

где  $l_A$  и  $l_B$  — орбитальные квантовые числа, характеризующие движение частиц А и Б.

Эта формула выведена для системы двух невзаимодействующих частиц. Но если теперь учесть взаимодействие, то, хотя это изменит их волновую функцию, четность системы остается такой же, если действуют электромагнитные или ядерные силы.

Если атомное ядро представить в виде совокупности независимых движущихся нуклонов (например, согласно модели ядерных оболочек), то четность ядра будет равна произведению собственных четностей нуклонов на величину  $(-1)^{\sum l_i}$ , где  $l_i$  — орбитальное число, определяющее характер движения данного нуклона.

Так как собственная четность нуклона положительна, его состояние будет четным или нечетным в зависимости от четности  $l$  и четность системы нуклонов (ядра) будет определяться суммой всех  $l$ . Если число  $\sum l$  четное, то и система четная и наоборот.

Поскольку четность замкнутой системы сохраняется, четность ядра может измениться только в результате захвата или испускания частиц (или квантов), находящихся в нечетном состоянии. Определить четность ядра можно из ядерных реакций, от четности начальных и конечных ядер зависят угловые распределения продуктов реакции и другие характеристики.

В 1956 г. экспериментально было показано, что закон сохранения четности не выполняется при слабых взаимодействиях. Это явление будет подробно рассмотрено в разделе, посвященном элементарным частицам.

## § 9. ЯДЕРНЫЕ МОДЕЛИ

Теория атомного ядра, разрабатываемая на основе обширного экспериментального материала, накопленного при исследовании атомных ядер, должна прежде всего объяснить особенности внутренней структуры ядра.

Такая теория исходит из того факта, что все ядра состоят из протонов и нейтронов, связанных между собой ядерными силами.

И тут прежде всего приходится сталкиваться с недостаточностью наших знаний о ядерных силах. В атоме действуют электромагнитные силы, теория которых разработана и хорошо согласуется с экспериментом. Теория же ядерных сил до сих пор не построена из-за ряда принципиальных трудностей: по целому ряду характеристик ядерных сил имеется недостаточно экспериментальных данных, кроме того, задача о взаимодействии многих тел из-за громоздкости аппарата может решаться только приближенно даже при использовании вычислительных машин.

Наиболее эффективным методом получения сведений о ядерных силах в настоящее время является исследование столкновений

между двумя нуклонами и изучение дейтона — связанной системы, состоящей только из протона и нейтрона. Однако и этих исследований пока недостаточно для ясного понимания законов действия ядерных сил. Это заставляет прибегать к построению гипотетических моделей ядра.

Делая ряд предположений о строении ядра и сравнивая опытные данные со следствиями, вытекающими из этих предположений, выбирают модель, которая наиболее точно описывает имеющиеся экспериментальные данные. К настоящему времени предложено много моделей ядра, каждая из которых удовлетворительно объясняет лишь некоторые свойства ядер, но ни одна из них не может объяснить всю совокупность опытных фактов.

Все существующие модели можно грубо разделить на два класса, являющиеся как бы приближением к действительности с разных сторон.

*Модели ядер с сильным взаимодействием.* В этих моделях учитывается, что ядро является системой сильно взаимодействующих друг с другом частиц, связанных силами, действующими только на очень малых расстояниях. Свободный пробег нуклона в ядре  $\lambda$  и радиус сил между двумя частицами  $r_0$  при этом малы по сравнению с размером ядра  $\lambda \ll R$  и  $r_0 \ll R$ . Движение нуклона в такой модели определяется не состоянием ядра как целого, а движением небольшого числа его соседей. К такому типу относятся модели: капельная, составного ядра, статистическая, модель из  $\alpha$ -частиц и другие.

*Модели ядер из независимых частиц.* В моделях этого класса предполагается, что движение нуклонов является совершенно несогласованным, они движутся практически независимо друг от друга в потенциальном поле, которое образовано суммарным средним действием всех нуклонов ядра (при этом  $\lambda \gg R$ ). К такому типу относятся модели оболочечная, модель Ферми-газа, модель потенциальной ямы и др. Кроме того, предложены обобщенная и оптическая модели, в которых делается попытка согласования некоторых противоположных допущений, положенных в основу моделей 1-го и 2-го классов.

