

ласть — совокупность В. с. я. с энергией, несколько большей энергии уровней ираст-полосы. В деформиров. ядрах ираст-область содержит боковые полосы, освоенные на одночастичных или колектат. возбуждённых состояниях ядра (см. *Оболочечная модель ядра, Коллективные возбуждения ядер*). В ираст-области ядро «холодное», т. к. вся энергия идёт на образование угл. момента. У средних и тяжёлых ядер ираст-состояния можно исследовать до $I \sim 60$, при которых ядро становится неустойчивым относительно деления (см. *Деление ядер*).

Образование В. с. я. Возникают В. с. я. при многократном кулоновском возбуждении ядер тяжёлыми ионами (до ^{208}Pb) и в ядерных реакциях с тяжёлыми ионами (HI) типа ($HI; \alpha n, \gamma$), $x=1,2, \dots$. Второй метод начал применяться с 1963, когда Моринага (Morinaga) и П. Гюгелот (P. Gugelot) впервые (1963) использовали реакцию ($\alpha, 2n$) для возбуждения вращат. состояний с $I=12$.

Реакция ($HI; \alpha n, \gamma$) проходит в 3 стадии. Вначале образуется составное ядро с $I=80$ и энергией возбуждения $\mathcal{E} \approx 200$ МэВ (для ионов ^{40}Ar и ядер с $A \sim 120$). Далее происходит «испарение» нейтронов (или вылет протонов и α -частиц в случае более лёгких ядер с низким кулоновским барьером). Каждый нейтрон уносит в среднем $\Delta I \sim 1,5$. После испарения нейтронов ядро остаётся в возбуждённом состоянии с $I \approx 60$ и $\mathcal{E} \approx 30$ МэВ. Из этого всё ещё нагретого состояния ядро «разряжается» тремя каскадами γ -квантов. Первый статистич. каскад (преим. $E1$ -переходы, см. *Мультипольное излучение*) с $\mathcal{E}_\gamma \sim 10$ МэВ переводит ядро в возбуждённые состояния с $\mathcal{E} \approx 20$ МэВ, $I \approx 35-40$. Далее следуют каскад $E2$ -переходов внутри боковых полос и конкурирующей с ним каскад $E1$ -переходов между уровнями разл. боковых полос. Они переводят ядро в состояния с $I \approx 20$ вблизи ираст-полосы. Далее третий каскад $E2$ -переходов происходит между состояниями основной и боковых ираст-полос. Время с момента образования составного ядра до момента заселения уровней с $I \sim 20$ $\tau \sim 10$ пс.

Методы исследования. При большой энергии возбуждения плотность уровней вблизи ираст-полосы велика. Поэтому есть огромное число путей γ -распада ядра. Заселённость уровней с большими \mathcal{E} и I невелика, и γ -кванты образуют сплошной спектр. Он имеет максимум при $\mathcal{E}_\gamma < 2$ МэВ, соответствующий переходам в ираст-области, и экспоненциально спадающую часть при больших энергиях. Осн. информация о В. с. я. с $I \geq 30$ заключена в максимуме с $\mathcal{E}_\gamma = 1,5-2,0$ МэВ.

Конкуренция $E2$ - и $E1$ -переходов в ираст-области приводит к тому, что разл. пути распада сходятся в интервале $I=20-30$ (в зависимости от типа реакции). Поэтому заселённость уровней с меньшими I становится достаточно большой для получения разрешённых линий третьего каскада, образующих дискретный спектр γ -квантов. Он позволяет установить энергии уровней в основной и нек-рых боковых ираст-полосах вплоть до $I=20-30$.

Угл. момент составного ядра ориентирован в плоскости, перпендикулярной падающему пучку ионов, что обеспечивает анизотропию γ -излучения ($\sim 0,8-0,9$ для уровней с $I=20-30$). Измерение угл. распределения γ -квантов позволяет определить мультипольность переходов и I уровней (см. *Гамма-излучение*).

