

у ядра электрических дипольных моментов, т. е. к *поляризации ядра*. Поляризационным возбуждениям соответствуют довольно высокие энергии — примерно 15—20 МэВ для тяжелых и 20—25 МэВ для легких ядер.

## § 78. Оболочечная модель ядра

1. Из одночастичных моделей наибольшее значение имеет *оболочечная модель ядра*. Оказывается, что ядра обладают известной периодичностью, аналогичной периодичности атомов, нашедшей свое отражение в периодической системе Менделеева. Ядра, содержащие магическое число нейтронов или протонов (2, 8, 20, 50, 82 и 126 для нейтронов), и в особенности дважды магические ядра, выделяются среди остальных ядер особой прочностью. Кроме того, для ядер, содержащих магическое число протонов, характерна сферическая симметрия распределения зарядов в невозбужденных состояниях, т. е. отсутствие квадрупольных электрических моментов. В этом отношении магические ядра напоминают атомы инертных газов, характеризующиеся сферической симметрией, химической пассивностью и связанными с ней наибольшими энергиями ионизации. Однако зарядовые числа инертных атомов ( $Z = 2, 10, 18, 36, 54, 86$ ), за исключением  $Z = 2$ , не совпадают с магическими числами для ядер.

2. Магические свойства ядер проявляются прежде всего в том, что энергия присоединения последнего нуклона (равная энергии его отделения) при образовании магического ядра аномально велика по сравнению с энергией присоединения последнего нуклона для предыдущих и последующих соседних нуклонов. Рассмотрим, например, ряд самых легких ядер  ${}^1_1\text{H}$ ,  ${}^2_1\text{H}$ ,  ${}^3_2\text{He}$ ,  ${}^4_2\text{He}$ , каждое из которых получается из предыдущего присоединением одного нейтрона или протона. Оказывается, что в этом случае энергии присоединения одного нуклона к предыдущему ядру соответственно равны 2,2; 5,5; 20,6 МэВ, т. е. резко возрастают по мере приближения к дважды магическому ядру  ${}^4_2\text{He}$  ( $Z = N = 2$ ). Однако при дальнейшем добавлении к ядру  ${}^4_2\text{He}$  нейтрона или протона, т. е. при образовании ядер  ${}^5_2\text{He}$  и  ${}^5_3\text{Li}$ , в обоих случаях энергия присоединения отрицательна, так что оба ядра  ${}^5_2\text{He}$  и  ${}^5_3\text{Li}$  неустойчивы и в природе не встречаются (см. § 64, задача 5). Особая прочность дважды магического ядра  ${}^4_2\text{He}$  проявляется также в том, что такие ядра ( $\alpha$ -частицы) испускаются при  $\alpha$ -распаде.

Увеличение энергии присоединения последнего нуклона по мере приближения к магическому ядру имеет место и для других ядер, хотя для тяжелых ядер оно выражено и не так резко, как для легких. При иллюстрации такого увеличения необходимо при-

нять во внимание повышенную прочность стабильных ядер с четными числами нуклонов определенного типа по сравнению с нечетными числами нуклонов того же типа. А так как все магические числа четные, то приходится сравнивать только ядра с четным числом протонов или с четным числом нейтронов. В качестве примера укажем, что энергии присоединения протона к четно-четным ядрам  ${}^8_4\text{Be}$  и  ${}^{12}_6\text{C}$  соответственно равны  $-0,18$  и  $+1,9$  МэВ, тогда как для магического ядра  ${}^{16}_8\text{O}$  энергия присоединения протона (в результате чего образуется ядро  ${}^{17}_9\text{F}$ ) минимальна и составляет  $0,6$  МэВ. Аналогичная картина наблюдается и в случае присоединения нейтрона к тем же ядрам. Эти факты и свидетельствуют о повышенной прочности магического ядра  ${}^{16}_8\text{O}$  по сравнению с соседними четно-четными ядрами.

В случае тяжелых стабильных ядер, когда числа  $Z$  и  $N$  значительно отличаются друг от друга, приходится сравнивать ядра с четными числами протонов при неизменном числе нейтронов или ядра с четными числами нейтронов при неизменном числе протонов. Так, при переходе от  $Z = 80$  к магическому числу  $Z = 82$  энергия присоединения протона при всех  $N$  резко падает, что свидетельствует о повышенной стабильности ядра с магическим числом протонов  $Z = 82$ . Аналогичное явление имеет место в окрестности магического числа  $N = 126$ . Здесь также энергия присоединения нейтрона к ядру для всех  $Z$  резко уменьшается при переходе от ядра с  $N = 124$  к магическому ядру с  $N = 126$ .

