столкновений» между нуклеонами (нормально находящимися в ядре) не приводит к изменению состояния движения, и фактический «свободный пробег» оказывается значительно больше того, что следует из данных капельной модели ядра и из экспериментальных данных о взаимодействии нейтронов с ядрами. Если все частицы, находящиеся в ядре, будут занимать уровни с возможно более низкими значениями энергии, то столкновений, приводящих к изменению энергии, вообще не будет.

Применение принципа Паули к ядру указывает, с одной стороны, на необходимость распределения нуклеонов по различным состояниям, а с другой стороны, на возможность существования в ядре орбитального движения, что создаёт, по крайней мере в принципе, допустимость модели ядерных оболочек.

В модели оболочек состояние нуклеона в ядре определяют как состояние частицы, находящейся в некотором усреднённом самосогласованном поле, постоянном во времени.

Такое приближение в случае электронной оболочки, как известно, является достаточно хорошим, однако возможность применения его

для ядерной системы вызывает много сомнений. В ядре нет такого центрального тела, каким является само ядро в электронной оболочке атома и которое одно определяет большую часть потенциальной энергии. С другой стороны, силы, действующие между нуклеонами, суть типичные силы с коротким радиусом действия. На каждый данный нуклеон действует только небольшое число других нуклеонов, и поэтому статистический характер явления в случае ядра будет выражен гораздо слабее, чем в случае атома.

Ещё некоторое время назад этим отрицательным аргументам придавалось решающее значение. Однако по мере того как выяснялось, что следствия, вытекающие из простой модели нуклеонных оболочек, удовлетворительно объясняют всё большее число свойств атомных ядер, острота этих отрицательных аргументов несколько притуплялась.

Так, например, Ферми, указывая на то, что модель нуклеонных орбит не так уж неправдоподобна, пишет<sup>10</sup>: «Когда один нуклеон проходит вблизи соседних нуклеонов, то потенциальные ямы могут быть расположены так близко друг к другу, что при наложении они образуют примерно однородный потенциал». Следовательно, Ферми допускает возможность приближённого представления о некотором усреднённом, постоянном (во времени) поле. В той мере, в какой модель нуклеонных орбит совпадает с данными опытов, она является оправданной.

Прежде чем приступить к изложению фактов, свидетельствующих в пользу существования нуклеонных орбит, приведём здесь некоторые следствия, вытекающие из представления о движении нуклеона в постоянном (во времени) потенциальном поле. Прежде всего необходимо выбрать потенциал этого самосогласованного поля. Этот потенциал можно выбрать в виде прямоугольной потенциальной ямы, т. е. положить потенциал  $U=0$  при  $r > R$  (где  $R$  — радиус ядра) и  $U=-U_0$  при  $r \leq R$ . Можно также выбрать потенциал внутри ядра в виде потенциала гармонического осциллятора. Далее рассматривается гармонический трёхмерный осциллятор с термами, смещёнными на аддитивную постоянную  $U_0$ :

$$U = -U_0 + \frac{1}{2} cr^2 = -U_0 + \frac{1}{2} M\omega^2 r^2, \quad (1)$$

где  $M$  — масса частицы, движущейся в поле  $U$ ,  $\omega$  — частота «классического» осциллятора и  $r$  — расстояние, характеризующее положение частицы. Энергия частицы в таком поле определится<sup>8</sup> выражением\*)

$$E = -U_0 + \hbar\omega \left( N + \frac{1}{2} \right), \quad (2)$$

\*) Потенциальные функции для протона и нейтрона, вообще говоря, должны быть различными, поскольку протон обладает зарядом, а нейтрон такового не имеет.

где

$$N = n_1 + n_2 + n_3 + 1, \quad (3)$$

а целые числа  $n_1, n_2, n_3$  — квантовые числа, связанные с колебаниями вдоль осей  $x, y$  и  $z$  соответственно.

В случае  $N=1$  волновая функция может быть представлена в виде

$$\psi = e^{-\frac{1}{2}\rho^2}, \quad (4)$$

где

$$\rho = \frac{M\omega r^2}{\hbar}, \quad (5)$$

а  $\hbar$  — постоянная Планка, делённая на  $2\pi$ .

В таком состоянии угловое квантовое число  $l$  равно нулю. Это, следуя спектроскопическим обозначениям, — уровень  $1s$ .

Для  $N=2$

$$\psi = e^{-\frac{1}{2}\rho^2} \rho \cos \theta. \quad (6)$$

В таком состоянии угловое квантовое число  $l$  равно единице. Это, следовательно, уровень  $2p$ .

В спектроскопии принято считать, что главное квантовое число  $n$ , соответствующее наиболее низкому уровню с угловым числом  $l$ , равно  $l+1$ . В ряде работ, относящихся к ядерным оболочкам, приписывают низшему уровню с данным  $l$  квантовое число  $l$ , независимо от значения  $l$ . Это неудобно, если иметь в виду аналогию с атомной спектроскопией. В принятом здесь обозначении между «квантовым числом энергии»  $N$ , главным квантовым числом  $n$  и угловым квантовым числом  $l$  будет существовать соотношение

$$N = 2n - l - 1. \quad (7)$$

В случае  $N=3$  функция  $\psi$  будет иметь несколько значений:

$$\psi_1 = e^{-\frac{1}{2}\rho^2} \left( \rho^2 - \frac{3}{2} \right) \quad (8)$$

и

$$\left. \begin{aligned} \psi_2 &= e^{-\frac{1}{2}\rho^2} \rho^2 \left( \frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right), \\ \psi_3 &= e^{-\frac{1}{2}\rho^2} \rho^2 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

т. е. для случая  $N=3$  возможны два состояния. Одно из них

(функция  $\psi_1$ ) имеет  $l=0$  и представляет уровень  $2s$ , а другое состояние (характеризуемое функциями  $\psi_2$  и  $\psi_3$ ) имеет  $l=2$  и соответствует уровню  $3d$ .

Для  $N=4$  получаются состояния со значением  $l$ , равным единице (уровень  $3p$ ) и  $l=3$  (уровень  $4f$ ).

Таким образом, для осцилляторного потенциала уровни получаются сильно вырожденными. Второй уровень  $s$  совпадает с первым уровнем  $d$  и т. п.

Отметим, что уровни с чётным значением числа  $N$  соответствуют нечётным значениям углового квантового числа  $l$ .

Для данной энергии (данного  $N$ ) число различных квантовых уровней в схеме  $(nl)$ , в зависимости от того, чётное или нечётное значение имеет  $N$ , будет равно либо  $\frac{1}{2}N$ , либо  $\frac{1}{2}(N+1)$ . Этим

уровням соответствуют значения числа  $l$ , равные  $N-1, N-3, N-5$  и т. д., и главные квантовые числа  $n$ , равные  $N, N-1, N-2, \dots$  соответственно. Полный статистический вес энергетического уровня  $N$  с учётом спина (множитель 2 в статистическом

весе) равен  $N(N+1)$ . Таким образом веса уровней с  $N=1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, \dots$  равны соответственно 2, 6, 12, 20, 30, 42, 56. Следовательно, полное число квантовых состояний, для которых  $N$  меньше или равно  $N_0$ , равно 2, 8, 20, 40, 70, 112, 168 (для значений  $N_0$  от единицы до семи).

Таким образом, если бы самосогласованное поле для ядерных частиц выражалось осцилляторным потенциалом, то тогда заполнение ядерных оболочек должно было бы происходить в ядрах, содержащих частицы (протоны или нейтроны) в количестве

$$2, 8, 20, 40, 70, 112, 168. \quad (10)$$

Если в качестве потенциала самосогласованного поля выбрать прямоугольную потенциальную яму с бесконечно высокими<sup>3</sup> или конечными стенками<sup>5</sup>, то и в этом случае последовательность уровней оказывается совпадающей с той, которая имеет место для осцилляторного потенциала. Однако в этом случае исчезает то «случайное» вырождение уровней с различными  $l$ , но одинаковыми значениями  $N$ , которое имеет место в случае осцилляторного по-

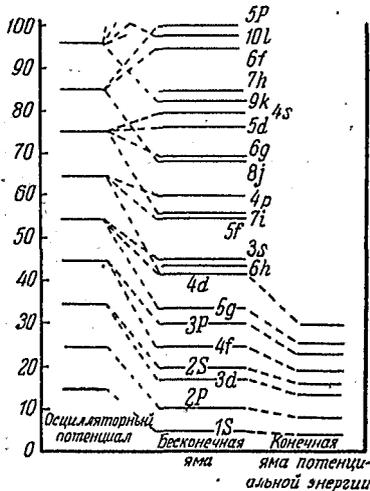


Рис. 2. Энергетические уровни в осцилляторном потенциале, потенциальной яме бесконечной глубины и яме с конечной высотой стенок.

конечными стенками<sup>5</sup>, то и в этом случае последовательность уровней оказывается совпадающей с той, которая имеет место для осцилляторного потенциала. Однако в этом случае исчезает то «случайное» вырождение уровней с различными  $l$ , но одинаковыми значениями  $N$ , которое имеет место в случае осцилляторного по-

тенциала. Уровень осциллятора  $N$  расщепляется (в случае прямоугольной ямы) на уровни с данным  $l$  и  $n$  так, что уровень с наибольшим  $l$  оказывается лежащим ниже всех.

На рис. 2 сопоставлено расположение уровней для осцилляторного потенциала, бесконечной прямоугольной ямы и ямы с конечными стенками.

На этом рисунке представлены все уровни бесконечной ямы, находящиеся ниже величины  $100 \frac{\hbar^2}{MR^2}$  (где  $R$  — радиус ямы). Численные значения энергии этих уровней, выраженные в единицах  $\frac{\hbar^2}{MR^2}$ , приведены в таблице I.

Таблица I

Энергетические уровни потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками в единицах  $\frac{\hbar^2}{MR^2}$

$l$	Первый уровень		Второй уровень		Третий уровень		Четвёртый уровень	
	обозначение уровня	энергия						
0	1s	4,93	2s	19,74	3s	44,42	4s	78,96
1	2p	10,12	3p	29,85	4p	59,45	5p	98,92
2	3d	16,61	4d	41,35	5d	75,96	6d	—
3	4f	24,40	5f	54,25	6f	93,83	7f	—
4	5g	33,51	6g	68,49	7g	—	8g	—
5	6h	43,76	7h	83,98	8h	—	9h	—
6	7i	55,27	8i	—	9i	—	10i	—
7	8j	67,98	9j	—	10j	—	11j	—

Согласно вышеприведённой схеме нужно ожидать следующей последовательности заполнения квантовых состояний. Первые два нейтрона и первые два протона помещаются на уровне 1s и образуют первую оболочку. У ядра  ${}^4_2\text{He}$  (два протона и два нейтрона) первая оболочка оказывается заполненной. В ядрах с большим числом протонов и нейтронов следующие шесть частиц размещаются на уровне 2p. Эти частицы образуют вторую оболочку и т. д.

В таблице II энергетические уровни бесконечной потенциальной ямы сведены в группы (оболочки), причём даны: число квантовых состояний ( $n_l$ ) для каждого уровня, число состояний  $N_l$  с приблизительно одинаковой энергией. Данные, приведённые в последней строке ( $\sum N_l$ ), показывают числа нейтронов и протонов, для которых (в случае потенциальной ямы с бесконечными стенками) должно происходить заполнение группы уровней оболочек.

Таблица II

Заполнение оболочек (нейтронов или протонов) в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками

Оболочка	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	1s	2p	3d 2s	4f 3p	5g	6	4d 6h 3s	5f 7i	4p	8f 6g
$n_l$	2	6	$\frac{10}{2}$	14	6	18	$\frac{10}{22}$	$\frac{2}{2}$	6	$\frac{30}{18}$
$N_l$	2	6	12	14	6	18	34	40	6	48
$\Sigma N_l$	2	8	20	34	40	58	92	132	138	186

В зависимости от степени заполнения оболочки мы должны ожидать у ядер относительно большую или меньшую степень устойчивости. Когда начинается новая оболочка, энергия связи вновь добавляемых частиц должна быть меньше энергии связи предыдущих частиц, заполнивших оболочку. Следует ожидать на основании такой схемы, что 3-й, 9-й, 21-й и т. д. протон или нейтрон должны быть связаны значительно слабее, нежели 2-й, 8-й или 20-й.

## 2. О «МАГИЧЕСКИХ ЧИСЛАХ»

Самый факт распределения нуклеонов по оболочкам был бы надёжно установлен и характер этого распределения был бы строго определён, если бы мы могли определить экспериментально уровни энергии всех нуклеонов в ядре так, как это сделано с помощью рентгеновских лучей для электронов в атоме. Однако в настоящее время таких прямых данных в нашем распоряжении нет. Поэтому о наличии ядерных оболочек приходится судить по ряду более или менее косвенных данных.

Первые заключения о существовании ядерных оболочек делались на основании различных закономерностей, наблюдаемых среди изотопов стабильных ядер. В последние годы этому вопросу был посвящён ряд работ М. А. Левитской<sup>12-16</sup>, А. П. Знойко<sup>17-19</sup> и других исследователей<sup>20-25</sup>. Известно, например, что у всех лёгких элементов от лития до кислорода (атомный номер 8) имеется только два стабильных изотопа, из которых один (лёгкий) соответствует равенству  $N=Z$ , а в другом (более тяжёлом) число нейтронов на единицу больше числа протонов. У кислорода такие изотопы также имеются, но, кроме того, у кислорода имеется и третий изотоп с массовым числом 18. Начиная с кислорода, закономерность в числе изотопов другая — элементы с нечётным  $Z$  имеют только один ста-

бильный изотоп (F, Na, Al, P), а элементы с чётным  $Z$  обладают тремя изотопами (O, Ne, Mg, S). Происшедшее при  $Z=8$  изменение в характере изотопного состава элементов может быть следствием того, что частицы заполнили одну из ядерных оболочек. Проследивая такие изменения в характере изотопного состава элементов, можно выявить наличие других ядерных оболочек. К сожалению, однако, закономерности в изотопном составе имеют сложный и не достаточно отчётливый характер. Вместо изотопного состава отдельных элементов можно использовать другие свойства ядер, меняющиеся периодически (или, точнее, условно периодически) по таблице стабильных ядер. Так, можно рассмотреть, как это сделал А. П. Знойко, изменение удельного заряда с увеличением числа частиц в ядре или распространённость элементов и их главных изотопов, как это сделал М. Л. Чепелевецкий<sup>23</sup>. Наличие иррегулярностей в ходе удельного заряда  $\frac{Z}{A}$ , так же как и наличие иррегулярностей в распространённости элементов, свидетельствует, несомненно, о том, что нуклеоны в ядрах распределяются по определённым группам. Однако данные о составе таких групп (оболочек) не получаются достаточно определёнными. Более полные данные о составе таких групп могут быть получены из рассмотрения значений энергии связи и масс-дефектов ядер, из закономерностей в величине спина ядер, из данных о магнитном и квадрупольном моментах ядер. Эти данные могут вместе с тем дать представление о характере ядерных уровней (квантовые числа  $j, l, s$ ) и, следовательно, послужить основанием для систематики ядерных уровней. Оказалось, что из этих, а также и из некоторых других данных вытекает, что, повидимому, ряд чисел:

$$2, 8, (14), 20, (28), 50, 82, 126 \quad (10a)$$

представляет собой числа нуклеонов, заполняющих последовательно расположенные ядерные оболочки. Эти числа в иностранной литературе часто называют «магическими» числами. Следует отметить, что ряд чисел (10a) не совпадает с рядом чисел (10), который соответствует (см. таблицу II) заполнению уровней в случае прямоугольной потенциальной ямы. Это расхождение будет обсуждено позже, а сейчас обратимся к тем экспериментальным фактам, которые подтверждают особую устойчивость ядер, число нуклеонов в которых выражается таблицей (10a).

### 3. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ НУКЛЕОНОВ

О наличии таких особо устойчивых ядер можно было бы судить, прежде всего, по величине энергии связи. Устойчивые ядра должны обладать наибольшей энергией связи. Присоединённые к таким ядрам нуклеоны будут связываться с ядром слабее, чем

те частицы, которые образуют заполненную группу, характеризующую данное устойчивое ядро.

Устойчивость ядра  ${}^4_2\text{He}$ , содержащего два протона и два нейтрона, общеизвестна. Энергия, выделяющаяся при прибавлении последующего нуклеона, резко возрастает в ряду ядер  ${}^1_1\text{H}$ ,  ${}^2_1\text{H}$ ,  ${}^3_2\text{He}$ ,  ${}^4_2\text{He}$ . Ядра же  ${}^5\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$ , образующиеся путём присоединения к ядру  ${}^4\text{He}$  одного нейтрона или одного протона соответственно, неустойчивы. Энергия связи пятой частицы у этих ядер не положительна, а отрицательна, т. е. при присоединении нуклеона к ядру  ${}^4\text{He}$  энергия не выделяется, а поглощается. Ядро  ${}^5_2\text{He}$ , например, распадается на  ${}^4_2\text{He}$  и нейтрон с выделением энергии.

Использовать непосредственным образом данные об энергии связи для установления особой устойчивости ядер с числом частиц 8, 20 и т. д. трудно, так как на кривой, выражающей зависимость величины энергии присоединения одного нуклеона к ядру от числа частиц в ядре (рис. 3), отчётливо видны резкие максимумы, соответствующие ядрам с чётным числом протонов и нейтронов. Эффект чётности частиц в лёгких ядрах (да и не только

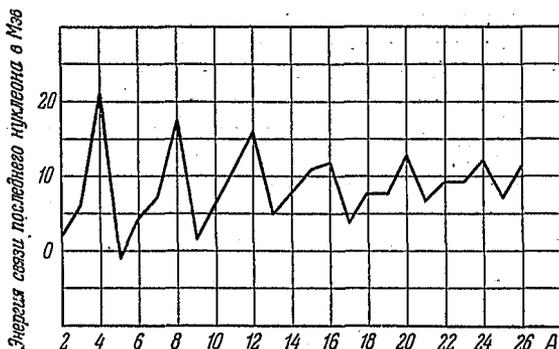


Рис. 3. Зависимость энергии связи последнего нуклеона от числа нуклеонов среди стабильных лёгких ядер.

в лёгких) затухивает то изменение в энергии связи нуклеонов, которое обусловлено фактом заполнения ядерной оболочки. Из кривой рис. 3 видно, что ядра с чётным числом частиц —  ${}^8_4\text{Be}$ ,  ${}^{12}_6\text{C}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$ ,  ${}^{20}_{10}\text{Ne}$  особенно устойчивы по отношению к удалению одного нуклеона\*). Однако, если мы сопоставим значение энергии, выделяющейся при присоединении к этим ядрам одной или

\*) Ядро  ${}^8_4\text{Be}$  в действительности неустойчиво, но неустойчиво оно по отношению к делению ядра — к распаду ядра на две альфа-частицы, по отношению же к удалению одного нуклеона ядро  ${}^8_4\text{Be}$  должно быть весьма устойчивым.

двух новых частиц, то тотчас же проявится особая устойчивость ядра  $^{16}_8\text{O}$ .

В таблице III приведено значение энергии, выделяющейся при присоединении к ядрам, содержащим чётное число частиц ( $^8_4\text{Be}$ ,  $^{12}_6\text{C}$ ,  $^{16}_8\text{O}$ ,  $^{20}_{10}\text{Ne}$ ), одного нейтрона (столбец 2) или одного

Таблица III

Ядро	Энергия (в Мэв), выделяющаяся от присоединения к ядру			
	одного нейтрона	одного протона	одного нейтрона и одного протона	двух нейтронов
$^8_4\text{Be}$	1,668	-0,182	8,25	8,475
$^{12}_6\text{C}$	4,959	1,943	12,493	13,122
$^{16}_8\text{O}$	4,142	0,605	9,729	12,182
$^{20}_{10}\text{Ne}$	6,759	3,626	13,506	17,162

протона (столбец 3), или нейтрона и протона (столбец 4), или двух нейтронов (столбец 5). (Данные, приведённые в таблице III, вычислены из значений масс лёгких ядер, приведённых в статье Б. С. Желелова и Л. Н. Зыряновой<sup>26</sup>.) Как видно из этой таблицы, энергия присоединения одного или двух нуклеонов растёт в ряду этих ядер в направлении от  $^8_4\text{Be}$  к  $^{20}_{10}\text{Ne}$ , т. е. с увеличением числа частиц в ядре связь нуклеона с ядром возрастает. Однако кислород из этого ряда выпадает. Энергия присоединения нейтрона к кислороду оказывается меньшей, чем у углерода и неона. То же самое имеет место и в отношении присоединения к ядру протона или одного нейтрона и одного протона, или двух нейтронов. Ясно, что все эти частицы связываются с кислородом слабее, чем с другими чётными ядрами, расположенными в ряду  $^8_4\text{Be}$  —  $^{20}_{10}\text{Ne}$ . Этого следовало бы ожидать, если бы в ядре кислорода 16 происходило заполнение ядерной оболочки.

Как мы уже указывали выше, непосредственное сопоставление данных об энергии присоединения к ядру последующего нуклеона затрудняется тем, что на эффекты, обусловленные заполнением ядерной оболочки, накладываются другие эффекты, среди которых эффект чётности имеет доминирующее значение. Вместе с тем сами

энергетические эффекты, связанные с заполнением оболочек, не особенно велики. Поэтому скачки в энергии связи, наступающие при заполнении оболочек, могут быть замечены лишь в результате весьма точных измерений.

Пока дефекты масс средних и тяжёлых ядер измерялись недостаточно точно ( $\frac{\Delta m}{m} > 10^{-5}$ ), ход кривой дефекта массы представлялся совершенно плавным, и не было возможности заметить на этой кривой какие-либо изломы. В последние годы в масс-спектрографических измерениях был сделан существенный шаг вперёд. Появились две серии работ, в которых дефекты масс средних и тяжёлых ядер измерены со сравнительно высокой точностью\*).

Обе серии работ выявили отчётливые изломы в кривой дефекта масс. Тем не менее к выводам из масс-спектрографических измерений необходимо подходить с большой осторожностью, так как авторы, повидимому, склонны переоценивать точность своих измерений\*\*), а весь скачок энергий связи при  $N$  и  $Z = 50$  и при  $N = 82$  не превосходит  $2,5 - 3$  Мэв. В целом сравнение с энергиями ядерных реакций показывает, что данные Коллинза и др. обладают значительно более высокой точностью, нежели данные Дакуорса. Однако они относятся лишь к двум областям периодической системы Менделеева, а именно к области  $32 \leq A \leq 70$  и к области  $102 \leq A \leq 136$ . Из этих данных следует, что после  $Z = 28$  и  $Z = 50$  наблюдаются небольшие скачки в величине коэффициента упаковки.

На рис. 4 приведены несколько менее надёжные значения коэффициента упаковки различных ядер, вычисленные Дакуорсом и Престоном<sup>30</sup> на основании измеренных ими значений масс различных изотопов. Как видно из этого графика, в ходе зависимости коэффициента упаковки от значения массового числа ядер наблюдаются изломы, приходящиеся на места, соответствующие изотопу  ${}_{40}^{90}\text{Zr}$  (50 нейтронов), изотопу олова  ${}_{50}^{120}\text{Sn}$  (50 протонов) и изотопу свинца  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$  (82 протона и 126 нейтронов).

Участок кривой, соответствующий значениям массового числа от 126 до 150, был исследован Дакуорсом<sup>27</sup> позднее. Рис. 5 вос-

\*) В работах Дакуорса<sup>27-32</sup> с сотрудниками  $\frac{\Delta m}{m}$  оценивается примерно в  $5 \cdot 10^{-6}$ , что даёт ошибку в определении массы при  $m = 100$  примерно в  $0,5$  Мэв. Другая серия работ была проведена Ниром Коллинзом и др.<sup>32а, 32б</sup>. Этим авторам удалось добиться ещё более высокой точности, равной согласно их оценке  $0,1$  Мэв при  $A = 60$  и примерно  $0,2$  Мэв при  $A = 120$ .

\*\*) Что авторы действительно недооценивают свои погрешности, видно, например, из того, что по Дакуорсу погрешность в определении массы  $\text{Cr}^{50}$  равна  $100$  кэв, а по Коллинзу и др. —  $70$  кэв, в то время как результаты обоих измерений расходятся между собой на  $2$  Мэв.

производит зависимость величины энергии связи, рассчитанной на один нуклеон, от значения массового числа. На графике отчёт-

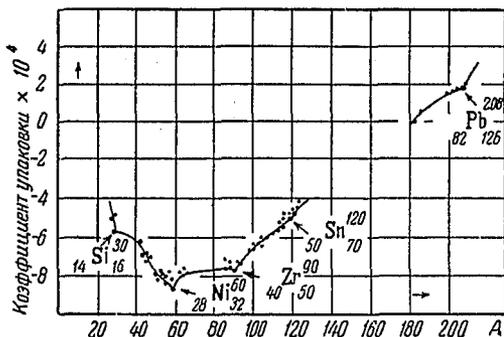


Рис. 4. Ход коэффициента упаковки с изменением массового числа.

ливо обнаруживается излом в ходе этой зависимости, приходящийся на изотоп  $^{140}_{58}\text{Ce}$ , в составе которого находятся 82 нейтрона.

Наличие на кривых рис. 4 и 5 изломов в местах, соответствующих ядрам с числом частиц 50 и 82, свидетельствует об изменении величины энергии связи нуклеонов, когда число частиц (протонов или нейтронов) в ядре становится больше, чем 50 или 82.

