

## ГАМА-ПРЕХОДИ В ЯДРАТА И ЯДРЕНИ МОДЕЛИ

### I. ЗАКОНИ ЗА СЪХРАНЕНИЕ ПРИ ГАМА-ИЗЛЪЧВАНЕТО. ПРАВИЛА ЗА ОТБОР.

В много процеси на радиоактивното разпадане ( $\alpha$ ,  $\beta$ , делене) крайното ядро се получава във възбудено състояние. **Разреждането** става чрез излъчване на електромагнитно лъчение -  $\gamma$ -кванти. Процеса се контролира от **електромагнитното взаимодействие**, независимо че се извършва в система от нуклони, свързани чрез силно (ядрено) взаимодействие.

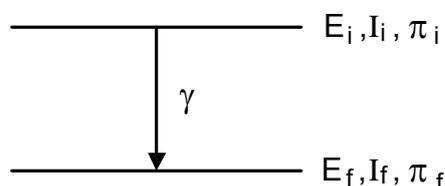
Възбудените ядрени състояния (нива) се характеризират със следните параметри:  $E_i$  - енергия, отчитана от основното състояние,  $I_i$  - момент на количество на движение (спин) и  $\pi_i$  - четност ( $\pm$ ), показваща симетрична (+) или антисиметрична (-) е вълновата функция на състоянието при преход  $(X, Y, Z) \rightarrow (-X, -Y, -Z)$ , т.е. пространствена инверсия (огледално отражение) - замяна на дясна с лява координатна система.

**Четността** (вътрешна) на дадено ядрено състояние се определя от **сумата от орбиталните квантови числа** (моменти) на съставлящите го нуклони:

$$\pi = (-1)^{\sum I_i}$$

където  $I_i$  - орбитално число на отделните нуклони.

#### 1. Енергия на прехода:



Фиг.122. Радиационен преход между възбудени ядрени състояния.

$$E = E_i - E_f$$

От закона за запазване на енергията и импулса:

$$E = E_\gamma + T_{\text{я}} \quad ; \quad \mathbf{0} = \vec{p}_\gamma + \vec{p}_{\text{я}}$$

където:  $T_{\text{я}}$  - кинетична енергия на откатното ядро;  $\vec{p}_{\text{я}}$  - импулс на откатното ядро.

Въпреки, че импулсите  $|\mathbf{p}_\gamma| = |\mathbf{p}_\text{я}|$ , кинетичната енергия на откатното ядро  $T_\text{я}$  при излъчване на  $\gamma$ -квант е нищожна част от енергията на прехода:

$$T_\text{я} = \frac{E_\gamma^2}{2M_\text{я}c^2} \approx \frac{E^2}{2M_\text{я}c^2} \approx (10^{-5} \div 10^{-6})E$$

поради голямата маса ( $M_\text{я}$ ) на излъчващото ядро.

Обикновено  $T_\text{я}$  се пренебрегва (в  $\gamma$ -спектроскопията) и считаме, че:

$$E_\gamma = E_i - E_f = \hbar\omega = \frac{\hbar c}{\lambda}$$

$E_\gamma$  се измерва в eV; keV; MeV. Гама-излъчването от ядрата е моноенергетично –  $\gamma$ -преходите са с определени (дискретни) енергии.

## 2. Момент на количество на движение. Мултиполност на прехода (L)

Протона  $\mathbf{p}$  и неутрона  $\mathbf{n}$  са фермиони ( $\mathbf{s} = 1/2$ ) и поради сдвояването, характера на спина на дадено ядро се определя от броя на нуклоните:

**За A четно** - спиновете на основното и възбудените състояния са **целочислени**.

**За A нечетно** - системата е от **полуцели спинове**.

Гама-квантите са **бозони** ( $\mathbf{s} = 1$ ) и могат да отнасят от ядрото само целочислен момент на количество на движение  $\mathbf{L}$ , т.е. при  $\gamma$ -прехода не се изменя характера на спиновата система на ядрото.  $\mathbf{L}$  по принцип може да взема стойности:

**1** - диполно излъчване;

**2** - квадруполно излъчване

**3** - октополно и т.н.

Излъчване с  $\mathbf{L} = 0$  е **абсолютно забранено** (поради напречния характер на електромагнитните вълни и спина на  $\gamma$ -кванта - **1**).

Когато прехода се извършва между две състояния със спинове  $I_i$  (начално) и  $I_f$  (крайно),  $\mathbf{L}$  се намира в интервала:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq (I_i + I_f)$$

Това съотношение отразява закона за съхранение на момента на количество на движение (**правило на триъгълника**). Преходи от типа  $0 \rightarrow 0$  са абсолютно забранени.

За един преход по принцип  $L$  може да заема стойностите

$$L = \Delta I; \Delta I + 1; \Delta I + 2; \dots (I_i + I_f), \text{ където } \Delta I = |I_i - I_f|$$

които са  $(2I_{\min} + 1)$  на брой.

С нарастване на мултиполността обаче, **вероятността за прехода намалява** твърде бързо, така че на практика се осъществяват преходите с **най-ниска мултиполност** или с 1 по-висока (като малък примес):

$$L = \Delta I; \Delta I + 1$$

Понякога е възможна само една мултиполност, когато или  $I_i$ , или  $I_f$  са нула, или  $I_i = I_f = 1/2$ . В случай, че разликата  $\Delta I = 0$  се осъществява преход с  $L = 1$

### 3. Четност. Тип на прехода (електричен и магнитен тип – E- и M-преходи)

За разлика от  $\beta$ -разпада, четността при електромагнитните взаимодействия се **запазва безусловно**, т.е. четността на началното ядрено състояние  $\pi_i$  трябва да е равна на произведението от четностите на  $\gamma$ -кванта  $\pi_\gamma$  и крайното състояние  $\pi_f$ .

Тогава промяната на четността  $\Delta\pi = \pi_\gamma = \pi_i / \pi_f$ .

При дадена мултиполност  $L$  има възможност за осъществяване на преходи от **два типа: електрически (EL)**, свързани с преразпределение на зарядите в ядрото и **магнитни (ML)**, свързани с преразпределение на спиновете и орбиталните магнитни моменти.