3. Магические свойства ядер проявляются и в относительной распространенности химических элементов. Большей распространенностью обладают стабильные ядра с магическими числами  $Z$  или  $N$  по сравнению с ядрами с соседними четными значениями этих чисел. Например, для  $Z = 20$  ( ${}_{20}\text{Ca}$ ) имеются пять стабильных изотопов, для которых число нейтронов  $N$  четное. Как уже указывалось выше, сравнивать следует ядра, у которых  $N$  или  $Z$  отличаются от магического числа на два, так как четно-четные ядра обладают большей стабильностью, а потому и большей распространенностью в природе. При  $Z = 18$  и при  $Z = 22$  число стабильных ядер с четным  $N$  равно трем. Особенность области около  $Z = 20$  проявляется даже и у ядер с нечетным массовым числом, так как при  $N = 19$  или  $N = 21$  не существует ни одного стабильного ядра. Существующий в природе изотоп калия  ${}^{40}_{19}\text{K}$  ( $Z = 19$ ,  $N = 21$ ) радиоактивен, хотя и обладает очень большим периодом полураспада ( $1,4 \cdot 10^9$  лет). Магические свойства проявляются и для нейтронов при  $N = 20$ . Существуют пять изотопов при  $N = 20$ , два при  $N = 18$  и два при  $N = 22$ .

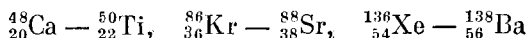
Аргументация приведенного типа для случая  $N = 50$  не очень убедительна, но существуют другие, не менее убедительные аргументы. При  $N = 82$  приведенная аргументация вновь становится весьма убедительной. Имеется семь стабильных ядер с  $N = 82$ ,

три с  $N = 80$  и два с  $N = 84$ . Олово ( $Z = 50$ ) имеет наибольшее число стабильных изотопов (10), причем три из них — с нечетным  $A$ . Но, как и для случая  $N = 50$ , это не может считаться достаточно убедительной аргументацией, так как кадмий ( $Z = 48$ ) и теллур ( $Z = 52$ ) имеют каждый восемь изотопов.

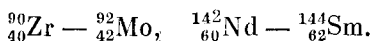
Последним стабильным ядром с  $Z = N$  является дважды магическое ядро  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ . Его содержание среди естественной смеси изотопов кальция составляет 97 %. Предшествующее четно-четное ядро с  $Z = N$  ( ${}^{36}_{18}\text{Ar}$ ) в естественной смеси изотопов аргона составляет 0,34 %, а следующий четно-четный  ${}^{44}_{22}\text{Ti}$  среди изотопов титана совсем не встречается.

Среди различных изотопов данного элемента обычно самым распространенным является изотоп со средним значением массового числа  $A$ . Исключение составляют случаи, когда среди изотопов элемента имеются изотопы, содержащие магические числа нейтронов  $N = 50$  или  $N = 82$ . В этих случаях, как правило, самыми распространенными являются изотопы с  $N = 50$  и  $N = 82$ , независимо от значения массового числа  $A$ .

4. Существует общее правило, что если наиболее тяжелый (или наиболее легкий) стабильный изотоп элемента с четным  $Z$  имеет  $N$  нейтронов, то наиболее тяжелый (или наиболее легкий) стабильный изотоп элемента с зарядовым числом  $Z + 2$  имеет не меньше  $N + 2$  нейтронов. Однако существуют пять исключений из этого правила, в которых ядра указанного типа имеют одно и то же число нейтронов. Сюда относятся три пары наиболее тяжелых из сравниваемых изотопов:



и две пары наиболее легких:



У обоих ядер первой пары  $N = 28$ , у двух пар  $N = 50$ , а у двух остальных  $N = 82$ . Существование таких исключений указывает на более слабую связь для 29-, 51- и 83-го нейтронов по сравнению с обычной, а следовательно, более сильную связь для 28-, 50- и 82-го нейтронов. Но последние два числа как раз и являются магическими, а число 28 также часто относят к магическим для нейтронов.