Аналогичное заключение может быть сделано также и на основании экспериментальных значений энергии связи нейтрона, определённых с помощью различных ядерных реакций. Гарвей<sup>33</sup> систематизировал данные, относящиеся к реакциям типа (n,  $\gamma$ ), (d, p) и ( $\gamma$ , n) для ряда изотопов<sup>\*)</sup>. Данные Гарвея показывают любопытную зависимость энергии связи нейтрона от числа частиц в ядре. Чтобы исключить влияние на энергию связи фактора чётности, Гарвей определял зависимость от

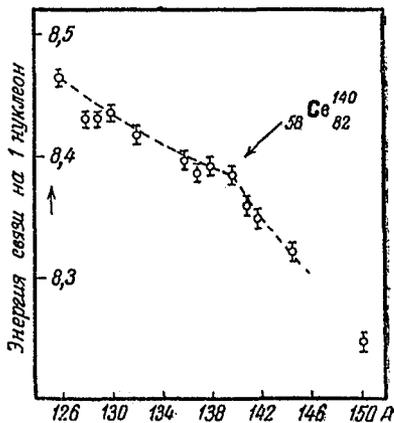


Рис. 5. Энергия связи на нуклеон в области средних массовых чисел.

\*) Исследование энергий связи нейтронов было проведено также Физером<sup>32а</sup>. Более обширный материал, собранный этим автором, подтверждает данные Гарвея.

числа частиц в ядре не величины энергии связи нейтрона, а разности между действительной энергией связи нейтрона, измеренной на опыте, и энергией связи, вычисленной из полуэмпирической формулы

$$M(A, Z) = A - 0,00081Z - 0,00611A + 0,014A^{2/3} + 0,083 \left( \frac{1}{2}A - Z \right)^2 A^{-1} + 0,000627 Z^2 A^{-1/2} + \delta, \quad (11)$$

где  $A$  — массовое число,  $Z$  — заряд ядра,  $M(A, Z)$  — массы ядра данного изотопа, а  $\delta$  равно нулю для нечётного  $A$  и имеет значение, равное  $+\frac{0,036}{A^{3/4}}$ , когда  $A$  чётное и  $Z$  нечётное, и значение, равное  $-\frac{0,036}{A^{3/4}}$ , когда  $A$  чётное и  $Z$  чётное. Из соотношения (11)

легко вычислить энергию связи нейтрона. Для этого достаточно определить разность между массой нейтрона и величиной  $M(A+1, Z) - M(A, Z)$ . Разность  $\Delta E$  между экспериментальным значением энергии связи  $(N+1)$ -го нейтрона и её значением, вычисленным на основании полуэмпирической формулы (11), представлена на рис. 6.

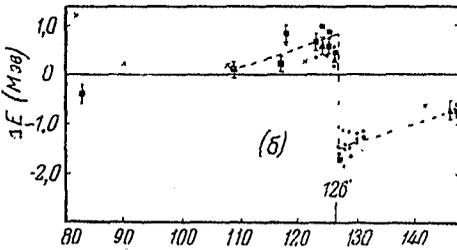


Рис. 6.

На рис. 6, а дана зависимость  $\Delta E$  от числа нейтронов в ядре —  $(N+1)$  — для ядер с числом нейтронов от 30 до 83, а на рис. 6, б дана такая же зависимость для ядер, содержащих нейтроны в количестве от 100 до 148. Как видно из полуэмпирических кривых, наблюдаются резкие скачки в ходе этой зависимости, приходящиеся на ядра с числом нейтронов 50, 82 и 126.

Следует иметь ещё в виду, что эффект заполнения ядерной оболочки затухивается не только изменением чётности числа частиц в ядре, но также и тем обстоятельством, что в ядрах находятся частицы двойного типа и что по мере увеличения общего числа частиц в ядре меняются как число протонов, так и число нейтронов. Поэтому обычно наряду с заполнением (по мере увеличения числа частиц в ядре) какой-нибудь оболочки частицами одного

типа в ядре увеличивается также содержание частиц другого типа. Может оказаться, что увеличение в ядре числа частиц этого другого типа будет способствовать увеличению энергии связи, в результате чего эффект заполнения оболочки, выражающийся в уменьшении энергии связи при начале заполнения новой оболочки, может оказаться затухёванным.

Повидимому, выявление скачка в величине энергии связи нуклеона, происходящего в начале заполнения новой оболочки, можно произвести более отчётливо, если проследить изменение энергии связи по мере заполнения данными частицами ядерной оболочки, при условии, что число частиц другого типа будет оставаться в ядре неизменным. Произвести такое рассмотрение возможно в области тяжёлых ядер, для которых установлено существование многих радиоактивных изотопов и изотонов (ядер, в составе которых содержится одинаковое число нейтронов).

Кравцов<sup>84</sup> сопоставил данные для энергии связи нейтронов, полученных в реакциях типа  $(\gamma, n)$ ,  $(n, \gamma)$ ,  $(d, p)$  и  $(d, t)$ , происходящих с тяжёлыми ядрами, со значениями энергий  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадов тяжёлых ядер и вычислил на основании этого сопоставления, по известному из масс-спектроскопических данных значению массы атома  $^{208}_{82}\text{Pb}$ , значения масс атомов большинства известных тяжёлых изотопов, а также энергию присоединения к ядру последнего нуклеона (протона и нейтрона). В таблицах IV

Таблица IV  
Значения энергии связи последнего  $(N+1)$ -го нейтрона (в Мэв) для изотопов тяжёлых ядер

$Z \backslash N$	120	122	124	126	128	130
81	6,8	6,5	6,2	3,82	3,88	—
82	7,1	6,4	6,71	3,87	3,77	3,5
83	7,4	7,1	6,8	4,22	4,38	4,24
84	7,5	7,2	6,6	4,85	4,31	4,09
85	7,6	7,4	7,1	5,1	4,3	4,23
86	—	—	8,1	4,9	4,7	4,58
87	—	—	7,2	5,5	5,0	4,9

и V приведены данные, заимствованные из упомянутой статьи Кравцова, с некоторыми изменениями из более поздней работы Физера<sup>33а</sup>.

В таблице IV приведены значения энергии связи последнего  $(N+1)$ -го нейтрона для ядер с одним и тем же значением  $Z$ ,

но различным значением  $N$ . Такие ядра помещены все в одной горизонтальной строке этой таблицы. (Во избежание влияния чётности в таблице представлены только данные величины энергии связи  $(N+1)$ -го нейтрона для ядер, содержащих в своём составе чётное число нейтронов.) Ядра с различными  $Z$  расположены в различных строчках.

Как видно из таблицы IV, энергия присоединения 127-го (а также 129-го, 131-го) нейтрона значительно меньше, чем энергия присоединения 121-го, 123-го и 125-го нейтронов. Скачок в величине энергии связи при переходе числа нейтронов через 126 наблюдается среди всех тяжёлых ядер с  $Z$ , меняющимся от 81 до 87. Отметим значительную величину этого скачка энергии связи; для всех этих значений  $Z$  она равна 2—2,5  $Mэв$ .

В таблице V приведены значения энергии связи  $(Z+1)$ -го протона для различных ядер, содержащих различное число протонов, но одно и то же число нейтронов (изотоны), причём опять-таки

Таблица V

Значения энергии связи последнего  $(Z+1)$ -го протона (в  $Mэв$ ) для изотонов (ядер с равным числом нейтронов) тяжёлых ядер

$N \backslash Z$	78	80	82	84
115	5,6	4,6	1,8	—
116	5,1	5,0	1,9	—
117	5,8	5,2	2,0	1,2
118	6,8	5,6	2,1	1,4
119	6,3	5,4	2,4	1,5
120	6,7	5,5	2,6	1,6
121	7,1	5,9	2,9	1,7
122	—	6,0	3,1	2,0
123	—	6,3	3,8	2,2
124	—	6,5	4,0	2,5
125	—	7,2	4,12	3,0
126	—	7,4	4,18	3,4
127	—	—	4,53	4,0

для исключения влияния чётности в таблице V сопоставляются только ядра с чётными значениями  $Z$ . Как видно из таблицы V, для всех изотонов с числами нейтронов от 115 до 127 без исключения наблюдается скачок в энергии связи последнего  $(Z+1)$ -го протона при числе протонов, равном 82. Величина скачка равна 2,5—3  $Mэв$ . Если учесть, что погрешность данных, приведённых в таблице V, составляет 0,5  $Mэв$ , то можно считать величину этого скачка постоянной для всех изотонных ядер с числом нейтронов от 115 до 126.

Сопоставляя энергию связи частиц у различных тяжёлых ядер, Кравцов<sup>85</sup> пришёл к выводу, что в ядрах не существует отдельных протонных и нейтронных оболочек, а есть только общие протонно-нейтронные оболочки и что скачок в энергии связи наблюдается только у таких ядер, где происходит одновременное заполнение оболочек как протонами, так и нейтронами. Однако данные, приведённые в таблице V, говорят о совершенно противоположном: о том, что скачок в энергии связи при переходе числа протонов в ядрах через 82 наблюдается при любом числе нейтронов (в пределах 115—126) в ядре и что, следовательно, заполнение протонных оболочек происходит независимо от заполнения нейтронных оболочек.

Для лёгких ядер проследить наличие скачков в энергии связи так, как это сделано в таблицах IV и V, нельзя, так как изотопов, обладающих одинаковым числом частиц одного типа, среди лёгких ядер известно сравнительно немного. Однако весьма отчётливые указания могут быть получены, если сравнивать масс-дефекты у лёгких ядер с одинаковым изотопическим числом. Особенный интерес представляют ядра, для которых изотопическое число  $N - Z$  равно нулю. В этих ядрах протонные и нейтронные оболочки должны застраиваться совместно, поэтому скачок в энергии связи должен проявляться отчётливо.

На рис. 7 представлена зависимость величины масс-дефекта от атомного номера  $Z$  для ядер с изотопическим числом, равным

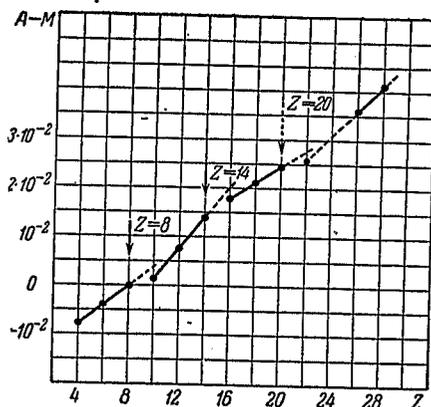


Рис. 7. Масс-дефект чётных ядер с изотопическим числом, равным нулю.

нулю. По оси ординат отложена величина  $A - M$ , т. е. значение масс-дефекта, взятое со знаком минус. Для исключения влияния чётности числа частиц при построении кривой рис. 7 мы

ограничились только ядрами с чётным  $Z$ . Как видно из рис. 7, зависимость масс-дефекта от числа частиц не монотонная, а претерпевает ряд скачков и резких изменений в наклоне кривой. Скачки приходятся на ядра с числом протонов и нейтронов, равным 8, 14 и 20.

Наличие таких скачков и изломов в ходе масс-дефекта наблюдается также и для ядер с изотопическим числом  $N - Z = 1, 2, 3$ . Сопоставление хода масс-дефекта у этих ядер (рис. 8) с ходом масс-дефекта ядер с изотопическим числом, равным нулю, показывает, что изломы в ходе дефекта масс имеют место, когда число

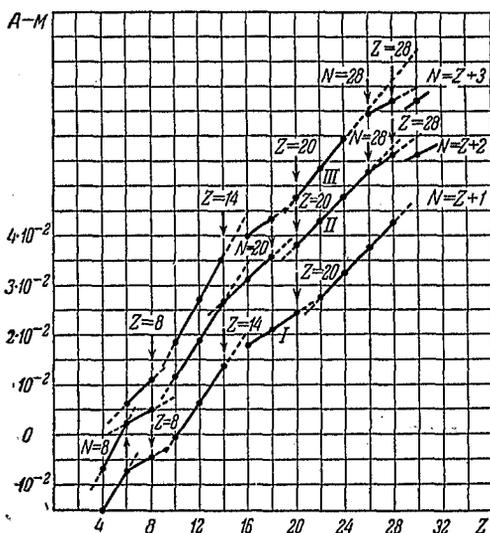


Рис. 8. Масс-дефект изотопов чётных элементов с изотопическим числом 1 (кривая I), 2 (кривая II) и 3 (кривая III). Значения ординат, указанные на рисунке, относятся к кривой I. Для кривой II нуль значения  $A - M$  сдвинут вверх на две клетки, для кривой III — на четыре клетки.

нейтронов в ядре делается равным 8, 20 и 28 и когда число протонов в ядре равно 8, 14, 20 и 28. Отсутствие на кривых рис. 8 скачка при числе нейтронов, равном 14, казалось бы подтверждает высказанную Вейсманом<sup>31</sup> мысль о различии в заполнении протонных и нейтронных оболочек. Однако вопрос о порядке заполнения протонных и нейтронных оболочек сложен, ибо скачок при  $N = 14$  всё же наблюдается, но только для ядер с  $N < Z$ . С другой стороны, для таких ядер нет скачка при переходе от  $Z = 14$  к  $Z = 16$ .

На рис. 9 представлена зависимость масс-дефекта от числа частиц (протонов) для ядер с изотопическими числами 4, 5 и 6. Скачок в ходе масс-дефекта при  $N = 20$  и  $28$ , а также при  $Z = 28$  и на этих кривых виден отчетливо.

#### 4. РАСПРОСТРАНЁННОСТЬ ИЗОТОПОВ

Данные об относительной распространённости изотопов и об изотопических числах различных ядер также могут быть использованы для иллюстрации особых свойств ядер, обладающих числом нуклеонов, соответствующим значениям «магических» чисел.

Об особой устойчивости ядра  ${}_{20}^{40}\text{Ca}$ , содержащего 20 протонов и 20 нейтронов, говорит то, что этот изотоп является последним в ряду ядер с равным числом протонов и нейтронов. Как известно, по мере повышения заряда соотношение между числом протонов и нейтронов в устойчивых ядрах меняется. Ядра с равным числом протонов и нейтронов уже оказываются не самыми устойчивыми. Начиная с кислорода (атомный номер 8), мы не встречаем среди устойчивых ядер с нечётными  $Z$  таких, у которых было бы равное число протонов и нейтронов. Следует подчеркнуть, что первым ядром с нечётным  $Z$ , не содержащим изотопов, у которых  $Z = N$ , является ядро с  $Z = 9$ , у которого начинает заполняться третья протонная оболочка. Среди ядер с чётным  $Z$  изотопы с  $Z = N$  встречаются и у элементов с атомным номером, большим 8. Последним из таких элементов оказывается  ${}_{20}^{40}\text{Ca}$ . Следующий чётный элемент титан уже не имеет устойчивых изотопов с равным числом протонов и нейтронов; изотопа  ${}_{22}^{44}\text{Ti}$  среди стабильных ядер нет. Предшествующий кальцию чётный элемент аргон имеет изотоп  ${}_{18}^{36}\text{Ar}$ , содержащий равное число протонов и нейтронов, однако относительная распространённость его очень мала.  ${}_{18}^{36}\text{Ar}$  содержится в аргоне в количестве всего лишь 0,31% \*). Относительная же

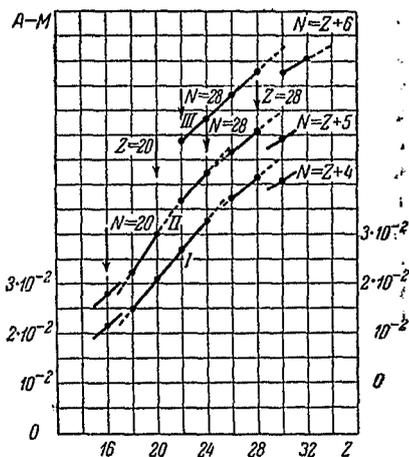


Рис. 9. Масс-дефект ядер с изотопическим числом 4 (кривая I), 5 (кривая II) и 6 (кривая III). Значение  $A - M$ , указанное на рисунке слева, относится к кривой I, справа — к кривой II. Для кривой III начало отсчёта сдвинуто вверх на две клетки.

\*) Впрочем, возможно, что малая распространённость  $A^{36}$  является следствием того, что на земле большая часть аргона возникла от распада  $K^{40}$ , при котором получается изотоп  $A^{40}$ .

распространённость  $^{40}_{20}\text{Ca}$  весьма велика: изотоп  $^{40}_{20}\text{Ca}$  содержится в кальции в количестве 96,96%. То, что  $^{44}_{22}\text{Ti}$  (22 протона и 22 нейтрона) в природе отсутствует,  $^{36}_{18}\text{Ar}$  (18 протонов и 18 нейтронов) устойчив, но мало распространён, а  $^{40}_{20}\text{Ca}$  (20 протонов и 20 нейтронов) устойчив и обладает большой распространённостью, свидетельствует об относительно большой устойчивости группы, состоящей из 20 протонов и 20 нейтронов. Следует добавить при этом, что элемент кальций (20 протонов) обладает большим количеством изотопов, нежели его соседи с чётным атомным номером (в этой области таблицы Менделеева элементы с нечётными атомными номерами состоят только из одного изотопа, поэтому мы их из рассмотрения исключаем). Аргон, например (атомный номер 18), имеет три устойчивых изотопа, титан (атомный номер 22) — пять изотопов, хром (атомный номер 24) — четыре изотопа, кальций же (атомный номер 20) имеет шесть стабильных изотопов. Ещё более разительной оказывается разница в изотопическом числе для крайних изотопов кальция и соседних ядер. У аргона эта разница равна 4. У титана также 4, а у кальция она равна 8.

Ядра с числом нейтронов, равным 20, встречаются среди стабильных изотопов гораздо чаще, чем ядра с числом нейтронов 18 и 22 (стабильных ядер, содержащих в своём составе нейтроны в количестве 19 и 21, не существует). Так, известны 5 стабильных ядер, содержащих по 20 нейтронов ( $^{36}_{16}\text{S}$ ,  $^{37}_{17}\text{Cl}$ ,  $^{33}_{18}\text{Ar}$ ,  $^{39}_{19}\text{K}$ ,  $^{40}_{20}\text{Ca}$ ), в то время как различных ядер, содержащих нейтроны в количестве 18, известно только три ( $^{34}_{16}\text{S}$ ,  $^{35}_{17}\text{Cl}$ ,  $^{36}_{18}\text{Ar}$ ). Стабильных ядер с числом нейтронов, равным 22 ( $^{40}_{18}\text{Ar}$ ,  $^{42}_{20}\text{Ca}$ ,  $^{41}_{19}\text{K}$ ) и 24 ( $^{44}_{20}\text{Ca}$ ,  $^{45}_{21}\text{Sc}$ ,  $^{46}_{22}\text{Ti}$ ), известно также только по три.

Итак, ядра, содержащие в своём составе 20 нейтронов или 20 протонов, обладают относительно большей устойчивостью.

В пользу утверждения об особой устойчивости ядер, содержащих 50, 82 или 126 нейтронов и 50 или 82 протонов, также можно привести ряд данных. Так, элемент с атомным номером 50 (олово) обладает наибольшим из всех известных элементов числом стабильных изотопов — десятью. Соседние же элементы (с чётным атомным номером) — кадмий (атомный номер 48) и теллур (атомный номер 52) — имеют по восьми стабильных изотопов. Наибольшее различие между массовыми числами крайних изотопов также имеет место у олова — 12; у соседних элементов — кадмия и теллура — оно равно 10. Разность между массовыми числами крайних изотопов равна 12 также у Xe, наиболее тяжёлый изотоп которого имеет 82 нейтрона.

Известно, далее, что у всех чётных изотопов с атомным номером  $Z > 40$  относительная распространённость наиболее изобильного изотопа не превосходит 35%, а в интервале  $Z$  от 30 до 40 не превосходит 57%.





топов с числом нейтронов, равным 50. Все эти изотопы, так же как и изотопы с числом 82, являются крайними изотопами—самыми тяжёлыми или самыми лёгкими, что также указывает на относительно большую устойчивость ядер с числом нейтронов 50 и 82.

Наконец, следует отметить, что ядра, содержащие нейтроны в количестве 50, 82 и 126, обладают относительно большей распространённостью по сравнению с ядрами, содержащими другое число нейтронов. Это утверждение хорошо иллюстрируется рис. 12, на котором изображена примерная диаграмма относительной распространённости различных изотопов с чётным массовым

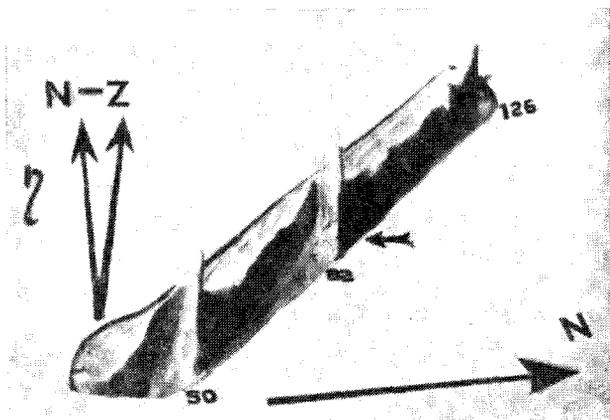


Рис. 12. Процентное содержание стабильных изотопов (по оси  $z$ ). По оси  $x$  отложено число нейтронов в ядре, по оси  $y$  — изотопическое число ( $N - Z$ ).

числом. По оси  $x$  этой диаграммы отложено число нейтронов, находящихся в ядре, по оси  $y$  — изотопическое число данного изотопа, а по оси  $z$  — относительная распространённость данного изотопа  $\eta$ . Как видно из рис. 12, распространённость ядер имеет отчётливый максимум при количестве содержащихся в ядре нейтронов, равном 50, 82 и 126 (на графике представлены ядра с числом нейтронов, превышающим 38). Следует отметить, что на относительно большую распространённость изотопов с числом частиц 50 и 82 указал Селинов<sup>20</sup>.

Об относительной устойчивости ядер с числом протонов 82 и числом нейтронов 126 свидетельствуют также ещё и следующие факты:

1) Свинец (атомный номер 82) является во всех радиоактивных семействах конечным продуктом радиоактивного распада.

2) В ряду радиоактивных излучателей  $\alpha$ -частиц с данным  $Z$  минимальная энергия  $\alpha$ -частиц наблюдается у тех ядер, у которых число нейтронов в ядре равно 126. Это значит, что такие ядра



источника Ra- $\gamma$ -Be, нашёл, что у иттрия 89 поперечное сечение для захвата нейтронов в 10—20 раз меньше, чем у соседних изотопов (число нейтронов у иттрия 89 равно 50). Минимум поперечного сечения захвата нейтронов имеет место и у  $^{139}_{57}\text{La}$  и  $^{141}_{59}\text{Pr}$  (у обоих по 82 нейтрона). Мещеряков<sup>37</sup> обнаружил, что для нейтронов, получаемых из реакции (d, d), существует глубокий минимум поперечника захвата у лантана 39, празеодима 141 и бария 138 (число нейтронов у всех равно 82), а также у висмута, у которого в ядре содержится 126 нейтронов.

Значительно более подробное исследование поперечных сечений захвата быстрых нейтронов было произведено Хьючесом с сотрудниками<sup>37а, 37б</sup>. В этой группе работ было показано, что все ядра с числом нейтронов, равным 50, 82 или 126, обладают аномально малыми поперечными сечениями захвата нейтронов с эффективной энергией 1 Мэв. Указанные изотопы имеют сечения, в 10—50 раз меньшие, чем соседние ядра, причём для других ядер с  $A > 80$  поперечное сечение захвата никогда не бывает мало.

Одной из основных причин этого явления следует считать уменьшение энергии связи нейтрона, поглощаемого «магическими» ядрами. Составное ядро, получающееся при этом, имеет энергию возбуждения примерно на 1,5 Мэв ниже, чем обычно. Вследствие уменьшения энергии возбуждения заметно падает плотность уровней составного ядра, а потому и поперечное сечение захвата. Возможно, однако, что плотность уровней уменьшается несколько сильнее, чем можно получить из статистической теории.

## 5. КВАДРУПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ ЯДЕР И «МАГИЧЕСКИЕ» ЧИСЛА

Данные о значении квадрупольного момента ядер также могут быть привлечены для рассмотрения вопроса об особой устойчивости ядер, обладающих протонами или нейтронами в количестве, соответствующем одному из значений «магического» ряда чисел.

В самом деле, ядра с заполненными оболочками как протонными, так и нейтронными должны обладать шаровой симметрией. Конечно, ядро, у которого заполнена лишь одна из оболочек — протонная или нейтронная, не будет полностью симметрично, всё же естественно ожидать, что у таких ядер степень асимметрии будет меньшей, чем у ядер с незаполненной оболочкой.

Равенство нулю величины квадрупольного момента ядра  $Q$  означает, что мы имеем симметричное ядро. Положительное значение величины  $Q$  означает, что ядро вытянуто в направлении спиновой оси, а отрицательное значение  $Q$  означает, что ядро в направлении спиновой оси сплющено.

Значение квадрупольного момента измерено в настоящее время для многих ядер, поэтому можно выяснить, как меняется величина  $Q$  по мере увеличения числа частиц в атомном ядре, и установить,

имеются ли какие-нибудь особенности в ходе зависимости величины  $Q$  от массового числа  $A$  для ядер с «магическим» числом протонов или нейтронов. Оказывается, что такие особенности имеют

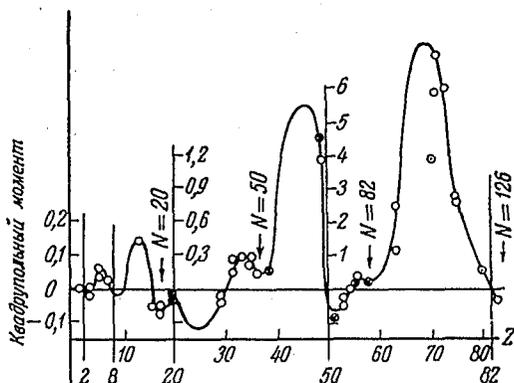


Рис. 14. Зависимость квадрупольного момента от атомного номера.

место<sup>38,39</sup>. Рисунки 14 и 15 отчётливо это иллюстрируют. На рис. 14 изображён ход величины квадрупольного момента  $Q$  в зависимости от  $Z$  — числа протонов в ядре. На рис. 15 изображён ход величины квадрупольного момента  $Q$  в зависимости от числа нейтронов в ядре.

