

Перечисленные модели будут подробнее описаны в последующих трех параграфах. В последнем параграфе этой главы мы рассмотрим некоторые другие модели, используемые в теории структуры ядра.

4. Область применимости той или иной модели определяется совокупностью фактов, которые эта модель способна объяснить. В каждой модели, разумеется, имеются произвольные параметры, которые приходится подбирать, т. е. «подгонять» под экспериментальные данные.

Конечно, введя достаточно много параметров, можно объяснить любые данные на основе любой модели. Но такие модели, в которых бедность физической идеи компенсируется большим числом параметров, как правило, хорошо объясняют известные факты, но не способны предсказать новых явлений. Поэтому наиболее ценны модели с минимальным числом параметров, позволяющие делать нетривиальные предсказания хотя бы качественного характера.

### § 3. Коллективные модели ядра

1. Простейшей по замыслу из коллективных моделей является капельная модель ядра, сыгравшая немалую роль в развитии ядерной физики. Аналогия ядра с заряженной жидкой каплей поддается первым трем членами полуэмпирической формулы Вейцекера (2.8) для энергий связи ядер, описывающими соответственно объемную, поверхностную и кулоновскую энергии капли. Тем самым успех формулы Вейцекера подтверждает, что капельная модель (с добавочным учетом энергий симметрии и спаривания) неплохо объясняет осредненную зависимость энергий связи от  $A$  и  $Z$ .

Чтобы понять, что еще способна объяснить и предсказать капельная модель, надо рассмотреть возбуждение различных возможных степеней свободы ядра-капли. В свободном, невозбужденном состоянии жидкость принимает сферическую форму. Движение частиц в жидкости всегда является коллективным. Поэтому и возбуждаться в жидкости могут лишь коллективные степени свободы. При возбуждении жидкость практически несжимаема, но может сравнительно легко менять свою форму. Поэтому легче всего возбуждаются степени свободы жидкости, соответствующие поверхностным колебаниям.

Неквантовая теория малых поверхностных колебаний свободной жидкой капли была развита еще до возникновения ядерной физики. Согласно этой теории наименьшую частоту  $\omega_{\text{кв}}$  имеют квадрупольные собственные колебания, при которых капля попеременно становится то вытянутым, то сжатым эллипсоидом (рис. 3.1). Несколько более высокую частоту  $\omega_{\text{окт}}$  имеют октапольные колебания, при которых капля в деформированном состоянии имеет грушевидную форму (рис. 3.2). Остальные типы собственных колебаний капли

соответствуют деформациям более сложной формы и более высоким частотам. При переходе к капельной модели ядра собственные колебания надо проквантовать. Квантование не меняет собственных частот, но приводит к тому, что спектры энергий и моментов количества движения возбужденных колебательных состояний становятся дискретными. Именно, энергии квадрупольных и октупольных возбуждений в квантовой теории могут принимать лишь значения

$$E_{\text{кв}} = \hbar\omega_{\text{кв}}n_{\text{кв}}, \quad E_{\text{окт}} = \hbar\omega_{\text{окт}}n_{\text{окт}}, \quad (3.1)$$

где  $n_{\text{кв}}$ ,  $n_{\text{окт}}$  — числа соответственно квадрупольных и октупольных квантов, причем  $n_{\text{кв}}$ ,  $n_{\text{окт}} = 1, 2, \dots$ . Каждый квадрупольный квант

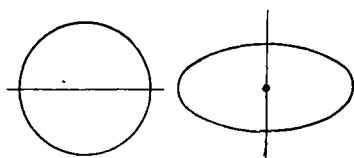


Рис. 3.1. Квадрупольные колебания ядра-капли

Ядро периодически принимает форму эллипсоида вращения

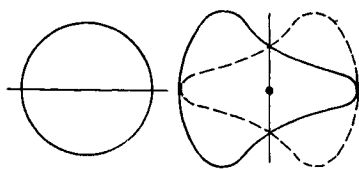


Рис. 3.2. Октупольные колебания ядра-капли.

Ядро периодически принимает грушевидную форму.