Четността за **E**- $\gamma$ -кванти е  $(-1)^{LE}$  – при инверсия се преобразуват като полярен вектор; Четността за **M**- $\gamma$ -кванти  $(-1)^{LM+1}$  - преобразуване като аксиален вектор. Известно е, че потенциала на електричен дипол е антисиметрична функция при инверсия - четност **-1**, а потенциала на магнитен дипол - симетрична функция при инверсия - четност **+1**.

Закона за запазване на четността дава:

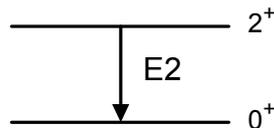
$$\Delta\pi = \frac{\pi_i}{\pi_f} = \begin{cases} (-1)^{LE} - \text{за EL излъчване} \\ (-1)^{LM+1} - \text{за ML излъчване} \end{cases}$$

В резултат се появяват следните правила за отбор:

$\Delta\pi$	$\Delta I$			
	<b>0</b> без $0 \rightarrow 0$	<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>
<b>- 1</b>	<u>E</u> 1, M2*	<u>E</u> 1, M2*	<u>M</u> 2, E3*	<u>E</u> 3, M4*
<b>+ 1</b>	<u>M</u> 1, E2*	<u>M</u> 1, E2*	<u>E</u> 2, M3*	<u>M</u> 3, E4*

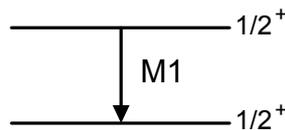
\* - ако е възможно; Подчертани са преобладаващите преходи.

**Някои конкретни примери:**



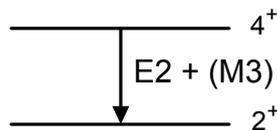
$\Delta I = 2$ ;  $\Delta\pi = 1$ ;  $L = 2$  (единствено възможен); прехода е **E** тип , тъй като  $(-1)^2 = 1$ ;

**E2** – чист електричен квадруполен преход



$\Delta I = 0$ ;  $\Delta\pi = 1$ ;  $L = 0, 1$  ( $L = 0$  - забранен);  $L = 1$  - единствено възможен, тъй като

$(-1)^{1+1} = \Delta\pi$  - преход **M1** – чист магнитен диполен преход



$\Delta I = 2$ ;  $\Delta\pi = 1$ ; възможни  $L = 2, 3, \dots, 6$ ;  $\Delta\pi = (-1)^L$  - **E** тип – възможна смес **E2 + M3**, като доминира **E2**.

**Практически съвет**, ако са известни  $I_i \pi_i$  и  $I_f \pi_f$ , но не е известен типа:

а/. Определят се възможните стойности на  $L$  от  $\Delta I$ .

б/. Избира се най-ниската възможна  $L_{\min}$ .

в/. Определя се  $\Delta\pi$  на прехода (+1 или -1)

г/. Ако  $(-1)^{L_{\min}}$  удовлетворява условието за  $\Delta\pi$ , прехода е от **електричен тип** (E).

д/. Ако  $(-1)^{L_{\min}+1}$  удовлетворява  $\Delta\pi$ , прехода е от **магнитен тип** (M).

Закона за запазване на четността **забранява смесване** на преходи от **един и същи тип** с  $L$  и  $L + 1$ , както и с **една и съща мултиполност** от различен тип.

## II. ВЕРОЯТНОСТИ ЗА ПРЕХОДИ. ВРЕМЕНА НА ЖИВОТ.

**A. Задачата за намиране на вероятността за радиационен гама-преход** между две ядрени състояния се решава точно в квантовата електродинамика за **дълговълново приближение** ( дължината на вълната на  $\gamma$ -квантите е  $10^2 - 10^3$  пъти по-голяма от размера на ядрото).

Вероятността за едночастични преходи е:

$$\frac{1}{\tau} = \lambda = \frac{8\pi}{\hbar} \frac{L+1}{L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} |M^{EL}|^2 [s^{-1}]$$

(символа  $(2L+1)!! = 1.3.5...(2L+1)$ ), където  $|M^{EL}|^2$  - е квадрата на модула на ядрения матричен елемент на прехода, включващ вълновите функции на началното и крайното състояние на ядрото и хамилтониана на взаимодействието.

$|M|^2$  не зависи явно от енергията на прехода, но е различен за **M** и **E** преходите (при равни други условия), тъй като включва електрическите, респективно магнитните моменти на ядрото.  $|M|^2$  има измерение  $e^2 cm^{2L} = \text{erg.cm}^{2L+1}$  (електрични и магнитни моменти). Показва се, че:

$$\frac{|M^E|^2}{|M^M|^2} \approx 10^2 \div 10^3$$

т.е., при равни други условия **E**-преходите са 100 - 1000 пъти по-вероятни от **M**-преходите и съответно с толкова по-къси са времената на живот  $\tau$  на състоянието, което те разреждат.

Вероятността за преход, за **E**L-преходи може да се представи като:

$$\lambda(\mathbf{E}L) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{3}{L+3} \frac{e^2}{\hbar c} (\mathbf{k}R)^{2L} \omega [\text{s}^{-1}]$$

$|\mathbf{k}| = \omega/c$  - вълнов вектор [ $\text{cm}^{-1}$ ] на  $\gamma$ -кванта ;

$R = r_0 A^{1/3} = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3} [\text{cm}]$  - радиус на ядрото.

$$\lambda(\mathbf{M}L) \approx \frac{V^2}{c^2} \lambda(\mathbf{E}L)$$

където: **V** - скоростта на нуклоните в ядрото;  $\frac{V^2}{c^2} = \beta^2 \approx 10^{-2} - 10^{-3}$

$$10 \text{ keV: } \mathbf{k} = 5 \cdot 10^8 [\text{cm}^{-1}]$$

$$100 \text{ keV: } \mathbf{k} = 5 \cdot 10^9 [\text{cm}^{-1}]$$

$$1 \text{ MeV: } \mathbf{k} = 5 \cdot 10^{10} [\text{cm}^{-1}]$$

**Някои очевидни изводи:**

1. Вероятността за преход нараства (а времето на живот намалява), с нарастване на енергията като  $\lambda(\mathbf{E}L) \sim (E_\gamma)^{2L+1}$ .

