

ГЛАВА IV

МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СТРОЕНИИ ЯДЕР

§ 15. Оболочечная модель ядра

Вследствие сильного взаимодействия между нуклонами в ядре можно говорить только о состояниях всего ядра в целом, а не о состояниях отдельного нуклона. Однако такое рассмотрение в настоящее время еще не выполнимо и приходится прибегать к приближенным методам исследования энергетических состояний ядер.

При приближенном рассмотрении нижайших энергетических состояний ядер исходят обычно из представления о том, что нуклоны в ядре располагаются в виде «оболочек», способных к деформации формы и размеров.

Понятие оболочек заимствовано из теории атомов. Как известно, ряд свойств атомов можно описать, предполагая, что каждый электрон движется в некотором среднем поле остальных электронов и атомного ядра (самосогласованное поле Хартри — Фока). Основное состояние атома соответствует случаю, когда все электроны занимают нижайшие из возможных энергетических состояний в таком поле. Состояния с одним или несколькими значениями момента количества движения l , отличающиеся значениями m_l и имеющие приблизительно одинаковую энергию, образуют электронную «оболочку». Атомы, у которых электроны полностью заполняют одну или несколько оболочек, оказываются наиболее стабильными. К таким атомам относятся атомы инертных газов, имеющие 2, 10, 18, 36, 54 и 86 электронов. По мере роста заряда ядра Z и, следовательно, числа электронов в атоме последовательно заполняются оболочки, указанные в таблице 7.

В последние годы выяснилось, что и ядра, обладающие определенным числом протонов и нейтронов, также особенно устойчивы. Таковы, например, ядра He_2^4 , O_8^{16} , Ca_{20}^{40} , Pb_{82}^{208} .

Числа протонов и нейтронов: 2, 8, 20, 50, 82, 126, соответствующие наиболее устойчивым ядрам, получили название *магических чисел*. Указанные выше ядра обладают магическим числом нейтронов и магическим числом протонов, поэтому они называются *дважды магическими*. Согласно оболочечной картине строения ядра магические числа показывают, при каком числе частиц в ядре заполняются ядерные оболочки.

Т а б л и ц а 7. Электронные оболочки атомов

Обозначение уровня	Число электронов в оболочке	Полное число электронов в атоме	Элемент, соответствующий заполнению оболочки
1s	2	2	Гелий
2s, 2p	8	10	Неон
3s, 3p	8	10	Аргон
4s, 3d, 4p	18	36	Криптон
5s, 4d, 5p	18	54	Ксенон
6s, 4f, 5d, 6p	32	86	Радон
7s, 6d, 5f			

Для объяснения оболочечной структуры ядра приходится допустить, что в ядрах отдельные нуклоны движутся в усредненном поле окружающих нуклонов. Это «усредненное» поле таково, что результирующая сила, действующая на один нуклон, отлична от нуля преимущественно на поверхности ядра.

Поскольку «среднее» поле обусловлено многими нуклонами, то его изменение связано с коллективными движениями нуклонов. В случае атома в образовании среднего поля преимущественную роль играет притяжение к ядру атома. Из-за большой массы ядра по сравнению с массой электронов положение ядра атома можно считать фиксированным, а среднее поле относительно устойчивым. В ядрах нет такого стабилизирующего центра, поэтому изменение поля, связанное с коллективным движением нуклонов, играет более существенную роль.

Из-за малой сжимаемости ядерного вещества его плотность можно считать постоянной. В этом приближении под коллективным движением можно понимать только деформацию формы ядра без изменения объема. Таким образом возникло представление, что ядро можно рассматривать как деформируемую систему [18], а его форму и ориентацию в пространстве — как динамические переменные.

При исследованиях энергетических состояний ядра обычно применяют адиабатическое приближение, т. е. предполагается, что движение отдельных нуклонов совершается значительно быстрее, чем движение, связанное с изменением формы ядра. Для отыскания энергетических состояний в нулевом приближении форма ядра предполагается фиксированной. Полная энергия ядра как суммарная энергия отдельных нуклонов, движущихся в среднем поле ядра, будет зависеть от формы ядра как от параметра. Эту энергию можно рассматривать как потенциальную энергию, определяющую закон изменения формы ядра. Минимальному значению этой энергии соответствует равновесная форма основного состояния ядра.