Как же можно согласовать два на первый взгляд исключаящие друг друга предположения о том, что  $\lambda \ll R$  и  $\lambda \gg R$ ? Если рассматривать невозбужденное ядро в основном состоянии, по модели независимых частиц, то нижние энергетические уровни его должны быть полностью заполнены, и согласно принципу Паули на эти уровни нельзя поместить другие идентичные частицы. При движении нуклона в ядре и столкновении его с другими нуклонами должно происходить перераспределение энергии между ними; в результате один из нуклонов должен перейти в более низкое энергетическое состояние, а это невозможно. В связи с этим можно считать нуклоны практически невзаимодействующими, а длину свободного пробега большой ( $\lambda \gg R$ ).

Если же рассматривать возбужденное ядро, энергия возбуждения которого больше средней энергии связи нуклона в ядре, то столкновения нуклонов внутри такого ядра становятся возможными, так как появляются свободные выше и ниже расположенные уровни и нуклоны могут переходить из одного состояния в другое. В этом случае можно считать длину свободного пробега меньшей размеров ядра. Таким образом, при рассмотрении различных физических явлений следует использовать различные модели.

Рассмотрим в качестве примера две модели разных классов.

**1. Капельная модель ядра.** Основные особенности капельной модели были отмечены при рассмотрении вопроса об энергии ядра. Было показано, что если ввести дополнительно спиновый член  $\delta(A, Z)$ , то полуэмпирическая формула Вайцзеккера хорошо объясняет общие зависимости энергии ядра, находящегося в основном состоянии, от  $A$  и  $Z$  (однако учет спиновых характеристик ядер в капельной модели невозможен и не может быть объяснен).

Кроме объяснения ряда свойств невозбужденных ядер, модель ядра в виде жидкой капли получила широкое применение в теории ядерных реакций. Как будет подробнее показано ниже, теория составного ядра Бора позволяет объяснить, почему ядро, образованное в результате столкновения и захвата нейтрона или протона, существует значительное время, не распадаясь. Оно оказывается как бы в «подогретом» состоянии и проходит некоторое время, прежде чем достаточная часть избыточной энергии сконцентрируется в результате случайной флуктуации у одной из частиц, которая благодаря этому получит возможность покинуть ядро. Это напоминает испарение из жидкой капли, протекающее при низкой температуре, — процесс, происходящий очень медленно, даже если полное теплосодержание капли намного превосходит энергию, необходимую для освобождения одной молекулы.

Капельная модель позволяет также наглядно объяснить очень важный процесс деления тяжелых ядер. Проникновение нуклона в ядро-каплю приводит к возникновению колебаний, в результате которых ядро деформируется. Силы кулоновского расталкивания протонов стремятся усилить деформацию, тогда как силы поверхностного натяжения, наоборот, — вернуть ядро в исходное состояние. Чем больше заряд ядра  $Z$ , тем значительнее роль кулоновских сил и тем легче ядро делится на два осколка.

Капельная модель дает хорошее согласие с опытом при исследовании устойчивости основных состояний ядер по отношению к самопроизвольному делению. Близость модели к физической реальности подтверждается тем фактом, что тяжелые ядра, расположенные вблизи предела устойчивости, действительно испытывают вынужденное деление.

С другой стороны, вычисление возбужденных состояний ядер по данной модели дает слишком большие расстояния между уровнями.

Можно сказать, что динамика движения нуклонов в ядре, обуславливающая свойства возбужденных состояний, оказывается гораздо сложнее движения материи в жидкой капле. Кроме того, были обнаружены другие свойства атомных ядер, которые противоречат модели жидкой капли. Все это привело к появлению так называемой оболочечной модели.

**2. Оболочечная модель ядра.** Тот факт, что ядра с определенным числом протонов и нейтронов как-то особо выделены, например по энергии связи (см. § 4), приводит к предположению, что ядро, как и атом, состоит из замкнутых оболочек с определенными периодическими свойствами.