5. Отметим, наконец некоторые закономерности  $\alpha$ - и  $\beta$ -распада.

1) Все три радиоактивных семейства, встречающихся в природе, заканчиваются свинцом  ${}_{82}\text{Pb}$ , т. е. элементом с магическим числом  $Z = 82$ . Ядра с  $Z < 82$  из числа встречающихся в природе, как правило, стабильны.

2) Энергия испускаемых  $\alpha$ -частиц увеличивается с ростом  $Z$ , как и должно быть согласно полуэмпирической формуле Вейц-

веккера. Исключение составляют ядра с  $Z = 84$ ,  $N = 84$ ,  $N = 128$ , которые после  $\alpha$ -распада переходят в магические ядра с  $Z = 82$ ,  $N = 82$ ,  $N = 126$  и испускают при этом  $\alpha$ -частицы с большей энергией по сравнению с соседними ядрами. Изотопы же полония  ${}_{84}^{210}\text{Po}$  и  ${}_{84}^{212}\text{Po}$  испускают также и длиннопробежные  $\alpha$ -частицы.

3) Аналогичные результаты справедливы для максимальной энергии электронов, возникающих при  $\beta$ -распаде. Такая энергия достигает наибольшей величины при  $\beta$ -переходах с образованием магических ядер и наименьшей величины при  $\beta$ -распадах самих магических ядер.

6. Можно было бы привести и другие аргументы, свидетельствующие о существовании магических ядер. Но мы не будем делать этого. Периодическую повторяемость свойств атомных ядер и многие другие экспериментальные факты, связанные с существованием магических ядер, и пытаются объяснить оболочечная модель ядра. Она строится по аналогии с теорией периодической системы химических элементов. Последняя, как известно, предполагает, что имеет смысл говорить не только о состоянии электронной оболочки в целом, но и о состоянии *каждого электрона в отдельности*. Каждый электрон независимо движется в *самосогласованном центрально-симметричном* поле, как если бы между электронами не существовало никакого взаимодействия. На самом деле взаимодействие есть, и отнюдь не слабое. Но оно эффективно учитывается посредством самосогласованного поля. Это поле образуется кулоновским полем ядра и усредненным электрическим полем всех электронов за исключением рассматриваемого. Этим и обеспечивается кажущаяся независимость движения электронов, при которой сохраняется энергия, а в силу центральной симметрии поля — и момент импульса отдельного электрона при его орбитальном движении. Это в свою очередь дает возможность характеризовать состояние каждого электрона квантовыми числами, что и делается при построении периодической системы химических элементов. Хотя такой способ учета взаимодействия электронов в атоме и представляется логически не совсем последовательным, но при построении теории периодической системы химических элементов он приводит к правильным результатам. Причина этого уже была указана в § 47.

Казалось бы, что для ядра теория, построенная по аналогичной схеме, невозможна. Во-первых, потому, что у ядра нет силового центра для формирования центрально-симметричного самосогласованного поля, в котором двигались бы нуклоны. Во-вторых, в отличие от атомных оболочек, где электроны расположены далеко друг от друга, в ядре нуклоны упакованы очень плотно (концентрация нуклонов в ядре  $n \approx 10^{38} \text{ см}^{-3}$ ), а ядерные силы, действующие между ними, очень велики. По этим причинам средняя длина свободного пробега нуклона в ядре от столкновения до столкновения, если ее оценивать классически, порядка

размеров самого ядра и даже меньше. При таких условиях, казалось бы, не имеет смысла говорить о регулярном независимом орбитальном движении нуклонов в ядре.