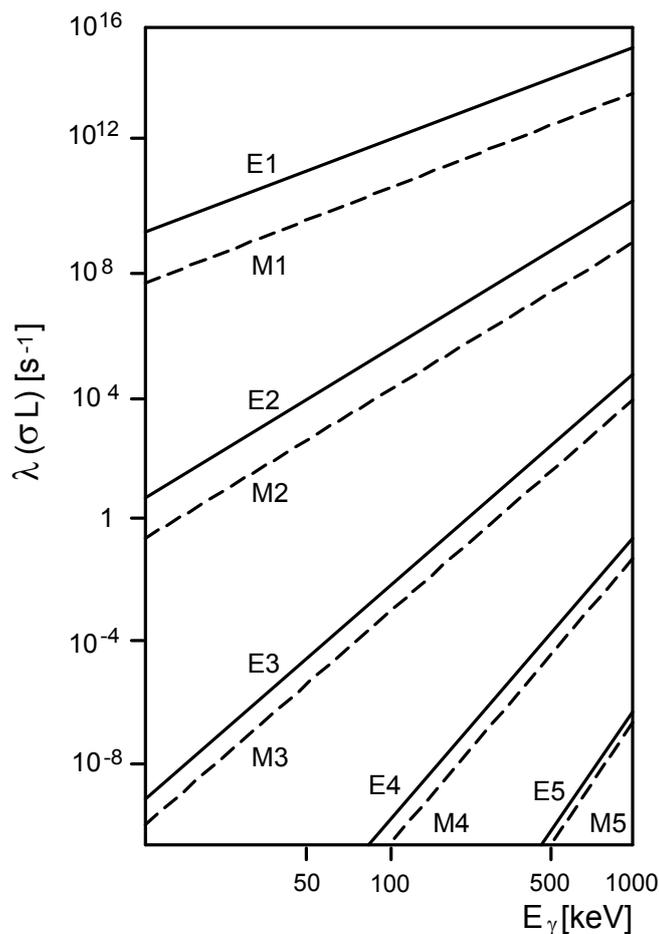
$$\frac{\lambda(\mathbf{E}1)(1\text{MeV})}{\lambda(\mathbf{E}1)(100 \text{ keV})} \approx 10^3$$

Тази зависимост става по "стръмна" с увеличаване на мултиполността.

2. При равни условия вероятността силно намалява (а времето на живот расте) с увеличаване на мултиполността като  $\lambda(\mathbf{E}L) \sim (\mathbf{k}R)^{2L}$ . За **A** = 100 и **E<sub>γ</sub>** = 100 keV:  $\mathbf{k}R = 3 \cdot 10^{-3}$ .

$$\frac{\lambda(\mathbf{E}1)}{\lambda(\mathbf{E}2)} \approx 5 \cdot 10^6$$

Приблизителния ход на  $\lambda(\sigma L)$  за **A** = 100 е показан на фигурата.



Фиг.123. Поведение на вероятността за  $\gamma$ -преходи в зависимост от енергията за различни типове и мултиполности.

Вижда се, че вероятността за  $\gamma$ -преходи ( $\lambda(\sigma L)$ ) в зависимост от енергията и мултиполността на прехода се изменят в огромен диапазон ( $10^{26}$ ). От данните за вероятностите е известно, че когато има възможност за смесен преход с добавка  $L + 1$ , то "примеса" не може да бъде голям. По-голямо може да бъде смесването  $M1 + E2$  при високи енергии и тежки ядра, когато се намесват и колективни ефекти в ядрото. Конкуренцията между основния преход ( $L$ ) и преход от същия тип с  $L + 2$  практически е невъзможна.

**Б. Практическа полза от оценката на вероятностите (за ядрената спектроскопия)**

Чрез измерване на времето на живот  $\tau$  на ядреното ниво и сравняването му с теоретичните стойности за  $\lambda$ , могат да се направят изводи за типа и мултиполността на прехода, а от там и за квантовите характеристики на нивата.

Таблицата по-долу дава представа за времената на живот (по-точно  $T_{1/2} = \ln 2 \tau$ ), където са приведени  $T_{1/2}$  по едночастични оценки за преходи с различен тип и мултиполност за три различни енергии

L	$E_\gamma = 100 \text{ keV}$		$E_\gamma = 1 \text{ MeV}$		$E_\gamma = 10 \text{ MeV}$	
	E	M	E	M	E	M
1	$10^{-13} \text{ s}$	$10^{-11} \text{ s}$	$10^{-16} \text{ s}$	$10^{-14} \text{ s}$	$10^{-19} \text{ s}$	$10^{-17} \text{ s}$
2	$10^{-6} \text{ s}$	$10^{-4} \text{ s}$	$10^{-11} \text{ s}$	$10^{-9} \text{ s}$	$10^{-16} \text{ s}$	$10^{-14} \text{ s}$
3	$10 \text{ s}$	$10^3 \text{ s}$	$10^{-6} \text{ s}$	$10^{-4} \text{ s}$	$10^{-13} \text{ s}$	$10^{-11} \text{ s}$
4	$10^6 \text{ s}$	$10^{10} \text{ s}$	$10^{-1} \text{ s}$	$10 \text{ s}$	$10^{-10} \text{ s}$	$10^{-8} \text{ s}$
5	$10^{15} \text{ s}$		$10^4 \text{ s}$	$10^6 \text{ s}$	$10^{-7} \text{ s}$	$10^{-5} \text{ s}$

От таблицата се вижда, че съществуват “дългоживущи” възбудени състояния (при ниски енергии и високи мултиполности) – **изомери**, които ще бъдат коментирани по нататък.

Забележка за ролята на вътрешната конверсия:

При измерване на времето на живот на ядрено състояние (чрез методите за измерване на времена) се получава  $\tau_{\text{експ}}$ , което е **по-малко** от времето на живот за дадения **радиационен преход**  $\tau_\gamma = 1/\lambda_\gamma$  ( $\lambda_\gamma$  - теоретично оценената едночастична вероятност за  $\gamma$ -прехода). За сравняване на  $\tau_{\text{експ}}$  с теоретичната оценка, трябва да се отчита процеса **вътрешна конверсия**, който е конкуриращ (паралелен) канал за разреждане на нивото.

