

В целом из изучения возбужденных уровней ядер следуют два вывода об области применимости оболочечных представлений. Во-первых, оболочечные эффекты наиболее отчетливо проявляются у ядер магических и близких к магическим. Во-вторых, успех оболочечной модели объясняется не малостью остаточного взаимодействия, а тем, что многие оболочечные эффекты оказываются очень устойчивыми, т. е. сохраняются даже при сильном остаточном взаимодействии.

15. Остаточное взаимодействие приводит к возникновению парных корреляций между нуклонами. Поясним теперь сделанное в конце предыдущего пункта замечание, почему, несмотря на эти корреляции, приближение самосогласованного поля применимо к ядру даже при больших остаточных взаимодействиях. Допустим на минуту, что остаточное взаимодействие в ядре «выключено». Тогда нуклоны строго расположатся по оболочечным состояниям, причем в силу принципа Паули в каждом заполненном состоянии сможет находиться лишь один нуклон. Теперь «включим» остаточное взаимодействие. Оно, конечно, будет стремиться изменить состояния нуклонов. Но, чтобы изменить состояние нуклона, надо его выбить в одно из свободных состояний. А для этого нуклонам, находящимся на внутренних оболочках, нужны большие энергии возбуждения — до десятков МэВ. Поэтому даже довольно интенсивное остаточное взаимодействие может выбивать нуклон из внутренней оболочки редко и лишь на короткие промежутки времени. В результате структура внутренних заполненных оболочек в среднем слабо искажается остаточными взаимодействиями, что и обеспечивает применимость концепции независимого движения нуклонов в ядре. Только на нуклоны последней (верхней) оболочки остаточное взаимодействие может влиять заметным образом.

§ 5. Обобщенная модель ядра

1. У большинства ядер проявляются как одночастичные, так и коллективные степени свободы. Так, например, у ядер с числами Z и N , далекими от магических, спины и четности основных состояний, как правило, хорошо описываются оболочечной теорией, в то время как квадрупольные электрические моменты имеют коллективное происхождение. Одновременный учет коллективных и одночастичных степеней свободы осуществляется в обобщенных моделях.

2. Исторически первой была рассмотрена обобщенная модель со слабой связью. В этой модели ядро считается состоящим из сферического четно-четного остова и небольшого числа внешних нуклонов. Для описания остова используется коллективная модель, а для описания внешних нуклонов — модель независимых частиц. При этом взаимодействие между степенями свободы остова и внешних нуклонов считается слабым. Мы ограничимся случаем одного внешнего нуклона и остова, описываемого капельной моделью.

Характеристика основного состояния ядра в этом случае та же, что и в оболочечной модели. Спектр низших возбужденных состояний обогащается, так как возбуждаться могут как внешний нуклон, так и остов. В остове может возбуждаться либо квадрупольное

колебание с характеристикой 2^+ , либо октупольное с характеристикой 3^- (см. § 3, п. 1). Сложение моментов возбужденного остова и внешнего нуклона по правилу (1.31) дает моменты новых уровней, отсутствующих в оболочечной модели. Приведем два примера. Ядро серебра ${}_{47}\text{Ag}^{107}$ в основном состоянии имеет характеристику $1/2^-$, соответствующую внешнему протону в состоянии $3p_{1/2}$. Это ядро имеет два близко лежащих возбужденных уровня $3/2^-$ и $5/2^-$, соответствующих квадрупольному возбуждению остова. В ядре висмута ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ имеется семь близко лежащих уровней $3/2^+$, $5/2^+$, ..., $15/2^+$

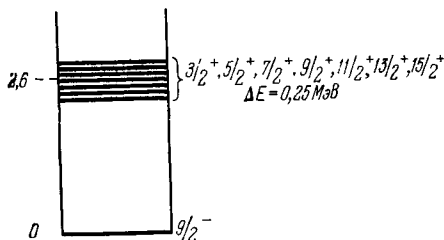


Рис 3 12 «Сектуплет» — семерка уровней в ядре изотопа висмута ${}_{83}\text{Bi}^{209}$

Справа указаны моменты и четности всех семи уровней и энергия ΔE расщепления. Каждый из уровней сектуплета имеет структуру: «внешний» протон в основном состоянии $1h_{9/2}$ и возбужденный остов (Pb^{208**}) в состоянии 3^- .