имеет момент  $J = 2$  и положительную четность, а каждый октупольный квант — момент  $J = 3$  и отрицательную четность. Численный расчет с использованием величины поверхностной энергии из полуэмпирической формулы Вейцекера (2.8) дает для энергии квадрупольного кванта значение

$$\hbar\omega_{\text{кв}} \approx 30 \cdot A^{-1/2} \text{ МэВ}. \quad (3.2)$$

Для энергии октупольного кванта получается значение примерно в два раза выше, чем для квадрупольного (при одном и том же  $A$ ). В применении к ядру на согласие формул (3.1) и (3.2) с опытом можно надеяться в лучшем случае для самых низких уровней, т. е. при  $n_{\text{кв}} = 1, 2$  и при  $n_{\text{окт}} = 1$ . Действительно, при увеличении  $n_{\text{кв}}$ ,  $n_{\text{окт}}$ , во-первых, наверняка нарушится гармоничность колебаний, а во-вторых, станут энергетически возможными возбуждения других типов, что резко осложнит энергетический спектр. Посмотрим теперь, насколько согласуются с опытными данными предсказания капельной модели о спектре низколежащих уровней ядер. Согласно сказанному чуть выше, если основной уровень имеет характеристику  $0^+$ , то первым возбужденным должен быть уровень  $2^+$  с энергией, определяемой формулой (3.2). В два раза выше должен лежать уровень  $3^-$ . Вблизи уровня  $3^-$  должны находиться еще три очень близких друг к другу уровня, соответствующих возбуждению

двух квадрупольных квантов. Эти уровни имеют характеристики  $0^+$ ,  $2^+$  и  $4^+$  (состояния  $1^+$  и  $3^+$ , разрешаемые законом (1.31) сложения моментов, запрещены из-за того, что кванты возбуждений (3.1), рассматриваемые как частицы, подчиняются статистике Бозе).

Предсказание о том, что первый возбужденный уровень имеет характеристику  $2^+$ , выполняется почти для всех четно-четных ядер. Однако энергия этого уровня, как правило, в несколько раз ниже предсказываемой формулой (3.2). Например, в ядре изотопа никеля  ${}_{28}\text{Ni}^{60}$  согласно формуле (3.2) энергия уровня  $2^+$  должна составлять около 3 МэВ, в то время как эксперимент дает 1,3 МэВ. Ниже мы увидим, что первый возбужденный уровень  $2^+$  предсказывается не только капельной моделью. У очень многих (но не у всех) четно-четных ядер обнаружен и триплет  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ , расположенный примерно в два раза выше первого возбужденного состояния (рис. 3.3). Уровни этого триплета можно толковать как возбуждения двух квантов квадрупольных колебаний. Наконец, почти у всех четно-четных ядер имеется уровень  $3^-$ , который можно трактовать как октупольное возбуждение. Однако его энергия более чем в два раза превышает энергию первого уровня  $2^+$ .

Изучение больших деформаций поверхности на основе капельной модели дает возможность качественно понять механизм деления тяжелых ядер (см. гл. X, § 3).

У ядра-капли есть еще одна своеобразная степень свободы, а именно колебания всей массы нейтронов относительно всей массы протонов. При введении этой степени свободы фактически делается допущение о том, что ядро как бы состоит из двух жидкостей — протонной и нейтронной, растворенных друг в друге. При возбуждении этой степени свободы ядро приобретает дипольный электрический момент, т. е. поляризуется. Поляризационные возбуждения связаны с глубоким изменением структуры ядра. Поэтому им соответствуют довольно высокие энергии — примерно 15—20 МэВ в тяжелых ядрах и 20—25 МэВ в легких. Колебания такого типа были использованы А. Б. Мигдалом (1945) для объяснения механизма поглощения  $\gamma$ -излучения ядрами. Поляризационные колебания ядра аналогичны оптической ветви колебаний в ионном кристалле.

Резюмируя, можно сказать, что капельная модель дает возможность качественно понять осредненную зависимость энергии связи от  $A$  и  $Z$ , сферическую (или близкую к сферической) форму большинства ядер, а также спины и четности небольшого числа низших возбужденных уровней четно-четных ядер (но не их энергии).

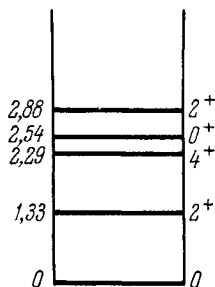


Рис. 3.3. Спектр низших уровней ядра изотопа никеля  ${}_{28}\text{Ni}^{60}$ .

