

## ГЛАВА X

# КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О ЯДЕРНЫХ МОДЕЛЯХ

\* \*

### § 77. Общие сведения

1. Необходимость ядерных моделей была обоснована в § 63. Она обусловлена тем, что до настоящего времени мы не располагаем последовательной физической теорией ядра. Трудность построения такой теории связана в первую очередь с недостаточной полнотой и определенностью данных о ядерных силах. Сюда добавляются математические трудности, поскольку ядро является многочастичной квантовой системой с сильным взаимодействием. Поэтому на основе первичных физических принципов до сих пор рассматривалась структура только простейших ядер — дейтрана  $^2\text{H}$ , тритона  $^3\text{H}$  и  $^4\text{He}$ . В случае более сложных ядер для систематизации опытных фактов и предсказания новых (хотя бы качественных) приходится прибегать к *модельным представлениям*. Каждая модель имеет ограниченную область применимости, т. е. может претендовать на приближенное описание только более или менее узкой области явлений. Из всего многообразия параметров, характеризующих атомное ядро, она учитывает, и притом в схематизированной форме, только некоторые, являющиеся для этой области явлений главными и определяющими, и пренебрегает влиянием всех остальных параметров. Конечно, возможность и правильность самого выбора определяющих параметров в конце концов доказывается сопоставлением результатов, к которым приводит принятая модель, с опытными фактами, на объяснение которых она претендует. Модель тем лучше, чем большее количество фактов она объясняет.

2. Модели ядра можно разделить на *одночастичные, коллективные и обобщенные*. В одночастичных моделях учитываются степени свободы, описывающие движение индивидуальных нуклонов; в коллективных — степени свободы, определяющие коррелированное движение всех нуклонов ядра. Одночастичные модели называют также *моделями независимых частиц*, коллективные — *моделями с сильным взаимодействием*. Если пользоваться наглядной терминологией физики сплошных сред, то можно сказать, что коллективные модели следует применять в тех случаях, когда средний свободный пробег каждого нуклона в ядре мал по сравнению с размерами самого ядра. В этом случае определяющее значение имеют частые и интенсивные взаимодействия каждого нуклона с его ближайшими соседями. В противоположном случае, когда средний свободный пробег нуклона значительно боль-

пте размеров ядра, применяются одночастичные модели, в которых принимается, что нуклоны движутся независимо в некотором усредненном *самосогласованном поле*. Более трудным является случай, когда свободный пробег нуклона и размер ядра — величины одного порядка.

Таким образом, если пользоваться классическими представлениями, то в одночастичных и коллективных моделях о движении нуклонов в ядре вводятся противоположные и взаимно исключающие предположения. Допустимость обоих предположений в ядерной физике обосновывается тем, что на движение нуклонов в ядре нельзя буквально переносить представления, заимствованные из классической физики сплошных сред. Во-первых, потому, что в ядре, даже самом тяжелом, не так много частиц, чтобы без всяких оговорок оперировать с ним как со сплошной средой и использовать статистические методы. Во-вторых, и это главное, движение нуклона в ядре существенно квантовое. Действительно, средняя кинетическая энергия нуклона в ядре  $\mathcal{E} \approx 25$  МэВ, а масса нуклона  $m = 1,68 \cdot 10^{-24}$  г. Этому соответствует средняя длина волны де Броиля нуклона в ядре  $\lambda = h/\sqrt{2m\mathcal{E}} \approx 0,5 \times 10^{-12}$  см — величина порядка радиуса ядра. При таких условиях о классическом движении нуклона в ядре говорить не приходится.

Отметим, в частности, что в невозбужденном ядре согласно принципу Паули все нижние состояния заняты. При движении в ядре нуклон должен вытеснить другой одноименный нуклон из занимаемого им состояния и встать на его место. Но согласно квантовой механике такой обмен местами одноименных нуклонов не приводит к новому состоянию, а это не согласуется с представлениями классической физики. Кроме того, в некоторых одночастичных моделях ядра состояния ядра выражаются через одночастичные состояния не самих нуклонов, а квазичастиц. Введение же квазичастиц соответствует уже коллективному способу описания ядра. При таком понимании резкое разграничение моделей ядра на одночастичные и коллективные фактически утрачивается.

Комбинированием одночастичных и коллективных моделей получаются обобщенные модели ядра, в которых одновременно принимаются во внимание как одночастичные, так и коллективные степени свободы, существенные для рассматриваемой группы явлений.

Подробное описание ядерных моделей с указанием областей и границ их применимости должно даваться в специальных руководствах по ядерной физике. Здесь, в общем курсе физики, можно затронуть эти вопросы весьма бегло и схематично, ограничиваясь общими представлениями.

3. Простейшей и исторически первой из коллективных моделей является *капельная модель ядра*, о которой уже говорилось

в § 64. Она была предложена в 1936 г. Нильсом Бором и независимо от него Я. И. Френкелем (1894—1952). Капельной моделью мы и ограничимся при рассмотрении коллективных моделей. Здесь будет сделано несколько кратких дополнительных замечаний об этой модели.