Однако, как уже отмечалось в предыдущем параграфе, необходимо принять во внимание следующие обстоятельства. В невозбужденном ядре нуклоны занимают все энергетически самые низкие состояния, а принцип Паули запрещает двум одинаковым нуклонам находиться в одном и том же квантовом состоянии (поскольку спин нуклона равен  $1/2$ ). При столкновении двух нуклонов один из них должен терять энергию и перейти в энергетически более низкое состояние. А такой процесс невозможен, поскольку в невозбужденном ядре все такие состояния уже заняты. Если же потери энергии нет, то нуклоны просто обмениваются местами, а это, как также отмечалось в предыдущем параграфе, совсем не меняет состояния ядра, как если бы вообще никакого столкновения не было. В результате если ядро находится в невозбужденном состоянии, то эффективно все это проявляется так, как будто бы средняя длина свободного пробега нуклона в ядре стала больше и даже во много раз превосходила размеры самого ядра. В таком случае в нулевом приближении можно говорить как бы о независимом движении нуклонов в ядре. (Это справедливо и для квазичастиц.) Сильное же взаимодействие между нуклонами, а также малый радиус действия ядерных сил позволяют надеяться ввести центрально-симметричное нуклонное поле, в котором в нулевом приближении независимо и движутся нуклоны.

7. Шаткость приведенных соображений, конечно, не обеспечивает надежности теории, которая строится на их основе. Речь идет о рассматриваемой здесь оболочечной модели ядра. Тем не менее такая модель была создана. В ней реальные силы, действующие между нуклонами, заменяются самосогласованным полем, в котором независимо друг от друга и движутся нуклоны. Конечно, оболочечная модель ядра по своей обоснованности и результатам значительно уступает теории периодической системы химических элементов. Причина этого ясна из изложенного выше. Другая причина состоит в том, что в отличие от атома, где действуют детально изученные электрические силы, силы между нуклонами в ядре изучены еще очень мало. Поэтому самосогласованное поле в ядре мы вынуждены подбирать эмпирически, руководствуясь при этом только тем, чтобы возможно лучше согласовать результаты оболочечной модели с экспериментальными фактами. Приблизительное соответствие результатов оболочечной модели опытным фактам и должно рассматриваться как ее истинное обоснование.

С учетом электрических взаимодействий между нуклонами самосогласованные поля должны подбираться различно для протонов и нейтронов. Однако, как уже отмечалось, ядерные силы

между протонами одинаковы с ядерными силами между нейтронами. Протоны отличаются от нейтронов дополнительными силами электрического отталкивания. А последние на малых расстояниях, на которых проявляются ядерные силы, в сотни раз слабее ядерных. Электрические силы, благодаря их дальнедействующему характеру, могут быть заметными только для самых тяжелых ядер. Поэтому в первом приближении можно учитывать только ядерные силы, пренебрегая электрическими. В этом приближении самосогласованные поля для протонов и нейтронов одинаковы. Это проявляется в том, что, как показывает опыт, магические числа протонов совпадают с магическими числами нейтронов. Поэтому в дальнейшем говорится о *нуклонном самосогласованном поле*, причем под нуклоном с равным основанием можно подразумевать как протон, так и нейтрон.

8. Замена реальных сил самосогласованным полем, одинаковым для всех нуклонов ядра, сводит задачу многих тел к задаче об *одной частице*, движущейся в этом самосогласованном поле. Соответствующий этому полю нуклонный потенциал, как уже сказано выше, подбирается эмпирически. Прежде всего для сферических ядер самосогласованный нуклонный потенциал  $V(r)$  должен быть сферически-симметричным. А из-за малости радиуса действия ядерных сил  $V(r)$  приближенно должен меняться в зависимости от расстояния  $r$  до центра ядра аналогично плотности ядерного вещества (см. § 65). Для средних и тяжелых ядер принимается, что  $V(r)$  приблизительно постоянен внутри ядра, а в окрестности границы последнего очень круто (но все же плавно) спадает практически до нуля. Для легких ядер самосогласованный потенциал по форме напоминает потенциал трехмерного осциллятора, т. е. внутри ядра  $V(r)$  представляется приближенной формулой  $V(r) = (1/2)kr^2$  с постоянным  $k$ . Разумеется, вне ядра  $V(r) = 0$ . Приближенный вид обычно применяемого эмпирического самосогласованного нуклонного потенциала представлен кривой на рис. 141.