Энергии — в МэВ.

Очевидными недостатками капельной модели являются бедность спектра возбуждений и невозможность учета индивидуальных (а не осредненных) свойств отдельных ядер. Существенным недостатком простой капельной модели является также ее неспособность объяснить большие квадрупольные моменты первых возбужденных состояний (см. гл. II, § 7, п. 9).

2. В гл. II, § 7 мы говорили о том, что многие ядра имеют несферичную форму. Ряд специфических свойств таких ядер может быть объяснен на основе несферичной модели, в которой несферичная равновесная форма ядра постулируется без объяснения причин. Объектом исследования несферичной модели являются низшие вращательные и колебательные уровни четно-четных ядер.

С достаточной для наших целей точностью несферичное ядро можно считать эллипсоидом. Величину несферичности принято описывать двумя параметрами  $\beta$  и  $\gamma$  (см. также (2.40)), которые связаны с полуосями  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  эллипсоида следующим образом:

$$\begin{aligned}\delta R_1 &= R_1 - R_0 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos\left(\gamma + \frac{\pi}{3}\right), \\ \delta R_2 &= R_2 - R_0 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos\left(\gamma + \frac{2\pi}{3}\right), \\ \delta R_3 &= R_3 - R_0 = -\sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos \gamma.\end{aligned}$$

В этих формулах через  $R_0$  обозначен среднеквадратичный радиус ядра. Из формул видно, что при  $\beta = 0$  отклонения от сферичной формы  $\delta R_1$ ,  $\delta R_2$ ,  $\delta R_3$  по всем осям обращаются в нуль. При  $\gamma = 0$   $R_1 = R_2 < R_3$ , т. е. ядро является вытянутым эллипсоидом вращения, а при  $\gamma = \pi/3$  будет  $R_2 = R_3 > R_1$ , т. е. ядро становится сплюснутым эллипсоидом вращения. При  $\pi/3 > \gamma > 0$  ядро имеет аксиально несимметричную форму. Рассмотрение значений  $\gamma$ , превышающих  $\pi/3$ , равносильно переобозначению осей и поэтому не дает ничего нового.

Согласно квантовой теории сферически симметричного микротела не может быть приведено во вращение (гл. II, § 7, п. 4). Поэтому у сферически симметричного ядра-капли нет вращательных уровней. Несферичное ядро, обладающее осевой симметрией, уже имеет вращательную степень свободы, которой соответствует система вращательных уровней (2.36). Поскольку размеры и масса ядра довольно велики, вращательные уровни даже при небольшой несферичности обычно являются наиболее низколежащими, по крайней мере для достаточно тяжелых ядер. Реальные ядра при вращении деформируются за счет центробежных сил. Поэтому при повышении энергии возбуждения момент инерции ядра увеличивается, так что расстояния между соседними уровнями становятся меньшими, чем требуемые твердотельной формулой (2.36). Это хорошо видно из

приведенного на рис. 2.19 спектра ядра гафния  ${}_{72}\text{Hf}^{180}$  (гл. II, § 7, п. 1). С учетом деформируемости ядра вращательные уровни  $E_{вр}$  определяются соотношением

$$E_{вр} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} J(J+1) + \alpha J^2(J+1)^2,$$

где  $J = 0, 2, 4, \dots$  и  $\alpha$  — некоторый коэффициент, обычно подбираемый эмпирически.

3. Большой интерес представляет теоретический расчет момента инерции  $\mathcal{I}$ . Если считать ядро идеальной, т. е. сверхтекучей, жидкостью, то во вращении будет участвовать только сферически несимметричная часть ядра, заштрихованная на рис. 3.4.

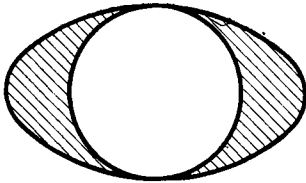


Рис. 3.4 Момент инерции вытянутой капли идеальной жидкости определяется только заштрихованной частью.