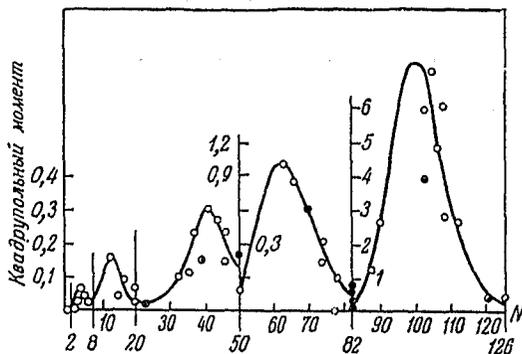


Рис. 15. Зависимость квадрупольного момента от числа нейтронов в ядре.

На этих рисунках экспериментальные данные, относящиеся к ядрам с нечётным числом протонов, отмечены кружками, данные же, относящиеся к ядрам с нечётным числом нейтронов, отмечены кружками с точкой внутри. Кружком с крестиком внутри отмечены значения  $Q$ , вычисленные на основании установленного эксперимен-

тально<sup>38</sup> соотношения между квадрупольным и магнитным моментами ядер \*).

На обоих рисунках 14 и 15 отчетливо видно, что для ядер с числом протонов 2, 8, 20, 50, 82 и для ядер с числом нейтронов 2, 8, 20, 50, 82 и 126 квадрупольный момент или равен нулю, или имеет малое значение.

Добавим, что на кривой рис. 14, изображающей зависимость  $Q$  от  $Z$ , также видны минимумы, соответствующие значениям  $N$ , равным 20, 50, 82 и 126.

Таким образом, на основании рис. 14 и 15 можем заключить, что у ядер, содержащих протоны и нейтроны в количестве 2, 8, 20, 50, 82 и 126, степень асимметрии меньшая, нежели у ядер с другим числом частиц. Это находится в соответствии с большей устойчивостью таких ядер.

Следует отметить, что квадрупольные моменты ядер, имеющих  $Z = Z_{\text{зап}} + 1$ , где  $Z_{\text{зап}} = 28, 50, 82$ , всегда отрицательные, как это видно на примере ядер  $\text{Cu}^{63}$ ,  $\text{Cu}^{65}$ ,  $\text{Sb}^{121}$ ,  $\text{Sb}^{123}$ ,  $\text{Bi}^{209}$ . Напротив, у ядер с  $Z_+ = Z_{\text{зап}} - 1$  квадрупольные моменты (там, где они измерены) положительные. Так, например, для ядер  $\text{N}^{14}$ ,  $\text{Al}^{27}$ ,  $\text{In}^{113}$  и  $\text{In}^{115}$  квадрупольные моменты имеют положительный знак. Поэтому можно высказать предположение, что во всех случаях при переходе от ядра с  $Z_{\text{зап}} - 1$  к ядру  $Z_{\text{зап}} + 1$  квадрупольный момент меняет знак. Повидимому, такой же эффект наблюдается и при переходе от  $N_{\text{зап}} - 1$  к  $N_{\text{зап}} + 1$ , однако для этих случаев данных пока слишком мало.

Таким образом, ядра с числом протонов, несколько меньшим, чем 8, 14, 28, 50, 82, имеют вытянутую форму, а ядра, у которых число протонов несколько превышает указанные числа, повидимому, сплюснуты.

Следовательно, одной из важнейших особенностей «магических» ядер является то, что эти ядра имеют число нуклеонов одного или обоих типов, при котором происходит изменение формы ядра.

\*) Из экспериментальных данных<sup>38</sup> для квадрупольного  $Q$  и магнитного  $\mu$  моментов ядер следует, что для ядер с положительным значением  $Q$  выполняется соотношение

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{Q_1}{Q_2} = \text{const} = c,$$

для ядер с отрицательным значением  $Q$

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{Q_2}{Q_1} = c.$$

На основании этих экспериментально найденных соотношений можно вычислить квадрупольный момент ядра по известному значению его магнитного момента.

## 6. О СИСТЕМАТИКЕ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

Совокупность всех вышеприведённых фактов свидетельствует о том, что ядерные уровни заполняются частицами в количестве 2, 8, 20 (28?), 50, 82, 126, в то время как в прямоугольной потенциальной яме заполнение уровней должно было бы происходить при числе частиц в ядре, равном одному из чисел ряда

$$2, 8, 20, 34, 40, 58, 92, 132.$$

Какова же причина расхождения этих двух рядов чисел и может ли быть объяснено это расхождение в рамках простой модели нуклеонных орбит? Оказывается, что расхождение этих двух рядов чисел можно объяснить некоторым относительным перемещением уровней прямоугольной ямы. Считая, что причиной такого смещения уровней является не учитываемое моделью нуклеонных орбит сильное взаимодействие между ядерными частицами, Нордгейм<sup>40, 41</sup> предположил, что в результате такого взаимодействия уровни, которым соответствуют малые значения орбитального момента, оказываются смещёнными в область меньших энергий. Поэтому уровень  $2s$  оказывается лежащим ниже  $3p$  и уровень  $4d$  ниже уровня  $5g$  и т. д. В силу этого уровни  $3p$  и  $4d$  (вторые уровни с орбитальным моментом 1 и 2) начинают заполняться ранее, чем уровень  $5g$  (первый уровень с орбитальным моментом, равным 4). Точно так же уровень  $5f$  (второй уровень с орбитальным моментом, равным 3) начинает заполняться ранее, чем уровень  $6h$  (первый уровень с орбитальным моментом, равным 5). В результате такого смещения уровни группируются в оболочки иначе, чем это следует из схемы уровней прямоугольной ямы. По Нордгейму порядок чередования уровней в ядрах оказывается следующим:

- 1s (первая оболочка) — две частицы,
- 2p (вторая оболочка) — 6 частиц,
- 2s, 3d (третья оболочка) — 12 частиц,
- 4f, 3p, 4d (четвёртая оболочка) — 30 частиц,
- 5g, 5f (пятая оболочка) — 82 частицы

и т. д. Как близкие по энергии уровни  $2s$  и  $3d$  сгруппированы в одну оболочку. Уровни  $4f$ ,  $3p$  и  $4d$  также группируются в одну оболочку.

Такая группировка уровней даёт для числа частиц, полностью заполняющих ядерные оболочки, значения, совпадающие с «магическими числами». В самом деле, в первой оболочке будет две частицы. Во второй оболочке будет 6 частиц, следовательно, заполнение обеих оболочек (второе «магическое» число) будет происходить в ядрах с восемью частицами. Третья оболочка состоит из частиц, заполняющих уровень  $2s$  (две частицы) и уровень  $3d$  (10 частиц). Все три

оболочки будут заполнены (третье «магическое» число) в ядре, содержащем 20 частиц. Четвёртая оболочка оказывается заполненной в ядре с общим числом частиц пятьдесят (тридцать частиц содержится в одной четвёртой оболочке). Пятая оболочка будет заполнена, когда число частиц в ядре достигнет 82.

Конечно, наличие сильного взаимодействия между ядерными частицами может существенно изменить выводы, вытекающие из представления о частицах, движущихся в самосогласованном поле ядра, и привести к сильному изменению в расположении уровней. Однако выводы Нордгейма носят сугубо качественный характер и предложенная им группировка уровней в оболочке (хотя и совпадающая с «магическими» числами) является мало обоснованной и, по видимому, неправильной. В частности, группировка уровней по Нордгейму противоречит данным о ядерной изомерии. При такой группировке уровней изомерия среди ядер четвёртой и пятой групп не должна иметь места, и для того, чтобы объяснить её существование, Нордгейму приходится допускать, что в некоторых группах ядер порядок заполнения уровней меняется. Новая оболочка начинает заполняться ранее, чем заполнится предшествующая.

Другой возможной причиной относительного перемещения ядерных уровней (по сравнению с уровнями прямоугольной ямы) могло бы быть то, что усреднённое поле неточно выражается прямоугольной ямой. Некоторое изменение формы потенциальной ямы может привести к заметному перемещению уровней.

Уже ранее высказывалось предположение<sup>42-45</sup>, что в тяжёлых ядрах, в центральной части потенциальной ямы потенциал может несколько увеличиваться по отношению к дну этой ямы. Этот подъём потенциала обусловлен тем, что плотность частиц в центральной части тяжёлых ядер вследствие электростатического отталкивания несколько понижается, что ведёт к возрастанию потенциала. На рис. 16 изображён примерный ход плотности в ядре и соответствующая потенциальная функция с центральным подъёмом. Для такой формы потенциала порядок следования уровней для прямоугольной ямы будет нарушен. Уровни будут смещены. Смещение уровней будет тем большее, чем выше будет поднят потенциал центральной части по отношению к дну ямы. Различные уровни будут претерпевать различное по величине смещение. Уровни *s* будут смещаться сильнее, нежели уровни *d*.

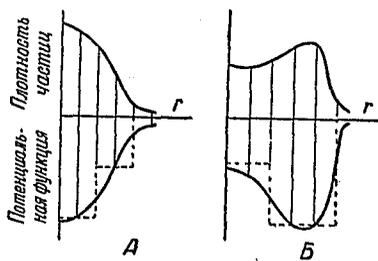


Рис. 16. *A* — плотность частиц в ядре и потенциальная функция в лёгких ядрах, *B* — плотность частиц в ядре и потенциальная функция в тяжёлых ядрах.

Рисунок 17 иллюстрирует смещение уровней прямоугольной потенциальной ямы радиуса  $R$ , в которой дно приподнято на величину  $D'$ , выраженную в единицах  $\frac{\hbar^2}{MR^2}$ . Подъём потенциала принят на протяжении  $r = \frac{R}{2}$ . Энергия уровней на рис. 17 также дана в единицах  $\frac{\hbar^2}{MR^2}$ . Как видно из этого рисунка, наличие подъёма в центральной части потенциальной ямы приводит к изменению порядка следования уровней. Следовательно, и порядок заполнения уровней в этом случае будет отличаться от порядка заполнения уровней в простой прямоугольной яме. Например, в зависимости от величины  $D'$  могут быть получены такие порядки заполнения уровней:

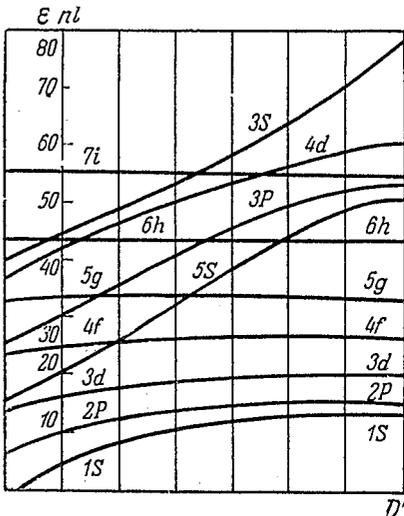


Рис. 17. Смещение уровней энергии с увеличением подъёма  $D'$  в центральной части потенциальной ямы. Подъём принят на протяжении  $r = \frac{R}{2}$ .  $D'$  дано в единицах  $\frac{\hbar^2}{MR^2}$ .

при которых числам заполнения уровней оказались бы наблюдающиеся на опыте «магические» числа 50, 82.

Следует отметить при этом, что число 20 не оказывается «магическим»; вместо него «магическим» должно быть число 18. Также нет никаких экспериментальных указаний на то, что число 32 является «магическим». Несовпадение малых значений «магических» чисел с тем, что получается из допущения существования подъёма в центральной части потенциальной ямы (18, 32 вместо 20), не может рассматриваться, однако, как противоречие, ибо подъём потенциала может иметь место только в тяжёлых ядрах, где много заряженных частиц, и влияние сил отталкивания будет относительно велико.

или

1s, 2p, 3d, 4f, 2s, 3p, 5g, 4d

или

1s, 2p, 3d, 4f, 5g, 4d, 3p, 2s, 6h,

или

1s, 2p, 3d, 4f, 5g, 6h, 4d, 3p, 2s.

Числа заполнения уровней в этом случае будут соответ-

ственно:

2, 8, 18, 32, 34, 40, 58, 68,

2, 8, 18, 32, 50, 60, 66, 68, 90,

2, 8, 18, 32, 50, 72, 82, 88, 90.

В лёгких же ядрах, заряд которых ещё мал, уменьшение плотности частиц в ядре может быть очень малым или даже вовсе отсутствовать, так что для таких ядер порядок чередования уровней будет такой же, как и в простой прямоугольной яме, т. е. будут заполняться уровни в следующей последовательности:

$$1s, 2p, 3d, 2s, 4f, \dots,$$

что и даёт для магических чисел в области лёгких ядер правильные значения 2, 8, 20. По мере увеличения числа частиц в ядре, в частности, по мере увеличения числа протонов, характер потенциальной ямы начинает меняться, уровни частиц смещаются. Особенно сильное смещение претерпевает уровень 2s. При определённом числе частиц в ядре, уровень 2s расположится выше уровня 4f, а при дальнейшем увеличении числа частиц в ядре уровень 2s сместится настолько сильно, что совпадёт с уровнем 5g или даже расположится выше его.

Итак, благодаря изменению формы потенциальной ямы, происходящему по мере увеличения числа заряженных частиц в ядре, должно происходить перемещение уровней, должен меняться порядок их следования и в некоторых ядрах (при определённом числе частиц в ядре) уровни 2s и 5g окажутся расположенными близко друг к другу, так что если основным состоянием последней частицы будет состояние 2s, то ближайшим к нему возбуждённым будет состояние, соответствующее уровню 5g. Могут быть и такие ядра, у которых основным состоянием окажется уровень 5g, а ближайший к нему уровень будет 2s. Это перекрещивание уровней с сильно отличными значениями орбитальных моментов имеет большое значение при объяснении явления ядерной изомерии.

Третьей возможной причиной расхождения рядов чисел (10) и (10a) может быть расщепление уровней, соответствующих одному и тому же значению орбитального квантового числа  $l$ . Такое расщепление может иметь место, например, в случае существования сильной спин-орбитальной связи. Так как спин-орбитальная связь будет тем сильнее, чем больше орбитальный момент  $l$ , то расщепление уровней (с данным  $l$ ) будет более резко выражено для больших  $l$ . Майер<sup>46-48</sup> показала\*), что расщепление ядерных уровней вследствие спин-орбитальной связи происходит так, что уровни с большим полным угловым моментом  $j = l + \frac{1}{2}$  будут иметь энергию связи, большую, нежели уровни с угловым моментом  $j = l - \frac{1}{2}$ . Величина этого расщепления будет пропорциональна  $(2l + 1) A^{-2/3}$ , где  $A$  — массовое число данного ядра.

\*) Схема застройки оболочек, получающаяся в предположении сильной спин-орбитальной связи, была наиболее подробно рассмотрена Хакселем и др.<sup>48a</sup>.

Уровни с  $j=l \pm \frac{1}{2}$  вследствие уменьшения их энергии будут иметь тенденцию сближаться с уровнями, соответствующими меньшему значению квантового числа осцилляторного потенциала, в результате чего порядок следования уровней, свойственный прямоугольной потенциальной яме, для больших значений  $l$  будет нарушен.

Число частиц, находящихся на каждом из расщепившихся уровней, определяется значением величины  $j$  и будет равно  $2j + 1$ .

Предположение о наличии спин-орбитальной связи даёт возможность естественно и просто объяснить наблюдаемые значения «магических» чисел. Первая оболочка состоит только из одного уровня  $1s_{1/2}$ . Во второй оболочке (для которой  $l=1$ ) имеется два подуровня  $2p_{3/2}$  ( $j=1 + \frac{1}{2}$ ) и  $2p_{1/2}$  ( $j=1 - \frac{1}{2}$ ). Так как расщепление уровней для  $l=1$  ещё очень мало, то эти два подуровня близки по энергии и частицы, находящиеся на этих подуровнях, можно объединить в одну оболочку. Точно так же и подуровни с  $l=2$ , т. е. подуровни  $3d_{5/2}$  ( $j=2 + \frac{1}{2}$ ) и  $3d_{3/2}$  ( $j=2 - \frac{1}{2}$ ), ещё не сильно расщеплены, т. е. частицы, на них находящиеся, могут быть также объединены в одну оболочку. Третья ядерная оболочка и образуется из частиц обеих уровней  $d$ , а также и из частиц, находящихся на уровне  $2s_{1/2}$ .

Расщепление уровня  $4f$  уже более значительное, и возможно, что подуровень  $4f_{7/2}$  (содержащий 8 частиц) образует самостоятельную оболочку. Эта оболочка должна заполниться при числе частиц, равном 28. Некоторые экспериментальные данные, о которых мы уже упоминали, указывают на возможность существования и такого «магического» числа.

Частицы, находящиеся на подуровнях  $4f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$ ,  $3p_{1/2}$ , образуют следующую оболочку. К ним присоединяются ещё и частицы подуровня  $5g_{7/2}$ . Уровень  $5g$  претерпевает уже настолько сильное расщепление, что подуровень  $5g_{7/2}$  попадает в одну оболочку с подуровнями  $4f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$  и  $3p_{1/2}$ .

Следующая оболочка состоит из подуровней  $5g_{7/2}$ ,  $4d_{5/2}$ ,  $4d_{3/2}$  ( $4d$ —вторые уровни с орбитальным моментом 2),  $3s_{1/2}$  (третий уровень с  $l=0$ ) и  $6h_{11/2}$ .

Группировка уровней в оболочке, предложенная Майер на основе представления о спин-орбитальной связи, приведена в таблице VI. Как видно из этой таблицы, гипотеза о существовании сильной спин-орбитальной связи даёт правильные числа заполнения ядерных оболочек.

Любопытно отметить, что числа заполнения ядерных оболочек 50, 82, 126 могут быть получены теоретически, путём применения методов квантовой статистики. Этому вопросу были посвящены

Таблица VI

Расположение уровней в случае спин-орбитальной связи

Значение квантового числа осцилляторного уровня $N$	Уровни в прямоугольной яме	Термы с учётом спин-орбитальной связи	Число частиц, заполняющих уровни	Число частиц, заполняющих оболочку	Число частиц в ядре, при котором заполняется оболочка
1	1s	$1s_{1/2}$	2	2	2
2	2p	$2p_{1/2}$ $2p_{3/2}$	4 2	6	8
3	$\left\{ \begin{array}{l} 3d \\ 2s \end{array} \right.$	$3d_{5/2}$ $3d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	6 4 2	12	20
4	$\left\{ \begin{array}{l} 4f \\ 3p \end{array} \right.$	$4f_{7/2}$ $4f_{5/2}$ $3p_{3/2}$ $3p_{1/2}$ $5g_{9/2}$	8 6 4 2 10	8? 22	28? 50
5	$\left\{ \begin{array}{l} 5g \\ 4d \\ 3s \end{array} \right.$	$5g_{7/2}$ $4d_{5/2}$ $4d_{3/2}$ $3s_{1/2}$ $6h_{11/2}$	8 6 4 2 12	32	82
6	$\left\{ \begin{array}{l} 6h \\ 5f \\ 4p \end{array} \right.$	$6h_{9/2}$ $5f_{7/2}$ $5f_{5/2}$ $4p_{3/2}$ $4p_{1/2}$ $7i_{13/2}$	10 8 6 4 2 14	44	126

работы Иваненко и Родичева<sup>50</sup>, Иваненко и Соколова<sup>51</sup>, Борна и Янга<sup>52</sup>.

Рассматривая ядро как полностью вырожденную систему частиц, они получили распределение частиц по состояниям с данным орбитальным моментом  $l$  в виде

$$N(l) = K(l+1)^3, \quad (12)$$

где  $K$  — функция, не зависящая от  $l$  и определяемая только радиальным распределением плотности частиц в ядре  $\rho(r)$ ,  $N(l)$  — число частиц, находящихся в состояниях с орбитальным моментом, меньшим и равным  $l$ . Заметим, что для чисел  $N(l)$  будет выполняться следующее соотношение:

$$[N(l+1)]^{1/3} - [N(l)]^{1/3} = 2k^{1/3} = \text{const}, \quad (13)$$

т. е. если трактовать  $N(l)$  как число частиц в ядре, при котором происходит заполнение данной ядерной оболочки («магическое» число), то для тяжёлых ядер (для которых только и могут быть применены методы статистики) мы должны ожидать, что разность между кубическими корнями из значений соседних «магических» чисел будет иметь постоянное значение. Нижеследующая таблица VII, в которой представлены разности кубических корней из «магических» чисел, показывает, что соотношение (13), вытекающее из квантовой статистики, хорошо выполняется для «магических» чисел 28, 50, 82, 126.

Таблица VII

Число частиц в заполненной оболочке («магическое» число) . .	28	50	82	126
Корень кубический из «магического» числа . . . . .	3,04	3,69	4,35	5,01
Разность корней кубических из «магических» чисел . . . . .	0,65	0,66	0,66	

Далее оказалось, что если выбрать распределение плотности в ядре  $\rho(r)$  в виде

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 & \text{при } r < R_0, \\ \rho_0 e^{-\left(\frac{r-R_0}{a}\right)^2} & \text{при } r > R_0, \end{cases} \quad (14)$$

т. е. если считать, что внутри ядра плотность частиц постоянна, а на границе убывает по гауссовому закону, и определить величины  $\rho_0$ ,  $a$ ,  $R_0$  из условия, что константа в соотношении (13) равна 0,66, то можно получить для чисел заполнения оболочек  $N(l)$  правильные значения, соответствующие экспериментально установленным

«магическим» числам. При этом значения величин  $\rho_0$ ,  $a$  и  $R_0$  получаются в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 &= \frac{1,04}{\frac{4}{3} \pi r_0^3}, \\ a &= 0,33 r_0 A^{1/3}, \\ R_0 &= 0,67 r_0 A^{1/3}, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где  $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ . Величина  $R_0$  оказывается процентов на тридцать меньше обычно принимаемого значения радиуса ядра.

В таблице VIII дано сопоставление величин  $N(l)$ , вычисленных в предположении (14), и «магических» чисел:

Таблица VIII

$l$ . . . . .	3	4	5	6
$N(l)$ . . . . .	27,1	49,5	81,5	125,2
«Магические» числа	28	50	82	126

Как видно из таблицы VIII, совпадение между «магическими» числами и расчётными значениями  $N(l)$  хорошее.

### 7. СПИН ЯДЕР

Значение спина и магнитного момента установлены в настоящее время для многих стабильных изотопов, а также и для некоторых радиоактивных изотопов.

Как правило, спины и магнитные моменты ядер, содержащих чётное число протонов и нейтронов, равны нулю. Спины и магнитные моменты ядер с нечётным массовым числом всегда отличны от нуля. В таблице IX приведены значения спина и магнитного момента различных ядер, содержащих нечётное число частиц<sup>53</sup>.

Магнитный момент в таблице IX выражен в единицах  $\frac{e\hbar}{2M_p c}$  (ядерный магнетон), где  $M_p$  — масса протона,  $c$  — скорость света,  $\hbar$  — постоянная Планка, делённая на  $2\pi$ ,  $e$  — заряд электрона.