Ако  $\tau_\gamma$  и  $\tau_{\text{ВК}}$  са парциални времена на живот за радиационен преход и вътрешна конверсия, то:

$$\frac{1}{\tau_{\text{експ}}} = \frac{1}{\tau_\gamma} + \frac{1}{\tau_{\text{ВК}}} ; \quad \tau_{\text{експ}} = \frac{\tau_\gamma \tau_{\text{ВК}}}{\tau_\gamma + \tau_{\text{ВК}}}$$

Коефициентът на вътрешна конверсия е:

$$\alpha = \frac{I_{\text{ВК}}}{I_{\gamma}} = \frac{\lambda_{\text{ВК}}}{\lambda_{\gamma}} = \frac{\tau_{\gamma}}{\tau_{\text{ВК}}}$$

тогава: 
$$\tau_{\text{експ}} = \frac{\tau_{\gamma}}{\alpha + 1}; \tau_{\gamma} = (\alpha + 1)\tau_{\text{експ}} = \frac{I_{\text{ВК}} + I_{\gamma}}{I_{\gamma}} \tau_{\text{експ}}$$

т.е., наблюдаемото (експериментално) време на живот е "скъсено" относно парциалното време на живот за радиационен  $\gamma$ -преход поради вътрешната конверсия (съществува парциално време на живот за вътрешна конверсия  $\tau_{\text{ВК}}$ ).

Ако при разпада на дадено възбудено състояние има и други възможни канали ( $\beta$ -разпад, излъчване на протон или неутрон), те също трябва да се отчитат с техните вероятности.

### III. ЯДРЕНА ИЗОМЕРИЯ - M4 ПРЕХОДИ. СЛОИСТ МОДЕЛ НА ЯДРОТО.

Известни са дългоживущи възбудени ядрени състояния с времена на живот, големи от  $10^{-8}$  s. Те се наричат **изомерни** или метастабилни. Границата е условна. Времената на живот на изомерите могат да достигат дори година и в много случаи изомерното състояние се оказва "по-(бета)стабилно" от основното.

За пръв път изомерно състояние е наблюдавано от О.Хан (1921 г.) на нуклида  $^{234}\text{Pa}$  (дъщерен на  $^{234}\text{Th}$  - естествена радиоактивност) с период на полуразпадане :  $^{234\text{m}}\text{Pa}$   $T_{1/2} = 1,17$  min. Основното състояние на  $^{234}\text{Pa}$  има  $T_{1/2} = 6,75$  h. Появата на два периода на полуразпадане за един и същ радионуклид, на времето си не е могла да бъде обяснена. Много по-късно Курчатов със сътрудници наблюдават изомерно състояние на  $^{80}\text{Br}$  и обясняват явлението.

От приведените по-горе вероятности за преходите и от таблицата за времената на живот може да се заключи, че дългоживущи възбудени ядрени състояния могат да се очакват, когато единствения възможен преход от първо възбудено до основно състояние е с висока мултиполност и енергията на възбуденото състояние е малка.

**Един пример:**  $^{89}_{39}\text{Y}_{50}$  - основно състояние  $I^{\pi} = 1/2^{-}$ . Известно е изомерно състояние с енергия 909 keV с  $\tau = 16,1$  s;  $\lambda = 6,2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Според едночастичните оценки, това съответствува на **M4** преход (E2 прехода е  $10^2$  пъти по-бърз):

$$\Delta I = 4 ; I_i - I_f = 4 ; I_i = 4 + 1/2 = 9/2$$

$$\Delta \pi = (-1)^{L+1} = (-1)^5 = -1 \text{ (да)}$$

Най-вероятни квантови характеристики на нивото 909 keV -  $9/2^{+}(I^{\pi})$ . Проверката с други методи е потвърдила извода.

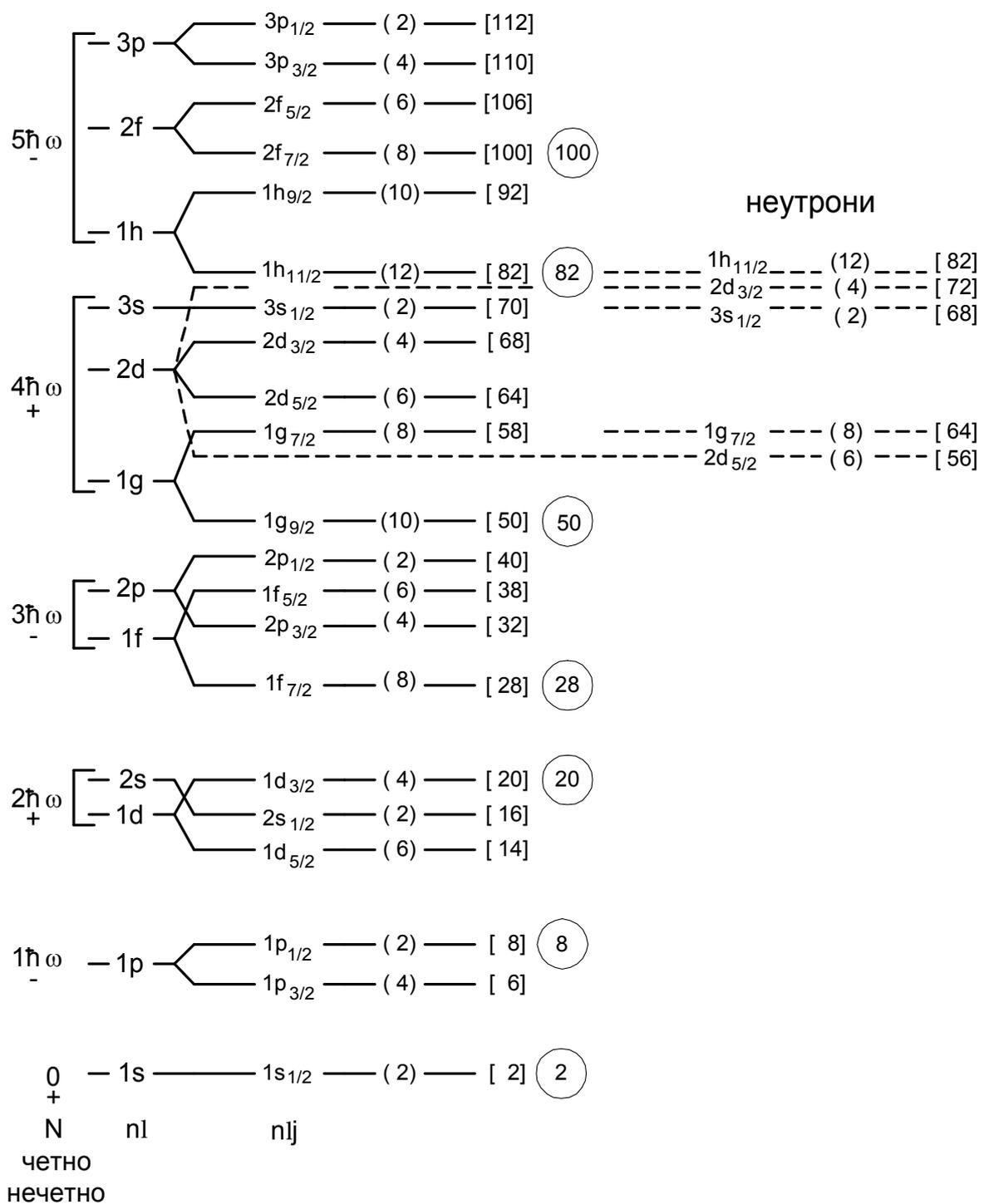
Изомерията намира естествено обяснение със **слоистия модел на ядрото** (М.Геперт-Майер, Иенсен, - началото на 50<sup>те</sup> години).