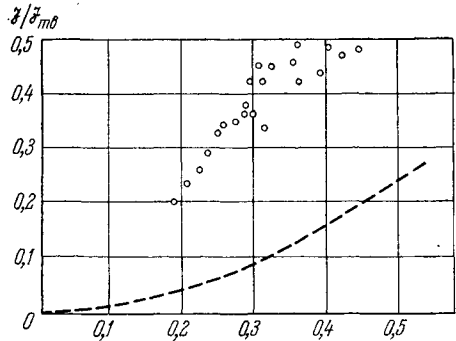


Рис. 3.5 Зависимость момента инерции от параметра деформации  $\beta$ .

Кружочки — экспериментальные точки, пунктирная кривая — момент инерции деформированной капли идеальной жидкости.

В этом случае для момента инерции получается значение

$$\mathcal{I}_{\text{жидк}} = \frac{3}{5} MA \{(R_1 - R_0)^2 + (R_2 - R_0)^2 + (R_3 - R_0)^2\} = \frac{9}{8\pi} MAR_0^2 \beta^2,$$

где  $M$  — масса нуклона.

В предельном же случае ядра — твердого тела для момента инерции  $\mathcal{I}_{\text{тв}}$  получается значение

$$\mathcal{I}_{\text{тв}} = \frac{2}{5} MAR_0^2. \quad (3.3)$$

Как видно из рис. 3.5, экспериментальные цифры для  $\mathcal{I}$  имеют промежуточные значения:

$$\mathcal{I}_{\text{тв}} > \mathcal{I} > \mathcal{I}_{\text{жидк}}. \quad (3.4)$$

Например, для ядра иттербия  ${}_{70}\text{Yb}^{170}$

$$\mathcal{I} = 5,5 \mathcal{I}_{\text{жидк}} = 0,45 \mathcal{I}_{\text{тв}}.$$

Свойство (3.4) не может быть обусловлено влиянием вязкости жидкости, поскольку при стационарном вращении вязкой капли, заключенной в твердую несферичную оболочку, момент инерции будет иметь твердотельное значение. Для описания свойства (3.4) в рамках коллективной модели приходится считать, что вещество ядра представляет собой смесь сверхтекучей жидкости с вязкой. Поэтому свойство (3.4) называется *частичной сверхтекучестью ядерной материи*.

Аксиально несимметричные ядра обладают тремя вращательными степенями свободы и поэтому имеют более сложный вращательный спектр (см. рис. 2.20).

4. За счет деформируемости в несферичных ядрах возможны и возбуждения колебательного типа. Наинизшими собственными частотами обладают две коллективные степени свободы, соответствующие осцилляциям параметров  $\beta$  и  $\gamma$  ( $\beta$ -колебания и  $\gamma$ -колебания). Оба типа колебаний для тяжелых ядер имеют частоты порядка 1 МэВ.

Расшифровка различных колебательных уровней оказывается довольно сложной главным образом из-за того, что колебания разных типов в реальных ядрах обычно связаны друг с другом, а также с вращательными и другими степенями свободы ядра.

В целом можно сказать, что модель несферичного ядра описывает уже довольно большое количество низколежащих уровней ядер. Попытки усовершенствования этой модели путем учета деформируемости и связей между различными степенями свободы приводят к тому, что модель становится чересчур громоздкой и содержащей слишком много эмпирических параметров.

#### § 4. Одночастичные модели ядра

1. В основе модели оболочек лежит допущение о самосогласованном поле ядерных сил, т. е. о том, что реальные силы, действующие между нуклонами, в нулевом приближении можно заменить общим для всех нуклонов силовым центром. Приняв допущение о доминирующей роли самосогласованного поля, мы сразу же сводим задачу многих тел к задаче об одной частице, движущейся в этом поле. Соответствующий полю потенциал подбирается эмпирически. Решив уравнение Шредингера для движения нуклона в самосогласованном поле, мы, как это доказывается в квантовой механике, получим некоторую систему возможных связанных состояний, причем каждому состоянию будет соответствовать определенный уровень энергии. С другой стороны, нуклоны, как частицы с полуцелым спином, подчиняются принципу Паули (см. гл. II, § 8), согласно которому в каждом состоянии может находиться не более одной частицы. Поэтому нуклоны в ядре последовательно заполняют энергетические уровни, начиная с самого нижнего.