То обстоятельство, что спины многих нечётных ядер не равны половине, свидетельствует, несомненно, о существовании какой-то структуры внутри ядер. Сопоставление значений спина и магнитного момента даёт основание заключить о существовании внутри ядер орбитального движения. При наличии орбитального движения внутри

Таблица IX

Значения спинов и магнитных моментов ядер

Ядерная оболочка	Изотопы с нечётным числом протонов				Изотопы с нечётным числом нейтронов			
	число протонов в ядре	изотоп	спин	магнитный момент	число нейтронов в ядре	изотоп	спин	магнитный момент
I	1	${}^3_1\text{H}$	1/2	2,97864	1	${}^3_2\text{He}$	1/2	-2,12741
II	3	${}^7_3\text{Li}$	3/2	3,2558	—	—	—	—
	5	${}^{11}_5\text{B}$	3/2	2,6885	5	${}^9_4\text{Be}$	3/2	-1,177 <sup>54a</sup>
	7	${}^{15}_7\text{N}$	1/2	-0,2829	7	${}^{13}_6\text{C}$	1/2	0,7022
III	9	${}^{19}_9\text{F}$	1/2	2,6285	9	${}^{17}_8\text{O}$	5/2	-1,89 <sup>54a</sup>
	11	${}^{23}_{11}\text{Na}$	3/2	2,2171	11	${}^{21}_{10}\text{Ne}$	3/2	<0 <sup>54a</sup>
	13	${}^{27}_{13}\text{Al}$	5/2	3,6408	13	${}^{25}_{12}\text{Mg}$	5/2	-0,8546 <sup>55</sup>
	15	${}^{31}_{15}\text{P}$	1/2	1,13165	15	${}^{29}_{14}\text{Si}$	1/2	-0,554 <sup>54a</sup>
	17	${}^{35}_{17}\text{Cl}$	3/2	0,8219	17	${}^{33}_{16}\text{S}$	3/2	+0,643 <sup>54a</sup>
		${}^{37}_{17}\text{Cl}$	3/2	0,6841	19	${}^{35}_{16}\text{S}$	3/2	—
	19	${}^{39}_{19}\text{K}$	3/2	0,391				
	${}^{41}_{19}\text{K}$	3/2	0,215					
IV	21	${}^{45}_{21}\text{Sc}$	7/2	4,7556 <sup>54a</sup>				
	23	${}^{51}_{23}\text{V}$	7/2	5,1478	23	${}^{43}_{20}\text{Ca}$	7/2	-1,315 <sup>56a</sup>
	25	${}^{55}_{25}\text{Mn}$	5/2	3,4681				
	27	${}^{57}_{27}\text{Co}$	7/2	4,6				
		${}^{59}_{27}\text{Co}$	7/2	4,6484 <sup>54b</sup>				
	29	${}^{63}_{29}\text{Cu}$	3/2	2,2261	29	${}^{53}_{24}\text{Cr}$	3/2	(-)0,45 <sup>54a</sup>
${}^{65}_{29}\text{Cu}$		3/2	2,3845					

Продолжение табл. IX

Ядерная оболочка	Изотопы с нечётным числом протонов				Изотопы с нечётным числом нейтронов							
	число протонов в ядре	изотоп	спин	магнитный момент	число нейтронов в ядре	изотоп	спин	магнитный момент				
IV	31	${}^{69}_{31}\text{Ga}$	3/2	2,0267								
		${}^{71}_{31}\text{Ga}$	3/2	2,5614								
	33	${}^{75}_{33}\text{As}$	3/2	1,4350 <sup>54</sup>								
	35	${}^{79}_{35}\text{Br}$	3/2	2,1057								
		${}^{81}_{35}\text{Br}$	3/2	2,2696								
	37	${}^{85}_{37}\text{Rb}$	5/2	1,3532					37	${}^{67}_{30}\text{Zn}$	5/2	0,87378 <sup>57</sup>
		${}^{87}_{37}\text{Rb}$	3/2	2,7501								
	39	${}^{89}_{39}\text{Y}$	1/2	-0,14					41	${}^{73}_{32}\text{Ge}$	9/2	—
	41	${}^{93}_{41}\text{Nb}$	9/2	6,1659					43	${}^{77}_{34}\text{Se}$	1/2	0,53326 <sup>58</sup>
	43	${}^{99}_{43}\text{Tc}$	9/2	5,6805 <sup>55</sup>					45	${}^{79}_{34}\text{Se}$	7/2	—
47	${}^{107}_{47}\text{Ag}$	1/2	-0,111 <sup>54a</sup>	47	${}^{83}_{36}\text{Kr}$	9/2	-0,9704					
	${}^{109}_{47}\text{Ag}$	1/2	-0,129									
49	${}^{113}_{49}\text{In}$	9/2	5,486	49	${}^{87}_{38}\text{Sr}$	9/2	-1,1					
	${}^{115}_{49}\text{In}$	9/2	5,500									
V	51	${}^{121}_{51}\text{Sb}$	5/2	3,354 <sup>54a</sup>	51	${}^{91}_{40}\text{Zr}$	5/2					
		${}^{123}_{51}\text{Sb}$	7/2	2,546 <sup>54a</sup>								
	53	${}^{127}_{53}\text{I}$	5/2	2,8086	53	${}^{95}_{42}\text{Mo}$	(5/2)	-0,914 <sup>54a</sup>				
		${}^{129}_{53}\text{I}$	7/2	2,617 <sup>54a</sup>								

Продолжение табл. IX

Ядерная оболочка	Изотопы с нечётным числом протонов				Изотопы с нечётным числом нейтронов			
	число протонов в ядре	ИЗОТОП	СПИН	МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ	число нейтронов в ядре	ИЗОТОП	СПИН	МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ
V	55	$^{131}_{55}\text{Cs}$	5/2	3,48 <sup>55a</sup>	55	$^{97}_{42}\text{Mo}$	(5/2)	-0,933 <sup>54a</sup>
		$^{133}_{55}\text{Cs}$	7/2	2,5771				
		$^{135}_{55}\text{Cs}$	7/2	2,7271				
	57	$^{137}_{55}\text{Cs}$	7/2	2,8397	55	$^{96}_{44}\text{Ru}$	5/2 <sup>565</sup>	
		$^{139}_{57}\text{La}$	7/2	2,7760	57	$^{101}_{44}\text{Ru}$	5/2	
	59	$^{141}_{59}\text{Pr}$	5/2	3,8 <sup>566</sup>	59	$^{105}_{43}\text{Pd}$	(5/2)	(-0,6)
	63	$^{151}_{63}\text{Eu}$	5/2	3,4	63	$^{111}_{48}\text{Cd}$	1/2	-0,5949
		$^{153}_{63}\text{Eu}$	5/2	1,5		$^{113}_{48}\text{Cd}$	1/2	-0,62238
	65	$^{157}_{65}\text{Tb}$	3/2		65	$^{115}_{50}\text{Sn}$	1/2	-0,91779
	67	$^{165}_{67}\text{Tm}$	7/2		67	$^{117}_{50}\text{Sn}$	1/2	-0,99982
	69	$^{169}_{69}\text{Tm}$	1/2		69	$^{119}_{50}\text{Sn}$	1/2	-1,0460
	71	$^{175}_{71}\text{Lu}$	5/2	2,6	71	$^{123}_{52}\text{Te}$	1/2	-0,73188 <sup>54a</sup>
	73	$^{181}_{73}\text{Ta}$	7/2	2,1	73	$^{125}_{52}\text{Te}$	1/2	-0,88235 <sup>54a</sup>
	75	$^{185}_{75}\text{Re}$	5/2	3,143 <sup>54a</sup>	75	$^{129}_{54}\text{Xe}$	1/2	-0,7766 <sup>54a</sup>
		$^{187}_{75}\text{Re}$	5/2	3,175 <sup>54a</sup>				
	77	$^{191}_{77}\text{Ir}$	3/2		77	$^{131}_{54}\text{Xe}$	3/2	+0,7
		$^{193}_{77}\text{Ir}$	3/2					
	79	$^{197}_{79}\text{Au}$	3/2	0,20	79	$^{135}_{50}\text{Ba}$	3/2	+0,8346
	81	$^{203}_{81}\text{Tl}$	1/2	1,61166	81	$^{137}_{56}\text{Ba}$	3/2	0,9351
		$^{205}_{81}\text{Tl}$	1/2	1,6275				

Окончание табл. IX

Ядерная оболочка	Изотопы с нечётным числом протонов				Изотопы с нечётным числом нейтронов			
	число протонов в ядре	изотоп	спин	магнитный момент	число нейтронов в ядре	изотоп	спин	магнитный момент
VI	83	$^{203}_{83}\text{Bi}$	9/2	4,08	101	$^{171}_{70}\text{Yb}$	1/2	0,45
	89	$^{227}_{89}\text{Ac}$	$3/2^{54a}$		103	$^{173}_{70}\text{Yb}$	5/2	-0,65
	91	$^{231}_{91}\text{Pa}$	$3/2^{54a}$		105	$^{177}_{72}\text{Hf}$	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})$	
	93	$^{237}_{93}\text{Np}$	$5/2^{55g}$		107	$^{179}_{72}\text{Hf}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$	
	95	$^{241}\text{Am}$			109	$^{183}_{74}\text{W}$	1/2	
					113	$^{189}_{76}\text{Os}$	1/2	
					117	$^{195}_{78}\text{Pt}$	1/2	0,6059
					119	$^{199}_{80}\text{Hg}$	1/2	0,50413
					121	$^{201}_{80}\text{Hg}$	3/2	-0,5590
					125	$^{207}_{82}\text{Pb}$	1/2	0,58950

Число нейтронов	Изотоп	Спин	Магнитный момент
83	$^{143}_{60}\text{Nd}$	7/2	-1,0
85	$^{145}_{60}\text{Nd}$	7/2	-0,65
62	$^{147}_{62}\text{Sm}$	7/2	(-) 0,68
64	$^{149}_{62}\text{Sm}$	7/2	(-) 0,55

ядра полный момент количества движения ядра («спин ядра») будет складываться уже не только из спинов отдельных частиц, находящихся в ядре, но также и из их орбитальных моментов.

Из таблицы IX видно, что среди ядер, содержащих чётное число нейтронов и нечётное число протонов, встречаются такие,

у которых значение спина равно  $1/2$ , а магнитный момент отрицателен. Таковы, например, ядра  $^{15}_7\text{N}$ ,  $^{89}_{39}\text{Y}$ ,  $^{107}_{47}\text{Ag}$ ,  $^{109}_{47}\text{Ag}$ .

Если предположить, что в данном случае спин ядра обязан своим значением ( $1/2$ ) спину одного нечётного протона (а не его орбитальному моменту), то тогда магнитный момент ядра должен был бы быть таким же, как магнитный момент протона. Между тем у всех перечисленных ядер магнитный момент по величине отличается от магнитного момента протона и, что самое главное, имеет противоположный знак (отрицателен). Значит, спин у этих ядер определяется не только спинами составляющих его частиц.

Далее, среди ядер, содержащих чётное число протонов и нечётное число нейтронов, мы находим такие, у которых спин тоже равен  $1/2$ , но магнитный момент имеет положительное значение. Таковы, например, ядра  $^{13}_6\text{C}$ ,  $^{171}_{70}\text{Yb}$ ,  $^{195}_{78}\text{Pt}$ ,  $^{199}_{80}\text{Hg}$ ,  $^{207}_{82}\text{Pb}$ . Между тем, если бы спин этих ядер был обусловлен спином нечётного нейтрона, то тогда магнитный момент у таких ядер должен был бы иметь не положительное, а отрицательное значение, ибо магнитный момент нейтрона отрицателен и имеет значение, равное  $-1,91$ .

Приведённое здесь сопоставление магнитных моментов и спинов ядер  $^{15}_7\text{N}$ ,  $^{89}_{39}\text{Y}$ ,  $^{107}_{47}\text{Ag}$ ,  $^{109}_{47}\text{Ag}$ ,  $^{13}_6\text{C}$ ,  $^{171}_{70}\text{Yb}$ ,  $^{195}_{78}\text{Pt}$ ,  $^{199}_{80}\text{Hg}$ ,  $^{207}_{82}\text{Pb}$  заставляет с определённой уверенностью считать, что спин этих ядер обусловлен не только спинами составляющих его частиц, но также и орбитальными моментами этих частиц. Наличие ядер с большим значением спина также подтверждает это положение. Следовательно, сопоставление спинов и магнитных моментов ядер даёт нам основание заключить, что в ядрах несомненно существует орбитальное движение. Более того, такое сопоставление, проведённое для всех ядер, может установить правильность систематики ядерных уровней, выяснить порядок их заполнения и объединения их в те или иные оболочки. Для объяснения приведённых в таблице IX значений спинов и магнитных моментов ядер Майер выдвинула в качестве основы для систематики ядерных уровней следующие положения:

1. Всякое чётное число тождественных ядерных частиц, находящихся на уровне с одним и тем же значением полного момента  $j$ , всегда связывается в ядре так, что результирующий спин и магнитный момент, ими обусловленные, будут равны нулю.

2. Всякое нечётное число тождественных ядерных частиц, находящихся в состоянии, характеризуемом значением полного момента  $j$ , так связывается в ядре, что последнее имеет спин, равный  $j$ , и магнитный момент такой же, какой имеет одна частица, находящаяся в этом состоянии. Иными словами, спин и магнитный момент ядер обусловлены орбитальным движением и спином только одной непарной частицы (однонуклеонная модель).

3. Энергия ядерной частицы, движущейся внутри прямоугольной потенциальной ямы со спин-орбитальной связью, так зависит от параметров, характеризующих движение (квантовые числа  $n$ ,  $m$ ,  $l$ ), что при увеличении числа частиц в ядре дублетные уровни меняют порядок своего расположения. Это выражается в следующем:

а) Для данного  $l$  уровни с  $j=l+\frac{1}{2}$  будут обладать энергией, меньшей, чем уровни с  $j=l-\frac{1}{2}$ , и потому будут заполняться раньше.

б) Пары спиновых уровней\*) в данной оболочке, происходящие от одного уровня прямоугольной потенциальной ямы, имеют тенденцию сблизиться и даже изменить порядок расположения. Таковы, например, пары уровней  $d_{3/2}$  и  $s_{1/2}$ , или  $f_{7/2}$  и  $p_{3/2}$ , или  $g_{7/2}$  и  $d_{5/2}$ . Такое сближение уровней и даже пересечение их (по мере увеличения числа частиц в ядре) может происходить и с парами уровней  $p_{1/2}$  и  $g_{9/2}$ ,  $d_{3/2}$  и  $h_{11/2}$ ,  $p_{1/2}$  и  $i_{13/2}$ . Все эти пары уровней могут пересекаться и их расположение может оказаться отличным от того, что дано в таблице IX.

4. Здесь обращается внимание на то обстоятельство, что энергия связи пары тождественных частиц на одном уровне, рассчитанная на одну частицу, больше, чем энергия связи одной частицы. Это увеличение энергии связи частицы (при заполнении уровня парами частиц) будет в пределах данной оболочки тем больше, чем больше полный момент  $j$ . Это приводит к тому, что в случае нечётного числа частиц состояния с большим  $j$  будут наблюдаться не так часто, как этого можно было ожидать на основании таблицы VI. Например, допустим, что энергия одной частицы на уровне  $3s_{1/2}$  немного меньше, чем на уровне  $6h_{11/2}$  (т. е. уровень  $3s_{1/2}$  должен был бы заполняться раньше, чем уровень  $6h_{11/2}$ ). Однако пара частиц на уровне  $6h_{11/2}$  может при этом иметь энергию, меньшую, чем пара частиц, заполняющих уровень  $3s_{1/2}$ . Если это будет иметь место, то процесс заполнения оболочки будет происходить следующим образом: сначала частица займёт уровень  $3s_{1/2}$ . Если добавить вторую частицу, тождественную с первой, то они обе займут уровень  $6h_{11/2}$  (уровень  $3s_{1/2}$  освободится). Третья частица снова займёт уровень  $3s_{1/2}$ , четвёртая частица вместе с третьей также окажется на уровне  $6h_{11/2}$ , а не  $3s_{1/2}$  (уровень  $3s_{1/2}$  освободится) и т. д. Хотя в итоге и будет происходить заполнение уровня  $6h_{11/2}$ , спин ядра (при нечётном числе частиц) будет иметь значение половина, а не  $11/2$ .

Эти четыре предположения и составляют основу систематики ядерных уровней. Они довольно хорошо объясняют наблюдающиеся на опыте значения спинов ядер.

\*) Имеются в виду уровни с различной ориентацией спина по отношению к орбитальному моменту.

Обратимся снова к таблице IX. В этой таблице все ядра разбиты на группы в соответствии с заполнением частицами ядерных оболочек.

В первую группу включены ядра, у которых заполняется первая оболочка. Первая оболочка закрывает в себе один уровень  $1s_{1/2}$ . Заполняется оболочка двумя частицами. Следовательно, ядер с нечётным числом частиц в этой оболочке будет всего два —  ${}^1_1\text{H}$  с одним протоном и  ${}^3_2\text{He}$  с одним нейтроном. При нечётном числе частиц на уровне  $1s_{1/2}$  момент ядра должен быть равен  $1/2$ . Спины обоих ядер  ${}^1_1\text{H}$  и  ${}^3_2\text{He}$  действительно равны половине.

Во вторую группу включены ядра, у которых заполняется вторая оболочка. Во вторую оболочку входят два уровня  $2p_{3/2}$  и  $2p_{1/2}$ . Следовательно, среди ядер этой группы, содержащих нечётное число частиц, должны встречаться такие, у которых спин будет равен  $3/2$  (непарная частица занимает уровень  $2p_{3/2}$ ), а также такие, у которых спин будет равен  $1/2$  (непарная частица занимает уровень  $2p_{1/2}$ ).

Вторая оболочка заполняется шестью частицами, из которых четыре должны находиться на уровне  $2p_{3/2}$ , а две — на уровне  $2p_{1/2}$ . В таблице IX приведено пять ядер  ${}^7_3\text{Li}$ ,  ${}^{11}_5\text{B}$ ,  ${}^{15}_7\text{N}$ ,  ${}^9_4\text{Be}$  и  ${}^{13}_6\text{C}$ , принадлежащих ко второй группе. В трёх из них ( ${}^7_3\text{Li}$ ,  ${}^{11}_5\text{B}$  и  ${}^{15}_7\text{N}$ ) в нечётном количестве содержатся протоны, а в остальных ( ${}^9_4\text{Be}$  и  ${}^{13}_6\text{C}$ ) — нечётное число нейтронов. Все эти ядра имеют спин либо  $3/2$ , либо  $1/2$ , что находится в соответствии со сделанными выше предположениями. Сопоставляя значения спинов у ядер  ${}^7_3\text{Li}$ ,  ${}^{11}_5\text{B}$ ,  ${}^{15}_7\text{N}$ ,  ${}^9_4\text{Be}$  и  ${}^{13}_6\text{C}$ , можно сделать заключение и о порядке заполнения уровней второй оболочки. Так как  ${}^7_3\text{Li}$  (содержащий три протона, из которых два находятся в первой оболочке, а один во второй оболочке),  ${}^{11}_5\text{B}$  (имеющий три протона во второй оболочке) и  ${}^9_4\text{Be}$  (имеющий пять нейтронов, из которых три находятся во второй оболочке) имеют спин, равный  $3/2$ , а ядра  ${}^{15}_7\text{N}$  и  ${}^{13}_6\text{C}$ , имеющие по пять частиц во второй оболочке, имеют спин  $1/2$ , то, следовательно, во второй оболочке уровень  $2p_{3/2}$  заполняется раньше, чем уровень  $2p_{1/2}$ . Последний (уровень  $2p_{1/2}$ ) заполняется после того, как все четыре частицы заполнят уровень  $2p_{3/2}$ . Такой порядок заполнения уровней соответствует схеме Майер, согласно которой уровень  $l + \frac{1}{2}$  имеет энергию, меньшую, нежели уровень  $l - \frac{1}{2}$ .

В третью группу ядер входят такие, у которых происходит заполнение третьей оболочки. В третьей оболочке содержатся уровни  $3d_{5/2}$ ,  $3d_{3/2}$ ,  $2s_{1/2}$ . Следовательно, среди ядер, принадлежащих к этой группе, должны встречаться такие, у которых полный момент будет иметь значение  $5/2$  (это ядра, у которых непарная частица занимает уровень  $3d_{5/2}$ ), а также и такие, у которых

полный момент будет  $3/2$  (уровень  $3d_{3/2}$ ) и  $1/2$  (уровень  $2s_{1/2}$ ). Третья оболочка заполняется 12 частицами, из которых 6 заполняют уровень  $3d_{5/2}$ , 4 заполняют уровень  $3d_{3/2}$ , а 2 частицы заполняют уровень  $2s_{1/2}$ .

В таблице IX находятся 14 ядер, принадлежащих к третьей группе, из которых 8 содержат нечётное число протонов, а 6 — чётное число нейтронов. Спины этих 14 ядер оказались действительно равными либо  $5/2$ , либо  $3/2$ , либо  $1/2$ . Значение спина  $3/2$  встречается у тех ядер, у которых в третьей оболочке имеется либо 9 протонов (это ядра  $^{35}_{17}\text{Cl}$ ,  $^{37}_{17}\text{Cl}$ ), либо 11 протонов (это ядра  $^{39}_{19}\text{K}$ ,  $^{41}_{19}\text{K}$ ), либо 9 нейтронов (ядро  $^{38}_{16}\text{S}$ ), или 11 нейтронов (ядро  $^{35}_{16}\text{S}$ ), т. е. у тех ядер, у которых заканчивается построение третьей оболочки (всего в третьей оболочке 12 частиц). Следовательно, уровень  $3d_{3/2}$  в этой оболочке заполняется последним, после уровней  $3d_{5/2}$  и  $2s_{1/2}$ . Уровень  $2s_{1/2}$  заполняется перед уровнем  $3d_{3/2}$ , ибо ядра  $^{31}_{15}\text{P}$  и  $^{29}_{14}\text{Si}$ , содержащие по 7 частиц в третьей оболочке, имеют спин  $1/2$ . Это значит, что в первых шести ядрах третьей группы заполняется уровень  $3d_{5/2}$ , а затем уже идёт заполнение уровня  $2s_{1/2}$  (ядра с семью частицами имеют спин  $1/2$ ). То, что вначале происходит заполнение уровня  $3d_{5/2}$ , подтверждается также и тем, что ядра  $^{27}_{13}\text{Al}$  и  $^{25}_{12}\text{Mg}$ , имеющие по пять частиц в третьей оболочке, имеют спин  $5/2$ . Таким образом, в третьей оболочке имеет место следующий порядок заполнения уровней:  $3d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  и  $3d_{3/2}$ . Такой порядок в следовании уровней согласуется с ходом масс-дефекта лёгких ядер, который указывает на наличие заполненной группы в ядрах, содержащих 14 частиц (протонов). Такая группа и может состоять именно из частиц, находящихся на уровне  $3d_{5/2}$ . Действительно, недавние измерения показали, что спин  $\text{O}^{17}$  равен  $3/2$ , а магнитный момент почти в точности равен магнитному моменту нейтрона. Это указывает на то, что нечётный нейтрон находится в ядре  $\text{O}^{17}$  на уровне  $3d_{5/2}$ . Таким образом, третья оболочка начинает заполняться с уровня  $3d_{5/2}$ . Однако затем этот порядок нарушается: у  $^{19}_9\text{F}$ , содержащего один протон в третьей оболочке, спин равен не  $3/2$ , а  $1/2$ . Величина магнитного момента  $^{19}_9\text{F}$  указывает, что этот спин соответствует уровню  $s_{1/2}$ . Это значит, что для  $\text{F}^{10}$  уровень  $2s_{1/2}$  имеет наименьшую энергию, однако по мере увеличения числа частиц происходит смещение уровней и уровень  $2s_{1/2}$  располагается выше уровня  $3d_{5/2}$ , как это имело место и для  $\text{O}^{17}$ . (Возможно также, что это — результат действия правила 4.) Можно было предполагать, что ответ на вопрос о том, при каком числе частиц в ядре происходит пересечение уровней  $2s_{1/2}$  и  $3d_{5/2}$ , сможет быть получен из значений спинов ядер  $^{21}_{11}\text{Na}$  и  $^{21}_{10}\text{Ne}$ , содержащих по три частицы в третьей оболочке. Следовало ожидать, что спины этих ядер должны быть либо  $5/2$

(если три частицы занимают уровень  $3d_{3/2}$ ), либо  $1/2$  (если две частицы занимают уровень  $3d_{5/2}$ , а одна частица в соответствии с правилом 4 — уровень  $2s_{1/2}$ ). Однако оказалось, что спины  $^{23}_{11}\text{Na}$  и  $^{21}_{10}\text{Ne}$  равны не  $3/2$  и не  $1/2$ , а  $3/2$ . Более того, значение магнитного момента ядра  $^{23}_{11}\text{Na}$  показывает, что состояние третьей частицы скорее является состоянием  $p_{3/2}$ , чем состоянием  $d_{3/2}$ .

Однако в третьей оболочке, по схеме Майер, уровня  $p_{3/2}$  не должно быть, таким образом, ядро  $^{23}_{11}\text{Na}$  из схемы Майер выпадает.

В четвертой группе объединены ядра, у которых происходит заполнение четвертой оболочки. В таблице IX приведено 26 принадлежащих к этой группе ядер, спины которых измерены. Двадцать из них составляют ядра, содержащие нечетное число протонов.

Согласно схеме Майер четвертая оболочка состоит из уровней  $4f_{7/2}$ ,  $4f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$ ,  $3p_{1/2}$  и  $5g_{7/2}$ . Следовательно, спины ядер, принадлежащих к четвертой оболочке, могут иметь значения  $1/2$ ,  $3/2$ ,  $5/2$ ,  $7/2$  и  $9/2$ . И действительно, среди четвертой группы мы находим все указанные значения спинов.

Каков же порядок заполнения уровней этой оболочки? Первым из уровней, входящих в четвертую оболочку, заполняется уровень  $4f_{7/2}$ . В самом деле, ядро  $^{45}_{21}\text{Sc}$ , содержащее 21 протон, т. е. имеющее протон в четвертой оболочке, имеет спин  $7/2$ ; ядро  $^{51}_{23}\text{V}$ , содержащее 23 протона, т. е. имеющее 3 протона в четвертой оболочке, также имеет спин  $7/2$  и, наконец, ядро  $^{59}_{27}\text{Co}$ , содержащее 27 протонов, т. е. имеющее 7 протонов в четвертой оболочке, также имеет спин  $7/2$ . Недавно измерен спин радиоактивного ядра  $^{57}_{27}\text{Co}$ , который также оказался равным  $7/2$ . Ядро  $^{43}_{20}\text{Ca}$ , имеющее 23 нейтрона, согласно последним измерениям также обладает спином  $7/2$ . Уровень  $4f_{7/2}$  заполняется восемью частицами. Следовательно,  $^{59}_{27}\text{Co}$  должен быть последним среди ядер четвертой группы, обладающих спином  $7/2$ .

Итак, четвертая оболочка начинается заполнением уровня  $4f_{7/2}$  (может быть, этот уровень надо выделить в самостоятельную оболочку, настолько сильно он смещается по отношению к уровню  $4f_{5/2}$ ?). Следует отметить, что ядро  $^{55}_{25}\text{Mn}$  выпадает из схемы Майер, так же как и ядро  $^{23}_{11}\text{Na}$ .  $^{55}_{25}\text{Mn}$  имеет пять протонов, принадлежащих к четвертой оболочке. Его спин должен быть  $7/2$ . Однако  $^{55}_{25}\text{Mn}$  имеет спин не  $7/2$ , а  $5/2$ . Значение магнитного момента этого ядра показывает, что непарный протон в  $^{55}_{25}\text{Mn}$  занимает скорее уровень  $d_{3/2}$ , нежели уровень  $f_{5/2}$ . Но по схеме Майер уровень  $d_{3/2}$  в четвертой оболочке нет.

Последним среди уровней четвертой оболочки заполняется уровень  $5g_{7/2}$ . Это следует из того, что ядра  $^{113}_{49}\text{In}$ ,  $^{115}_{49}\text{In}$ ,  $^{87}_{38}\text{Sr}$ , содержащие в своём составе 49 частиц, т. е. ядра, у которых нехватает для заполнения четвертой оболочки всего лишь одной частицы,

имеют спин, равный  $9/2$ . Перед уровнем  $5g_{7/2}$  заполняется уровень  $3p_{1/2}$ . Заполнение уровня  $3p_{1/2}$  начинается в ядре, содержащем 19 частиц в четвёртой оболочке, а всего 39 частиц. За уровнем  $3p_{1/2}$  начинается заполнение уровня  $5g_{9/2}$ . У  $^{93}_{41}\text{Nb}$ , и  $^{99}_{43}\text{Tc}$  непарная частица занимает уровень  $5g_{9/2}$ , однако у  $^{103}_{95}\text{Rh}$ ,  $^{107}_{47}\text{Ag}$  и  $^{109}_{47}\text{Ag}$  спины оказываются снова равными половине. Это значит, что уровни  $3p_{1/2}$  и  $5g_{9/2}$  перекрещиваются.