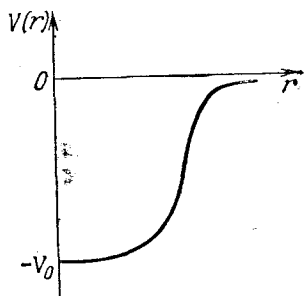


Рис. 141

После выбора самосогласованного нуклонного потенциала задача сводится к решению одночастичного уравнения Шредингера. Посмотрим сначала, к каким магическим числам приводит предположение, что  $V(r)$  представляется потенциалом трехмерного гармонического осциллятора, т. е. внутри ядра  $V = (1/2)kr^2$ , а вне ядра  $V = 0$ . Представляя  $V$  в форме  $V = (1/2)k(x^2 + y^2 + z^2)$ , видим, что в уравнении Шредингера переменные  $x, y, z$  разделяются, так что надо решить три одинаковых уравнения Шредингера для одномерного гармонического осциллятора, отличаю-

ищется одно от другого только обозначениями независимых переменных. Энергия одномерного гармонического осциллятора в стационарном состоянии равна  $\mathcal{E}_x = (n_x + 1/2)\hbar\omega$ , и аналогично для  $y$  и  $z$ . Полная энергия трехмерного осциллятора представится в виде  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_x + \mathcal{E}_y + \mathcal{E}_z = (n + 3/2)\hbar\omega$ , где  $n = n_x + n_y + n_z$ , причем все квантовые числа  $n_x, n_y, n_z$  могут принимать только

Таблица 11

$n$	$n_x$	$n_y$	$n_z$	Число состояний в оболочке
0	0	0	0	1
1	1	0	0	3
	0	1	0	
	0	0	1	
2	2	0	0	6
	0	2	0	
	0	0	2	
	1	1	0	
	0	1	1	
	1	0	1	

целые положительные значения и нуль ( $n = 0$ ). Самое существенное для нашей задачи состоит в том, что уровни энергии трехмерного осциллятора вырождены. Кратность вырождения (без спина) равна  $(1/2)(n+1)(n+2)$ . В частности, при  $n = 1$  вырождение трехкратное. Одному и тому же значению  $n$  соответствуют различные состояния, отличающиеся одно от другого значениями квантовых чисел  $n_x, n_y, n_z$  (а также проекции спина, которая может быть равна либо  $+1/2$ , либо  $-1/2$ ). Воз-

можные состояния (без учета спина) приведены в табл. 11 для  $n$ , равных 0, 1, 2. Таблицу легко продолжить и для больших значений  $n$ .

Естественно принять, что каждому значению  $n$  соответствует определенная оболочка ядра. Если учесть спин, то число состояний надо удвоить. Поэтому в модели трехмерного гармонического осциллятора числа нуклонов в последовательных оболочках должны были бы иметь значения 2, 6, 12, 20, 30, 42. Соответствующие магические числа получаются прибавлением каждого из этих чисел к сумме предыдущих. Таким образом, при рассматриваемой форме потенциала магические числа должны были бы иметь значения 2, 8, 20, 40, 70, 112. Первые три числа совпадают с экспериментально установленными. Но остальные числа отличаются от экспериментально найденных значений магических чисел 50, 82, 126.

9. Указанное расхождение естественно отнести за счет неправильного выбора формы самосогласованного нуклонного потенциала и неучета  $ls$ -связи. При другом выборе этого потенциала разделение переменных в декартовых координатах при решении уравнения Шредингера уже не получится. Но разделение переменных останется в сферической системе координат, независимо от формы самосогласованного нуклонного потенциала, лишь бы только последний был сферически-симметричным. Возможные

стационарные состояния нуклона в этом случае можно характеризовать совершенно так же, как это делается в случае одноэлектронных атомов, а именно четырьмя квантовыми числами: главным квантовым числом  $n$ , орбитальным квантовым числом  $l$ , квантовым числом  $j$  полного момента, слагающегося из орбитального и спинного, и квантовым числом  $m_j$ , которое определяет проекцию полного момента на избранное направление. Возможность такого описания состояния нуклона в ядре обеспечивается именно сферически-симметричной формой самосогласованного нуклонного потенциала, в силу которой для каждого нуклона имеет место сохранение орбитального и полного моментов импульса.