Для измерения времени жизни В. с. я. используется *Доплера эффект*. Ионы ^{40}Ar (и более тяжёлые) выбивают составное ядро из тонкой мишени в вакуум, где его скорость может достигать $0,02c$, γ -кванты, испущенные этим ядром, испытывают доплеровское смещение, если ядро не успеет попасть в поглотитель, поставленный на пути ядер отдачи. Ядра, попавшие в поглотитель, испустят γ -кванты без доплеровского смещения. Измеряя долю последних и передвигая поглотитель (т. е. изменяя время пролёта ядра отдачи), определяют время жизни уровня. Использование ионов

тяжелее ядра-мишени увеличивает точность измерения времени жизни В. с. я., что позволяет судить об изменении внутр. квадрупольного момента во вращат. полосе.

Макс. угл. момент I_0 , к-рый можно передать ядру в реакциях с тяжёлыми ионами, ограничен неустойчивостью составного ядра относительно деления. С увеличением I барьер деления B уменьшается и обращается в 0 при $I=I_0$; I_0 зависит от A (рис. 2). Выше кривой $B=0$ ядро теряет угл. момент: правее в процессе деления, левее преим. за счёт испарения нуклонов и α -частиц. Ниже кривой $B=0$ I уменьшается в процессе испарения нейтронов и излучения γ -квантов. Сказанное справедливо для ядра в ираст-состояниях. В реакции с тяжёлыми ионами ядро с большим I образуется в «на-

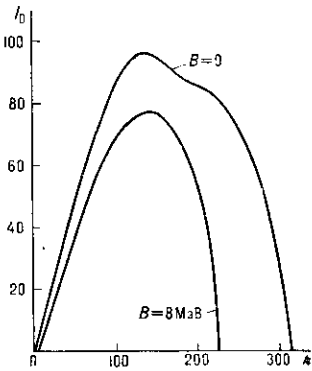


Рис. 2. Зависимость максимального углового момента I_0 ядер от их массового числа в капельной модели ядра.

гретом» состоянии, из к-рого деление может идти даже при $B > 0$. В этом случае I_0 определяется по кривой $B=8$ МэВ.

Изучение уровней ядра в ираст-области (и р а с т с е к т р о с к о н и я) установило, что плотность уровней в области $I \sim 20$ и $\mathcal{E} \approx 5$ МэВ порядка одночастичной плотности уровней вблизи основного состояния ядра (для той же энергии плотность уровней с малыми I в 10^4 раз больше). Это делает доступным измерение энергий и мультипольности γ -переходов, гиромангнитных отношений ядра и т. п.

Угловой момент В. с. я. обусловлен коллективным вращением ядра ωJ (J — момент инерции ядра, ω — частота вращения) и орбитальным движением нуклонов, угл. момент к-рых j ориентирован вдоль оси вращения ядра под действием силы Кориолиса:

$$I = \omega J + \sum_n j_n. \quad (1)$$

В соответствии с этим в ядре различают 2 момента инерции: кинематический

$$\frac{J^k}{k^2} = I \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial I} \right)^{-1} = \frac{I}{\hbar \omega} \quad (2)$$

и динамический

$$\frac{J^d}{k^2} = \left(\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial I^2} \right)^{-1} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\partial \omega}{\partial I} \right)^{-1} \quad (3)$$

(J^k и J^d аналогичны кинематич. и динамич. *эффективным массам* электрона, движущегося в кристаллич. решётке). Если энергия вращения $\mathcal{E} \sim I^2$, то $J^k = J^d$. Если же частота I обусловлена орбитальным движением нуклонов, то энергия вращения $\mathcal{E} \sim (I-i)^2$. В этом случае:

$$J^k = \frac{I}{I-i} J^d. \quad (4)$$

Второе слагаемое в (1) связано с квазичастичными возбуждениями во вращающемся ядре. Сила Кориолиса стремится ориентировать угл. моменты j нуклонов вдоль оси вращения, причём уменьшение энергии связи (корреляции) пары нуклонов компенсируется увеличением энергии кориолисова взаимодействия. Частота вращения ядра определяется соотношением:

$$\hbar \omega = -\frac{\partial \mathcal{E}(I)}{\partial I} \approx \frac{1}{2} [\mathcal{E}(I) - \mathcal{E}(I-2)], \quad (5)$$

где $\mathcal{E}(I)$ — энергия вращения для момента I , $\mathcal{E}(I-2)$ — для $(I-2)$.