приведенных примерах. Так, все отмеченные выше уровни ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ относятся к энергии возбуждения около 2,6 МэВ, в то время как расщепление уровней имеет порядок 200 кэВ. При наличии более чем одного нуклона над остовом критерий слабости связи обычно выполняется плохо. При несферичном остове связь никогда не является слабой из-за очень малой энергии возбуждения вращательных уровней остова.

3. В обобщенной модели с сильной связью главным является допущение о независимом движении нуклонов в самосогласованном потенциале несферичной (но обычно аксиально симметричной) формы. Несферичность потенциала приводит к тому, что плотность нуклонов в ядре также оказывается сферически асимметричной. Поэтому у ядра возникает новая, причем коллективная, степень свободы, соответствующая вращению остова в целом. Эта степень свободы также учитывается в модели. В отношении взаимодействия между одночастичными возбуждениями и коллективным вращением принимается адиабатическая гипотеза, согласно которой расстояния между соседними вращательными уровнями намного меньше расстояний между соседними одночастичными уровнями. Наглядно

(рис. 3.12), соответствующих октупольному возбуждению остова и протону в состоянии $1h_{9/2}$. Моменты этих уровней соответствуют всем возможным способам сложения моментов остова и нуклона.

Критерий применимости модели слабой связи имеет вид

$$\Delta E < E_{\text{возб}}, \quad (3.16)$$

где $E_{\text{возб}}$ — энергия возбуждения остова, ΔE — расстояние между ядерными уровнями, соответствующими одному и тому же возбуждению остова. Этот критерий прекрасно выполняется в только что

адиабатическая гипотеза соответствует тому, что коллективное вращение происходит гораздо медленнее одночастичных движений нуклонов. Поэтому при расчете движения нуклонов силовой центр можно считать покоящимся.

4. Рассмотрим структуру одночастичных уровней в несферичном аксиально симметричном потенциале. При переходе от сферически симметричного потенциала к несферичному квантовые числа l и j перестают быть сохраняющимися величинами. Проекция m_j момента на ось симметрии ядра остается интегралом движения, но уровни, соответствующие разным значениям $|m_j|$, уже имеют разные энергии. Как говорят, снимается вырождение по $|m_j|$. Вырождение по знаку m_j остается ввиду равноправия обеих ориентаций оси симметрии. При переходе к вращающемуся ядру величина m_j превращается в проекцию K момента на движущуюся ось симметрии. Для полной характеристики уровня в несферичном потенциале наряду с K нужны еще какие-то три квантовых числа. Но найти подобный njl набор таких чисел, имеющий наглядный физический смысл, до сих пор не удалось. Поэтому часто используются асимптотические квантовые числа, являющиеся хорошими при больших деформациях, а иногда уровни просто нумеруют в порядке возрастания энергии возбуждения.

Одним из наиболее часто используемых несферичных потенциалов является нильсеновский

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} M (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) + Cls + Dl^2, \quad (3.17)$$

где

$$\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{2}{3} \beta\right), \quad \omega_z^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{4}{3} \beta\right),$$

ω_0, C, D — константы.

При больших деформациях роль последних двух слагаемых становится малой. В пренебрежении этими слагаемыми движение нуклона в нильсеновском потенциале сводится к независимым гармоническим колебаниям по трем осям. Допустимые энергии этих колебаний равны соответственно $\hbar n_1 \omega_x, \hbar n_2 \omega_y, \hbar n_3 \omega_z$, где $n_1, n_2, n_3 = 0, 1, 2, \dots$. Поэтому величины n_1, n_2, n_3 здесь являются квантовыми числами, характеризующими состояние нуклона. От этих квантовых чисел можно перейти к трем другим: $N = n_1 + n_2 + n_3$, n_3 и проекции Λ орбитального момента на ось симметрии. Добавив к числам N, n_3, Λ проекцию спина на ось симметрии, мы получаем так называемый асимптотический набор квантовых чисел, который нередко используется в литературе. Отметим, что уровни в несферичном потенциале имеют определенную четность.