Уровень  $4f_{7/2}$  заполняется перед уровнем  $3p_{1/2}$  и заполняется преимущественно парами частиц в соответствии с правилом 4.

Таким образом, порядок заполнения уровней, принадлежащих к четвёртой оболочке, следующий:

$$4f_{7/2}, 3p_{3/2}, 4f_{5/2}, 3p_{1/2}, 5g_{9/2},$$

причём уровни  $3p_{1/2}$  и  $5g_{9/2}$  в процессе заполнения четвёртой оболочки могут перекрещиваться.

В пятой группе ядер происходит заполнение пятой оболочки. В эту оболочку входят уровни  $5g_{7/2}$ ,  $4d_{5/2}$ ,  $4d_{3/2}$ ,  $3s_{1/2}$  и  $6h_{11/2}$ . Следовательно, в этой группе могут встречаться ядра со следующими значениями спинов:  $1/2$ ,  $3/2$ ,  $5/2$ ,  $7/2$  и  $11/2$ . Спина  $9/2$  среди этой группы ядер быть не должно. И, действительно, среди 37 различных ядер этой группы, для которых установлено значение спина, мы не находим ни одного ядра со значением спина  $9/2$ .

Первыми среди этой группы уровней заполняются  $5g_{7/2}$  и  $4d_{5/2}$ . Эти уровни, повидимому, расположены чрезвычайно близко друг к другу, ибо у двух изотопов сурьмы —  $^{121}_{51}\text{Sb}$  и  $^{123}_{51}\text{Sb}$  и у двух изотопов иода —  $^{127}_{53}\text{I}$  и  $^{129}_{53}\text{I}$ , обладающих различным числом нейтронов (число нейтронов чётное, на величину спина оно не должно влиять), спин ядра различный. Так,  $^{121}_{51}\text{Sb}$  имеет спин  $5/2$ , а ядро изотопа  $^{123}_{51}\text{Sb}$  имеет спин  $7/2$ . Точно так же  $^{127}_{53}\text{I}$  имеет спин  $5/2$ , а  $^{129}_{53}\text{I}$  имеет спин  $7/2$ . Согласно последним данным та же картина имеет место для Cs, у радиоактивного изотопа которого  $^{131}_{55}\text{Cs}$  спин оказался равным  $5/2$ , тогда как устойчивый изотоп  $^{133}_{55}\text{Cs}$  имеет спин  $7/2$ .

Заполнение этих двух ( $5g_{7/2}$  и  $4d_{5/2}$ ) уровней должно произойти при 14 частицах в пятой оболочке, т. е. должно было бы закончиться, когда число частиц (данного типа) в ядре достигло бы значения 64. Однако мы находим значение спинов  $5/2$  и  $7/2$  ещё и у таких ядер, как  $^{175}_{71}\text{Lu}$ ,  $^{181}_{73}\text{Ta}$ ,  $^{185}_{75}\text{Re}$  и  $^{187}_{75}\text{Re}$ , содержащих соответственно 71, 73 и 75 протонов, из которых в пятой оболочке находятся 21, 23 и 25 протонов. Это значит, что в пятой оболочке один из уровней, повидимому  $6h_{11/2}$ , заполняется только парами частиц. О том, что именно уровень  $6h_{11/2}$  заполняется только парами частиц, свидетельствует также и то, что ядра со спином,

равным  $11/2$ , среди ядер пятой группы не встречаются. Заполнение уровня  $6h_{11/2}$  начинается, следовательно, раньше, чем уровни  $5g_{7/2}$  и  $4d_{5/2}$  заполняются полностью.

Последними в пятой оболочке заполняются уровни  $3s_{1/2}$  и  $4d_{3/2}$ . В ядрах, содержащих нечётное число протонов, уровень  $4d_{3/2}$  заполняется раньше, чем уровень  $3s_{1/2}$ , а в ядрах, содержащих нечётное число нейтронов, уровень  $4d_{3/2}$  заполняется после уровня  $3s_{1/2}$ .

Что касается ядер шестой группы, у которых происходит заполнение шестой оболочки, то сказать что-либо определённое о порядке заполнения уровней у них нельзя, ибо только у немногих ядер, принадлежащих к этой группе, произведены измерения спина и магнитного момента. Вначале полагалось, что поскольку ядро  $^{209}_{83}\text{Bi}$ , имеющее один протон в шестой оболочке, обладает спином, равным  $9/2$ , первым в шестой протонной оболочке заполняется уровень  $6h_{9/2}$ . Однако более поздние измерения показали, что спины ядер  $\text{Nd}^{143}$ ,  $\text{Nd}^{145}$ ,  $\text{Sm}^{147}$  и  $\text{Sm}^{149}$  равны  $7/2$ . Поэтому заполнение шестой оболочки, очевидно, начинается с уровня  $5f_{7/2}$ . Последним в этой оболочке заполняется уровень  $4p_{1/2}$ , как это видно из рассмотрения данных о ядре  $\text{Rb}^{207}$ .

Рассмотрение значений спинов различных ядер с несомненностью свидетельствует в пользу представления о наличии в ядрах орбитального движения. Систематика ядерных уровней, предложенная Майер, хорошо согласуется с экспериментальными значениями спинов ядер. Некоторые исключения ( $^{23}_{11}\text{Na}$ ,  $^{55}_{25}\text{Mn}$ ) могут быть объяснены допущением, что иногда наиболее низкими оказываются уровни, спин и магнитный момент которых обусловлены орбитальным движением не одной частицы (как это предположено Майер), а тремя (и более) частицами. Спин ядра  $\text{Se}^{79}$ , у которого на уровне  $5g_{7/2}$  находится 5 частиц, также равен  $7/2$ , а не  $9/2$ , как следовало бы ожидать, исходя из одночастичной модели.

## 8. МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ ЯДЕР

Как мы уже отмечали, спин ядра обусловлен как спинами входящих в ядро частиц, так и их орбитальным движением. Согласно гипотезе Майер спин нечётных ядер  $I$  равен  $j$  — значению полного момента непарной частицы. В случае сильной спин-орбитальной связи  $j$  будет равно либо  $l + \frac{1}{2}$ , либо  $l - \frac{1}{2}$ . Согласно правилу Шмидта<sup>59</sup> магнитный момент частицы  $\mu_l$ , имеющей орбитальный момент, равный  $l$ , при наличии спин-орбитальной связи должен быть равен либо

$$\mu_l = g_l l + g_s, \quad (16)$$

если  $I = l + \frac{1}{2}$ , либо

$$\mu_l = g_l \frac{(l+1)(2l-1)}{2l+1} - g_s \frac{2l-1}{2l+1} = \frac{2l-1}{2l+1} (g_l(l+1) - g_s), \quad (17)$$

если  $I=l - \frac{1}{2}$ . В выражениях (16) и (17) числа  $g$  представляют отношения величины магнитного момента к механическому (значок « $l$ » относится к орбитальному моменту, а значок « $s$ » — к собственному моменту частицы). Следовательно, для протонов  $g_l=1$ , а  $g_s=2,79$ . Для нейтронов  $g_l=0$  (нейтрон заряда не имеет, следовательно, магнитный момент, соответствующий его орбитальному движению, должен быть равен нулю), а  $g_s=-1,91$ .

Согласно (16) и (17) магнитные моменты ядер должны быть двузначной функцией от  $I$ , различной для ядер с нечётным числом протонов и для ядер с нечётным числом нейтронов. На рис. 18 сплошными линиями выражена зависимость  $\mu_I$  от  $I$  для ядер с нечётным числом протонов

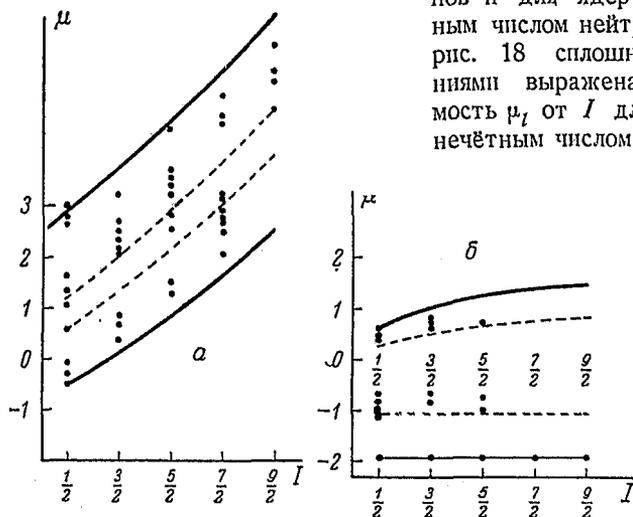


Рис. 18. *a*—магнитные моменты ядер с нечётным числом протонов ( $N$  чётное), *б*—магнитные моменты ядер с нечётным числом нейтронов ( $Z$  чётное).

(рис. 18, *a*) и для ядер с нечётным числом нейтронов (рис. 18, *б*). На этом графике точками проставлены значения магнитных моментов различных ядер, взятых из таблицы IX. Как видно из рисунков, экспериментальные значения магнитных моментов ядер не следуют строго правилу Шмидта: они не ложатся на кривые, соответствующие соотношениям (16) и (17), но располагаются между ними, причём одна группа точек лежит ближе к нижней кривой, соответствующей  $j=l - \frac{1}{2}$ , а другая группа точек лежит ближе к верхней кривой, соответствующей значению  $j=l + \frac{1}{2}$ . Соотношения (16) и (17) не определяют, следовательно, точного значения магнитного момента, а являются скорее асимптотическим его значением.

Таким образом, выводы, вытекающие из схемы Майер в отношении магнитных моментов, не очень хорошо согласуются с экспериментальными данными. Однако то обстоятельство, что все ядра можно разбить на две группы, одна из которых имеет магнитный момент, ближе отвечающий соотношению (16), а другая — более близкий к (17), показывает, что спин-орбитальная связь в ядре всё же существует.

Причина, приводящая к отклонению величины магнитного момента ядра от соотношений (16) и (17), в настоящее время ещё не установлена. Было обращено внимание на то<sup>61, 62</sup>, что магнитные моменты ядер, содержащих нечётное число протонов, располагаются между кривыми, соответствующими соотношениям (16) и (17), и другими такими же кривыми, вычисленными из соотношений (16) и (17) в предположении  $g_s = 1$ .

На рис. 18, а эти кривые изображены пунктиром. То обстоятельство, что магнитные моменты ядер располагаются между двумя кривыми Шмидта для  $g_s = 2,79$  и  $g_s = 1$ , дало основание высказать предположение, что собственный магнитный момент частицы (протона и нейтрона) в ядре не сохраняется, а меняется в пределах от  $g_s = 1$  до  $g_s = 2,79$ .

У некоторых ядер <sup>127</sup><sub>53</sub>I, <sup>175</sup><sub>71</sub>Lu, <sup>55</sup><sub>25</sub>Mn, <sup>23</sup><sub>11</sub>Na и <sup>75</sup><sub>33</sub>As расхождение с соотношениями (16) и (17) вызвано, повидимому, тем, что устойчивое состояние этих ядер обусловлено не только одной непарной частицей, а состоянием тождественных частиц (в дальнейшем такие состояния мы будем обозначать соответственно большими буквами;  $D$  (вместо  $d$ ),  $F$  (вместо  $f$ ) и т. д.).

Следует отметить, что у таких лёгких ядер, как  $C^{13}$ ,  $N^{15}$  и  $O^{17}$ , значение магнитного момента очень близко к кривой Шмидта, т. е. к значению для одночастичной модели.

Магнитные моменты других ядер, таких, как  $Li^7$  и  $Be^9$ , хотя и отличаются от шмидтовских, но тем не менее могут быть объяснены из предположения о сложении спинов нескольких частиц на одной оболочке. Поэтому весьма возможно, что допущение об изменении гиромангнитного отношения для протонов и нейтронов, связанных в ядре, не является необходимым.

### 9. $\beta$ -СПЕКТРЫ И ЯДЕРНЫЕ ОБОЛОЧКИ

Знание спина ядра и чётности волновых функций, определяющих основное состояние ядра, имеет существенное значение в  $\beta$ -спектроскопии.

Как следует из теории  $\beta$ -спектров, в зависимости от величины изменения спина  $\Delta I$  и изменения чётности мы будем получать разрешённые или в различной мере запрещённые  $\beta$ -переходы.

Разделение  $\beta$ -переходов на разрешённые и запрещённые зависит от варианта теории  $\beta$ -распада. Правила отбора Теллера (соответ-

ствующие тензорному и псевдовекторному вариантам теории) различают следующие возможности:

- 1)  $\Delta I = 0, 1$  — чётность не меняется (переход разрешённый),
- 2)  $\Delta I = 0, 1$  — чётность меняется (однократно запрещённый переход),
- 3)  $\Delta I = 2$  — чётность меняется (однократно запрещённый переход),
- 4)  $\Delta I = 2$  — чётность не меняется и  $\Delta I > 2$  (дважды и многократно запрещённые переходы).

Все эти случаи переходов должны отличаться друг от друга по величине функции  $\lg(ft)$ .

Кроме общеизвестных правил отбора по спину и чётности, некоторыми авторами были предложены правила отбора по орбитальному моменту. Это — так называемые  $\kappa$ -запрещённые переходы, которые в простейшем случае для распадов, разрешённых по спину и чётности, записываются так:  $\Delta I = 0, 1$ ;  $\Delta I = 2$ , чётность не меняется.

$L$ -запрет нельзя рассматривать как строгий, так как орбитальный момент в ядре не сохраняется. Поэтому хотя, следуя за Нордгеймом и др., мы и выделяем в дальнейшем группу  $L$ -запретов, однако следует иметь в виду, что эту группу нельзя резко выделить из обычных разрешённых переходов.

До появления теории ядерных оболочек распределение  $\beta$ -переходов по группам было делом полностью эмпирическим. Не было никаких оснований судить о том, в каких ядрах должны возникнуть те или иные переходы. Гипотеза о ядерных оболочках, в частности предположение Майера о том, что состояние ядра (его спин, чётность) определяется одной непарной частицей, движущейся в прямоугольной потенциальной яме со спин-орбитальной связью, даёт основание установить, какие именно изменения должны иметь место в чётности функций и в величине спина ядра при  $\beta$ -переходе. При выяснении вопроса об изменении чётности функции при  $\beta$ -переходе будем иметь в виду, что функции, соответствующие состояниям  $s, d, g, i, \dots$ , — чётные, а функции, соответствующие состояниям  $p, h, \dots$ , — нечётные.

Далее (мы ограничимся здесь рассмотрением  $\beta$ -переходов у ядер с нечётным атомным весом), при  $\beta$ -переходе меняется тип непарной частицы. Например, ядро с нечётным числом нейтронов при  $\beta$ -распаде превращается в ядро с нечётным числом протонов, а следовательно, при  $\beta$ -превращении может совершенно измениться оболочка ядра. Так, ядро  $^{105}_{45}\text{Rh}$ , содержащее (до распада) 60 нейтронов и 45 протонов, имеет спин и чётность, соответствующие 45 частицам, т. е. четвёртой группе ядер (у которых заполняется четвёртая ядерная оболочка), а ядро  $^{105}_{46}\text{Pd}$ , образующееся в результате превращения, имеет 59 нейтронов и 46 (чётное число)

протонов. Спин и чётность этого ядра определяются 59 нечётными частицами и оно принадлежит к 5-й группе ядер (у которых заполняется пятая оболочка).

Спин и чётность ядра зависят именно от числа частиц, находящихся в данном ядре в непарном количестве. В таблице X указано нормальное состояние, которое имеет в невозбуждённом ядре соответствующая непарная частица, а также порядок заполнения уровней, вытекающий из экспериментальных значений величины спина ядра.

Данные, приведённые в таблице X, позволяют установить изменение спина и чётности ядра, которое (по Майер) может происходить при  $\beta$ -переходе. Это изменение спина и чётности мы можем сопоставить с экспериментально установленным для каждого  $\beta$ -распада значением  $lg(ft)$ , а следовательно, и со степенью запрета этого  $\beta$ -перехода. Такое сопоставление произведено здесь только для ядер с нечётным массовым числом и представлено в таблице XI. Все переходы, приведённые в таблице XI, происходят либо в основное состояние конечного ядра, либо в изомерное возбуждённое состояние, для которого точно известны чётность и полный момент ядра. Переходы в возбуждённые состояния не рассматриваются, так как чётность и спин этих состояний неизвестны.

Первое из двух чисел, стоящих в третьем столбце таблицы, означает число частиц, содержащихся в исходном ядре в нечётном количестве, второе число этого столбца означает число частиц, содержащихся в нечётном количестве в ядре, образующемся в результате  $\beta$ -распада. В четвёртом столбце указаны состояние нечётной частицы в исходном ядре и в ядре-продукте. В пятом столбце указано изменение спина, в шестом — изменение чётности («да» означает, что чётность ядра при  $\beta$ -переходе меняется, «нет» означает, что чётность сохраняется). Наконец, в седьмом столбце приведено значение  $lg(ft)$ . Данные этих величин позаимствованы из статьи Майер и Нордгейма<sup>63</sup>.

Как видно из данных таблицы XI, все  $\beta$ -переходы удаётся разбить на группы, в пределах которых  $lg(ft)$  меняется очень мало. Изменение спина и чётности, вычисленное по схеме Майер для каждой такой группы, для подавляющего числа  $\beta$ -переходов совпадает с изменением чётности и спина, требуемым правилами отбора Теллера. Отметим здесь, что среди многочисленной группы разрешённых переходов встречаются переходы как с изменением  $\Delta I=0$ , так и с изменением  $\Delta I=1$ . Никакого различия в значении  $lg(ft)$  для этих случаев нет (этот факт может рассматриваться как подтверждение теллеровских правил отбора, так как по правилам отбора Ферми разрешёнными являются только переходы с  $\Delta I=0$ ).

Замечательно, что изменение чётности, вытекающее из схемы Майер, совпадает с правилами отбора для всех без исключения рассмотренных  $\beta$ -переходов, что же касается изменения спина, то для

Таблица X

Состояние непарной частицы в ядрах с нечётным массовым числом

Ядра с нечётным числом протонов				Ядра с нечётным числом нейтронов			
число частиц	состояние непарной частицы	спин	чётность	число частиц	состояние непарной частицы	спин	чётность
3 или 5	$p_{3/2}$	$3/2$	нечётн.	3, 5	То же, что и для ядер с нечётным числом протонов		
7	$p_{1/2}$	$1/2$	»	7			
9	$d_{5/2}, s_{1/2}$	$5/2, 1/2$	чётн.	9			
11	$D_{3/2} (d_{3/2})$	$3/2, (5/2)$	»	11			
13	$d_{5/2}$	$5/2$	»	13			
15	$s_{1/2}$	$1/2$	»	15			
17, 19	$d_{3/2}$	$3/2$	»	17, 19			
21, 23	$f_{7/2}$	$7/2$	нечётн.	21, 23			
25	$F_{5/2}, (f_{5/2})$	$5/2, (7/2)$	»	25			
27	$f_{7/2}$	$7/2$	»	27			
29, 31	$p_{3/2}$	$3/2$	»	29, 31			

Ядра с нечётным числом протонов				Ядра с нечётным числом нейтронов					
число частиц	состояние непарной частицы	спин	чётность	число частиц	состояние непарной частицы	спин	чётность		
33, 35	$p_{3/2}, (f_{5/2})$	$3/2, (5/2)$	нечётн.	33, 35	То же, что и для ядер с нечётным числом протонов				
37	$p_{3/2}, f_{5/2}$	$3/2, 5/2$	»	37					
39	$p_{1/2}$	$1/2$	»	39					
41, 43	$g_{9/2}$	$9/2$	чётн.	41, 43				$g_{9/2}, p_{1/2}$	$9/2, 1/2$
45	$p_{1/2}, g_{7/2}$	$1/2, 7/2$	нечётн.	45				$p_{1/2}, g_{7/2}$	$1/2, 7/2$
47	$p_{1/2}$	$1/2$	»	47				$g_{9/2}, p_{1/2}$	$9/2, 1/2$
49	$g_{9/2}$	$9/2$	чётн.	49				$g_{9/2}$	$9/2$
51, 53	$g_{7/2}, d_{5/2}$	$7/2, 5/2$	чётн.	51, 55				$d_{5/2}, (d_{7/2})$	$5/2, (7/2)$
55, 57	$g_{7/2}, d_{5/2}$	$7/2, 5/2$	»	57—61	$(d_{5/2}, g_{7/2}, s_{1/2})$	$(5/2, 7/2, 1/2)$	»		
59	$d_{5/2}$	$5/2$	»	63—75	$s_{1/2}, (d_{3/2}, g_{7/2})$	$1/2, (3/2, 7/2)$	»		
61	$(d_{5/2})$	$(5/2)$	»	77—81	$d_{9/2}$	$3/2$	»		
63	$d_{5/2}$	$5/2$	»	83—99	$f_{7/2}, h_{9/2}$	$7/2, 9/2$	нечётн.		
65	$d_{3/2}$	$3/2$	»	101	$p_{1/2}$	$1/2$	»		

Продолжение табл. X

Ядра с нечётным числом протонов				Ядра с нечётным числом нейтронов			
число частиц	состояние непарной частицы	спин	чётность	число частиц	состояние непарной частицы	спин	чётность
67	$g_{7/2}$	$7/2$	чётн.	103	$f_{5/2}$	$5/2$	нечётн.
69	$s_{1/2}, (d_{5/2})$	$1/2, (5/2)$	»	105 — 107	$p_{1/2}, p_{3/2} (f_{5/2}, h_{9/2})$	$1/2, 3/2, (5/2, 9/2)$	»
71, 73	$g_{7/2}$	$7/2$	»	109 — 111	$(p_{1/2}, p_{3/2}, h_{9/2})$	$(1/2, 3/2, 9/2)$	»
75	$d_{5/2}$	$5/2$	»	113, 115	$p_{1/2}, (p_{3/2})$	$1/2, (3/2)$	»
77, 79	$d_{3/2}$	$3/2$	»	117, 119	$p_{1/2}$	$1/2$	»
81	$s_{1/2}$	$1/2$	»	121	$p_{3/2}$	$3/2$	»
83	$h_{9/2}$	$9/2$	нечётн.	123	$(p_{3/2}, f_{5/2})$	$(3/2, 5/2)$	»
				125	$p_{1/2}$	$1/2$	»
				127, 129	$(g_{7/2}, d_{5/2})$	$(7/2, 5/2)$	чётн.