В некотором смысле динамика ядра аналогична динамике молекулы, в которой происходит взаимодействие движения электронов с колебаниями и вращениями всей молекулы как целого.

В нулевом приближении можно считать среднее ядерное поле фиксированным и исследовать движение нуклонов в этом поле. Это приближение называется *оболочечной моделью ядра* или *одночастичной моделью*. Для ядер сферической формы среднее ядерное поле обладает сферической симметрией.

Для теоретической интерпретации свойств ядра на основе гипотезы об оболочечной структуре обычно исследуют движение одной частицы в потенциальном поле с той или иной радиальной зависимостью. Наиболее часто для легких ядер потенциал аппроксимируется параболической кривой (потенциал осциллятора), а для тяжелых ядер — прямоугольной ямой.

Поскольку среднее поле обладает сферической симметрией, то состояния отдельного нуклона в ядре можно характеризовать значениями орбитального момента. Для обозначения состояний с различными значениями $l=0, 1, 2, \dots$ применяются малые латинские буквы s, p, d, f, g, \dots . Нуклоны имеют спин, равный $1/2$, поэтому состояния нуклона с орбитальным моментом l имеют полный момент $j=l \pm 1/2$. Значение полного момента j указывается нижним индексом у латинской буквы, определяющей значение l . Таким образом, в ядре возможны состояния нуклонов следующего вида: $s_{1/2}, p_{1/2}, p_{3/2}, d_{3/2}, d_{5/2}$ и т. д.

Опыт указывает, что в ядре играют значительную роль спин-орбитальные взаимодействия, которые составляют примерно $10^0\%$ от общей энергии взаимодействия. Поскольку нуклоны движутся в среднем поле, имеющем сферическую симметрию, то рассмотренные ранее в § 12 тензорные силы не дают вклада в энергию взаимодействия.

Как показано в приложении III, § II, энергия спин-орбитального взаимодействия нуклонов внутри ядра с точностью до постоянного множителя определяется в нерелятивистском приближении из уравнения Дирака. Здесь же мы дадим элементарный вывод энергии спин-орбитального взаимодействия, заимствованный из книги Гайзенберга [19].

Рассмотрим взаимодействие частицы, имеющей магнитный момент $\mu = \frac{e\hbar}{2Mc} \sigma$ и движущейся с импульсом p , с электростатическим полем $\varphi = \frac{V_{кул}}{e}$. В системе координат, связанной с движущейся частицей, возникает магнитное поле \mathcal{H} , обусловленное электрическим полем $\mathcal{E} = -\frac{1}{e} \text{grad } V_{кул}$, равное

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{Mc} [p\mathcal{E}] = +\frac{1}{eMc} [p \text{ grad } V_{кул}].$$

Поэтому энергия взаимодействия магнитного момента μ с электростатическим полем будет определяться оператором

$$\hat{W}_{эм} = -\mu\mathcal{H} = -\frac{\hbar}{2Mc^2} \sigma [\hat{p} \text{ grad } V_{кул}]. \quad (15,1)$$

Оператор энергии спин-орбитального взаимодействия нуклона в поле ядерных сил с потенциальной энергией V выбирается по аналогии с (15,1) в виде

$$\hat{W}_я = a \sigma [\mathbf{p} \text{ grad } V], \quad (15,2)$$

где постоянная a должна быть определена из эксперимента. Легко убедиться, что (15,2) является единственным скалярным выражением, которое можно получить из аксиального вектора σ , импульса \mathbf{p} и потенциальной энергии V . Поскольку в однородном поле нет выделенных направлений, то естественно, что в (15,2) входит градиент от потенциальной энергии.