Первоначально против такого представления высказывались серьезные возражения. Действительно, в противоположность атомной оболочке ядро не имеет ярко выраженного силового центра, кроме того, нуклоны ядра, в отличие от электронов атома, сильно взаимодействуют между собой. Далее, допущение об основной роли усредненного потенциала находится в противоречии с капельной моделью, где каждая частица должна взаимодействовать лишь со своими ближайшими соседями. Между тем капельная модель хорошо объясняла ряд опытных фактов.

Сильным аргументом в пользу оболочечной структуры являются экспериментальные факты, которые показывают, что те ядра, в которых число протонов или нейтронов совпадает с одним из так называемых «магических» чисел (2, 8, 20, 50, 82, 126), выделяются своей высокой стабильностью. Это проявляется в ряде особенностей:

- а) энергии связи этих ядер имеют явно выраженные максимумы;
- б) ядра с «магическими» числами  $p$  или  $n$  наиболее распространены в природе;
- в) вероятность захвата нейтрона такими ядрами мала;
- г) квадрупольные моменты ядер с «магическим» числом нуклонов малы, что указывает на сферическую симметрию таких ядер;
- д) при делении урана образуются два неодинаковых осколка, причем особенно велика вероятность, что один из них содержит 50, а другой — 82 нейтрона.

Таким образом, опытные факты дают основание предположить, что указанные выше числа нейтронов и протонов образуют в ядре особенно устойчивые замкнутые оболочки.

Рассмотрим теперь некоторые положения, которые легли в основу оболочечной модели.

1. Считается, что нуклоны квазинеzáвисимы и движутся в усредненном потенциальном поле ядра, создаваемом всеми остальными нуклонами ядра, и их движение может быть рассчитано в соответствии с законами квантовой механики. Это положение возможно обосновать следующим образом.

Как уже говорилось в § 1 (и подробнее будет пояснено в § 13), большая эффективность и малый радиус взаимодействия двух

нуклонов приводят к образованию узкой и глубокой потенциальной ямы, которую в первом приближении можно считать прямоугольной.

В ядре нуклоны движутся друг относительно друга на расстояниях, сравнимых с шириной нуклонной ямы. Поэтому взаимо-

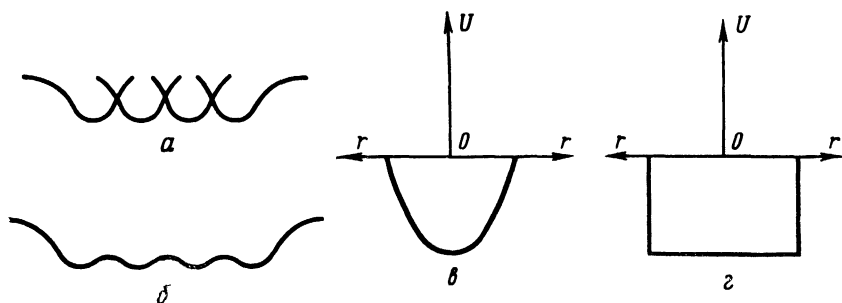


Рис. 15. Потенциальная яма ядра: *а* — потенциальные ямы нуклонов; *б* — результирующая потенциальная яма ядра; *в* — потенциальная яма легкого ядра; *г* — потенциальная яма тяжелого ядра

действие нуклона с ядром определяется средней потенциальной ямой, которая образуется в результате сложения многих нуклонных потенциальных ям (рис. 15, *а*).

Из-за тесного соседства нуклонов и малого радиуса действия ядерных сил средней потенциал ямы ядра должен быть близок к однородному (рис. 15, *б*), быстро спадать к нулю на границе ядра и обладать сферической симметрией (из-за сферической формы ядра). Для упрощения вычислений используются две идеализации: у легких ядер принимается параболический закон изменения потенциала  $U(r)$  (рис. 15, *в*); у тяжелых ядер полагают, что потенциальная яма имеет прямоугольную форму (рис. 15, *г*).

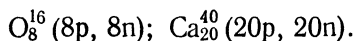
Нуклон, двигаясь в потенциальном поле ядра по законам нерелятивистской квантовой механики, может иметь конечное число состояний со вполне определенной энергией. При этом в силу принципа Паули в каждом состоянии может находиться только один нуклон. Различным  $2l+1$  ориентациям вектора орбитального момента количества движения и двум возможным ориентациям спина соответствует одно и то же значение энергии (из-за изотропии поля). Таким образом, на каждом энергетическом уровне может разместиться  $2(2l+1)$  нуклонов данного типа (протонов или нейтронов).