Таблица XI

Символ ядра	Знак и энергия частицы	Число нейтронов в исходном и конечном ядрах	Начальное и конечное состояния ядра	Изменение спина	Изменение чётности	$\lg (ft)$	Примечание
$^{23}_{10}\text{Ne}$	-4,1	13-11	$d_{5/2} - D_{3/2}$	1	нет	4,9	Разрешённые переходы $\Delta I = 0, 1$ ; чётность не меняется
$^{25}_{11}\text{Na}$	-3,7	11-13	$D_{3/2} - d_{5/2}$	1	»	5,2	
$^{35}_{16}\text{S}$	-0,17	19-17	$d_{3/2} - d_{5/2}$	0	»	5,0	
$^{45}_{20}\text{Ca}$	-0,22	25-21	$f_{7/2} (F_{5/2}) - f_{7/2}$	0 (1)	»	5,6	
$^{43}_{21}\text{Sc}$	+1,13	21-23	$f_{7/2} - f_{7/2}$	0	»	4,8	
$^{47}_{21}\text{Sc}$	-0,61	21-25	$f_{7/2} - f_{7/2} (F_{5/2})$	0 (1)	»	5,6	
$^{49}_{21}\text{Sc}$	-1,8	21-27	$f_{7/2} - f_{7/2}$	0	»	5,5	
$^{45}_{22}\text{Ti}$	+1,2	23-21	$f_{7/2} - f_{7/2}$	0	»	4,7	
$^{47}_{23}\text{V}$	+1,65	23-25	$f_{7/2} - f_{7/2} (F_{5/2})$	0 (1)	»	4,7	
$^{49}_{24}\text{Cr}$	+1,45	25-23	$f_{7/2} (F_{5/2}) - f_{7/2}$	0 (1)	»	4,5	
$^{51}_{25}\text{Mn}$	+2,0	25-27	$F_{5/2} - f_{7/2}$	1	»	5,1	
$^{53}_{26}\text{Fe}$	+2,8	27-25	$f_{7/2} - F_{5/2}$	1	»	5,0	
$^{61}_{27}\text{Co}$	-1,3	27-33	$f_{7/2} - f_{5/2}$	1	»	5,2	
$^{63}_{30}\text{Zn}$	+2,36	33-29	$p_{3/2} - p_{3/2}$	0	»	5,4	
$^{69}_{30}\text{Zn}$	-1,10	39-31	$p_{1/2} - p_{3/2}$	1	»	4,6	
$^{71}_{30}\text{Zn}$	-2,1	41-31	$p_{1/2} - p_{3/2}$	1	»	4,5	
$^{73}_{31}\text{Ga}$	-1,4	31-41	$p_{3/2} - p_{1/2}$	1	»	5,9	
$^{75}_{32}\text{Ge}$	-1,1	43-33	$p_{1/2} - p_{3/2}$	1	»	5,0	
$^{77}_{32}\text{Ge}^*$	-2,8	45-33	$p_{1/2} - p_{3/2}$	1	»	4,8	
$^{71}_{33}\text{As}$	+0,6	33-39	$p_{3/2} - p_{1/2}$	1	»	5,1	
$^{77}_{33}\text{As}$	-0,7	33-43	$p_{3/2} - p_{1/2}$	1	»	5,7	
$^{73}_{34}\text{Se}$	+1,29	39-33	$p_{1/2} - p_{3/2}$	1	»	5,3	
$^{81}_{34}\text{Se}$	-1,5	47-35	$p_{1/2} - p_{3/2}$	1	»	4,8	

Продолжение табл. XI

Символ ядра	Знак и энергия частицы	Число нечётных частиц в исходном и конечном ядрах	Начальное и конечное состояния ядра	Изменение спина	Изменение чётности	lg ( <i>f</i> )	Примечание
<sup>83</sup> <sub>34</sub> Se*	-3,4	49-35	<i>p</i> <sub>1/2</sub> — <i>p</i> <sub>3/2</sub>	1	нет	5,2	Разрешённые переходы $\Delta I = 0, 1$ ; чётность не меняется
<sup>75</sup> <sub>35</sub> Br	+1,6	35-41	<i>p</i> <sub>3/2</sub> — <i>p</i> <sub>1/2</sub>	1	»	5,6	
<sup>77</sup> <sub>35</sub> Br	+0,36	35-43	<i>p</i> <sub>3/2</sub> — <i>p</i> <sub>1/2</sub>	1	»	5,0	
<sup>83</sup> <sub>35</sub> Br	-1,05	35-47	<i>p</i> <sub>3/2</sub> — <i>p</i> <sub>1/2</sub>	1	»	5,3	
<sup>85</sup> <sub>35</sub> Br	-2,5	35-49	<i>p</i> <sub>3/2</sub> — <i>p</i> <sub>1/2</sub>	1	»	5,1	
<sup>77</sup> <sub>36</sub> Kr	+1,7	41-35	<i>p</i> <sub>1/2</sub> — <i>p</i> <sub>3/2</sub>	1	»	5,4	
<sup>89</sup> <sub>40</sub> Zr*	+1,07	49-39	<i>p</i> <sub>1/2</sub> — <i>p</i> <sub>1/2</sub>	0	»	5,8	
<sup>91</sup> <sub>42</sub> Mo	+3,7	49-41	<i>g</i> <sub>3/2</sub> — <i>g</i> <sub>1/2</sub>	0	»	5,8	
<sup>105</sup> <sub>45</sub> Rh	-0,57	45-59	<i>g</i> <sub>3/2</sub> — <i>g</i> <sub>7/2</sub>	1	»	5,5	
<sup>107</sup> <sub>48</sub> Cd	+0,32	59-47	<i>g</i> <sub>7/2</sub> — <i>G</i> <sub>7/2</sub>	0	»	4,9	
<sup>121</sup> <sub>50</sub> Sn	-0,38	71-51	<i>d</i> <sub>3/2</sub> — <i>d</i> <sub>5/2</sub>	1	»	5,0	
<sup>127</sup> <sub>52</sub> Te	-0,76	75-53	<i>d</i> <sub>3/2</sub> — <i>d</i> <sub>5/2</sub>	1	»	5,6	
<sup>127</sup> <sub>55</sub> Cs	+1,2	55-73	<i>d</i> <sub>5/2</sub> — <i>d</i> <sub>3/2</sub>	1	»	4,7	
<sup>141</sup> <sub>60</sub> Nd	+0,7	81-59	<i>d</i> <sub>3/2</sub> — <i>d</i> <sub>5/2</sub>	1	»	5,2	
<sup>19</sup> <sub>8</sub> O	-4,5	11- 9	<i>D</i> <sub>3/2</sub> — <i>s</i> <sub>1/2</sub>	1	»	5,5	<i>l</i> -запрещённые переходы; $\Delta I = 2$ ; $\Delta I = 1$ ; изменения чётности нет
<sup>31</sup> <sub>14</sub> Si	-1,8	17-15	<i>d</i> <sub>3/2</sub> — <i>s</i> <sub>1/2</sub>	1	»	5,9	
<sup>63</sup> <sub>28</sub> Ni	-0,05	35-29	<i>f</i> <sub>5/2</sub> — <i>p</i> <sub>3/2</sub>	1	»	6,8	
<sup>65</sup> <sub>28</sub> Ni	-2,10	37-29	<i>f</i> <sub>5/2</sub> — <i>p</i> <sub>3/2</sub>	1	»	6,6	
<sup>61</sup> <sub>29</sub> Cu	+1,22	29-33	<i>p</i> <sub>3/2</sub> — <i>f</i> <sub>5/2</sub>	1	»	4,9	
<sup>67</sup> <sub>29</sub> Cu	-0,65	29-37	<i>p</i> <sub>3/2</sub> — <i>f</i> <sub>5/2</sub>	1	»	5,5	
<sup>65</sup> <sub>30</sub> Zn	+0,32	35-29	<i>f</i> <sub>5/2</sub> — <i>p</i> <sub>3/2</sub>	1	»	7,0	
<sup>69</sup> <sub>32</sub> Ge	+1,0	37-31	<i>f</i> <sub>5/2</sub> — <i>p</i> <sub>3/2</sub>	1	»	6,0	
<sup>109</sup> <sub>46</sub> Pd	-1,0	63-47	<i>d</i> <sub>5/2</sub> — <i>G</i> <sub>7/2</sub>	1	»	6,2	

Продолжение табл. XI

Символ ядра	Знак и энергия частицы	Число нечётных частиц в исходном и конечном ядрах	Начальное и конечное состояния ядра	Изменение спина	Изменение чётности	$\lg (ft)$	Примечание
$^{87}_{35}\text{Br}$	-8,0	35-51	$p_{3/2} - d_{5/2}$	1	да	7,3	
$^{87}_{36}\text{Kr}$	-3,2	51-37	$d_{5/2} - p_{3/2}$	1	»	7,0	
$^{89}_{37}\text{Rb}$	-3,8	37-51	$p_{3/2} - d_{5/2}$	1	»	6,6	
$^{111}_{46}\text{Pd}$	-3,5	65-47	$s_{1/2} - p_{1/2}$	0	»	6,8	
$^{111}_{47}\text{Ag}$	-1,0	47-63	$p_{1/2} - s_{1/2}$	0	»	7,2	
$^{113}_{47}\text{Ag}$	-2,2	47-65	$p_{1/2} - s_{1/2}$	0	»	7,0	
$^{115}_{47}\text{Ag}$	-3,00	47-67	$p_{1/2} - s_{1/2}$	0	»	6,4	
$^{115}_{48}\text{Cd}$	-1,13	67-49	$s_{1/2} - p_{1/2}$	0	»	6,8	
$^{117}_{48}\text{Cd}$	-1,50	69-49	$s_{1/2} - p_{1/2}$	0	»	6,1	
$^{115}_{49}\text{In}^*$	-0,83	49-65	$p_{1/2} - s_{1/2}$	0	»	6,6	
$^{117}_{49}\text{In}$	-1,73	49-67	$p_{1/2} - s_{1/2}$	0	»	6,2	
$^{119}_{49}\text{In}$	-2,7	49-69	$p_{1/2} - s_{1/2}$	0	»	6,2	
$^{137}_{54}\text{Xe}$	-4,0	83-55	$f_{7/2} - g_{7/2}$	0	»	6,3	
$^{139}_{56}\text{Ba}$	-2,27	83-57	$f_{7/2} - g_{7/2}$	0	»	6,7	
$^{141}_{57}\text{La}$	-2,9	57-83	$g_{7/2} - f_{7/2}$	0	»	7,6	
$^{141}_{58}\text{Ce}$	-0,56	83-59	$f_{7/2} - d_{5/2}$	1	»	7,7	
$^{143}_{59}\text{Pr}$	-0,93	59-83	$d_{5/2} - f_{7/2}$	1	»	7,6	
$^{147}_{60}\text{Nd}$	-0,7	87-61	$f_{7/2} - d_{5/2}$	1	»	7,0	
$^{147}_{61}\text{Pm}$	-0,23	61-85	$d_{5/2} - f_{7/2}$	1	»	7,6	
$^{151}_{62}\text{Sm}$	-0,076	89-63	$f_{7/2} - d_{5/2}$	1	»	6,9	
$^{165}_{66}\text{Dy}$	-1,28	99-67	$f_{7/2} - g_{7/2}$	0	»	6,1	
$^{169}_{63}\text{Er}$	-0,33	101-69	$p_{1/2} - s_{1/2}$	0	»	6,1	
$^{171}_{68}\text{Er}$	-1,49	103-69	$f_{5/2} - d_{5/2}$	0	»	7,0	

Однократно запрещённые переходы;  $\Delta I = 0, 1$ ; чётность меняется

Продолжение табл. XI

Символ ядра	Знак и энергия частицы	Число нечётных частиц в исходном и конечном ядрах	Начальное и конечное состояние ядра	Изменение спина	Изменение чётности	$lg(f)$	Примечание	
$^{177}_{71}\text{Lu}$	-0,49	71—105	$g_{7/2} - f_{5/2}$	1	да	6,8	Однократно запрещённые переходы; $\Delta I = 0,1$ ; чётность меняется	
$^{181}_{72}\text{Hf}$	-0,40	109—73	$p_{1/2} - s_{1/2}$	0	»	7,2		
$^{185}_{74}\text{W}$	-0,43	111—75	$p_{3/2} - d_{5/2}$	1	»	7,5		
$^{187}_{74}\text{W}$	-1,33	113—75	$p_{3/2} - d_{5/2}$	1	»	7,8		
$^{199}_{78}\text{Pt}$	-1,8	121—79	$p_{1/2} - d_{3/2}$	1	»	6,3		
$^{205}_{80}\text{Hg}$	-1,6	125—81	$p_{1/2} - s_{1/2}$	0	»	5,4		
$^{209}_{82}\text{Pb}$	-0,68	127—83	$g_{3/2} - h_{3/2}$	0	»	5,6		
$^{213}_{83}\text{Bi}$	-1,3	83—129	$h_{3/2} - g_{3/2}$	0	»	6,0		
$^{37}_{16}\text{S}$	-4,3	21—17	$f_{7/2} - d_{3/2}$	2	»	7,1		Однократно запрещённые переходы; $\Delta I = 2$ ; чётность меняется
$^{41}_{18}\text{A}$	-2,55	23—19	$f_{7/2} - d_{3/2}$	2	»	8,6		
$^{85}_{36}\text{Kr}$	-0,74	49—37	$g_{3/2} - f_{5/2}$	2	»	9,2		
$^{89}_{38}\text{Sr}$	-1,46	51—39	$d_{5/2} - p_{1/2}$	2	»	8,5		
$^{91}_{38}\text{Sr}$	-3,2	53—39	$d_{5/2} - p_{1/2}$	2	»	8,0		
$^{91}_{39}\text{Y}$	-1,56	39—51	$p_{1/2} - d_{5/2}$	2	»	8,7		
$^{95}_{40}\text{Zr}$	-1,0	55—41	$d_{5/2} - p_{1/2}$	2	»	9,8		
$^{95}_{43}\text{Tc}^*$	+0,4	43—53	$p_{1/2} - d_{5/2}$	2	»	8,3		
$^{103}_{44}\text{Ru}$	-0,8	59—45	$d_{5/2} - p_{1/2}$	2	»	8,5		
$^{123}_{50}\text{Sn}^*$	-1,42	73—51	$h_{11/2} - g_{7/2}$	2	»	9,1		
$^{123}_{52}\text{Sb}$	-0,62	51—73	$g_{7/2} - h_{11/2}$	2	»	9,4		
$^{137}_{55}\text{Cs}$	-0,53	55—85	$g_{7/2} - h_{11/2}$	2	»	9,6		
$^{171}_{69}\text{Tm}$	-1,0	69—101	$d_{5/2} - p_{1/2}$	2	»	9,5		

Окончание табл. XI

Символ ядра	Знак и энергия частицы	Число нечётных частиц в исходном и конечном ядрах	Начальное и конечное состояния ядра	Изменение спина	Изменение чётности	$\lg (ft)$	Примечание
$^{87}_{37}\text{Rb}$	-0,13	37—49	$p_{3/2} - g_{1/2}$	3	да	16,5	Двухкратно и более запрещённые переходы
$^{99}_{43}\text{Tc}$	-0,30	43—55	$g_{1/2} - d_{3/2}$	2	нет	13,0	
$^{115}_{49}\text{In}$	-0,63	49—65	$g_{1/2} - s_{1/2}$	4	»	23,2	
$^{129}_{53}\text{I}$	-0,12	53—75	$g_{7/2} - s_{1/2}$	3	»	13,5	
$^{135}_{55}\text{Cs}$	-0,21	55—79	$g_{7/2} - d_{3/2}$	2	»	13,1	
$^{137}_{55}\text{Cs}$	-1,19	55—81	$g_{7/2} - d_{3/2}$	2	»	12,2	
$^{187}_{75}\text{Re}$	-0,043	75—111	$d_{5/2} - h_{1/2}$	2?	да?	17,7	

некоторых ядер нет соответствия с данными, вытекающими из одночастичной модели. Это—упомянутые уже выше ядра Na с числом частиц 11, Mg с числом частиц 25 и некоторые другие, для которых в таблице XI предположены состояния, обязанные нескольким частицам (эти состояния обозначены соответствующей большой буквой).

### 10. ИЗОМЕРИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Может быть, самым сильным аргументом в пользу представления о наличии орбитального движения частиц в ядре является факт существования ядерной изомерии.

Как в настоящее время установлено<sup>64</sup>, изомерами являются ядра, находящиеся в возбуждённом состоянии. Энергия возбуждения изомерных ядер обычно невелика — несколько десятков *кэв*, хотя встречаются и изомеры со значительно большей энергией возбуждения — несколько сот *кэв*.

Изомерные ядра существуют в возбуждённом состоянии сравнительно долгое время. Период полураспада (точнее, период полупревращения) многих изомеров измеряется часами, днями, месяцами и даже годами. Наиболее длительный период (из известных в настоящее время изомеров) установлен у изомера  $^{95}_{43}\text{Tc}$ . Время, в течение которого половина возбуждённых ядер  $^{95}_{43}\text{Tc}$  переходит в нормальное состояние, равно приблизительно 5 годам.

Столь длительное пребывание ядер в возбуждённом состоянии обусловлено тем, что при сравнительно небольшой энергии возбуж-

дения существует большое различие между основным и возбуждённым состоянием ядра в величине полного момента количества движения. Наблюдённые на опыте времена пребывания ядер в возбуждённом изомерном состоянии хорошо объясняются<sup>64-69</sup> тем, что переход ядра из возбуждённого состояния в нормальное связан с изменением углового момента на 3, 4, 5 единиц ( $\hbar$ ). Поэтому при переходе ядра из возбуждённого состояния в нормальное испускается мультипольное излучение. Степень мультипольности излучения зависит от того, на сколько единиц меняется при переходе спин ядра, а характер излучения (магнитное или электрическое мультипольное излучение) определяется изменением чётности функций, характеризующих состояние частицы в ядре.

Согласно правилам отбора при изменении углового момента ядра на величину  $\Delta I$  должно иметь место излучение  $2^l$ -польности, где  $l = \Delta I$  \*). Характер этого излучения будет зависеть от изменения чётности. При испускании излучения, соответствующего электрическому мультиполулю  $2^l$ -польности, чётность функций должна измениться на  $(-1)^l$ , тогда как при испускании магнитного излучения такой же польности чётность функций должна изменяться на  $(-1)^{l+1}$ , т. е. так же, как изменится чётность функций при испускании электрического излучения польности  $2^{l+1}$ . В таблице XII указано, какое изменение момента и чётности функций должно произойти, чтобы возникло данное излучение.

Зная характер и мультипольность излучения, можно определить интенсивность излучения, а следовательно, и длительность пребывания ядра в возбуждённом состоянии. Если через  $T_\gamma$  обозначить время, в течение которого половина возбуждённых ядер высветится путём излучения, то согласно<sup>68</sup> в случае электрического излучения

$$T_\gamma = 0,69 \left[ \frac{2(l+1)}{l \cdot 1 \cdot 3 \cdot 5 \dots 2(l+1)} \omega \frac{e^2}{\hbar c} \left( \frac{\omega}{c} \rho \right)^{2l} \right]^{-1}, \quad (18)$$

где  $l$  характеризует мультипольность излучения,  $e$  — заряд электрона,  $c$  — скорость света,  $\hbar$  — постоянная Планка, делённая на  $2\pi$ ,  $\rho$  — радиус ядра, а  $\omega$  определяет энергию кванта по соотношению

$$E = h\nu = \hbar\omega. \quad (19)$$

\*) Излучение системы зарядов может быть представлено в виде ряда, членами которого являются электрическое дипольное излучение, электрическое квадрупольное излучение и магнитное дипольное, электрическое октупольное ( $2^3$ ) и магнитное квадрупольное, электрическое  $2^4$ -польное и магнитное октупольное и т. д.

При малой энергии возбуждения ядра интенсивность излучения, соответствующего высшей польности, резко падает с увеличением польности. Таким образом, если переход будет не запрещён, то подавляющей интенсивностью должно обладать электрическое дипольное излучение. Если электрическое дипольное излучение будет запрещено, наибольшей интенсивностью будет обладать электрическое квадрупольное или магнитное дипольное излучение. Если будут также запрещены и эти переходы, то наибольшей интенсивностью будет обладать октупольное излучение и т. д.

Таблица XII

## Правила отбора для мультипольного излучения

Переход с излучением электрического мультиполя					
Порядок полности	диполь	квад- руполь	октуполь	16-поль- ное	32-поль- ное
Минимальное значение $l$	1	2	3	4	5
Изменение чётности	есть	нет	есть	нет	есть
Переход с излучением магнитного мультиполя					
Порядок полности	диполь	квад- руполь	октуполь	16-поль- ное	32-поль- ное
Минимальное значение $l$	1	2	3	4	5
Изменение чётности	нет	есть	нет	есть	нет

В случае магнитного излучения  $T_\gamma$  определится соотношением

$$(T_\gamma)_{\text{магн}} = (T_\gamma)_{\text{электр}} \left[ \frac{\hbar}{m c r} \left( \mu l - \frac{l}{l+1} \right) \right]^{-2}, \quad (20)$$

где  $\mu$  — магнитный момент протона, выраженный в ядерных магнетонах ( $\mu = 2,79$ ).

Изучение явления изомерии атомных ядер, начатое работами Курчатова, Мысовского и Русинова<sup>77</sup>, показало, что существование изомерных состояний не является большой редкостью, а наблюдается у многих ядер. В настоящее время установлено существование изомерных состояний у 101 ядра, т. е. приблизительно 10% всех известных ядер обладают изомерными состояниями.

Изомерные ядра в одинаковой мере встречаются как среди стабильных ядер, так и среди радиоактивных. Естественно, что при этом возникает вопрос: почему же, если изомерия является общим свойством ядер, она наблюдается только у 10% атомных ядер, а не у всех? Если же изомерия, как это имеет место в действительности, ограничена каким-то кругом ядер, то в чём особенности тех ядер, у которых изомерные состояния могут существовать?

Может быть, даже правильнее было бы поставить другой, почти противоположный, вопрос: почему в атомных ядрах возбуждённое

состояние, ближайшее к основному, имеет так часто момент количества движения, отличающийся от основного на несколько единиц? Пожалуй, именно это обстоятельство представлялось наиболее удивительным в явлении ядерной изомерии. Объяснение этому было дано моделью ядерных оболочек. Отметим прежде всего, что изомерия является свойством, присущим только совершенно определённым группам ядер. Таблица XIII наглядно иллюстрирует это обстоятельство.

Таблица XIII

Число нечётных частиц (протонов или нейтронов) в чётно-нечётных ядрах	Число стабильных и радиоактивных изотопов, имеющих данное число протонов или нейтронов	Число изомеров среди этих ядер
От 1 до 37 . . . . .	94	0
39—49 . . . . .	58	32
53—61 . . . . .	57	0
63—81 . . . . .	69	27
83—97 . . . . .	56	2

В этой таблице произведено сопоставление числа известных стабильных и радиоактивных изотопов с числом изомеров для различных групп ядер, содержащих нечётное число частиц. В первую такую группу включены все ядра, у которых нечётное число частиц находится в интервале от 1 до 37. Таких ядер известно всего 94. Среди этих 94 ядер нет ни одного изомера.

Во вторую группу включены все ядра, у которых нечётное число частиц заключено в интервале от 39 до 49. Среди 58 ядер, обладающих таким числом частиц, 32, т. е. больше половины, являются изомерами и, следовательно, могут длительно находиться в возбуждённом состоянии.

В третью группу, насчитывающую 57 ядер, включены такие, у которых нечётное число частиц заключено в интервале между 53 и 61. Среди этих 57 ядер не оказалось ни одного изомера. Наоборот, в четвёртой группе ядер, содержащих нечётное число частиц в интервале от 63 до 81, изомеров опять оказалось много. Из 69 известных ядер этой группы 27 оказались изомерами. В пятой группе ядер, содержащих нечётное число частиц в интервале от 83 до 97, изомеры снова редко встречаются. Среди 56 известных ядер этой группы обнаружено всего 2 изомера. То, что изомеры распределены среди всех ядер своеобразными островками, хорошо иллюстрирует также рис. 19.

Итак, среди ядер, у которых нечётное число частиц (протонов или нейтронов) находится в интервалах 1—37, 53—61 и 83—97,

изомерных состояний не наблюдается. Изомерные состояния среди ядер, содержащих нечётное число частиц, встречаются почему-то тогда, когда количество нечётных частиц в ядре заключено в интервалах от 39 до 49 или от 63 до 81. Изомерия, следовательно, не есть общее свойство ядер.

К этому следует ещё добавить, что среди известных изомеров нечётно-нечётных ядер, т. е. таких ядер, в составе которых содержится как нечётное число протонов, так и нечётное число нейтронов, подавляющее большинство (18 из 27) имеет либо нейтроны, либо протоны (либо и те и другие) в количестве от 39 до 49 или от 63 до 81.

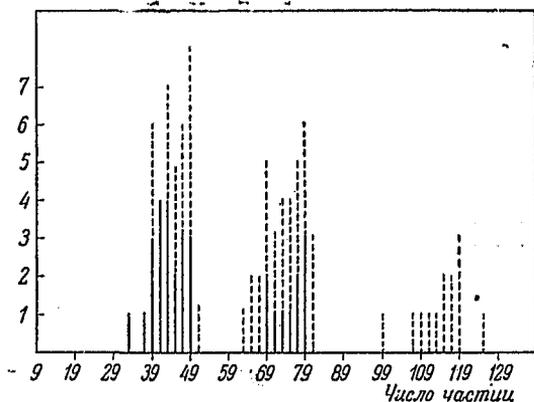


Рис. 19. «Островки изомерии». Число изомерных ядер в зависимости от числа частиц в нечётных ядрах. Сплошные линии — изомеры ядер с нечётным числом нейтронов. Пунктирные линии — изомеры ядер с нечётным числом протонов.

Естественно возникает вопрос, почему именно такие ядра (с нечётным числом частиц в интервале 39—49 или 63—81) могут находиться в изомерном состоянии. На этот вопрос даёт ответ модель ядра, допускающая наличие в ядре орбитального движения.

Гипотеза о спин-орбитальной связи в ядре и допущение о том, что спин ядер обусловлен движением одной непарной частицы, дают возможность объяснить наличие этих странных островков изомерии среди ядер, а также ряд особенностей, относящихся к излучению, испускаемому изомерными ядрами.

Рассмотрим подробно те следствия, которые возникают из схемы Майер для ядерной изомерии. Как мы уже указывали, изомеры представляют собой возбуждённые ядра, момент которых значительно отличается от момента ядра, находящегося в нормальном состоянии. Следовательно, чтобы изомерия могла иметь место,

необходимо, чтобы близко к основному состоянию находился уровень, значительно отличающийся от основного по величине момента количества движения. Очевидно, как это следует из определения того, что представляет собой ядерная оболочка, близкие уровни должны входить в одну и ту же ядерную оболочку. Таким образом, мы приходим к выводу, что изомерия может быть только у тех ядер, где происходит застройка оболочек, в составе которых находятся уровни с сильно отличающимися значениями угловых моментов. Так как такая застройка происходит не во всех ядрах, а только в определённых группах ядер, то очевидно, что изомерия не может быть общим свойством ядер, а должна наблюдаться только в определённых группах ядер. Так естественно и просто объясняется наличие островков изомерии. В каких же группах ядер должна наблюдаться изомерия? Очевидно, что в первой и во второй группах ядер, т. е. в группах ядер, где происходит заполнение первой и второй ядерных оболочек, изомеров быть не должно, ибо во второй группе ядер максимальное изменение спина (при переходе от одного уровня оболочки к другому) равно единице, а в первой оболочке частицы вообще могут иметь только одно значение спина.

В третьей ядерной оболочке находятся три уровня:  $3d_{5/2}$ ,  $3d_{3/2}$  и  $2s_{1/2}$ . Максимальное различие в моментах различных уровней в этой группе ядер может оказаться равным  $2\hbar$ . Это произойдёт в том случае, когда соседними уровнями (основным и возбуждённым) окажутся  $3d_{5/2}$  и  $2s_{1/2}$ . Такие случаи вполне возможны, ибо заполнение этих уровней совершается в следующем порядке:  $3d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  и  $3d_{3/2}$ , т. е. уровни  $3d_{5/2}$  и  $2s_{1/2}$  в действительности и являются соседними уровнями. Так как, однако, чётность уровней  $d$  и  $s$  одинакова, то согласно правилам отбора (см. таблицу XII) при переходе частицы с уровня  $2s_{1/2}$  на уровень  $3d_{5/2}$  должно испускаться электрическое квадрупольное излучение. Поскольку в лёгких ядрах вследствие малости радиуса ядра расстояние между уровнями будет относительно большим, то квадрупольный электрический переход (с большой энергией возбуждения) будет происходить очень быстро. Следовательно, и в третьей группе ядер (у которых происходит заполнение третьей оболочки) изомеров быть не должно.