Для потенциала, обладающего сферической симметрией:

$$\text{grad } V = \frac{\mathbf{r}}{r} \frac{\partial V}{\partial r}.$$

Если далее учесть, что $[\mathbf{r}\hat{\mathbf{p}}] = \hbar \hat{\mathbf{l}}$, то оператор энергии спин-орбитального взаимодействия можно записать в виде

$$\hat{W}(r) = -a \hat{\mathbf{l}} \sigma \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}, \quad (15,3)$$

где a — постоянная, которую, как уже отмечалось, надо определить из эксперимента. Обычно полагают, что

$$a = \gamma \frac{\hbar^2}{4M^2 c^2} \approx \gamma \cdot 0,22 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, \quad (15,3a)$$

где значение $\gamma \approx 30$. Так, например, И. И. Левинтов [20] на основе анализа экспериментальных данных о поляризации нуклонов при рассеянии на ядрах и данных об одночастичных уровнях ядер с одним нуклоном сверх замкнутых оболочек (He^5 , Li^5 , O^{17} , F^{17} , Pb^{209}) показал, что все эти эффекты сравнительно хорошо описываются при значении постоянной спин-орбитальной связи $a = 3,5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$.

Кроме спин-орбитального взаимодействия, обусловленного ядерным потенциалом взаимодействия, имеется также обычное томсоновское взаимодействие магнитного момента нуклона с электростатическим потенциалом ядра. Это взаимодействие может быть вычислено так же, как и (15,1), если мы учтем, что оператор магнитного момента нуклона

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = \frac{e\hbar}{2Mc} \mu_{\text{нук}} \sigma,$$

где $\mu_{\text{нук}}$ — магнитный момент нуклона, выраженный в ядерных магнетонах. Оператор взаимодействия магнитного момента нуклона с электростатическим полем ядра тогда примет вид

$$\hat{W}_{\text{кул}} = \mu_{\text{нук}} \frac{\hbar^2}{2M^2 c^2} \sigma \hat{\mathbf{l}} \frac{1}{r} \frac{\partial V_{\text{кул}}}{\partial r}.$$

Оператор спин-орбитального взаимодействия нуклона с ядром в общем случае будет определяться выражением

$$\hat{W} = -\frac{\hbar^2}{2M^2c^2} \left(\gamma \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} - \mu_{\text{нук}} \frac{1}{r} \frac{\partial V_{\text{кул}}}{\partial r} \right) \sigma \hat{s}. \quad (15,4)$$

Так как ядерное взаимодействие возрастает с увеличением r (убывает по абсолютной величине), а кулоновское взаимодействие убывает, то для протонов ($\mu_{\text{нук}} > 0$) слагаемые в скобках выражения (15,4) имеют одинаковые знаки, а для нейтронов ($\mu_{\text{нук}} < 0$) — разные знаки. Внутри ядра

$$\left| \frac{dV}{dr} \right| \gg \left| \frac{dV_{\text{кул}}}{dr} \right|,$$

поэтому спин-орбитальное взаимодействие, обусловленное взаимодействием магнитного момента нуклона с электростатическим полем, можно не учитывать.

Принимая во внимание, что $2i\hat{s} = \hat{j}^2 - \hat{l}^2 - \hat{s}^2$, $\hat{s} = \frac{1}{2}\hat{\sigma}$, определим из (15,3) средние значения энергии спин-орбитального взаимодействия в состояниях, характеризуемых определенным значением полного момента количества движения нуклона $j = l \pm \frac{1}{2}$:

$$\langle \hat{W} \rangle_j = \begin{cases} -a l \langle \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \rangle_j, & \text{если } j = l + \frac{1}{2}, \\ a(l+1) \langle \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \rangle_j, & \text{если } j = l - \frac{1}{2}, \end{cases} \quad (15,5)$$

где $\langle \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \rangle_j$ — среднее значение оператора $\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}$ в состояниях, описываемых радиальными волновыми функциями $u_j(r)$. В простейшем случае, когда потенциал V аппроксимируется прямоугольной ямой глубины $-D$ и радиуса R , можно положить

$$\frac{\partial V}{\partial r} = D \delta(r - R);$$

тогда

$$\left\langle \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \right\rangle = R D u_j^2(R),$$

где $u_j(R)$ — значение радиальной волновой функции на поверхности ядра.

Учет спин-орбитальной связи типа (15,5) верно передает эмпирическую последовательность энергетических уровней и значения магических чисел, если выбрать для a значение, приведенное выше (15,3а).