Главное квантовое число  $n$  может принимать целочисленные значения 1, 2, 3, ... Оно на единицу больше числа узлов радиальной волновой функции ядра. В частности, при  $n = 1$  радиальная волновая функция совсем не имеет узлов. Следовательно, в случае ядра главное квантовое число имеет иной смысл, чем в атомной физике. (В случае атома квантовое число, определяющее число узлов радиальной волновой функции, называется радиальным и обозначается через  $n_r$ , а главное квантовое число определяется выражением  $n = n_r + l + 1$ .) Как и в атомной спектроскопии, состояния с  $l = 0, 1, 2, \dots$  обозначаются соответственно через  $s, p, d, f$  и далее по алфавиту. Число  $j$  при заданном  $l \neq 0$  может принимать два значения,  $l + 1/2$  и  $l - 1/2$ , в зависимости от ориентации спина нуклона: по орбитальному моменту или против него. При  $l = 0$  возможно только единственное значение  $j = 1/2$ . При заданном  $j$  квантовое число  $m_j$  может принимать все значения:  $-j, -(j-1), \dots, +(j-1), +j$ , т. е. всего  $2j + 1$  значений.

Для обозначения стационарных состояний нуклона применяется символика, аналогичная той, которая употребляется в атомной физике. На первом месте в качестве коэффициента ставится главное квантовое число  $n$ , затем (для определения  $l$ ) идет одна из букв  $s, p, d, \dots$  с индексом внизу, который обозначает квантовое число  $j$ . Например, символ  $2d_{5/2}$  означает состояние, у которого  $n = 2, l = 2, j = 5/2$ . Заметим, что ввиду сферической симметрии самосогласованного нуклонного потенциала энергия нуклона от квантового числа  $m_j$  не зависит.

10. В невозмущенном состоянии ядра с числом протонов  $Z$  и числом нейтронов  $N$ , согласно принципу Паули, должны быть заполнены все  $Z$  энергетически самых низких протонных состояний и все  $N$  также энергетически самых низких нейтронных состояний. Поскольку энергия не зависит от  $m_j$ , каждый энергетический уровень характеризуется квантовыми числами  $n, l$  и  $j$ . Энергетические уровни нуклона, как требует опыт, надо сгруппировать в оболочки. Оболочками называются совокупности близких по энергии уровней, разделенных энергетическими ин-



тервалами, значительно превышающими расстояния между энергетическими уровнями внутри самих оболочек. Ядра с полностью застроенными протоной или нейтронной оболочками являются *магическими*. Действительно, на ядрах с полностью застроенными нуклонными оболочками должно происходить резкое увеличение энергии отделения нуклона от ядра. А это как раз то свойство, которое выделяет магические ядра среди остальных. Несовпадение ядерных магических чисел с порядковыми номерами атомов благородных газов, у которых также застроены электронные оболочки, связано с отличием самосогласованного поля ядра от соответствующего поля электронной оболочки атома.

Нуклонный самосогласованный потенциал надо подобрать так, чтобы получилась оболочечная структура, соответствующая опытным данным. При этом недостаточно ограничиться зависимостью самосогласованного поля от радиуса  $r$ . Надо еще учесть спин-орбитальное взаимодействие. На это в 1949 г. независимо друг от друга обратили внимание Мария Гёпперт-Майер (1906—1972) и Х. Йенсен (1907—1973), разработавшие наиболее удачный вариант оболочечной модели ядра. Спин нуклона может быть направлен либо по орбитальному моменту, либо против него. В первом случае энергетические уровни спускаются ниже, во втором поднимаются выше. Этот сдвиг надо подобрать так, чтобы получилась правильная последовательность наблюдаемых магических чисел, что и было сделано Гёпперт-Майер и Йенсеном. Спин-орбитальное взаимодействие математически учитывается выбором гамильтониана  $\widehat{\mathcal{H}}$  в уравнении Шредингера  $\widehat{\mathcal{H}}\psi = \mathcal{E}\psi$ . Этот гамильтониан выбирают в виде

$$\widehat{\mathcal{H}} = V(r) + U(r)sl, \quad (78.1)$$

где  $s$  — вектор спина нуклона,  $l$  — его орбитальный момент. Как уже указывалось выше, векторы  $s$  и  $l$  могут быть либо параллельны, либо антипараллельны. Потенциал  $V(r)$  схематически представлен на рис. 141. Он имеет вид ямы с практически плоским дном, круто поднимается вблизи ее границы, а затем быстро и плавно обращается в нуль;  $U(r)$  — центрально-симметричный потенциал, более слабый, чем  $V(r)$ . По аналогии с атомом обычно полагают

$$U(r) = b \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}, \quad (78.2)$$

где постоянная  $b$  называется *постоянной спин-орбитального взаимодействия*. На основе нуклонного самосогласованного потенциала вида (78.2) и была разработана оболочечная модель ядра.

