

Л. К. ПЕКЕР, Л. А. СЛИВ и А. В. ЗОЛОТАВИН

### АНАЛИЗ ЯДЕРНЫХ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ ПРИ ПОМОЩИ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК

(Представлено академиком П. И. Лукирским 9 XII 1952)

Как известно, ядерная модель оболочек возникла из анализа данных о спинах, магнитных моментах и об энергиях связи стабильных изотопов. Согласно этой модели, отдельный нуклон движется в некотором эффективном центральном поле, образованном остальными нуклонами. Состояние нуклона в этом поле характеризуется тремя квантовыми числами:  $n$ ,  $l$  и  $j$ .

В нулевом приближении можно считать, что заполнение уровней протонами и нейтронами происходит независимо и что два нуклона на одном уровне имеют результирующий полный момент количества движения, равный нулю. Вид эффективного потенциала в ядре неизвестен, и поэтому порядок следования уровней устанавливается на основании экспериментальных данных. Хорошие результаты получаются, если пользоваться порядком следования уровней, предложенным М. Майер (<sup>1</sup>).

Модель оболочек была проверена на большом экспериментальном материале по изомерии и  $\beta$ -распаду и полностью подтвердилась. Представляет интерес проверить модель оболочек также на имеющихся данных о низких (до 1 Мэв) уровнях возбуждения ядер и установить порядок возбуждения уровней. Применимость модели в данном случае не вызывает сомнений, ибо при малых энергиях возбужденное состояние ядра можно рассматривать как результат перехода одного нуклона на более высокий энергетический уровень. Конечно, модель оболочек не дает возможности вычислить точно энергию того или иного

уровня, однако эта модель позволяет определить основные характеристики уровней: их спины, четность и магнитные моменты. При анализе характера переходов на данный уровень или с данного уровня на другой уровень знание спина и четности очень существенно.

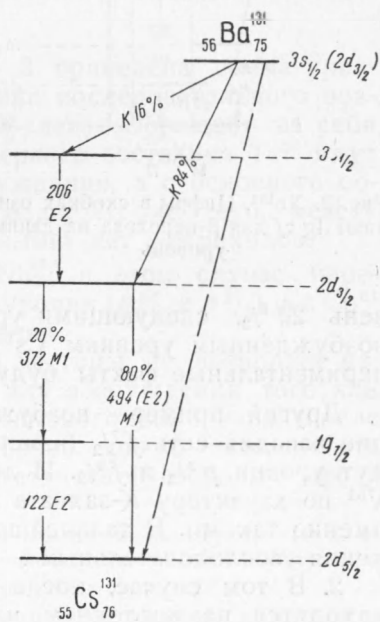


Рис. 1. Схема уровней  $\text{Cs}^{131}$ . Энергия  $\gamma$ -лучей выражена в кэв. M1 и E2 означают, соответственно, магнитное дипольное и электрическое квадрупольное излучения

Схему уровней и их основные характеристики можно установить, исходя из следующих данных: а) из энергии  $\gamma$ -лучей; б) из мультиплетности  $\gamma$ -переходов, определяемой по коэффициентам внутренней конверсии; в) по характеру  $\beta$ -переходов на данные уровни, а именно, по  $\tau f$  и форме спектра (например, «уникальная» форма спектра при первом запрещении соответствует изменению спина на две единицы и изменению четности); г) из  $\gamma-\gamma$  и  $\gamma-\beta$ -корреляций. Однако обычно таких полных экспериментальных данных нет, поэтому получение сведений о спинах и четности возбужденных уровней на основании модели одной частицы значительно облегчает анализ переходов.

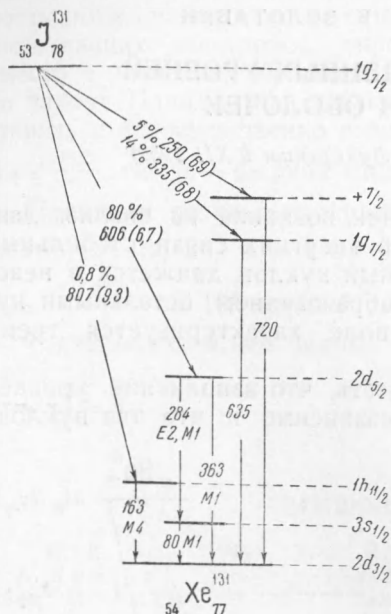


Рис. 2.  $\text{Xe}^{131}$ . Цифры в скобках означают  $\lg \tau f$  для  $\beta$ -перехода на данный уровень

уровень  $2d^{5/2}$ , следующими уровнями являются  $g^{7/2}$ ,  $d^{3/2}$  и  $s^{1/2}$ . Если возбужденным уровням  $\text{Cs}^{131}$  приписать такие индексы, то все экспериментальные факты будут просто объяснены.

Другой пример — возбужденные уровни  $^{51}_{23}\text{V}$ . Основное состояние ванадия есть  $f^{7/2}$  (измеренный спин  $7/2$ ). Следующими за  $f^{7/2}$  будут уровни  $p^{3/2}$  и  $f^{5/2}$ . И действительно, два возбужденных уровня  $\text{V}^{51}$  по характеру  $K$ -захвата и мультипольности  $\gamma$ -линий должны быть именно такими. В дальнейшем будем называть такой порядок возбуждения «последовательным».

2. В том случае, когда нечетный нуклон в основном состоянии находится на последнем или предпоследнем уровне некоторой оболочки, возбужденными уровнями будут такие, которые получаются в результате перехода нуклона с одного из заполненных уровней данной оболочки на уровень, занимаемый последним нечетным нуклоном. Такое возбужденное состояние ядра, которое мы будем называть «дырочным», характеризуется спином и четностью «дырки» в заполненном уровне.