Поскольку потенциал $V(r)$ отрицателен и убывает по абсолютной величине с ростом r , то $\langle W \rangle_j$ отрицательно при $j = l + \frac{1}{2}$ и

положительно при $j=l-1/2$. Поэтому из пар состояний $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$, $d_{3/2}$ и $d_{5/2}$ и т. д. меньшей энергией должны обладать состояния с большим значением полного момента, т. е. $p_{3/2}$ лежит ниже, чем $p_{1/2}$; $d_{3/2}$ ниже, чем $d_{5/2}$, и т. д. Расстояние между уровнями, соответствующими одному значению l , растет по мере роста l .

В отличие от атомов в ядре спин-орбитальное взаимодействие играет значительно большую роль. Особенно большое спин-орбитальное взаимодействие наблюдается у тяжелых ядер, где оно приводит к тому, что спиновый и орбитальный моменты складываются в полные моменты j для каждого нуклона, и уже эти полные моменты образуют полный спин ядра $J=\sum j_i$. Такой тип связи называется jj -связью.

Кроме jj -связи существует еще другой тип связи, который осуществляется, например, в легких атомах и носит название рессель-саундеровской или LS -связи. При рессель-саундеровской связи орбитальные моменты всех частиц образуют полный орбитальный момент атома $L=\sum l_i$, а спиновые моменты — полный спин атома $S=\sum s_i$. Полный момент атома получается в результате векторного сложения полного орбитального и полного спинового моментов $J=L+S$. Рессель-саундеровская схема связи моментов возможна в том случае, когда взаимодействие между орбитальными и спиновыми моментами отдельных частиц велико, а взаимодействие между полными моментами L и S более слабое. У тяжелых атомов наблюдается и промежуточный тип связи.

В очень легких ядрах, по-видимому, также преобладает LS -связь. В большинстве же случаев имеет место промежуточная связь, которая все более и более переходит в jj -связь при росте A . Промежуточный характер связи значительно затрудняет интерпретацию состояний нуклонов в ядрах, так как приходится вводить в рассмотрение суперпозицию состояний, имеющих одинаковую четность и близкие значения энергии. Так, например, Эллиот и Флауерс [21] показали, что для объяснения свойств ядер с $A \approx 18-19$ надо принять во внимание смесь конфигураций двух энергетически близких оболочек $2s$ и $1d$.

Кроме указания момента j и четности, состояние отдельного нуклона в ядре характеризуется еще энергией: уровни одного типа нумеруются в порядке возрастания энергии. Так, имеются уровни $1s, 2s, 3s, \dots$, уровни $1p_{1/2}, 2p_{1/2}, \dots$. В отличие от классификации уровней энергии атомов, где число n , стоящее перед обозначением термина (например, $2s$), является главным квантовым числом, определяющим энергию термина, в ядре числа, стоящие перед обозначением состояния, указывают лишь порядок расположения уровней и не имеют другого значения. Поэтому в атомах нумерация s -состояний начинается с 1, p -состояний — с 2, d -состояний — с 3 и т. д., в ядре же все состояния нумеруются начиная с 1.

Итак, состояние отдельного нуклона в ядре согласно модели оболочек характеризуется квантовыми числами n, l, j, m . Энергия нуклона

зависит только от квантовых чисел n, l, j . Этот уровень энергии $2j+1$ -кратно вырожден. Уровни энергии в ядре заполняются протонами и нейтронами в соответствии с принципом Паули.

На рис. 7 приведена схема расположения уровней (по Клинкенбергу [22]), из которой ясно видно, как возникает представление об оболочках.

При количественном описании состояний ядра массового числа A в оболочечной модели используется волновая функция Ψ , которая образуется из линейных комбинаций произведений волновых функций отдельных нуклонов, зависящих от их пространственных, спиновых и зарядовых координат. Пространственные координаты r_i отсчитываются от центра инерции ядра, т. е.

$$r_i = \rho_i - \frac{1}{A} \sum_{i=1}^A \rho_i, \quad (15,6)$$

где ρ_i — координаты относительно неподвижной системы. Из (15,6) следует, что

$$\sum_{i=1}^A r_i = 0. \quad (15,7)$$

Таким образом, из $3A$ пространственных координат (15,6) независимыми являются только $3A-3$ координат.