В капельной модели принимается, что ядро ведет себя подобно капле несжимаемой заряженной жидкости. Воспользуемся формулами (65.1) и (65.2) для определения некоторых параметров «ядерной жидкости». Для концентрации нуклонов в ядре получаем

$$n = \frac{A}{4\pi R^3/3} = \frac{3}{4\pi r_0^3} = 0,87 \cdot 10^{38} \approx 10^{38} \text{ см}^{-3},$$

для плотности вещества в ядре

$$\rho = nm \approx 1,45 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3,$$

где  $m$  — масса нуклона, а в качестве  $r_0$  взято  $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$  см. Среднее расстояние между нуклонами равно

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{4\pi R^3}{3A}} = \sqrt[3]{\frac{4\pi}{3}} r_0 \approx 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Таким образом, если исключить из рассмотрения самые легкие ядра, то концентрация нуклонов, плотность вещества в ядре, а также среднее расстояние между нуклонами практически одинаковы во всех ядрах. Это и позволяет в капельной модели считать ядро несжимаемым.

Несжимаемость «ядерной жидкости» и отражает тот факт, что между нуклонами ядра существует очень сильное взаимодействие, а потому капельная модель и относится к числу коллективных. Она простейшим образом выясняет физический смысл первых трех членов в полуэмпирической формуле Вейцзеккера (64.6) для энергии связи ядра. Остальные два члена в этой формуле — энергия симметрии и энергия спаривания — уже не могут быть интерпретированы на основе чисто капельной модели. Энергия симметрии обычно связывается с принципом Паули. Наличие энергии спаривания свидетельствует о зависимости сил взаимодействия между нуклонами от относительной ориентации их спинов. С учетом этих двух дополнительных членов капельная модель нешплохо описывает зависимость усредненной энергии связи ядра от зарядового и массового чисел  $Z$  и  $A$ . Более тонкие индивидуальные (а не усредненные) изменения энергии связи, как и другие индивидуальные свойства атомных ядер, в капельной модели остаются необъясненными. В этом один из недостатков этой модели.

4. С точки зрения капельной модели ядро в невозбужденном состоянии должно было бы иметь сферическую форму. И действительно, до 1950 г. в ядерной физике господствовало представле-

ние о сферической симметрии равновесной формы ядра. Однако позднее от этого представления пришлось отказаться. По оболочечным соображениям многие ядра уже в невозбужденном состоянии должны иметь не сферическую форму, а форму эллипсоида вращения и даже трехосного эллипсоида (это не обще принято). Такие ядра стали называть *деформированными*. Эта неудачная терминология, к сожалению, применяется иногда и теперь. Неудачность ее заключается в том, что несферическая форма основного состояния ядра есть его внутреннее свойство, а не проявление результата какого-то внешнего деформирующего воздействия. О некоторых фактах, которые заставили признать многие ядра несферическими, будет сказано в следующем параграфе (пункт 12).

Согласно квантовой механике, ввиду тождественности одинаковых частиц, не имеет смысла говорить о вращении сферически-симметричного ядра — в сферически-симметричных ядрах не наблюдаются вращательные энергетические уровни. Напротив, в сферически-несимметричных ядрах такие вращательные уровни наблюдаются. Они принадлежат к низким уровням возбуждения.

Другими возбуждениями ядра, допускаемыми капельной моделью, являются *деформации* и *колебания поверхности ядра*. Объемные колебания ядра, ввиду предположенной несжимаемости «ядерной жидкости», практически невозможны. Простейшими являются *квадрупольные* малые колебания ядра, когда его поверхность попеременно принимает форму вытянутого и сплюснутого эллипсоида вращения. При таких колебаниях у ядра возникают *квадрупольные моменты*. Более сложными являются малые *октупольные* колебания, при которых ядро принимает грушевидную форму и приобретает *октупольный момент*, а также колебания с возбуждением высших *мультипольных* моментов. Колебания должны быть квантованы, а энергия возбуждения колебаний, как следовало бы ожидать, должна определяться формулой  $\mathcal{E} = n\hbar\omega$ , где  $n$  — целое квантовое число. Однако даже при малых квантовых числах  $n$  ( $0, 1, 2$ ) полученные таким образом значения в несколько раз расходятся с тем, что дает опыт. При сильных колебаниях нарушается их гармоничность. Такие колебания могут возбуждаться, например, при попадании пейтрона в ядро. В результате ядро может разделиться на две части. Таким образом капельная модель ядра объясняет деление некоторых тяжелых ядер (см. гл. XIV).

Наконец, в рамках капельной модели возможно возбуждение еще одного типа колебаний. Ядро состоит из смеси двух «несжимаемых жидкостей» — *нейтронной* и *протонной*, проникающих друг в друга. Такие колебания напоминают *оптическую ветвь* частот при колебаниях кристаллических решеток, построенных из различных атомов (см. § 56). Они приводят к возбуждению

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 одиночественных 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  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , 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  $^4\text{He}$  ( $Z = N = 2$ ). Однако при дальнейшем добавлении к ядру  $^4\text{He}$  нейтрона или протона, т. е. при образовании ядер  $^5\text{He}$  и  $^5\text{Li}$ , в обоих случаях энергия присоединения отрицательна, так что оба ядра  $^5\text{He}$  и  $^5\text{Li}$  неустойчивы и в природе не встречаются (см. § 64, задача 5). Особая прочность дважды магического ядра  $^4\text{He}$  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-