**2.** Оболочки, обладающие повышенной устойчивостью, образуются 2, 8, 20, 50, 82 и 126 нейтронами или протонами (последняя цифра 126 относится только к нейтронам, так как нет ядер с таким числом протонов).

Эти оболочки имеют для ядер такое же значение, как заполненные оболочки атома, только число электронов в оболочках атомов представлено другим рядом значений (2, 10, 18, 36, 54, 86).

Ядра, в которых число  $p$  и число  $n$  равно любому из магических чисел, обладают качествами, перечисленными выше.

Сюда, например, относятся «дважды магические» ядра



Так как их оболочки замкнуты, то добавляемый лишний нейтрон будет слабо удерживаться ядром, поэтому вероятность поглощения нейтронов такими ядрами мала.

Отсюда следует, что поведение атомных ядер должно в значительной мере определяться избытком или недостатком нуклонов по сравнению с тем числом, которое соответствует замкнутым оболочкам.

3. В ядре имеет место сильное взаимодействие между орбитальным механическим моментом  $l$  и его спином  $S$ . Говорят, что в ядре существует сильная спин-орбитальная связь. В результате этой связи уровень энергии нуклона для данного значения квантового числа  $l$  (за исключением  $l=0$ ) расщепляется на два подуровня, характеризуемых значениями полного момента количества движения  $j$ , равными  $l+1/2$  и  $l-1/2$ , которые соответствуют проекциям спинов  $+1/2$  и  $-1/2$ . На каждом из этих подуровней может разместиться  $(2j+1)$  нейтронов и  $(2j+1)$  протонов. При постепенном заполнении уровней сначала заполняются уровни  $l+1/2$ , а затем уровни  $l-1/2$ . При сделанных предположениях о потенциальной яме разность энергий между уровнями  $l+1/2$  и  $l-1/2$  для данного значения  $l$  довольно велика и увеличивается с возрастанием  $l$ . Уже при  $l$ , равном 4, разность энергий так велика, что нуклоны, занимающие уровень  $l+1/2$ , и нуклоны, занимающие уровень  $l-1/2$ , находятся по существу в разных оболочках.

4. Одинаковые нуклоны стремятся объединиться в пары с нулевым суммарным моментом. Поэтому спины основных состояний у четно-четных ядер равны нулю, а в ядрах с нечетным числом  $A$  равны спину последнего, неспаренного, или так называемого «свободного», нуклона.

С учетом всех этих положений была теоретически решена задача о возможных оболочках внутри потенциального поля ядра.

Интересно отметить, что для прямоугольной потенциальной ямы невозможно подобрать орбиты, соответствующие магическим числам. Согласование может быть достигнуто только если предположить, что потенциальная яма закругляется на краях. Это больше соответствует действительности.

Состояние каждого нуклона в ядре характеризуется его моментом  $j$  и четностью. Хотя каждый из векторов  $\vec{l}$  и  $\vec{S}$  в отдельности не сохраняется, абсолютная величина орбитального момента нуклона тем не менее оказывается определенной. Действительно,

момент  $j$  может возникнуть либо из состояния с  $l+1/2$ , либо из состояния с  $l-1/2$ . При заданном значении  $j$  (полуцелом) эти два состояния имеют согласно формуле  $P = (-1)^l$  разную четность, а потому заданием  $j$  и четности определяется и квантовое число  $l$ .