Внутреннее состояние ядра должно определяться только этими независимыми координатами. В оболочечной же модели уравнение Шредингера для координатной функции $\Phi(r_1, \dots, r_N)$ записывается в виде

$$\left\{ \sum_{i=1}^A \left[-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{r_i}^2 + V(r_i) \right] - E \right\} \Phi = 0, \quad (15,8)$$

где $V(r_i)$ — эффективный потенциал, действующий на i -й нуклон. Расчет ведется так, как если бы все r_i были независимыми.

Если силы парного взаимодействия можно изобразить потенциалом осцилляторного типа, т. е.

$$V = \frac{\alpha}{2} \sum_{i,j} (\rho_i - \rho_j)^2,$$

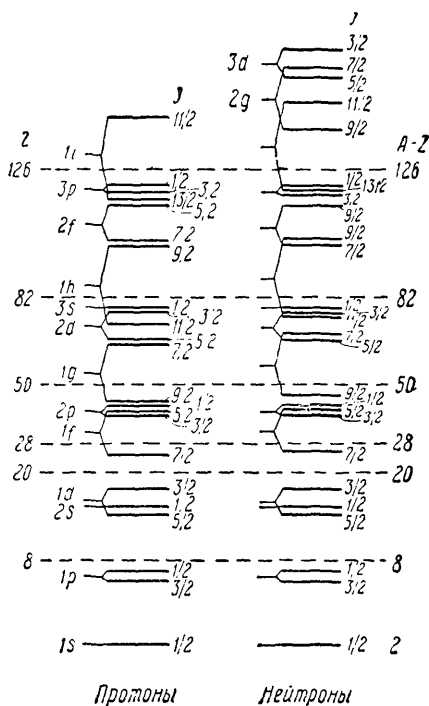


Рис. 7. Схема расположения уровней нейтронов и протонов согласно оболочечной модели ядра [22].

то можно показать, что волновые функции и энергия, соответствующие внутреннему движению, находятся при решении уравнения

$$\left\{ \sum_{i=1}^A \left[-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{r_i}^2 + A\alpha r_i^2 \right] - E \right\} \Phi = 0 \quad (15,9)$$

при дополнительном условии, накладываемом на волновую функцию

$$\sum_{i=1}^A \nabla_{r_i} \Phi = 0, \quad (15,10)$$

где r_i определены формулой (15,6). Действительно, при условиях (15,10) и (15,7) имеем:

$$\sum_{i=1}^A \nabla_{r_i}^2 \Phi = \sum_{i=1}^A \nabla_{r_i}^2 \Phi, \quad \frac{1}{2} \sum_{i,j} (\rho_i - \rho_j)^2 = A \sum_{i=1}^A r_i^2.$$

Можно надеяться, что и в общем случае, когда взаимодействие между нуклонами приближенно представляется в виде суммы взаимодействий каждого нуклона с эффективным потенциалом $V(r_i)$, исключение движения центра инерции может быть выполнено путем наложения дополнительного условия (15,10) при решении уравнения (15,8). Однако при условии (15,10), исключающем решения, соответствующие движению всего ядра как целого, мы теряем возможность представления функции Φ в виде произведения функций, относящихся к отдельным нуклонам, что особенно привлекательно в оболочечной модели ядра. Поэтому обычно дополнительное условие (15,7) (или эквивалентное ему условие (15,10)) не учитывается. Правда, такое упрощение может приводить к ложным состояниям, не соответствующим внутренним движениям нуклонов (см., например, [23]).

Перейдем теперь к исследованию классификации состояний системы нуклонов в оболочечной модели ядра, не учитывающей дополнительное условие (15,7). Многие свойства ядра (спин, магнитный момент, вероятности однонуклонных переходов и др.) зависят в основном от состояния движения нуклонов, входящих в состав незаполненных оболочек ядра. Если рассматривать движение только этих нуклонов, взаимодействующих между собой и со средним эффективным полем нуклонов, входящих в состав заполненных оболочек, то вопрос о выделении движения центра инерции будет стоять менее остро, так же как в теории атома, когда исследуется движение электронов при наличии ядра атома.