**Понятие за модела:** Нуклоните се движат в **сферично симетричен** (среден) потенциал, който ги удържа в ядрото. Други взаимодействия между тях няма (модел на **независимите частици**). Нуклоните в ядрото изграждат слоеве, като се характеризират с квантови числа. (Този въпрос се разглежда значително по-подробно в курса по Теоретична ядрена физика.)

На фиг.124 е показана системата от протонните състояния (нива) на ядрото. Потенциалните ями за протоните и неутроните се "пълнят" поотделно.

**N** - главно квантово число на тримерния осцилатор. То определя и четността на състоянието - **N** четно (+), **N** нечетно (-); **I** - орбитално квантово число  $I = 0, 1, 2, 3, \dots$  (s, p, d, f, ...); **n** - радиално квантово число.

протони



Фиг.124. Слоист модел на ядрото (Геперт-Майер и Иенсен).

## Комбиниране на $N$ , $l$ , $n$

за  $N$  четно - четни  $l$ ; за  $N$  нечетно - нечетни  $l$

$$n = \frac{N-1}{2} + 1 ; 0 \leq l \leq N$$

Поради силно спин-орбитално взаимодействие "добро" квантово число е **пълния спин** на нуклона  $j = l \pm 1/2$ .

Спин-орбиталното взаимодействие разцепва нивата с дадено  $nl$  на две нива  $nj(l + 1/2)$  и  $nj(l - 1/2)$ . Състоянията с дадено  $j$  са **изродени по магнитно квантово число**

$$m_j = -j, (-j+1), \dots, j$$

всичко  **$(2j+1)$**  стойности, които дават броя на нуклоните на дадено ниво с квантови числа  $nj$ . (на фигурата този брой е приведен в кръгли скобки).

“Протонната” и “неутронната” потенциални ями се запълват независимо със съответните частици.

Слоистия модел дава обяснение на т.н. “**магически числа**” (числа на запълване – приведени на фигурата в кръгче), при които ядрата показват голяма стабилност.

### Някои правила:

1. Сумарния момент на система от четно  $n$  и четно  $p$  е нула.
2. Сумарния момент на система от нечетен брой нуклони се определя от пълния момент  $j$  на несдвоения нуклон.
3. Сумарния момент на нечетно - нечетна система, когато несдвоения  $n$  и  $p$  са на едно ниво, е равен на удвоения за един нуклон.

Да разгледаме отново нуклида  $^{89}_{39}\text{Y}_{50}$ . Той е "магически" по неутрони - изграден напълно  **$1g_{9/2}$**  слой (затворен). По протони е изграден напълно слоя  **$1f_{5/2}$**  (38), като несдвоения единичен протон се намира в основно състояние на нивото  **$2p_{1/2}$**  - това се потвърждава от квантовите характеристики на основното състояние  $1/2^-$ .

**Първото възбудено състояние** се получава при прескок на протона на

следващото ниво -  $1g_{9/2}$  (909 keV  $9/2^+$ ). Очевидно е, че прехода от първо възбудено до основно състояние може да бъде само **M4**, който е силно забавен.

Слоистият едночастичен модел обяснява съществуването на "**острови на изомерия**" при брой на протоните или неутроните между  $40 \div 50$  и  $60 \div 80$ , които са свързани с "магическите" числа 50 и 82. Близките едночастични състояния в тези области са с големи разлики в спиновете.

Изомерните състояния се срещат често при нечетните нуклиди (**A** - нечетно) и нечетно - нечетните (**A** - четно) и твърде рядко при четно - четните.

Когато енергетичната разлика между основното и възбуденото състояние (на изомера) е малка, времето на живот на изомера може да се окаже твърде дълго (зависимостта на  $\lambda$  от  $E_\gamma$  при зададена мултиполност) - дори хиляди години. Понякога изомерните състояния **търпят  $\beta$ -разпад наред с основното**.

#### **IV. АНАЛОГОВИ СЪСТОЯНИЯ В ЛЕКИТЕ ЯДРА. ОГЛЕДАЛНИ ЯДРА. ЗАРЯДОВА НЕЗАВИСИМОСТ НА ЯДРЕНИТЕ СИЛИ.**

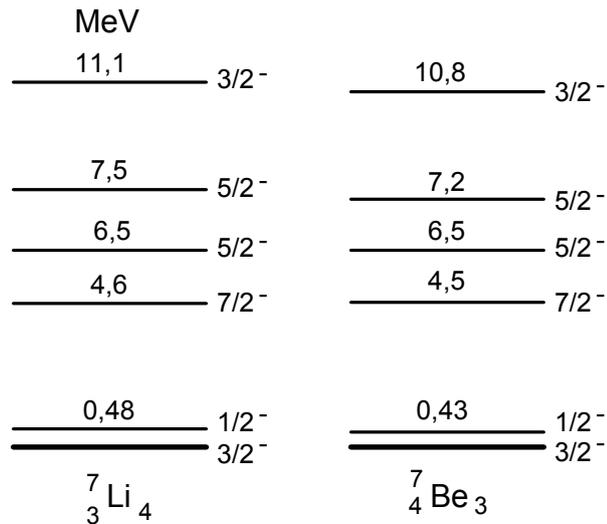
Гама-спектроскопията дава богат материал за проверка на ядрените модели.