На рис. 2 приведена схема уровней  $^{131}_{54}\text{Xe}$ . Основное состояние  $\text{Xe}^{131}$  есть  $d^{3/2}$  (т. е. нечетный протон находится на последнем уровне оболочки). Все возбужденные уровни  $\text{Xe}^{131}$  являются «дырочными».

Нами был обработан материал, относящийся, в основном, к уровням возбуждения средней группы элементов ( $20 < Z < 70$ ) и в первую очередь четно-нечетных ядер.

Из составленных схем уровней для ядер этой группы были отобраны те, которые наиболее полно и достоверно известны. На основании этих схем был установлен порядок возбуждения низких уровней в следующих трех случаях.

1. Если основное состояние последнего нечетного нуклона является начальным или следующим за начальным уровнем некоторой оболочки, то возбужденными будут вышележащие по порядку уровни данной оболочки. Примером такого порядка возбуждения являются уровни ядра  $^{131}_{55}\text{Cs}$  (см. рис. 1), основное состояние которого по модели есть  $d^{5/2}$ . Известно, что все  $\gamma$ -линии  $\text{Cs}^{131}$  являются квадрупольными, а  $K$ -захват с  $\text{Ba}^{131}$  идет только на два верхних уровня. В оболочке, которой принадлежит уровень

Как и следовало ожидать, чем глубже лежит «дырочный» уровень, тем энергия возбуждения его больше.

3. Наконец, реже встречается смешанная система возбуждения уровней, когда наряду с уровнями последовательного возбуждения имеются «дырочные» уровни. Такой случай имеет место, например, в  ${}_{42}\text{Mo}^{95}$ . Возбужденные уровни молибдена получаются в результате распада  ${}_{43}\text{Tc}^{95}$ . Схему  $\text{Mo}^{95}$  и характер переходов с  $\text{Tc}^{95}$  можно объяснить, только исходя из сформулированного выше предположения

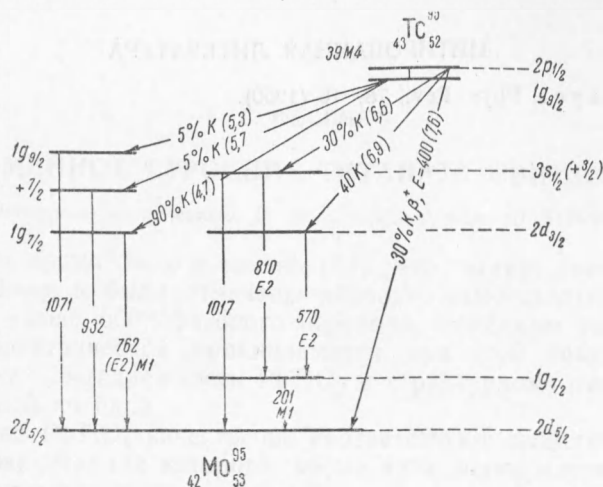


Рис. 3. Схема уровней  $\text{Mo}^{95}$ . Обозначения те же

о смешанной системе уровней. На рис. 3 приведена схема уровней  $\text{Mo}^{95}$  и переходы на эти уровни. Уровни последовательного возбуждения показаны справа, «дырочные» — слева. Обращает на себя внимание тот факт, что переходы с изомерного состояния  $\text{Tc}^{95}$  идут только на уровни последовательного возбуждения, а с основного состояния  $\text{Tc}^{95}$  — только на «дырочные» уровни. Кроме того, между «последовательными» уровнями и «дырочными» нет  $\gamma$ -переходов.

Аналогичная картина наблюдается у  ${}_{28}\text{Ni}^{61}$ ; в этом случае переходы с  $\text{Cu}^{61}$  идут на «последовательные» уровни ( $p^{3/2}$  и  $p^{1/2}$ ), а с  $\text{Co}^{61}$  на основной ( $f^{5/2}$ ) и «дырочный» ( $f^{7/2}$ ) уровни.

Как было указано выше, модель одной частицы не позволяет наперед вычислять энергию, необходимую для возбуждения того или иного уровня. Однако из имеющегося опытного материала, после того как удалось расшифровать схемы уровней, можно было сделать следующие заключения, касающиеся энергетической стороны вопроса о возбужденных уровнях.

Из анализа схем низких возбужденных уровней следует, что ширина оболочки  $\sim 1$  Мэв. Поэтому при возбуждениях до 1 Мэв все уровни, как правило, принадлежат к одной оболочке.

Особый интерес представляет определение величины спин-орбитального расщепления уровней. На основании данных об энергиях связи при захвате медленных нейтронов на основной уровень М. Майер сделала заключение, что величина спин-орбитального расщепления  $\sim 2-3$  Мэв.

Из рассмотренных нами 30 случаев расщепления уровней  $p^{1/2} - p^{3/2}$ ,  $d^{3/2} - d^{5/2}$ ,  $f^{5/2} - f^{7/2}$  и  $g^{7/2} - g^{9/2}$  следует, что величина спин-орбитального расщепления ядерных возбужденных уровней одинакова для всех  $l$  и в среднем равна 500 кэв, причем разброс значений лежит в пределах  $\pm 200$  кэв. Можно было ожидать, что с ростом

орбитального момента  $l$  величина расщепления будет расти; кроме того, при одинаковом  $l$ , но разных радиусах  $R$  расщепление будет убывать с ростом  $R$ . Однако такой зависимости не наблюдается, и это можно объяснить либо особым видом эффективного потенциала, либо тем, что хотя зависимость и есть, но она столь мала, что маскируется разбросом значений.

Поступило  
25 IV 1952

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> М. Г. Мауер, Phys. Rev., 78, 16 (1950).