Предположим, что полный изотопический спин ядра (T) является хорошим квантовым числом*), а классификация состояний отдельных нуклонов соответствует схеме jj -связи. Таким образом, наши рассу-

*) Хорошими квантовыми числами принято называть квантовые числа, определяющие значения физических величин, являющихся лишь приближенно интегралами движения.

дения не будут относиться к случаю тяжелых ядер (где T не является хорошим квантовым числом) и к очень легким ядрам (где нарушается схема jj -связи).

Пусть состояние отдельного нуклона в ядре характеризуется волновой функцией

$$\varphi_{nijm}(x_i) \omega_{\mu}(\tau_i), \quad (15,11)$$

где x_i — пространственные и спиновые координаты нуклона номера i ; τ_i — зарядовая переменная; l, j, m, μ — квантовые числа, определяющие соответственно орбитальный момент, полный момент, проекцию полного момента на ось z и проекцию изотопического спина на третью ось зарядового пространства. Нуклоны, находящиеся в состояниях с одинаковыми квантовыми числами n, l, j , называются *эквивалентными нуклонами*.

Состояние N эквивалентных нуклонов должно описываться антисимметричными относительно перестановки любой пары нуклонов функциями Ψ , представляющими линейные комбинации произведений N волновых функций типа (15,11).

Для построения функции Ψ удобно воспользоваться схемами Юнга (см. [24], § 61). Представим Ψ в виде произведения функций Φ и Ω , где Φ — линейная комбинация произведений N функций $\varphi_{m_i}(x_i)$, соответствующая определенной схеме Юнга, т. е. определенному типу симметрии относительно перестановки пространственных и спиновых переменных N частиц, а Ω — функция, построенная соответствующим образом из функций $\omega_{\mu_i}(\tau_i)$.

Схемы Юнга для волновой функции от N переменных определяются разбиением числа N всеми возможными способами на сумму слагаемых N_1, N_2, \dots ($N = N_1 + N_2 + \dots$). Такое разбиение наглядно изображают строками (см. (15,12)), число клеток в которых равно числам N_1, N_2, \dots . Волновые функции, соответствующие определенной схеме Юнга, получаются путем симметризации по переменным, входящим в состав каждой строки, и антисимметризации по переменным, входящим в состав каждого столбца. Например, для $N = 4$ возможные схемы Юнга имеют вид

$$\begin{array}{c} \square \square \square \square \\ \square \square \square \\ \square \square \\ \square \square \\ \square \square \\ \square \square \square \\ \square \square \square \end{array} \quad (15,12)$$

Для краткого обозначения схем Юнга используются квадратные скобки, внутри которых указываются числа клеток в каждой строке схемы Юнга. Так, приведенные выше схемы Юнга для $N = 4$ изображаются соответственно

$$[4,], [3,1], [2,2], [2, 1, 1], [1, 1, 1, 1]. \quad (15,12a)$$

Так как переменная изотопического спина пробегает всего два значения $\pm 1/2$, то функция Ω может быть антисимметризована не более чем по двум переменным. Таким образом, функции Ω могут содержать только одну или две строки. Например, для случая четырех нуклонов эти функции могут соответствовать только схемам

$$\Omega_a \sim [4], \quad \Omega_b \sim [3, 1], \quad \Omega_c \sim [2, 2].$$

Поскольку полная волновая функция Ψ должна быть антисимметричной относительно перестановки любой пары частиц, то юнговские схемы функции Φ должны получаться из юнговских схем соответствующих функций Ω путем транспонирования, т. е. путем замены строк столбцами. Следовательно, юнговские схемы функций Φ могут состоять не более чем из двух столбцов. Для случая четырех нуклонов это будут соответственно функции

$$\Phi_a \sim [1, 1, 1, 1], \quad \Phi_b \sim [2, 1, 1], \quad \Phi_c \sim [2, 2], \quad (15,13)$$

Можно показать, что каждая из юнговских схем волновой функции изотопического спина соответствует определенному значению полного изотопического системы нуклонов. Например, функции (15,13) изображают состояния с изотопическими спинами 2, 1 и 0 соответственно. Таким образом, классификация состояний по схемам Юнга эквивалентна классификации состояний по изотопическому спину ядра.

