

момента I уровня пропорционально $I(I+1)$. Совокупность таких уровней образует вращат. полюсу. Для тяжёлых ядер вероятность электрич. квадрупольных ($E2$) радиац. переходов между соседними вращат. уровнями в полюсе больше вероятности одночастичных $E2$ -переходов в 100 раз (см. *Оболочечная модель ядра, Мультипольное излучение, Гамма-излучение*). Число уровней в полюсе может быть большим. Так, в ядре ^{168}Hf низшая вращат. полоса прослежена до уровня с $I=34$ и энергией $\epsilon=10,5$ МэВ.

Возбуждение вращат. уровней осуществляется электрич. полем иона, падающего на ядро (*кулоновское возбуждение ядер*), и в ядерных реакциях с тяжёлыми ионами (HI). В первом случае сечение возбуждения пропорц. вероятности $E2$ -перехода. Если на ядро налетает тяжёлый ион (HI), то возможно многократное кулоновское возбуждение, при к-ром заселяются уровни вращательной полосы с большим I (напр., до $I=26$ для ионов ^{208}Pb) (см. *Высококипяющие состояния ядер*). В ядерных реакциях типа ($HI; xn, \gamma$) заселение уровней происходит сверху при распаде составного ядра.

Вращат. полосы обнаружены у мн. ядер, начиная с ^8Be . Наиб. изучены вращат. состояния ядер с числом нуклонов $150 \leq A \leq 188$ (лантаноиды) и $A > 224$ (актиноиды), имеющие в осн. состоянии большую аксиально-симметричную деформацию. В этих ядрах приближённо можно отделить вращат. движение от внутреннего колебательного и одночастичного. При этом каждому внутр. состоянию ядра в его спектре соответствует вращат. полоса с определ. последовательностью I и пространств. чётностью π , совпадающей с чётностью внутр. состояния, на к-ром полоса основана.

Интерпретация вращательных спектров. Если рассматривать ядро как твёрдое тело, то его вращение описывается с помощью

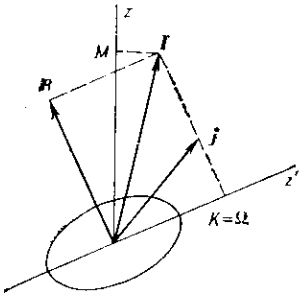


Рис. 1. Схема связи угловых моментов в медленно вращающемся аксиально-деформированном ядре.

ядра (рис. 1). Т.к. квант. вращение вокруг этой оси невозможно, то гамильтониан вращат. движения имеет вид

$$H = \frac{\hbar^2}{2J} [(I_x' - j_x')^2 + (I_y' - j_y')^2], \quad (1)$$

где I — оператор полного угл. момента; j — его часть, обусловленная внутр. движением нуклонов; J — момент инерции ядра. Из гамильтониана можно выделить чисто вращат. часть ($H = H_{\text{вр}} + V_K$):

$$H_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2}{2J} [I^2 - (I_z - j_z)^2] \quad (2)$$

и энергию взаимодействия Кориолиса

$$V_K = - \frac{\hbar^2}{J} (Ij). \quad (3)$$

Состояние вращат. движения описывается тремя квантовыми числами: угл. моментом I , его проекцией M на ось z и проекцией K на ось z' . Внутр. движение нуклонов характеризуется проекцией Ω угл. момента j на ось z' . Условие аксиальной симметрии обеспечивает равенство $K = \Omega$. Кроме того, угл. момент K коллективного вращения перпендикулярен z' , а составляющая I вдоль z' обусловлена только орбитальным движением

нуклонов (рис. 1). Отсюда следует, что для вращат. полосы $I \geq K$. Следствием аксиальной симметрии является также инвариантность относительно поворота на 180° вокруг любой оси, перпендикулярной z' (\mathcal{R} -инвариантность). Это приводит к существованию дополнит. квантового числа, наз. сигнатурой, в соответствии с к-рым различают \mathcal{R} -чётные и \mathcal{R} -нечётные уровни.

Вращательные полосы чётно-нечётных ядер основаны на состояниях с $K=0, 1, 2, \dots$. Простейшую структуру имеют полосы с $K=0^+$, к которым относится полоса основного состояния. Вследствие \mathcal{R} -инвариантности эти полосы содержат уровни только с чётными I . Их энергии

$$\mathcal{E} = \hbar^2 I(I+1)/2J. \quad (4)$$

В полосах осн. состояния хорошо деформированных ядер (4) выполняется с точностью до неск. десятых процента для уровней с небольшими I (для лантаноидов $\hbar^2/2J=30$ кэВ, для актиноидов — 15 кэВ).

Низшие вращат. полосы ядер с нечётным числом нуклонов основаны на состояниях последней нечётной частицы в несферич. потенциале. Поэтому квантовые числа K, π уровней определяются Ω и π нечётного нуклона. Полоса содержит уровни с $I=K, K+1, K+2, \dots$ (K — нечётное). Энергия низших уровней в полюсе описывается ф-лой (4), но с меньшей точностью, что обусловлено смешиванием полюс, основанных на разл. однонуклонных состояниях, из-за взаимодействия Кориолиса (3). Особенно сильно искажены полосы, основанные на состояниях нечётного нуклона, принадлежащих подоболочке с большим j и с $K=1/2$. Для последних энергии низших уровней

$$\mathcal{E} = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) + a(-1)^{I+1/2} (I+1/2), \quad (5)$$

где a , наз. параметром развязывания, зависит от структуры ядра.

Вращат. полосы чётно-нечётных ядер менее изучены. По-видимому, каждой конфигурации (Ω_n, Ω_p) нечётных нейтрона и протона соответствуют 2 полосы с $K=|\Omega_n + \Omega_p|$ и $K=|\Omega_n - \Omega_p|$. Если $\Omega_n = \Omega_p$, то полоса с $K=0$ расщепляется на две с уровнями противоположной \mathcal{R} -чётности; \mathcal{R} -чётная полоса имеет чётную последовательность I , \mathcal{R} -нечётная — нечётную.

Электромагнитные переходы во вращательных спектрах. Адиабатический приводит к ряду закономерностей для вероятности эл.-магн. переходов. Вероятность испускания γ -квантов мультипольности L :

$$P = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\Delta\mathcal{E}}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(L). \quad (6)$$

Здесь $\Delta\mathcal{E}$ — разность энергий начального (i) и конечного (f) состояний, $B(L)$ — приведённая вероятность перехода, зависящая от структуры этих состояний. При этом должны выполняться правила отбора для I и π :

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f; \quad (7)$$

$$\pi_i \pi_f = \begin{cases} (-1)^L & \text{— для } EL\text{-переходов,} \\ (-1)^{L+1} & \text{— для } ML\text{-переходов.} \end{cases} \quad (8)$$

Эл.-магн. переходы происходят либо внутри вращат. полосы, либо между уровнями разл. полюс. В первом случае согласно (7) и (8) могут происходить либо только переходы $E2$, если $|\Delta I|=2$, либо $E2$ и $M1$, если $|\Delta I|=1$. Т.к. внутр. состояния ядра остаются неизменными, то вероятности переходов зависят только от коллективных переменных. Так, вероятность $E2$ -перехода

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle I_i K_i; 20 / I_f K_f \rangle^2, \quad (9)$$

где величина в скобках — Клебша — Гордана коэффици-