11. Расположение энергетических уровней нуклона, каким оно получается в результате решения уравнения Шредингера с простейшим эмпирически подобранным гамильтонианом вида (78.1), представлено в табл. 12. В каждой строке приведены состояния

нуклонов, входящих в определенную оболочку. Энергии состояния (отрицательные) растут слева направо. Нумерация оболочек начинается с оболочки I и растет для последующих оболочек. В предпоследнем столбце указаны числа нуклонов в каждом состоянии (определяемые числом  $j$ ) и в каждой оболочке, а в

Т а б л и ц а 12

Оболочки	Состояния	Число нуклонов в оболочке	Число нуклонов в ядре
I	$1s_{1/2}$	2	2
II	$1p_{3/2}1p_{1/2}$	$4+2=6$	8
III	$1d_{5/2}1d_{3/2}2s_{1/2}$	$6+4+2=12$	20
IV	$1f_{7/2}1f_{5/2}2p_{3/2}2p_{1/2}1g_{3/2}$	$8+6+4+2+10=30$	50
V	$1g_{7/2}2d_{5/2}1h_{11/2}2d_{3/2}3s_{1/2}$	$8+6+12+4+2=32$	82
VI	$2f_{7/2}1h_{9/2}1i_{13/2}3p_{3/2}2f_{5/2}3p_{1/2}$	$8+10+14+4+6+2=44$	126

последнем — полное число нуклонов (протонов и нейтронов в отдельности) в ядре, заканчивающемся застроенной оболочкой. Расположение энергетических уровней и их группирование в оболочки приведено также на рис. 142. Отсчет энергии на рисунке 142 ведется от дна потенциальной ямы. Таблица и рисунок относятся к любому типу нуклонов: как к протонам, так и к нейтронам. Обращаем внимание на расщепление уровня с определенным  $l$  на два подуровня с  $j = l + 1/2$  и  $j = l - 1/2$ , обусловленное спин-орбитальным взаимодействием. Это расщепление растет с увеличением квантового числа  $l$ . Уже при  $l = 3$  расщепление  $1f$ -состояния на  $1f_{7/2}$  и  $1f_{5/2}$  столь значительно, что обнаруживается повышенная стабильность ядра с числом нуклонов 28. Поэтому иногда при рассмотрении некоторых ядер число 28 относят к магическим, хотя на нем и не оканчивается заполнение протонной или нейтронной оболочки. Из-за известной неопределенности в выборе эмпирических потенциалов  $V(r)$  и  $U(r)$  в гамильтониане (78.1) распределения квантовых состояний по энергетическим уровням в различных литературных источниках слегка отличаются друг от друга. Здесь приведено одно из возможных распределений.

Успехи оболочечной модели ядра при объяснении магических чисел явились исторически первым и самым важным аргументом в пользу признания этой модели. Но оболочечная модель объясняет и некоторые другие факты. Сюда относятся, например, предсказания спинов и четностей ядер, а также вычисление их магнитных моментов. На этих вопросах мы останавливаться не будем. Многие факты остаются необъясненными и в оболочечной модели. Это вполне естественно, если иметь в виду эмпирический

характер модели и недостаточную обоснованность ее исходных положений.

Табл. 12 заканчивается шестой оболочкой для нейтронов. Вопрос о существовании оболочек более высокого порядка остается открытым, так как такие оболочки относятся к таким транс-

урановым ядрам, которые еще не получены и неизвестно, будут ли они вообще получены. Кроме того, надо иметь в виду, что с увеличением массовых чисел увеличивается число энергетических уровней, которые должны сформировать оболочку, а также уменьшается просвет между соседними оболочками. Поэтому при достаточно больших массовых числах, если даже соответствующие трансурановые ядра будут получены, само представление об оболочечной структуре ядра может потерять смысл. Для оболочки низкого порядка значения магических чисел при разумных выборах самосогласованного потенциала почти не зависят от его формы. Для высших же оболочек предсказание значений магических чисел не вполне однозначно, так как с увеличением номера оболочки порядок ее заполнения становится более чувствительным к тонким деталям формы протонного и нейтронного самосогласованных потенциалов.