Если волновые функции φ описывают нуклоны с моментом j , то им соответствующие схемы Юнга для функций Φ не должны содержать больше чем $(2j+1)$ строк. Так, например, система, состоящая из четырех нуклонов в состояниях $s_{1,2}$ и $p_{1,2}$, может находиться в состояниях, описываемых функциями

$$\Phi_c \Omega_c \sim [2, 2][2, 2],$$

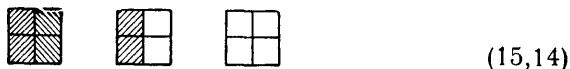
соответствующими значениям $J=0$ и $T=0$. Для двух нуклонов в состоянии $j=1/2$ возможны волновые функции

$$\Phi_a \Omega_a \sim [1, 1][2] \quad \text{и} \quad \Phi_b \Omega_b \sim [2][1, 1],$$

изображающие состояния со значениями $J=0, T=1$ и $J=1, T=0$.

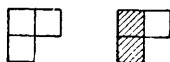
Если $j \geq 3/2$ и число эквивалентных нуклонов превышает 3, то в общем случае одинаковым значениям J, M_J, T, M_T будут соответствовать несколько различных состояний. Для их разделения вводятся два дополнительных квантовых числа: «синьорити» (s) и «приведенный изотопический спин» (t). Эти числа определяют поведение волновых функций N частиц при симплектическом преобразовании. Симплектическим преобразованием называется преобразование, оставляющее неизменными волновые функции пар нуклонов с суммарным спином, равным нулю. Такие функции могут соответствовать только парам клеток с значениями $\pm m_i$, находящимся в столбцах схем Юнга. Число синьорити (s) и приведенный изотопический спин (t)

подразделяют волновые функции Φ , соответствующие определенной схеме Юнга $[i, k, \dots]$, на схемы Юнга с тем или иным значением числа пар клеток, соответствующих проекциям момента m_i и $-m_i$. Например, волновые функции, изображаемые схемой Юнга $[2, 2]$, можно подразделить на функции, соответствующие схемам, в которых



(15,14)

каждая пара заштрихованных клеток относится к частицам с проекциями моментов m и $-m$. Эти схемы полностью определяются указанием числа синьорити (s) и приведенного изотопического спина (t), которые изображают с помощью формулы $\frac{s}{2} \pm t$ число незаштрихованных клеток в обоих возможных столбцах схемы Юнга, соответствующей функции Φ . Значения чисел синьорити и приведенного изотопического спина обычно обозначают скобками: (s, t) . Так, например, схемы Юнга (15, 14) соответствуют $(0, 0)$, $(2, 1)$ и $(4, 0)$. Значения s и t для схем Юнга



будут соответственно изображаться $(3, 1/2)$, $(1, 1/2)$.

Итак, схеме Юнга $[2, 2]$ с четырьмя эквивалентными нуклонами ($j = 3/2$) соответствуют четыре различных состояния $(j_{3/2}^0; 0, 0, 0, 0)$, $(j_{3/2}^1; 0, 2, 2, 1)$, $(j_{3/2}^2; 0, 2, 4, 0)$, $(j_{3/2}^3; 0, 4, 4, 0)$. Для изображения этих состояний мы использовали сокращенное обозначение $(j_{3/2}^t; T, J, s, t)$.

При данном значении T и J уровень с меньшей энергией имеет наименьшее значение числа синьорити. Следовательно, нижайшее энергетическое состояние $(j_{3/2}^1; 0, 2, 2, 1)$ лежит ниже возможных состояний $(j_{3/2}^2; 0, 2, 4, 0)$.

Для более полного знакомства с классификацией состояний эквивалентных нуклонов в оболочечной модели с jj -связью следует обратиться к работам Флауерса, Эдмунда [25] и В. Неудачина [26].

§ 16. Магнитные моменты и «конфигурация» легких ядер на основе оболочечной модели

Оболочечная модель ядра позволяет говорить о состоянии каждого нуклона в ядре. Если известны состояния всех нуклонов в ядре, то мы будем условно говорить, что известна «конфигурация» атомного ядра из состояний отдельных нуклонов. «Конфигурация» многих легких ядер, т. е. совокупность квантовых чисел отдельных нуклонов,