

цы. Каждый из нуклонов заполняет одну из орбит, характеризующуюся орбитальным моментом l (в случае сферически симметричного ср. поля), полным угл. моментом $j = l \pm 1/2$ и чётностью $\pi = (-1)^l$. Энергия нуклона на орбите lj не зависит от проекции m полного момента нуклона j ($-j \leq m \leq j$). Поэтому в соответствии с принципом Паули на каждом уровне с энергией $\epsilon(nlj)$ может находиться $2j+1$ нуклонов одного сорта, образующих протонную (или нейтронную) подоболочку (nlj), где $n=1, 2, \dots$ — гл. квантовое число (радиальное).

Неск. близких по энергии подоболочек группируются в оболочки, отделённые друг от друга большими энергетич. интервалами. Полный момент I для k нуклонов в оболочке получается путём сложения моментов j отд. нуклонов. В заполненной оболочке моменты всех нуклонов компенсируют друг друга и допустимо только одно значение полного момента $I=0$. Подобно атомам благородных газов, обладающих заполненными электронными оболочками, ядра, состоящие из заполненных нуклонных оболочек, также характеризуются особой устойчивостью (большой уд. энергией связи). В основном и низколежащих возбуждённых состояниях ядер низшие одночастичные орбиты заполнены и образуют «инертный» остов ядра, сверх к-рого есть нек-рое число нуклонов в ближайшей незаполненной оболочке. Подобно тому как валентные электроны определяют хим. свойства атомов, спектры низших уровней и их свойства в большинстве ядер определяются «валентными» нуклонами из незаполненных оболочек.

Простейший вариант модели оболочек (одночастичная модель) представляет нечётное ядро как совокупность чётно-нечётного остова в состоянии 0^+ и нечётного нуклона на орбите nj . Тогда спин нечётного ядра в осн. состоянии равен j , а чётность $\pi = (-1)^j$. Систематика спинов и чётностей нечётных ядер позволяет определить последовательность заполнения орбит в ядрах, а также энергии этих орбит. Это дало возможность установить осн. характеристики и форму оболочечного потенциала $V_{06}(r)$. В частности, М. Гёпперт-Майер (М. Goepfert-Mayer, США) и Й. Х. Йенсен (J. H. Jensen, ФРГ) в 1949—50 была установлена необходимость включения в оболочечный потенциал спин-орбитального взаимодействия $V_{so}(r)(ls)$. Только при учёте сильного спин-орбитального расщепления одночастичных состояний удаётся объяснить систематику спинов ядер и последовательность заполнения орбит, а также магич. числа протонов или нейтронов, отвечающие заполненным оболочкам (см. *Магические ядра*). Магич. числа (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) соответствуют последоват. заполнению нуклонами одного сорта оболочек:

$$\begin{aligned} & (1s_{1/2}); (1p_{3/2}, 1p_{1/2}); (1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}); \\ & (1f_{7/2}); (2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}); \\ & (2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1h_{11/2}); \\ & (1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 1i_{13/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2}). \end{aligned}$$

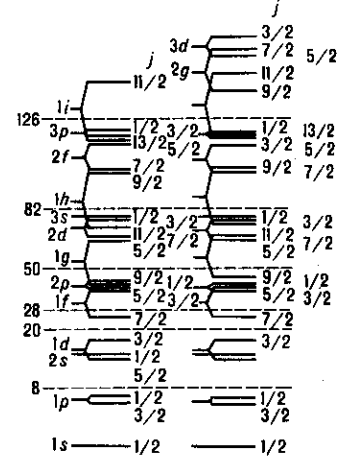
В скобках указана совокупность близких по энергии одночастичных состояний, образующих одну оболочку. Оболочки отделены друг от друга энергетич. щелью, значительно превышающей расстояние между уровнями в пределах одной оболочки (рис. 1).

Центр. часть оболочечного потенциала представляет собою потенц. яму конечной глубины, форма к-рой повторяет распределение ядерной плотности. Чаще всего в качестве оболочечного потенциала используют г. н. потенциал Саксона — Вудса:

$$V(r) = -V_0 \left(1 + \exp \frac{r-R}{a} \right)^{-1}$$

с $V_0 \approx 50$ МэВ. При описании связанных состояний нуклонов его можно приближённо заменить потенциалом гармонич. осциллятора или прямоуг. ямой и использовать при описании свойств ядерных состояний волновые ф-ции нуклонов для этих простых оболочечных потенциалов.

Рис. 1. Схема заполнения ядерных оболочек протонами (слева) и нейтронами (справа). Справа от уровней указаны полные угловые моменты ядра; слева — спектроскопические символы: буква отвечает определённому значению l [$l=0$ (s), 1 (p), 2 (d), 3 (f), 4 (g), 5 (h), 6 (i)]; цифра — главное квантовое число. Пунктиром отмечены магические числа заполнения оболочек.



Модель оболочек удовлетворительно описывает магн. моменты нечётных ядер, к-рые, согласно опытным данным, лежат между т. н. линиями Шмидта. Линиями Шмидта наз. зависимость магн. дипольных моментов нуклонов M от угл. момента j при данном $l = j \pm 1/2$ (рис. 2). Несколько хуже описываются электрич. квадрупольные моменты ядерных состояний. Последнее связано с тем, что потенциал $V_{06}(r)$ предполагался первоначально сферически симметричным.

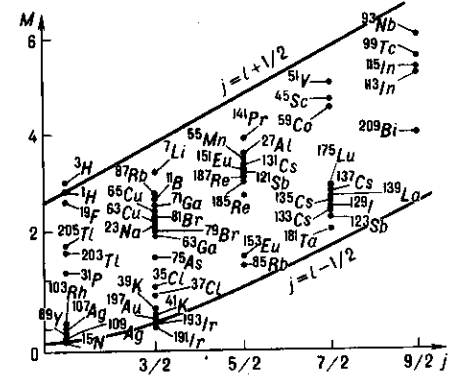


Рис. 2. Линии Шмидта для ядер с нечётным числом протонов Z.

Несферичность ядер. Ротационная модель. Особенно велики квадрупольные моменты Q ядер с $I > 1/2$ в области редких земель ($150 < A < 190$) и актиноидов ($A > 200$). Они превышают значения, предсказываемые моделью оболочек со сферич. потенциалом V_{06} , в 10—100 раз. Энергии низших уровней этих ядер удовлетворяют «вращательному закону»:

$$\epsilon = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad (5)$$

к-рый описывает спектр вращат. уровней жёсткого симметричного волчка с моментом инерции J (см. *Вращательное движение ядра*). Состояния такого волчка с угл. моментами $I = K, K+1, K+2, \dots$ образуют вращат. полосу, характеризующуюся определ. значением проекции угл. момента на ось симметрии волчка $I_3 = K$. Исключения составляют полосы с $K=0$, для к-рых допустимы только чётные или только нечётные значения угл. момента I . В частности, на осн. состояниях чётно-нечётных ядер базируются вращат. полосы с $K=0$ и значениями $I^n = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$. Между соседними уровнями вращат. полос имеют место сильные электрич. квадрупольные ($E2$) γ -переходы.

Эти факты послужили основой для построения коллективной модели ядра, предложенной в 50-х гг. Дж. Рейн-