В някои леки ядра, образуващи изоспинови мултиплети (изобари), е наблюдавано почти пълно съвпадение на схемите на възбудените състояния.

**Пример:** Ядрата  ${}^7_3\text{Li}_4$  и  ${}^7_4\text{Be}_3$  образуват изоспинов дублет. Броя на протоните на едното е равен на броя на неутроните на другото. Такива ядра се наричат **огледални**.

За  ${}^7_3\text{Li}_4$  спина на основното състояние и системата на възбудените състояния ще се определят от **несдвоения протон** в състояние  $1p_{3/2}$ . Основно състояние  $3/2^-$ ; първо възбудено състояние  $1/2^-$ ; второ възбудено състояние  $5/2^+$  и т.н.

За  ${}^7_4\text{Be}_3$  същите параметри се определят от **несдвоения неутрон** в състояние  $1p_{3/2}$ .



Фиг.125. Пример за аналогови състояния в огледални ядра.

Забелязва се **пълна аналогия** на системите от възбудени състояния независимо от това, че в единия случай те се определят от **протона** ( ${}^7\text{Li}$ ), а в другия случай от **неутрона** ( ${}^7\text{Be}$ ) – едно потвърждение на **зарядовата независимост на ядрените сили**.

Малката разлика в енергиите на нивата се дължи на увеличеното кулоново отблъскване на протоните в  ${}^7\text{Be}$  и на разликата в масите на протона и неутрона. Тя е точно равна на разликата в кулоновите енергии на ядрата и разликата в масите на нуклоните.

Трябва да се отбележи, че при по-високите възбудени състояния се намесват **многочастични ефекти**, така че характеристиките им не могат да бъдат предсказани добре от простия едночастичен модел.

## V. E2 - ПРЕХОДИ. РОТАЦИОННИ СЪСТОЯНИЯ.

**А. Обобщения модел на ядрото** (О.Бор, Мотелсон) се базира на въвеждане на **несферичен** потенциал на ядрото (в замяна на сферичния в слоистия модел) и **взаимодействие** между нуклоните (колективни движения).

**Експериментални факти, довели до създаване на обобщения модел:**

1. Открити са система от **ротационни състояния** (възбудени) за ядрата с брой на нуклоните между магическите числа.
2. **Увеличаване** на вероятностите за **E2** преходите за същите ядра в сравнение с оценките (които привеждахме преди това) по едночастичния слоист модел.
3. **Големи** (в сравнение с едночастичните оценки) **електрични квадруполни моменти** на същите ядра.

Едночастичния слоист модел на ядрото, който "работи" добре при числа на запълване, близки до "магическите" (той обяснява и магическите числа), разглежда възбудените състояния като едночастични нива в сферично симетричен потенциал и квадруполни колебания около равновесната сферична форма.

Обобщения модел "работи" при числа на запълване към средата на интервала между "магическите" числа. В тези области се наблюдават **несферични (деформирани) ядра** в основно състояние (големи електрически квадруполни моменти) с форма на "сплескан" или "издължен" аксиално-симетричен елипсоид (равновесна деформация).

**Резултати на обобщения модел:**

1. **Отместване и разцепване на едночастичните нива** в зависимост от деформацията (поради движение в несферична потенциална яма) - Нилсен.
2. **Поява на вибрационни възбудени състояния** при малък излишък на нуклони над запълнен слой, поради взаимодействието им с повърхността на ядрото.
3. **Поява на ротационни състояния** (въртене на деформирано ядро) при голям излишък на нуклони над запълнения слой.

## Б. Ротационни състояния

Деформираните ядра имат "вътрешно" фиксирано направление - ос на симетрия. Наблюдаема величина е проекцията на сумарния спин на нуклоните върху тази посока -  $k$ . За четно-четните ядра  $k = 0, 1, 2, \dots$ , а за основното състояние на четно-четните ядра  $k = 0$  поради това, че сумарния спин на нуклоните е  $0^+$ .

Ако деформирано ядро се върти като цяло около ос, **перпендикулярна** на оста на симетрия, то ще има ротационен момент  $\Omega$ , свързан с инерчния момент на ядрото. Тогава се наблюдава сумарен момент на ротационното възбудено състояние

$$\vec{I}_{\text{рот}} = \vec{k} + \vec{\Omega}$$

Показва се, че за четно-четни ядра, когато  $k = 0$ ,  $I_{\text{рот}} = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, \dots$ , т.е.  $I_{\text{рот}}$  взема само четни числени стойности с четност плюс (+).

Енергията на ротационните състояния зависи от спина  $I_{\text{рот}}$  и ефективния инерчен момент  $J_{\text{eff}}$  на ядрото, като:

$$E_{\text{рот}} = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{eff}}} I_{\text{рот}} (I_{\text{рот}} + 1) \quad \text{за } k = 0$$

$$J_{\text{eff}} = J_0 \left( \frac{\Delta R}{R} \right)^2$$

където  $\frac{\Delta R}{R} = \delta$  е параметър на деформацията, а  $J_0 = \frac{2}{5} MR^2$  - инерчен момент на еднородна твърда сфера с маса  $M$  и радиус  $R$ .

Получаваните експериментални стойности на енергиите изискват въвеждането на  $J_{\text{eff}}$  - 2 ÷ 3 пъти по-малки от инерчния момент на твърд елипсоид със същите размери. Това е указание, че все пак ядрото се върти не като твърдо, а като "полутечно" тяло.