5. На рис. 3.13 приведен спектр уровней нуклона в нильсеновском потенциале при разных значениях параметра деформации β . Проследим характерные особенности этого спектра. Снятие вырож-

дения по $|K|$ приводит к увеличению общего числа различных уровней по сравнению со сферическим случаем. При росте параметра деформации уровни, соответствующие одной оболочке, постепенно

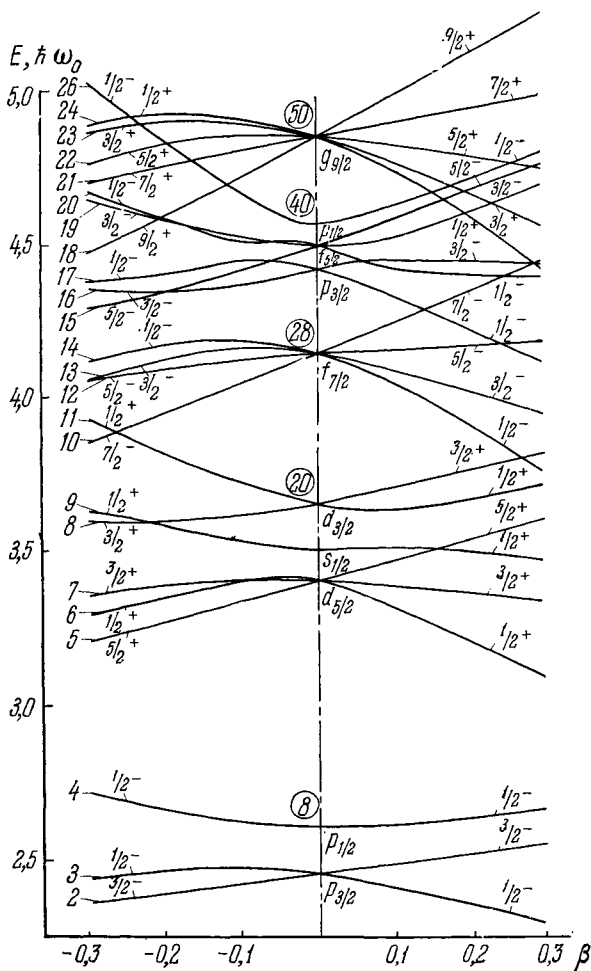


Рис. 3.13 Зависимость положения уровней в нильсеновском самосогласованном потенциале от деформации β

Цифры слева — порядковый номер уровня, цифры в кружке — число частиц при заполнении оболочек в сферически симметричном потенциале

«расползаются» При деформациях порядка 0,3—0,4 оболочки начинают перекрываться. Это утрачивание оболочечных свойств при больших деформациях сохраняется и для несферических потен-

циалов иной формы. Однако при дальнейшем увеличении деформации, как видно из рис. 3.14, вновь возникает оболочечное группирование уровней. Новые оболочки играют существенную роль в теории