В четвёртой ядерной оболочке находятся уровни  $4f_{7/2}$ ,  $4f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$ ,  $3p_{1/2}$  и  $5g_{7/2}$ . Нормальный порядок следования уровней в прямоугольной потенциальной яме именно таков, как здесь указано, но в результате спин-орбитальной связи, а также, возможно, и вследствие изменения формы потенциальной ямы, по мере увеличения числа частиц в ядре порядок чередования уровней в четвёртой оболочке может измениться.

При указанном расположении уровней изомерия может возникнуть только тогда, когда начнётся заполнение уровней  $5g_{7/2}$  и  $3p_{1/2}$ . В самом деле, разность моментов между парами соседних уровней  $4f_{7/2}$  и  $4f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$  и  $4f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$  и  $3p_{1/2}$  равна единице, следовательно,

при переходе с одного из этих уровней на соседний должно возникнуть магнитное дипольное излучение (чётность всех этих уровней одинакова — они все нечётные), а вероятность дипольного излучения (даже магнитного) большая, поэтому  $T_\gamma$  будет мало, иными словами, ядро в возбуждённом состоянии будет существовать недолго.

Лишь только тогда, когда все эти уровни будут заполнены и частицы будут располагаться на уровне  $3p_{1/2}$ , может возникнуть изомерное состояние, при котором частица вместо нормального уровня  $3p_{1/2}$  окажется на ближайшем к нему уровне  $5g_{7/2}$ . Разница в полном моменте этих уровней равна четырём единицам. Далее, так как чётность уровней  $3p_{1/2}$  и  $5g_{7/2}$  разная (уровень  $5g_{7/2}$  чётный, а  $3p_{1/2}$  нечётный), то при переходе с уровня  $5g_{7/2}$  на уровень  $3p_{1/2}$  должно возникать магнитное  $2^4$ -польное излучение. Вероятность такого излучения очень мала, поэтому ядро, у которого частица окажется на уровне  $5g_{7/2}$  вместо нормального  $3p_{1/2}$ , будет существовать в возбуждённом состоянии весьма долго.

Итак, изомеры могут возникать у тех ядер, у которых начинается заполнение уровня  $3p_{1/2}$ . Правда, возможно, что уровень  $5g_{7/2}$  начнёт заполняться раньше, чем  $3p_{1/2}$ , т. е. уровень  $5g_{7/2}$  будет нормальным, а  $3p_{1/2}$  возбуждённым, всё равно и в этом случае возбуждённое состояние будет изомерным. Следовательно, независимо от того, какой из уровней  $3p_{1/2}$  или  $5g_{7/2}$  начинает заполняться раньше, ядра с нечётным числом частиц, у которых уровни  $4f_{7/2}$ ,  $4f_{5/2}$  и  $3p_{1/2}$  заполнены, могут быть изомерами.

Так как числа заполнения уровней  $4f_{7/2}$ ,  $4f_{5/2}$  и  $3p_{1/2}$  равны соответственно 8, 6 и 4, а третья оболочка заполняется при числе частиц, равном 20, то все эти уровни должны быть заполнены, когда число частиц в ядре достигнет 38, следовательно, заполнение уровней  $3p_{1/2}$  или  $5g_{7/2}$  должно начаться у ядер с числом протонов или нейтронов, равным 39, следовательно, и изомерия у ядер с нечётным числом частиц должна наблюдаться у ядер, имеющих в своём составе 39 (или более) частиц. И действительно, как мы видели в таблице XIII, ядра с числом частиц меньше 39 не являются изомерами. Ядра же с числом частиц 39 ( $^{87}_{39}\text{Y}$ ,  $^{89}_{39}\text{Y}$ ,  $^{91}_{39}\text{Y}$  и  $^{69}_{30}\text{Zn}$ ) обладают изомерными состояниями.

Далее, как уже упоминалось, заполнение четвёртой оболочки происходит, когда число частиц в ядре становится равным 50, т. е. последними нечётными ядрами, где ещё не заполнены оба уровня  $3p_{1/2}$  и  $5g_{7/2}$ , будут ядра с числом нечётных частиц 49. Итак, изомеры могут встречаться среди ядер, содержащих нечётное число частиц, в интервале 39—49. Но, как уже указывалось в таблице XIII, большая часть изомеров встречается именно среди таких ядер и большая часть таких ядер является изомерами.

Среди ядер пятой группы также могут встретиться изомеры. В самом деле, в пятую оболочку входят уровни  $5g_{7/2}$ ,  $4d_{5/2}$ ,  $4d_{3/2}$ ,

$3s_{1/2}$  и  $6h_{11/2}$ . Очевидно, что если соседними уровнями в ядре окажутся  $4d_{7/2}$  и  $6h_{11/2}$  или  $3s_{1/2}$  и  $6h_{11/2}$ , то в тех ядрах, где начнётся заполнение этих уровней, возбуждённые состояния будут изомерными.

Порядок чередования уровней, входящих в пятую оболочку, не очень точно установлен и, кроме того, он (как это следует из значений спинов ядер, см. таблицу IX) различен для ядер с нечётным числом протонов и для ядер с нечётным числом нейтронов. Однако, как это следует из значений спинов ядер, первыми в пятой оболочке заполняются уровни  $5g_{7/2}$  и  $4d_{7/2}$ . Числа заполнения этих уровней равны 8 и 6 соответственно. Таким образом, заполнение этих уровней должно было бы закончиться, когда в ядре насчитывалось бы 64 частицы (50 частиц заполняют первые четыре оболочки). Следовательно, у ядер с числом частиц 65 могли бы возникать изомерные состояния. Поскольку пятая оболочка полностью застраивается при 82 частицах, изомерные ядра могут встречаться у нечётных ядер с числом нечётных частиц в диапазоне 65—81. Как видно из таблицы XIII, на такую группу ядер приходится значительное число изомеров. Отметим, что изомерные ядра встречаются и при числе частиц в ядре, равном 63 ( $^{111}_{48}\text{Cd}$ ,  $^{113}_{50}\text{Sn}$ ). Повидимому, это есть следствие того, что уровень  $6h_{11/2}$  начинает заполняться раньше, чем уровни  $5g_{7/2}$  и  $4d_{7/2}$  будут полностью заполнены.

Итак, одночастичная модель ядра с учётом спин-орбитальной связи не только объясняет существование островков изомерии, но с поразительной точностью предсказывает, какие именно ядра должны быть изомерами.

Остановим внимание ещё на некоторых деталях:

1. Как уже указывалось, изменение в расположении ядерных уровней может быть объяснено не только тем, что существует спин-орбитальная связь, но ещё и тем, что форма потенциальной функции отлична от прямоугольной ямы. В частности, Финберг<sup>42</sup> нашёл, что при определённой форме потенциальной ямы можно получить числа заполнения оболочек 50 и 82. Кроме того, он нашёл, что при этом при заполнении четвёртой ядерной оболочки должно иметь место пересечение уровней, могущее привести к возникновению изомерии. А именно, при заполнении четвёртой оболочки в некоторых ядрах с числом частиц между 29 и 50 должно происходить пересечение уровней  $3s$  и  $5g$ . В этом случае разница в угловых моментах между основным уровнем и ближайшим к нему возбуждённым может достигнуть четырёх единиц. Однако следует указать, что при переходе с уровня  $5g$  на  $3s$  и наоборот изменение чётности происходить не будет (оба уровня чётные). Следовательно, если бы точка зрения Финберга была правильной, т. е. изменение в расположении уровней происходило не от наличия спин-орбитальной связи, а от изменения формы потенциальной ямы, то тогда излучение изомеров (принадлежащих к четвёртой ядерной оболочке)

должно было бы быть электрическим  $2^4$ -польным излучением. Согласно же гипотезе о наличии в ядре спин-орбитальной связи изомерным является переход между уровнями  $5g_{7/2}$  и  $3p_{1/2}$ , который сопровождается не электрическим, а магнитным  $2^4$ -польным излучением. Таким образом, установление характера изомерного перехода (его мультипольность, изменение чётности) может решить, что является причиной в изменении расположения ядерных уровней. Сопоставление энергии возбуждения и периода полураспада изомеров, измерение коэффициента конверсии этого излучения, измерение соотношения конверсии в  $K$ -и  $L$ -оболочках атомов показывают, что в действительности среди изомеров, принадлежащих к четвёртой группе ядер, высвечивание идёт с испусканием  $2^4$ -польного магнитного, а не электрического излучения. Это обстоятельство говорит в пользу предположения, что причиной изменения в группировке ядерных уровней является спин-орбитальная связь.

2. Гипотеза Майер, следовательно, правильно объясняет не только факт существования изомеров среди ядер с числом частиц 39—49, но также и характер изомерного излучения. Также, в общем, правильно описывается этой гипотезой и характер излучения, испускаемого изомерными ядрами пятой группы, т. е. содержащими число нечётных частиц в интервале от 63 до 81. Как мы уже отмечали, изомеры этой группы ядер образуются вследствие того, что уровни  $6h_{11/2}$ ,  $4d_{3/2}$  и  $3s_{1/2}$  оказываются близко друг к другу.

Если расположение уровней в ядре будет именно таково, как здесь указано, то основным состоянием ядра будет  $3s_{1/2}$  (спин  $1/2$ ), а изомерным будет состояние, при котором непарная частица будет занимать уровень  $6h_{11/2}$ . Хотя между основным состоянием ( $3s_{1/2}$ ) и возбуждённым ( $6h_{11/2}$ ) и находится промежуточный уровень ( $4d_{3/2}$ ), ядро будет находиться в возбуждённом состоянии весьма долго (если только энергия возбуждения будет не слишком велика), так как изменение полного момента как при переходе  $6h_{11/2} \rightarrow 4d_{3/2}$  ( $\Delta I = 4$ ), так и при переходе  $6h_{11/2} \rightarrow 3s_{1/2}$  ( $\Delta I = 5$ ) будет достаточно большим. Вместе с тем вероятность перехода с уровня  $6h_{11/2}$  на  $4d_{3/2}$  может оказаться значительно большей, нежели вероятность перехода с уровня  $6h_{11/2}$  прямо на уровень  $3s_{1/2}$  (несмотря на то, что разность энергии  $W(6h_{11/2}) - W(4d_{3/2})$  меньше, чем  $W(6h_{11/2}) - W(3s_{1/2})$ ), так как изменение спина при этом переходе меньше, чем при переходе с  $6h_{11/2}$  на  $3s_{1/2}$ . В этом случае переход из возбуждённого (изомерного) состояния в основное будет совершаться в две ступени. Сначала осуществится переход с уровня  $6h_{11/2}$  на  $4d_{3/2}$ , а затем с уровня  $4d_{3/2}$  на  $3s_{1/2}$ . Характер этого двухступенчатого перехода будет таков: в первой ступени будет испускаться магнитное  $2^4$ -польное излучение (уровни  $6h_{11/2}$  и  $4d_{3/2}$  имеют разную чётность, а при изменении момента на 4 единицы с изменением чётности излучается магнитное  $2^4$ -польное излучение), во второй ступени — магнитное дипольное излучение (уровни  $4d_{3/2}$  и  $3s_{1/2}$  имеют одинаковую чётность).

Замечательно, что у многих изомеров, принадлежащих к указанной группе ядер (с нечётным числом частиц в интервале от 63 до 81), обнаружено существование двухкаскадного изомерного перехода. Такие переходы обнаружены как по величине энергии конверсионных электронов, так и непосредственным путём — ( $\gamma$ ,  $\gamma$ )- и ( $\gamma$ ,  $e$ )-совпадениями.

В таблице XIV приведены данные об излучении при изомерном переходе ядер с числом частиц в интервале 63—81 (буквы  $E$  или  $M$  в пятом столбце означают соответственно электрический или магнитный переходы; цифра характеризует полность излучения; например,  $E3$  — электрический октупольный переход,  $M4$  — магнитный  $2^4$ -польный и т. п.).

Как видно из таблицы, действительно, среди изомеров пятой группы ядер часто наблюдаются двухступенчатые изомерные переходы, соответствующие такому расположению уровней —  $6h_{1/2}$ ,  $4d_{3/2}$  и  $3s_{1/2}$ .

Интересно проследить, как меняется относительное расположение этих уровней по мере изменения числа частиц в ядре. На рис. 20,  $a$

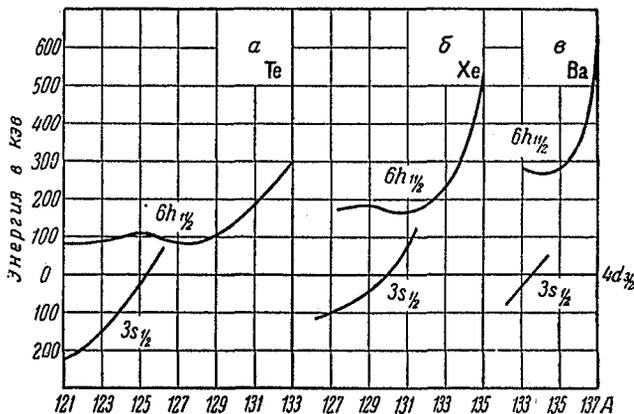


Рис. 20. Расстояние между уровнями  $6h_{1/2}$ ,  $4d_{3/2}$  и  $3s_{1/2}$  в зависимости от числа нейтронов в ядре:  $a$  — изотопы теллура,  $б$  — изотопы ксенона,  $в$  — изотопы бария.

показано изменение относительного расположения уровней  $6h_{1/2}$ ,  $4d_{3/2}$  и  $3s_{1/2}$  у различных изотопов теллура по мере увеличения числа нейтронов от 69 до 81 (на этом рисунке, так же как и на рисунках 19,  $б$  и 19,  $в$ , значение энергии уровня  $4d_{3/2}$  принято за нуль). На рис. 20,  $б$  и 20,  $в$  показано, как меняется относительное расположение этих же уровней у изотопов Xe и Ba. На всех трёх рисунках видно, что разность энергий уровней  $6h_{1/2}$  и  $4d_{3/2}$  возрастает с увеличением числа нейтронов, заполняющих оболочку,

Таблица XIV

Изомеры чётно-нечётных ядер с числом нейтронов от 63 до 81

Ядро	Число нейтронов в ядре	Энергия возбуждения изомерного состояния в кэВ	Энергия перехода из изомерного состояния на промежуточное в кэВ	Тип перехода с изомерного состояния в промежуточное	Тип перехода из промежуточного состояния в основное	Основной уровень	Изомерный уровень	Промежуточный уровень
$^{111}_{48}\text{Cd}$	63	369	147	$E3$	$E2$	$3s_{1/2}$	$6h_{11/2}$	$4d_{3/2}$
$^{113}_{48}\text{Cd}$	65	Изомерный переход не установлен				$3s_{1/2}$	$6h_{11/2}$	
$^{115}_{48}\text{Cd}$	67	Изомерный переход не установлен						
$^{117}_{50}\text{Sn}$	67	317	159	$M4 + E5$	$M1$	$3s_{1/2}$	$6h_{11/2}$	$4d_{3/2}$
$^{119}_{50}\text{Sn}$	69	89,7	65,3	$M4$		$3s_{1/2}$	$6h_{11/2}$	$4d_{3/2}$
$^{121}_{52}\text{Te}$	69	295	82	$M4 + E5$	$M1$	$3s_{1/2}$	$6h_{11/2}$	$4d_{3/2}$
$^{121}_{50}\text{Sn}$	71	Изомерный переход не установлен						
$^{123}_{52}\text{Te}$	71	247,5	88,5	$M4 + E5$	$M1 + E2$	$3s_{1/2}$	$6h_{11/2}$	$4d_{3/2}$
$^{125}_{52}\text{Te}$	73	145,1	109,7	$M4$	—	$3s_{1/2}$	$6h_{11/2}$	$4d_{3/2}$
$^{127}_{54}\text{Xe}$	73	300	175	$E3?$	—	$3s_{1/2}$	$6h_{11/2}$	$(4d_{3/2})$
$^{127}_{52}\text{Te}$	75	88,5	—	$M4$	—	$4d_{3/2}$	$6h_{11/2}$	—
$^{129}_{54}\text{Xe}$	75	201	163	$M4$	—	$3s_{1/2}$	$6h_{11/2}$	$4d_{3/2}$
$^{129}_{52}\text{Te}$	77	196	—	$M4$	—	$4d_{3/2}$	$6h_{11/2}$	—
$^{131}_{54}\text{Xe}$	77	163	—	$M4$	—	$4d_{3/2}$	$6h_{11/2}$	$3s_{1/2}$
$^{133}_{56}\text{Ba}$	77	287,2	275,5	$M4$	—	$3s_{1/2}$	$6h_{11/2}$	$4d_{3/2}$
$^{131}_{52}\text{Te}$	79	183,2	—	$M4$	—	$4d_{3/2}$	$6h_{11/2}$	—
$^{133}_{54}\text{Xe}$	79	232	—	$M4$	—	$4d_{3/2}$	$6h_{11/2}$	—
$^{135}_{56}\text{Ba}$	79	300	—	$M4$	—	$4d_{3/2}$	$6h_{11/2}$	—
$^{135}_{54}\text{Xe}$	81	520	—	$M4$	—	$4d_{3/2}$	$6h_{11/2}$	—
$^{137}_{56}\text{Ba}$	81	669	—	$M4$	—	$4d_{3/2}$	$6h_{11/2}$	—

и в конце заполнения оболочки достигает значения 500 — 600 *кэв*. Уровень  $3s_{1/2}$  также смещается (по отношению к уровню  $4d_{3/2}$ ) с увеличением числа частиц, заполняющих оболочку. На рис. 20 отчётливо видно, как с увеличением числа частиц происходит сближение и перекрещивание уровней  $4d_{3/2}$  и  $3s_{1/2}$ . Так, у  $^{121}_{52}\text{Te}$ ,  $^{123}_{52}\text{Te}$  и  $^{125}_{52}\text{Te}$  уровень  $4d_{3/2}$  расположен между  $3s_{1/2}$  и  $6h_{1/2}$ , а у  $^{127}_{52}\text{Te}$ ,  $^{129}_{52}\text{Te}$ ,  $^{131}_{52}\text{Te}$  и  $^{133}_{52}\text{Te}$  уровень  $3s_{1/2}$  располагается между  $6h_{1/2}$  и  $4d_{3/2}$ . Точно такое же положение имеет место и у изотопов ксенона. У ядер  $^{127}_{54}\text{Xe}$ ,  $^{129}_{54}\text{Xe}$  уровень  $4d_{3/2}$  расположен между  $3s_{1/2}$  и  $6h_{1/2}$ , а у  $^{131}_{54}\text{Xe}$ ,  $^{133}_{54}\text{Xe}$  и  $^{135}_{54}\text{Xe}$  он располагается между  $6h_{1/2}$  и  $4d_{3/2}$ , у  $^{133}_{55}\text{Ba}$  уровень  $4d_{3/2}$  лежит между уровнями  $6h_{1/2}$  и  $3s_{1/2}$ , а у ядер  $^{135}_{56}\text{Ba}$  и  $^{137}_{56}\text{Ba}$  он, повидимому, располагается между уровнями  $4d_{3/2}$  и  $6h_{1/2}$ .

Такое перемещение уровней  $4d_{3/2}$  и  $3s_{1/2}$  объясняет, почему не у всех изомеров пятой группы наблюдаются двухкаскадные изомерные переходы. Двухкаскадные переходы наблюдаются только у тех ядер, у которых уровень  $4d_{3/2}$  лежит между уровнями  $6h_{1/2}$  и  $3s_{1/2}$ .

3. Рассмотрение изомерных состояний с несомненностью подтверждает наличие в пятой оболочке уровня  $6h_{1/2}$ . Если бы этого уровня не было, то изомерия среди ядер пятой группы наблюдаться не могла. Во всяком случае не могло бы иметь место появление мультипольного  $2^4$ -магнитного излучения. Между тем такое излучение наблюдается почти во всех изомерных переходах ядер пятой группы. Наблюдаются также и двухступенчатые переходы типа  $6h_{1/2} \rightarrow 4d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2}$ . Всё это убеждает в том, что уровень  $6h_{1/2}$  в пятой оболочке действительно существует. Эти данные имеют важное значение для подтверждения правильности ядерной систематики, так как отсутствие среди ядер пятой группы таких, у которых спин равен  $11/2$ , может поставить под сомнение реальность наличия в пятой оболочке уровня  $6h_{1/2}$ . Отсутствие таких ядер (и наличие в то же время уровня  $6h_{1/2}$  в пятой оболочке) означает, что уровень  $6h_{1/2}$  заполняется только парами частиц и что энергия непарной частицы на уровне  $6h_{1/2}$  значительно больше, чем на уровне  $4d_{3/2}$  и  $3s_{1/2}$ .

С точки зрения модели оболочек нельзя было объяснить свойства некоторых переходов в области  $39 \leq Z \leq 49$  и  $39 \leq N \leq 49$ . В частности, переходы в  $^{99}_{43}\text{Tc}$ ,  $^{103}_{45}\text{Rh}$ ,  $^{107}_{47}\text{A}$ ,  $^{109}_{47}\text{Ag}$  и некоторые другие по величине периода полураспада и коэффициента внутренней конверсии обычно относились к магнитным октупольным переходам, тогда как теория оболочек с сильной спин-орбитальной связью требовала для этих ядер магнитных переходов  $2^4$ . Использование формул, выведенных в работе <sup>69</sup>, дало Гольдгаберу и Суниару <sup>76</sup> возможность показать, что эти переходы в действительности являются

электрическими октупольными переходами, что подтверждается и из исследования по уточнённым формулам коэффициентов внутренней конверсии.

Гольдгаберу удалось объяснить причину появления в этих ядрах октупольных электрических переходов вместо магнитных переходов <sup>24</sup>. Действительно, если предположить, что при наличии в оболочке  $5g_{7/2}$ ,  $3$ ,  $5$  или  $7$  одинаковых частиц все они могут давать вклад в спин ядра, то спин ядра может принимать в этом случае значения, меньшие  $9/2$  (аналогичная картина имеет место для  $Mn^{56}$ , где  $3$  частицы в состоянии  $4f$  дают спин  $5/2$ ). В частности, спин ядра может при этом равняться  $7/2$ , а его чётность будет положительной, как это требуется для того, чтобы происходил электрический октупольный переход в состояние  $3p_{1/2}$ . Иногда состояние  $g_{7/2}$  со спином  $j=7/2$  может оказаться основным, в других случаях — возбуждённым. Из данных изомерии удалось предсказать, что спин  $^{79}_{34}Se$  равен  $7/2$ , что прекрасно подтвердилось на опыте.

## 11. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЁННЫХ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

За последнее время сильно продвинулось вперёд исследование возбуждённых ядерных уровней. Изучение коэффициентов конверсии излучения, образующегося при переходе из возбуждённого состояния в нормальное, определение соотношения коэффициентов конверсии в  $K$ - и  $L$ -оболочках, изучение угловой корреляции между  $\gamma$ -квантами, излучаемыми в процессе каскадных переходов, и между квантами и электронами конверсии, исследование влияния магнитного поля на величину угловой корреляции — всё это даёт возможность определить по известному значению спина и чётности основного состояния значение этих величин в возбуждённом состоянии.

Знание этих величин имеет существенное значение для модели ядерных оболочек, ибо по характеру возбуждённых уровней (спину и чётности) можно проверить правильность систематики ядерных уровней. Л. К. Пекар, Л. А. Слив и А. В. Золотавин<sup>70</sup> обработали имеющийся экспериментальный материал для средней группы элементов  $20 < Z < 70$  и составили схемы возбуждённых уровней этих ядер. В результате произведённого анализа им удалось установить, что все схемы могут быть разбиты на три группы. Первый тип схем возбуждённых уровней наблюдается у тех ядер, у которых количество частиц соответствует началу заполнения какой-либо оболочки. У таких ядер среди ближайших возбуждённых уровней, характеризующихся малой энергией возбуждения, находятся обычно другие уровни данной оболочки, расположенные в порядке их нормального следования. Примером таких схем может быть ниже прилагаемая схема возбуждённых уровней у  $^{131}_{55}Cs$ , изображённая на рис. 21. У этого ядра цезия число нейтронов чётное, нечётным является число протонов — 55. Из этого количества пять протонов

находится в пятой оболочке, т. е. пятая оболочка у  $^{131}_{55}\text{Cs}$  только начала заполняться. Основным состоянием у  $^{131}_{55}\text{Cs}$  является  $4d_{5/2}$ . Среди его возбуждённых уровней мы находим уровни  $g_{7/2}$ ,  $d_{3/2}$ ,  $s_{1/2}$ , т. е. другие уровни, входящие в пятую оболочку и расположенные в таком порядке, в котором происходит заполнение уровней этой оболочки.

Второй тип схем встречается у ядер, у которых частицы находятся на почти заполненной оболочке. Слабое возбуждение у этих ядер (с небольшой энергией возбуждения до 1 Мэв) возникает, когда частица, занимающая один из нижележащих заполненных

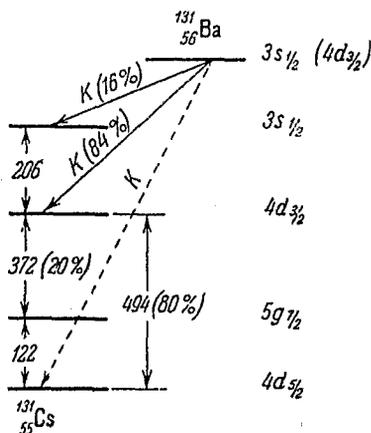


Рис. 21. Схема возбуждённых уровней у ядра  $^{131}_{55}\text{Cs}$ .

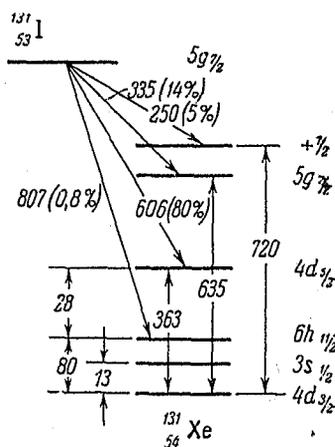


Рис. 22. Схема возбуждённых уровней у ядра  $^{131}_{54}\text{Xe}$ .