Горната формула позволява да се предскажат енергиите на системата от ротационни състояния (**ротационна ивица**) на основното състояние на четно-четните ядра за  $I_{\text{рот}} = 2, 4, 6$  и т.н.:

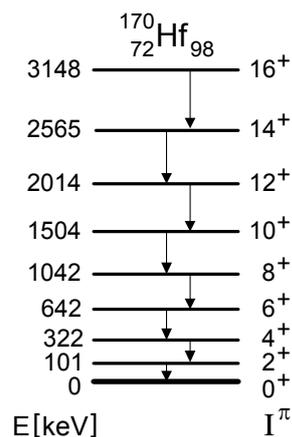
$$E_{0^+} = 0$$

$$E_{2^+} = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{eff}}} \cdot 6$$

$$E_{4^+} = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{eff}}} \cdot 20$$

$$E_{6^+} = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{eff}}} \cdot 42$$

Такива ротационни ивици за някои ядра са проследени експериментално до състояния със спин  $16^+$  ( $^{170}\text{Hf}$ ) (стар рекорд). Понастоящем ротационните ивици се изследват интензивно (в ядрени реакции с предаване на голям момент) и се проследяват до състояния с много висок спин.

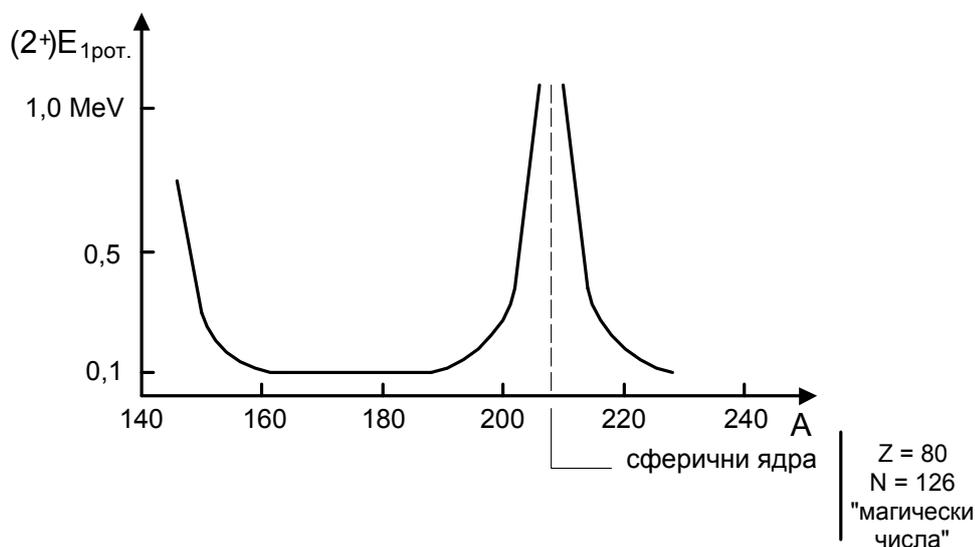


Фиг.126. Ротационна ивица в ядрото на  $^{170}\text{Hf}$

Известни са **острови на деформирани ядра** при масови числа между  $A = 150 \div 180$  (редкоземни елементи) и  $A \approx 240$  (тежки елементи).

Очевидно, че при **увеличаване на деформацията**  $J_{\text{eff}}$  **нараства**, а оттам енергията на първото възбудено състояние от ивицата -  $E_{2^+}$  **намалява**. Обратно, при доближаване на равновесната форма до сферичната (магическо число)  $J_{\text{eff}} \rightarrow 0$ , а  $E_{2^+} \rightarrow \infty$ .

Тази зависимост е показана на следващата фигура, като за построяването ѝ са използвани множество експериментални данни.



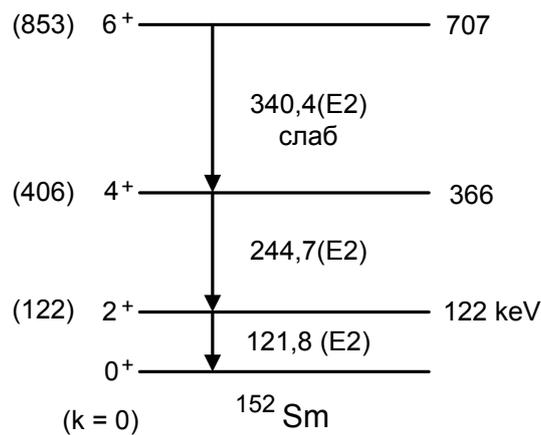
Фиг.127. Поведение на енергията на първото ротационно възбудено състояние в зависимост от масовото число.

Вижда се, че в областта на магическите числа 80, 120 енергията на първото ротационно състояние рязко нараства, а след това отново спада.

Един пример: В лабораторията по ЕЯФ се изследват схемите на възбудените състояния на ядрата  $^{152}_{62}\text{Sm}$  и  $^{152}_{64}\text{Gd}$ , които се получават в резултат на  $\beta$ -разпадането на  $^{152}\text{Eu}$ . Счита се, че те са от преходната област между сферичните и деформираните ядра.

$^{152}\text{Sm}$  е четно-четно ядро и има ротационна ивица на основното състояние, чиито параметри, определени експериментално, са показани на фигурата по надолу. Прехода  $6^+ \rightarrow 4^+$  е слаб, тъй като нивото  $6^+$  се заселва слабо както от  $\beta$ -разпада, така и от по-високи нива.

В скоби отляво са показани енергиите на нивата  $4^+$  и  $6^+$ , пресметнати (“теоретично”) по формулата коментирана по-горе, като е използвана известната енергия  $E_{2^+} - 122 \text{ keV}$  :



Фиг.128. Ротационна ивица в ядрото на  $^{152}\text{Sm}$

$$E_{4^+} = \frac{20}{6} E_{2^+} (406 \text{ keV}) ; E_{6^+} = \frac{42}{6} E_{2^+} (853 \text{ keV})$$

Вижда се, че експерименталните стойности са **по-ниски** от теоретичните.

Ротационното движение обаче, може да повлияе (да увеличи) на деформацията, поради центробежните сили – ядрото не е твърдо (“разтяга” се).