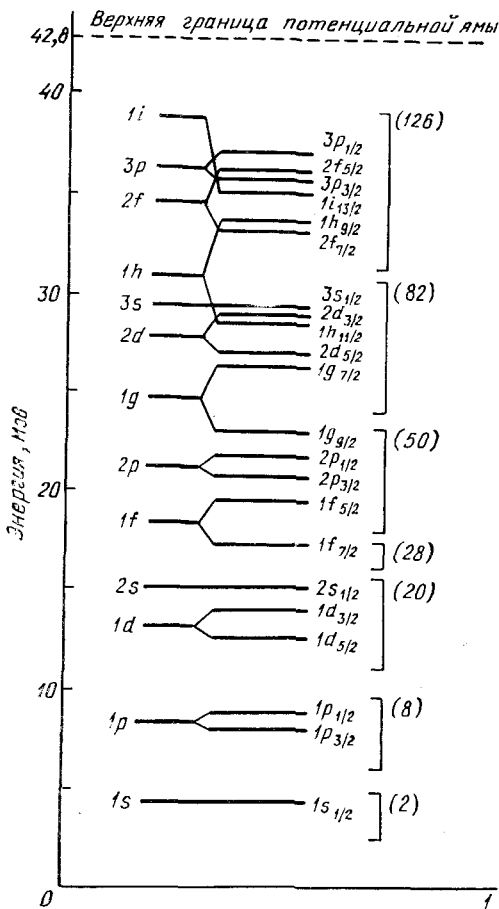


Рис. 142

Все же делаются попытки предсказать значения магических чисел гипотетических VI-й протонной и VII-й нейтронной оболочек. Наиболее вероятным значением магического числа для VI-й протонной оболочки считается  $Z = 114$ , а для VII-й нейтронной  $N = 284$ . Магическое число  $Z = 114$  не совпадает с магическим числом  $N = 126$  для того же VI-го номера нейтронной оболочки. Это связано с наличием кулоновского

потенциала в случае протонов. Ожидают, что время жизни трансуранового элемента с  $Z = 114$ , если он будет получен, окажется на много порядков больше времен жизни соседних трансурановых элементов. Такой элемент, возможно, будет практически вести себя как стабильный и найдет научно-технические применения. Этот вопрос остается открытым.

12. Закончим эту главу краткой характеристикой так называемой обобщенной модели ядра, начала которой были заложены Рейнуотером (р. 1917) и которая была разработана главным образом Оге Бором (р. 1922) и Б. Моттelsonом (р. 1926). В обобщенной модели предполагается, что ядро состоит из внутренней устойчивой части — остова, образованного нуклонами заполненных оболочек, и внешних нуклонов, движущихся в поле, создаваемом остовом. Движение остова описывается коллективной моделью. Однако под влиянием наружных нуклонов остов может колебаться, изменяя свою форму. За счет этих колебаний изменяется и поле остова, в котором движутся наружные нуклоны. Согласно одночастичной оболочечной модели квадрупольный электрический момент ядра полностью определяется состоянием движения наружного нуклона. Поэтому в этой модели он не может по модулю превышать примерно  $10^{-23}$  см<sup>2</sup> для всех ядер с нечетным числом протонов и должен обращаться в нуль для всех ядер с четным числом протонов и нечетным числом нейтронов. На самом деле имеются ядра с нечетным числом нейтронов, у которых квадрупольный электрический момент в десятки раз превышает одночастичное значение для одного протона. Например, у ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{233}\text{U}$  с числами нейтронов, равными соответственно 143 и 141, квадрупольные моменты равны  $9 \cdot 10^{-21}$  и  $14 \cdot 10^{-21}$  см<sup>2</sup>. Очень велики квадрупольные электрические моменты и у многих ядер с нечетным числом протонов. Обобщенная модель объяснила большие квадрупольные моменты некоторых ядер сильной деформацией остова, вызываемой внешними нуклонами ядер. В результате этого остов становится несферическим, принимая форму вытянутого, сплюснутого или трехосного эллипсоида. Обобщенная модель позволила провести классификацию уровней энергии ядра — ввести понятие одночастичных (связанных с возбуждением наружных нуклонов) и коллективных (вращательных и колебательных, связанных с возбуждением остова) уровней ядра, определить энергии уровней, спин и четность.