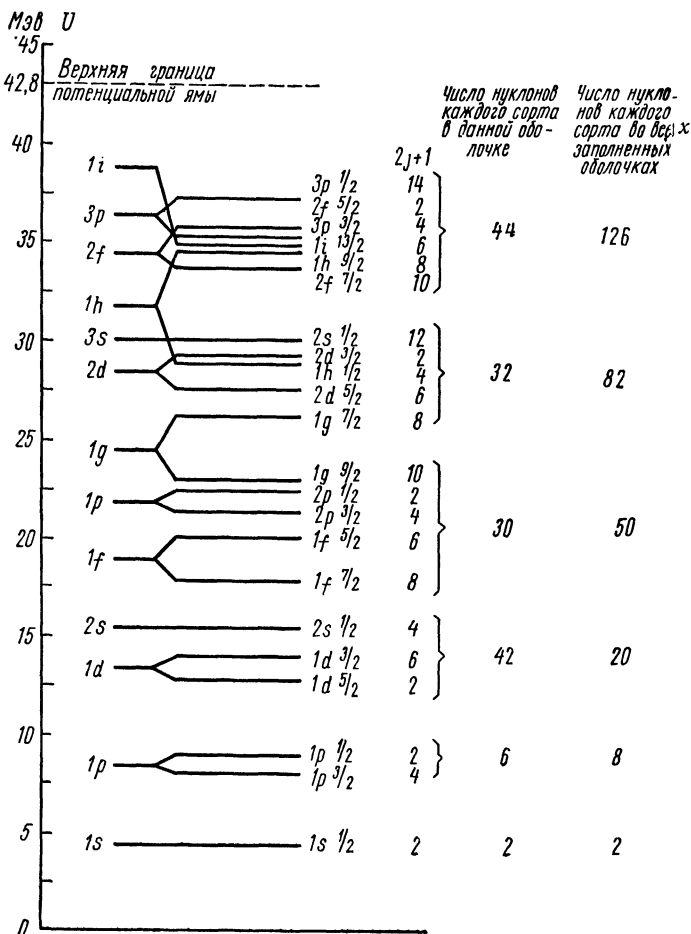


Рис. 16. Схема энергетических уровней нуклонов в потенциальной яме

Состояния нуклонов с одинаковыми  $l$  и  $j$  различаются (в порядке увеличения энергии) значением «главного квантового числа»  $n$ , которое может быть любым целым числом, начиная с 1. Различные состояния обозначают символами  $1_{s, 1/2}$ ,  $1_{p, 1/2}$  и т. п., где цифра перед буквой есть главное квантовое число, буквы  $s, p, d, f, s, h, \dots$ , указывают, как обычно в атомной физике, значение

$l$  ( $l=0$  —  $s$ -состояние  $l=1$  —  $p$ -состояние и т. д.), а индекс у буквы — значение  $j$ .

Приведем в качестве примера схему энергетических уровней нуклонов в потенциальной яме, вид которой изображен на рис. 16.

Оболочечная модель хорошо объясняет многие свойства ядер, находящихся в основном или слабозвозбужденном состоянии. Рассмотрим, например, вопрос о ядерном спине. Поскольку нуклоны на различных энергетических уровнях объединяются в пары с нулевым суммарным моментом количества движения, то и ядра, содержащие четное число протонов и четное число нейтронов будут иметь нулевой момент количества движения. Это подтверждается опытными данными.

Спин ядра с нечетным  $A$  должен определяться моментом неспаренного нуклона. Например,  $O_8^{17}$  составлен из  $8p$  и  $9n$ . Момент неспаренного нейтрона равен  $j=5/2$ , точно такое же значение имеет и спин  $O_8^{17}$ .

Модель ядерных оболочек способна предсказывать также четность ядер. Так, в случае нечетного  $A$  ядерная четность совпадает с четностью неспаренного нуклона. Оболочечная модель правильно описывает общее поведение магнитных моментов ядер. Наблюдается качественное согласие между теорией и экспериментом для ядер с нечетным  $A$ .

Эта модель объясняет многие особенности ядерных реакций, помогает понять закономерности  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадов. Однако она не может дать правильные значения квадрупольных моментов ядер, не дает удовлетворительного объяснения поведению сильновозбужденных ядер и ряду других фактов.

Следующим приближением является так называемая обобщенная модель ядра, в которой учитывается влияние коллективного движения нуклонов на величину среднего поля. Эта модель в простейшем варианте представляет собой синтез оболочечной и капельной моделей. Ядро разделяется на капельную центральную часть и надоболочечные нуклоны, которые взаимодействуют с центром.

Кроме перечисленных, как уже говорилось, существует много других моделей, каждая из которых объясняет ту или иную сторону явлений, но пока не удастся создать единую модель, объясняющую всю сложность структуры и поведения атомных ядер, как легких, так и тяжелых, как слабо-, так и сильновозбужденных.