Деформацията на ядрото при по-високо възбудените ротационни състояния се увеличава - от там се увеличава инерчния момент  $J_{\text{eff}}$ , което понижава енергията на възбудените състояния (“бек-бендинг”). Това може да се отчете с въвеждане на членове от по-висок порядък по  $I(I + 1)$  във формулата за енергията:

$$E_{\text{рот}} = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{eff}}} I(I + 1) - BI^2 (I + 1)^2 + CI^3 (I + 1)^3$$

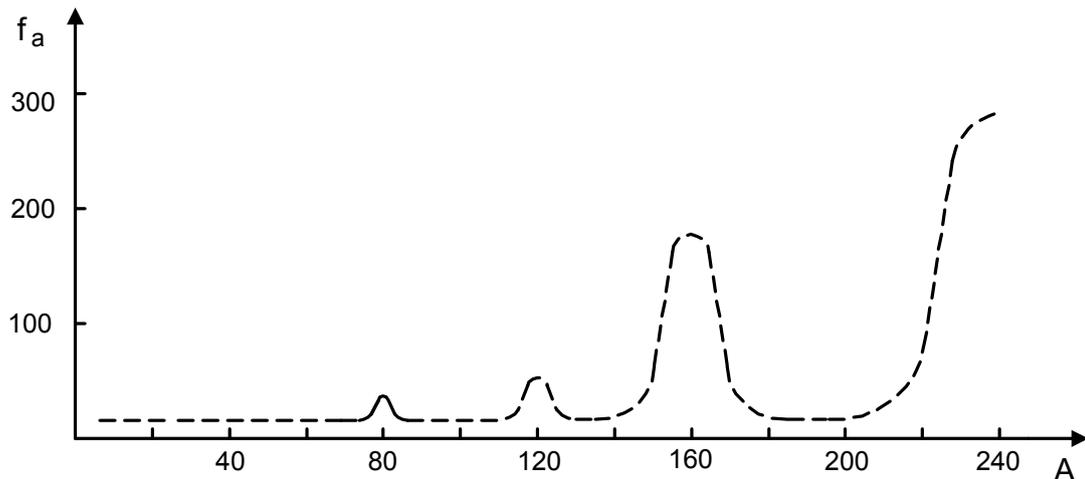
### В. "Ускоряване" на E2 преходите

Между състоянията на ротационната ивица се извършват електрически квадруполни преходи (**E2**). Един от "колективните" ефекти е, че тези преходи в деформираните ядра са "ускорени" в сравнение с нормалните (по едночастични оценки).

Ако се образува коефициента на ускорение:

$$f_a = \frac{\lambda_{\text{експ}}}{\lambda_{\text{едн}}}$$

където  $\lambda_{\text{експ}}$  е експерименталната вероятност за прехода (от измерване времето на живот);  $\lambda_{\text{едн}}$  - едночастичната оценка на вероятността, която беше коментирана преди това. Оказва се, че в областите на силно деформираните ядра отношението  $f_a$  добива стойности  $200 \div 300$ .



Фиг.129. Поведение на коефициента на "ускоряване" на **E2** преходите в зависимост от масовото число.

Показаната на фигурата зависимост е получена въз основа на голям експериментален материал от изучаване на **E2** преходите.

Състоянията в ротационните ивици на деформираните ядра имат  $200 \div 300$  пъти по-къси времена на живот, отколкото им се "полага" според едночастичните оценки.

## VI. ПОСТРОЯВАНЕ НА СЛОЖНИ СХЕМИ НА РАЗПАД

**Построяването** на схемите на разпад е работа на специалистите по експериментална ядрена спектроскопия, а **обясняването** им - на специалистите по теория на ядрото, но всеки трябва да разбира от работата на другия.

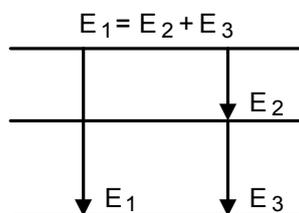
Някои схеми по настоящем включват по **няколко десетки нива**, между които се осъществяват по **няколко стотин прехода**. Такива схеми са плод на труда на много изследователи, за много години.

Схемите на разпад на нуклидите с дълги и средни времена на живот вече са изградени твърде подробно и прецизно. Неясноти в схемите на разпад има само при много късо живеещи нуклиди (минути и секунди и по-малко), чието изследване изисква работа "в снопа" на ускорителите (или поне близо до снопа).

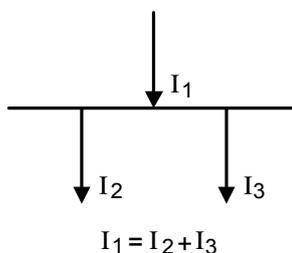
Изследванията са комплексни и включват:

### 1. Прецизна $\gamma$ -спектроскопия:

- определяне на точните енергии на преходите;
- определяне интензитетите на преходите по  $\gamma$ .



Прави се **баланс на енергиите** ("съвпадения" на енергиите)



и **баланс на интензитетите** - Сумата от интензитетите на преходите зареждащи дадено ниво, трябва да е равна на същата за преходите, които го разреждат.

Следва да се отчитат не само радиационните преходи, но и вътрешната конверсия. (Това е нещо подобно на закона на Кирхоф за токови вериги). В лабораторията вие ще определите коефициента на вътрешна конверсия (КВК) за прехода 122 keV ( $^{152}\text{Sm}$ ) по “дефицита” в интензивността на  $\gamma$ -прехода.

**2.** Прецизна  $\beta$ - и конверсионно-електронна спектроскопия. Понякога тя дава точни енергии от  $\gamma$ -спектроскопията.

- определяне на интензитетите на конверсионните линии;
- определяне на коефициентите на вътрешна конверсия за преходите;
- определяне на типа и мултиполността.

**3.** Съвпадения за потвърждаване на някои каскади, както и двумерен анализ “амплитуда-амплитуда” (напр. каскади в ротационните ивици)

**4.** Измерване времена на живот на възбудени състояния

- вероятности за преходите;
- потвърждаване на типа и мултиполността на преходите.

**5.** Ъглови  $\gamma$  -  $\gamma$  корелации (не дава информация за четността)

- определяне подреждането на спиновете в някои каскади;
- мултиполност на преходите

**6.** Поляризационни измервания (редки и трудни)

- определяне на четности.

**7.** Електрични и магнитни моменти на ядрата.

При построяване на схемата на разпад се използва цялата съвкупност от данни, добити чрез методите на експерименталната ядрена физика.