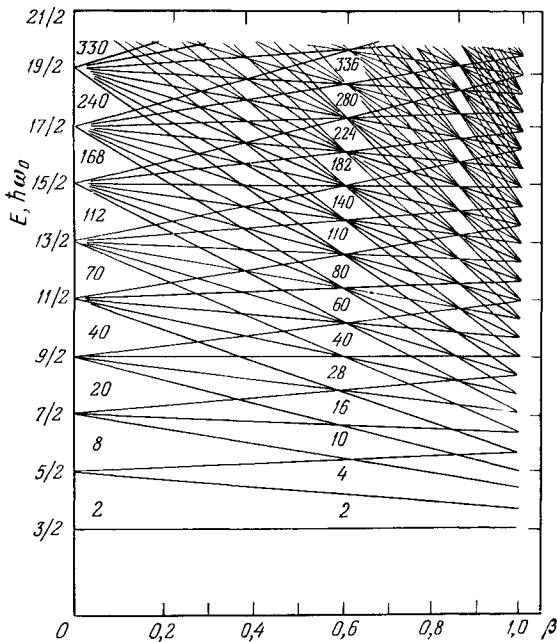


Рис. 3.14. Зависимость положения уровней от деформации для неанзотропного гармонического осциллятора.

Энергия — в единицах $\hbar\omega_0$, цифры над уровнями — число нуклонов в оболочках.

спонтанно делящихся изомеров (см. гл. X, § 3, п. 9). Последовательность уровней в нильсеновском потенциале в общем плохо согласуется с экспериментальными данными о ядерных уровнях. В частности, поэтому за последние годы все чаще используется несферический потенциал Саксона — Вудса, получающийся из (3.5) и (3.8) заменой

$$R \rightarrow R(\vartheta) = R(1 + \beta) Y_{20}(\vartheta),$$

где сферическая функция

$$Y_{20}(\vartheta) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{1}{2} \right).$$

Тем не менее имеющие простой вид волновые функции состояний в нильсеновском потенциале широко используются в различных расчетах.

6. В адиабатическом приближении каждое состояние внутреннего движения не искажается при приведении ядра во вращение. Поэтому каждому состоянию внутреннего движения соответствует вращательная полоса (2.35), в которой $J = K, K + 1, \dots$. Примером может служить приведенный на рис. 3.15 спектр ядра плутония

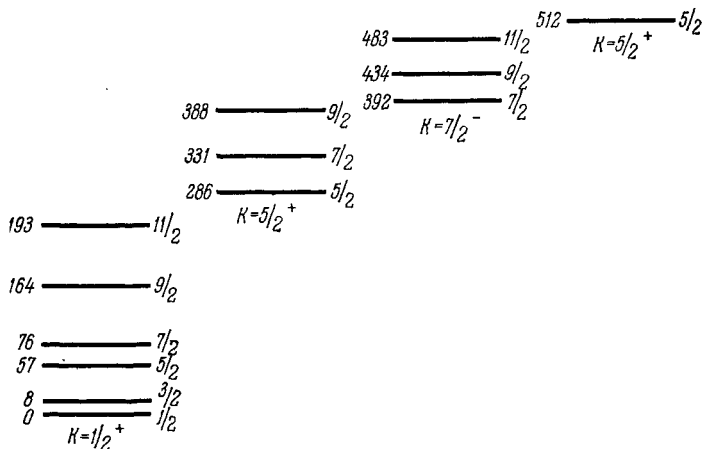


Рис. 3.15. Различные вращательные полосы в спектре ядра изотопа плутония $^{239}\text{Pu}_{94}$.

$^{239}\text{Pu}_{94}$. На рисунке видны четыре такие вращательные полосы, каждая из которых соответствует определенному состоянию последнего нуклона.

В модели сильной связи хорошо объясняются электрические квадрупольные моменты ядер. Для моментов инерции получаются твердотельные значения, превышающие экспериментальные. Правильные значения моментов инерции получаются при учете спаривания нуклонов (С. Т. Беляев, 1959; А. Б. Мигдал, 1960; В. Г. Соловьев, 1960).

7. В обобщенной модели с сильным взаимодействием можно разделить ядро на несферичный остов и один или несколько внешних нуклонов. В адиабатическом приближении этот вариант модели не дает качественно новых результатов, но приводит к упрощению расчетов. Однако противопоставление внешнего нуклона нуклонам остова здесь менее оправдано, чем в случае слабой связи, поскольку при сильной связи уровни внешнего нуклона не отделены относительно большим промежутком от уровней нуклонов остова.