уровней данной оболочки, переходит на незаполненный вышележащий уровень. Такое возбуждение ядра Пекар, Слив и Золотавин предложили называть «дырочным» возбуждением. При таком характере возбуждения среди возбуждённых уровней мы будем находить снова те же уровни, которые образуют данную ядерную оболочку, но порядок следования их среди возбуждённых уровней будет обратный тому, который получается при заполнении оболочки. Примером такой схемы может служить схема уровней  $^{131}_{54}\text{Xe}$  рис. 22. Изотоп  $^{131}_{54}\text{Xe}$  содержит 77 протонов, у него, следовательно, почти закончено построение уровней пятой оболочки. Основным уровнем является  $4d_{5/2}$ . Среди возбуждённых уровней мы находим уровни  $s_{1/2}$ ,  $h_{1/2}$ ,  $d_{3/2}$ ,  $g_{7/2}$ . Порядок их следования обратный тому, который происходит при заполнении оболочки; нормальный порядок следования

уровней в пятой оболочке:  $4d_{7/2}$ ,  $5g_{7/2}$  (или  $5g_{7/2}$ ,  $4d_{7/2}$ ),  $6h_{11/2}$ ,  $3s_{1/2}$ ,  $4d_{5/2}$ . Третий тип представляют схемы смешанные, у которых возбуждённые уровни имеют как нормальный, так и дырочный характер. Эти схемы наблюдаются у ядер, у которых оболочки уже значительно пополнены частицами, но ещё далеки от заполнения.

Замечательным выводом, вытекающим из работы Пекара, Слива и Золотавина, является то, что наблюдаемые возбуждённые уровни ядер соответствуют по своему характеру тем уровням, которые должны иметь место в ядре согласно модели нуклеонных оболочек.

Интересно отметить ещё одну особенность низкоэнергетических возбуждённых уровней. Согласно модели нуклеонных оболочек низкоэнергетические возбуждённые уровни должны принадлежать одной и той же оболочке. Как показали Пекар, Слив и Золотавин, это в действительности имеет место.

Расположение этих уровней в пределах одной оболочки таково, что соседними уровнями оказываются обычно уровни с одинаковой чётностью, например  $4f_{7/2} - 4f_{5/2}$ ,  $4f_{5/2} - 3p_{3/2}$ ,  $3p_{3/2} - 3p_{1/2}$  (четвёртая оболочка) или  $5g_{7/2} - 4d_{5/2}$ ,  $4d_{5/2} - 4d_{3/2}$ ,  $4d_{3/2} - 3s_{1/2}$  (пятая оболочка). Если же в одной оболочке соседними оказываются уровни разной чётности, например  $3p_{1/2}$  и  $5g_{7/2}$  (четвёртая оболочка) или  $4d_{3/2}$  или  $3s_{1/2}$  и  $6h_{11/2}$  (пятая оболочка), то они тогда сильно различаются по величине полного момента количества движения. При таком расположении уровней не должно наблюдаться электрического дипольного излучения. И действительно, характерной особенностью низкоэнергетического ядерного  $\gamma$ -излучения является отсутствие в нём линий, отвечающих электрическим дипольным переходам.

## 12. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТИЦ В РЕАКЦИЯХ (d, p) И (d, n) И ЯДЕРНЫЕ ОБОЛОЧКИ

Недавно Бете и Батлер<sup>71</sup> указали на эксперименты, которые могут служить испытанием правильности одночастичной модели со спин-орбитальной связью. Указанные авторы отмечают, что в большинстве случаев реакции (d, p) и (d, n) идут путём так называемого процесса срыва (stripping). При таком процессе, как известно, дейтерон расщепляется; одна из составляющих его частиц проникает в ядро, а другая отходит от ядра. При этом оказывается<sup>72</sup>, что отходящая от ядра частица будет иметь угловое распределение, зависящее от величины орбитального момента  $l$ , который приносит в ядро проникающая в него частица. В модели нуклеонных оболочек  $l$  соответствует значению орбитального момента состояния, которое занимает попавшая в ядро частица. Если, например,  $l=0$ , то в угловом распределении будет наблюдаться резко выраженный

мум при малых углах (максимум в направлении вперёд). Если наряду с  $l=0$  окажутся разрешёнными и состояния с другим значением  $l$ , то появятся и другие максимумы под углами тем большими, чем большее значение имеет  $l$ . На рис. 23 приведены расчётные кривые, показывающие форму углового распределения отходящей от ядра частицы для случаев  $l=0$ ,  $l=1$  и  $l=2$ . Масштаб этих кривых не согласован. Значения максимумов этих кривых

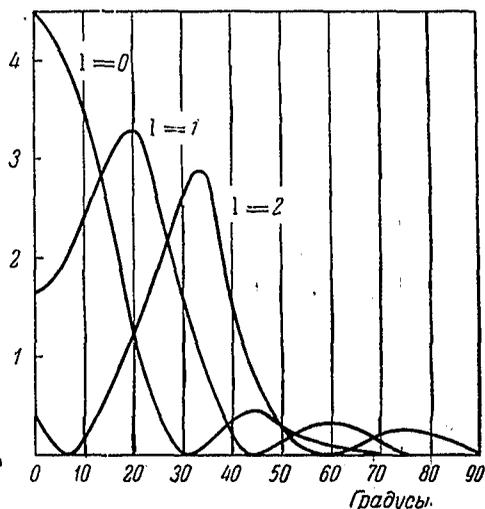


Рис. 23. Угловое распределение (расчётное) частиц, освобождающихся в реакциях (d, p) и (d, n), совершающихся путём процесса срыва. Масштаб этих трёх кривых не согласован.

отличаются друг от друга в действительности значительно больше, чем на рис 23.

Кривые, приведённые на рис. 23, сильно отличаются одна от другой не только по величине максимума, но, что более существенно, по положению максимума. Поэтому, установив экспериментально угловое распределение отходящей частицы, образующейся в результате процесса срыва, и сравнив его с кривыми рис. 23, можно установить, как меняется орбитальный момент ядра в результате проникновения в него частицы, отщеплённой от дейтерона. Определив  $l$ , можно по чётности и величине спина исходного ядра определить спин и чётность образующегося ядра. Так, например, угловое распределение протонов в реакции  $^{16}_8\text{O}(d,p)^{17}_8\text{O}$  для случая, когда  $^{17}_8\text{O}$  образуется в нормальном состоянии, довольно хорошо совпадает с кривой рис. 22, соответствующей значению  $l=2$ .

Состояние  $^{16}_8\text{O}$  чётное ( $+$ ), спин равен нулю. Так как попавший в ядро  $^{16}_8\text{O}$  нейтрон изменил его орбитальный момент на величину  $l$ , равную 2, то нормальное состояние ядра  $^{17}_8\text{O}$  должно быть чётным и иметь спин либо  $5/2$ , либо  $3/2$ . Значение  $5/2$  соответствовало бы уровню  $3d_{5/2}$ , с которого, по схеме Майер, должно начинаться заполнение третьей ядерной оболочки. Интересно отметить, что

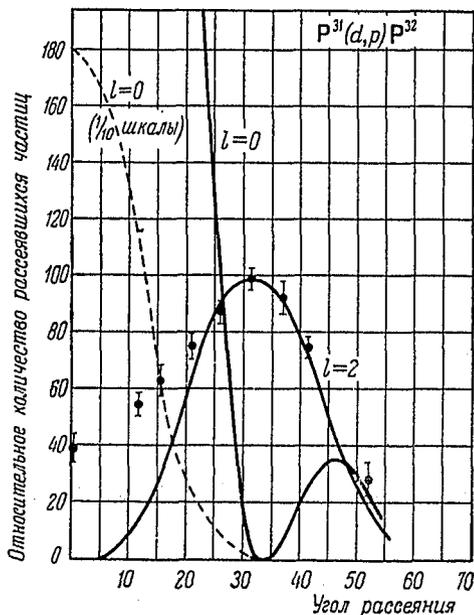


Рис. 24. Угловое распределение протонов в реакции  $^{31}\text{P}(d, p)^{32}\text{P}$ . Сплошные кривые расчётные для  $l=0$ ,  $l=2$ . Пунктирная кривая представляет уменьшенную в десять раз кривую для случая  $l=0$ .

угловое распределение протонов, возникающих в результате захвата нейтрона на возбуждённый уровень  $^{17}_8\text{O}$  (энергия возбуждения  $0,88 \text{ Мэв}$ ), отличается<sup>76</sup> от углового распределения протонов, возникающих при захвате нейтрона на основной уровень  $^{17}_8\text{O}$ . Оно соответствует кривой рис. 22 со значением  $l=0$ . Следовательно, возбуждённое состояние  $^{17}_8\text{O}$  чётное и имеет спин, равный половине. По схеме Майер в третьей оболочке за уровнем  $3d_{5/2}$ , должен следовать уровень  $2s_{1/2}$ . Спин ядра, в котором нечётная частица занимает этот уровень, и должен быть равным  $1/2$ . Таким образом,

изучение углового распределения частиц, образующихся при реакциях (d,p) и (d,n), протекающих путём срыва, даёт возможность сравнивать чётности ядер и таким образом проверить выводы, вытекающие из модели ядерных оболочек. Однако в некоторых случаях, как указали Бете и Батлер<sup>71</sup> на основании экспериментальных данных об угловом распределении частиц, образующихся при процессе срыва, могут быть непосредственно проверены выводы модели ядерных оболочек также и в отношении типа уровня, занимаемого в ядре нечётной частицей.

Допустим, что мы знаем спин и чётность как исходного ядра, так и ядра, образующегося в результате реакции, и допустим, что

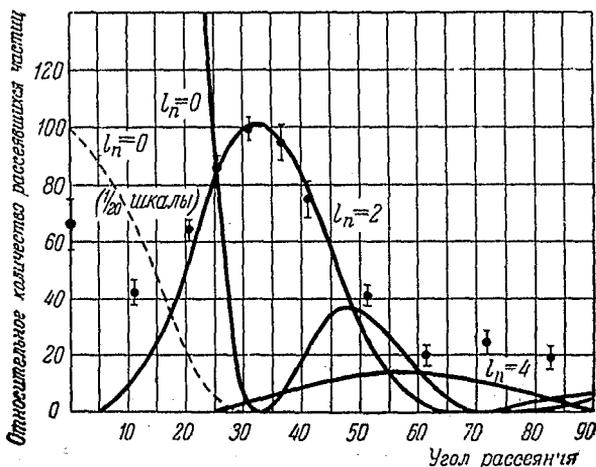


Рис. 25. Угловое распределение протонов в реакции  $^{35}\text{Cl}(d,p)^{35}\text{Cl}$ .

правила отбора разрешают несколько различных значений  $l$  для частицы, проникшей в ядро. Если для ядра безразлично, какое из возможных (по правилу отбора) значений приобретёт частица, то в угловом распределении отходящей частицы будет доминировать максимум, соответствующий наименьшему из возможных (по правилу отбора) значений  $l$ , ибо величина максимума в угловом распределении отходящей частицы с увеличением значения  $l$  резко падает. Если, однако, для ядра не безразлично значение  $l$ , например, если, как это указывает модель ядерных оболочек, уровни, соответствующие меньшим из возможных значений  $l$ , уже заняты, то в угловом распределении не должно быть максимума, соответствующего значению  $l$ , запрещаемого моделью ядерных оболочек.

Большей частью значения  $l$ , допускаемые моделью ядерных оболочек, совпадают с наименьшим значением  $l$ , разрешаемым правилами отбора, но в некоторых реакциях такое совпадение отсутствует.

Вот эти-то реакции и могут послужить, по мнению Бетте и Батлера, испытанием для модели ядерных оболочек. В нижеследующей таблице XV приведены такие реакции. Некоторые из этих реакций  $^{31}_{15}\text{P}(d,p)^{32}_{15}\text{P}$  и  $^{35}_{17}\text{Cl}(d,p)^{36}_{17}\text{Cl}$  были подвергнуты затем специ-

Таблица XV

Реакция	Спин и чётность состояний		$l$ (из систематики ядерных уровней)	Разрешённые правилами отбора значения $l$
	начального	конечного		
$^{31}\text{P}(d, p)^{32}\text{P}$ . . . . .	1/2+	1+	2	0 и 2
$^{35}\text{Cl}(d, p)^{36}\text{Cl}$ . . . . .	3,2+	2+	2	0, 2 и 4
$^{37}\text{Cl}(d, p)^{38}\text{Cl}$ . . . . .	3/2+	2-	3	1 и 3
$^{41}\text{K}(d, p)^{42}\text{K}$ . . . . .	3/2+	2-	3	1 и 3
$^{45}\text{Sc}(d, p)^{46}\text{Sc}$ . . . . .	7/2-	4+	3	1, 3, 5 и 7
$^{51}\text{V}(d, p)^{52}\text{V}$ . . . . .	7/2-	2 или 3+	3	1, 3, 5 и 7

альному изучению<sup>73, 74</sup>. На рис. 24 и 25 дано сопоставление экспериментально найденного углового распределения протонов в этих реакциях с рассчитанным теоретически для различных значений  $l$ . Как видно из рисунков, в обеих реакциях значение  $l=0$ , допускаемое правилами отбора, но противоречащее систематике уровней, в действительности не имеет места.

Таким образом, и данные углового распределения протонов в реакциях  $(d,p)$  подтверждают правильность ядерной систематики Майера.

### 13. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, оказалось, что одночастичная модель с сильной спин-орбитальной связью хорошо объясняет большое количество разнообразных явлений. Она предсказывает правильные значения «магических» чисел, даёт правильное описание величин спинов ядер, указывает правильный ход изменения квадрупольных и магнитных моментов ядер. Эта модель даёт правильное истолкование разделению  $\beta$ -переходов на разрешённые и запрещённые и совершенно непринуждённо и просто объясняет существование загадочных островков изомерии. Более того, эта модель правильно указывает, среди каких именно ядер может наблюдаться изомерия и в каких

ядрах её быть не должно. Эта модель правильно предсказывает характер изомерных переходов — их мультипольность, чётность, а также наличие двухкаскадных переходов. Угловое распределение частиц в реакциях  $(d, p)$  и  $(d, n)$  показывает, что тип уровней, приписываемый моделью нуклеонных оболочек ядерным частицам, согласуется с характером наблюдаемого углового распределения.

Модель оболочек, как показали Пекар, Слив и Золотавин, в основном правильно описывает типы ближайших к основному возбуждённых уровней.

Такое совпадение простой модели с экспериментальными данными, успешное объяснение столь большого количества разнообразных явлений свидетельствуют о том, что модель ядерных оболочек в какой-то мере правильно описывает свойства атомных ядер.

Конечно, не следует ожидать, что простая схема, предложенная Майер, является исчерпывающей. Существуют данные, показывающие, что эту схему, по видимому, необходимо развить. Мы уже указывали, что спин и магнитные моменты некоторых ядер ( $^{21}_{11}\text{Na}$ ,  $^{21}_{10}\text{Ne}$ ,  $^{55}_{25}\text{Mn}$ ) не согласуются со схемой Майер. Далее, при исследовании изомерии в четвёртой группе ядер, состоящих из 39—49 частиц, было обнаружено <sup>76</sup>, что момент возбуждённого состояния некоторых ядер ( $^{73}_{34}\text{Se}$ ,  $^{77}_{34}\text{Se}$ ,  $^{81}_{34}\text{Se}$ ,  $^{103}_{45}\text{Rh}$ ,  $^{105}_{45}\text{Rh}$ ,  $^{107}_{47}\text{Ag}$ ,  $^{109}_{47}\text{Ag}$ ) равен  $7/2$ , а не  $9/2$ , как это должно было бы быть, если бы в возбуждённом ядре частица занимала уровень  $5g_{9/2}$ . Состояние со спином  $7/2$  обнаружено также у  $^{83}_{36}\text{Kr}$  и  $^{85}_{37}\text{Sr}$  (у этих ядер уровень  $7/2$  располагается между  $3p_{3/2}$  и  $5g_{9/2}$ ). У ядер  $^{79}_{34}\text{Se}$  и  $^{77}_{32}\text{Ge}$  уровень с моментом  $7/2$

соответствует, по видимому, основному состоянию. Эти данные, а также данные и для некоторых других изомеров указывают на то, что, помимо уровней, соответствующих одночастичной модели, в ядре имеются и другие уровни. Очень вероятно, что эти уровни, как мы уже упоминали, являются результатом того, что в ядрах, содержащих на уровне не одну частицу, а три, пять и т. д., могут существовать состояния, которые обусловлены не одной частицей, а тремя (или более) частицами, находящимися на данном уровне.

Хотя чётность этих уровней (не входящих в схему Майер) и согласуется с предположением о том, что они обусловлены несколькими частицами, тем не менее надёжных данных, убеждающих в однозначности такого толкования, ещё нет.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. И. Френкель, ЖЭТФ 9, 641 (1939).
2. Д. Иваненко, Nature 129, 798 (1932).
3. Elsassner, J. phys. et rad. 4, 549 (1933); 5, 389, 635 (1934).
4. Д. Иваненко и Е. Гапон, Phys. Zeits. Sowietunion 2, 99 (1932).

5. Guggenheimer, J. *phys. et rad.* 5, 253, 475 (1934).
6. Morgenaу, *Phys. Rev.* 46, 613 (1934).
7. Bartlett, *Phys. Rev.* 41, 370 (1932); 42, 145 (1932).
8. Н. А. Бете и Р. Ф. Бечер, *Физика ядра, часть I, ОНТИ* (1938).
9. W. Weisskopf, *Science* 26, 101 (1951).
10. Э. Ферми, *Ядерная физика, ИЛ* (1951).
11. Э. Ферми, *Лекции по атомной физике, ИЛ* (1952).
12. М. А. Левитская, *ДАН* 55, 309 (1947).
13. М. А. Левитская, *ДАН* 60, 45 (1948).
14. М. А. Левитская, *ДАН* 61, 55 (1948).
15. М. А. Левитская, *ДАН* 64, № 4 (1949).
16. М. А. Левитская, *ДАН* 74, 37 (1950).
17. А. П. Знойко, *ДАН* 68, 843 (1949).
18. А. П. Знойко, *ДАН* 68, 1021 (1949).
19. А. П. Знойко, *ДАН* 69, 169 (1949).
20. И. П. Семёнов, *ЖЭТФ* 4, 666 (1934).
21. И. А. Вайсман, *ДАН* 62, № 2 (1948); 71, 859 (1950).
22. М. М. Венков, *ЖЭТФ* 21, 51 (1951).
23. М. Л. Чепелевецкий, *ЖЭТФ* 23, 327 (1952).
24. Л. Б. Понизовский, *ЖЭТФ* 13, 121 (1943).
25. С. А. Шукарев, *ЖОХ* 19, 3, 373, 380 (1948).
26. Б. С. Джелепов и Л. Н. Зырянова, *УФН* 42, 465 (1952).
27. H. E. Duckworth, R. S. Preston and Woodcock, *Phys. Rev.* 79, 188 (1950).
28. H. E. Duckworth, R. S. Preston, *Phys. Rev.* 79, 402 (1950).
29. H. E. Duckworth, R. S. Preston and Woodcock, *Phys. Rev.* 78, 479 (1950).
30. H. E. Duckworth and R. S. Preston, *Phys. Rev.* 82, 468 (1951).
31. G. S. Stanford, T. M. Olson and H. E. Duckworth, *Phys. Rev.* 82, 131 (1951).
32. H. E. Duckworth, C. L. Kegley, T. M. Olson and G. S. Stanford, *Phys. Rev.* 83, 1114 (1951).
- 32a. Collins, Nier and Johnson, *Phys. Rev.* 86, 408 (1952).
326. Halsted, *Phys. Rev.* 88, 666 (1952).
33. J. A. Harvey, *Phys. Rev.* 81, 353 (1951).
- 33a. Feather, *Advances in Physics*, т. 2, стр. 141 (1953).
34. В. А. Кравцов, *УФН* 47, 341 (1952).
35. В. А. Кравцов, *ДАН* 78, 43, 239 (1951).
- 35a. Rasmussen, Ghiorso and Thompson, *Phys. Rev.* 89, 33 (1953).
36. J. H. E. Griffiths, *Proc. Roy. Soc.* 170, 513 (1939).
37. М. Г. Мещеряков, *C. R. Ac. Sc. U. S. S. R.* 48, 555 (1945).
- 37a. Hughes, Spatz, Goldstein, *Phys. Rev.* 75, 1781 (1949).
376. Hughes, Sherman, *Phys. Rev.* 78, 632 (1950).
38. W. Gordy, *Phys. Rev.* 76, 139 (1949).

39. R. D. Hill, Phys. Rev. 76, 998 (1949).
40. L. W. Nordheim, Phys. Rev. 75, 1894 (1949).
41. E. Feenberg, K. C. Hammack and L. W. Nordheim, Phys. Rev. 75, 1968 (1949).
42. E. Feenberg and K. C. Hammack, Phys. Rev. 75, 1887 (1949).
43. E. Feenberg, Phys. Rev. 59, 593 (1941).
44. R. D. Present, Phys. Rev. 72, 1 (1947).
45. E. Feenberg, Phys. Rev. 77, 771 (1950).
46. M. G. Mayer, Phys. Rev. 75, 1969 (1949).
47. M. G. Mayer, Phys. Rev. 78, 16 (1950).
48. M. G. Mayer, Phys. Rev. 78, 22 (1950).
- 48a. Haxel, Jensen und Süess, Zeits. f. Physik 128, 295 (1950).
49. D. R. Inglis, Phys. Rev. 75, 1967 (1949).
50. Д. Иваненко и В. Родичев, ДАН 70, 605 (1950).
51. Д. Иваненко и А. Соколов, ДАН 74, 33 (1950).
52. M. Born, L. M. Yang, Nature 166, 399 (1950).
53. J. E. Mack, Rev. Mod. Phys. 22, 64 (1950).
54. C. D. Jeffries, H. Loeliger and H. H. Staub, Phys. Rev. 85, 479 (1952).
- 54a. Segre, Experimental Nuclear Physics, т. I, стр. 434, N. Y., 1952.
- 54б. Baker, Bleaney, Bowers, Shaw, Trenam, Proc. Phys. Soc. A66, 305 (1953).
55. H. Walchli, R. Livingston and W. Marton, Phys. Rev. 85, 479 (1952).
- 55a. Bellamy and Smith, Phil. Mag. 44, 33 (1953).
- 55б. Brix, Phys. Rev. 89, 1245 (1953).
56. Eshbach, Hilger and Stranberg, Phys. Rev. 85, 532 (1952).
- 56a. Jeffries, Phys. Rev. 90, 1130 (1953).
- 56б. Griffiths and Owen, Proc. Phys. Soc. A65, 951 (1952).
- 56в. Scovil and Bogle, Proc. Phys. Soc. A65, 368 (1952).
57. S. S. Dharmatti and H. E. Weaver, Phys. Rev. 85, 927 (1952).
58. S. S. Dharmatti and H. E. Weaver, Phys. Rev. 86, 259 (1952).
59. T. Schmidt, Zeits für Phys. 106, 358 (1937).
60. D. R. Inglis, Phys. Rev. 53, 470 (1938).
61. F. Bloch, Phys. Rev. 83, 839 (1951).
62. A. de Schalit, Helv. Phys. Acta 24, 296 (1951).
63. M. G. Mayer, S. A. Moszkowsky and L. W. Nordheim, Rev. Mod. Phys. 23, 315 (1951).
64. Э. Серге и А. Гельмгольц, УФН 45, 357 (1951).
65. C. F. Weizsäcker, Naturwiss. 24, 813 (1936).
66. Н. А. Бете, Физика ядра, ОНТИ, часть II.
67. M. H. Hebb and G. E. Uhlenbeck, Physica 5, 605 (1938).
68. S. A. Moszkowsky, Phys. Rev. 83, 1071 (1951).

69. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. 83, 1073 (1951).
  70. Л. К. Пекар, Л. А. Слив и А. В. Золотавин, ДАН, 88, 781 (1953).
  71. H. A. Bethe and S. T. Butler, Phys. Rev. 85, 1045 (1942).
  72. S. T. Butler, Phys. Rev. 80, 1095 (1950).
  73. W. C. Parkinson, E. H. Beach and J. S. King, Phys. Rev. 87, 387 (1952).
  74. J. S. King and W. C. Parkinson, Phys. Rev. 88, 141 (1952).
  75. H. B. Burrows, W. Gibson and J. Rotblat, Phys. Rev. 80, 1095 (1950).
  76. M. Goldhaber and A. W. Sunjar, Phys. Rev. 83, 906 (1951).
  77. B. V. Kurchatov, I. V. Kurchatov, J. Myssowsky, L. Rous-sinov, Comptes Rendus 200, 1201 (1935).
- 

#### ПРИМЕЧАНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

Д. Д. Иваненко с сотрудниками обратили внимание<sup>78—80</sup> на наличие иррегулярностей в ходе зависимости изотопического смещения и радиуса ядер от атомного номера. Иррегулярности в ходе кривых приходятся на ядра с особым «магическим» числом частиц.

#### Дополнение к списку цитированной литературы

78. Д. Иваненко и Н. Колесников, ДАН, 89, 253 (1953). Периодические закономерности в изотопических смещениях и радиусах ядер.
  79. Д. Иваненко и С. Ларин, ЖЭТФ, 24, 3 (1953). Объем ядер и ядерные оболочки.
  80. Д. Иваненко и Н. Колесников, ДАН, 81, 771 (1951). Н. Колесников, ЖЭТФ, 24, 246 (1953). Двойной  $\beta$ -распад и ядерные периодичности.
  81. А. Соколов и Д. Иваненко, Квантовая теория поля, М., 1952.
  82. Л. В. Грошев и И. С. Шапиро, Спектроскопия атомных ядер, М., 1951.
-