

ГАМА-ПРЕХОДИ В ЯДРАТА И ЯДРЕНИ МОДЕЛИ

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

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

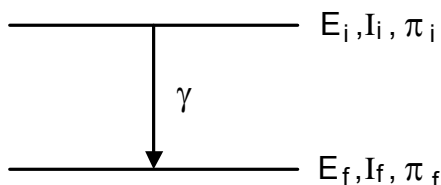
Възбудените ядрени състояния (нива) се характеризират със следните параметри: E_i - енергия, отчитана от основното състояние, I_i - момент на количество на движение (спин) и π_i - четност (\pm), показваща симетрична (+) или антисиметрична (-) е вълновата функция на състоянието при преход $(X, Y, Z) \rightarrow (-X, -Y, -Z)$, 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:

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

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 γ -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 γ -спектроскопията) и считаме, че:

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

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

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

Протона p и неутрона n са фермиони ($s = 1/2$) 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** ($s = 1$) и могат да отнасят от ядрото само целочислен момент на количество на движение L , т.е. при γ -прехода не се изменя характера на спиновата система на ядрото. L по принцип може да взема стойности:

1 - диполно излъчване;

2 - квадруполно излъчване

3 - октополно и т.н.

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

Когато прехода се извършва между две състояния със спинове I_i (начално) и I_f (крайно), 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 – Е- и М-преходи)

За разлика от β -разпада, четността при електромагнитните взаимодействия се **запазва безусловно**, т.е. четността на началното ядрено състояние π_i трябва да е равна на произведението от четностите на γ -кванта π_γ и крайното състояние π_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 **Е**- γ -кванти е $(-1)^{L_E}$ – при инверсия се преобразуват като полярен вектор; Четността за **М**- γ -кванти $(-1)^{L_M+1}$ – 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:

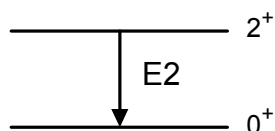
$$\Delta\pi = \frac{\pi_i}{\pi_f} = \begin{cases} (-1)^{LE} - \text{за EL излъчване} \\ (-1)^{LM+1} - \text{за ML излъчване} \end{cases}$$

В резултат се появяват следните правила за отбор:

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

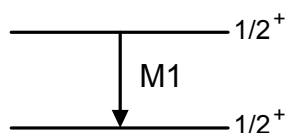
* - ако е възможно; Подчертани са преобладаващите преходи.

Някои конкретни примери:



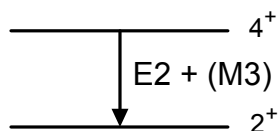
$\Delta I = 2$; $\Delta\pi = 1$; $L = 2$ (единствено възможен); прехода е **E** тип , тъй като $(-1)^2 = 1$;

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 π_i и I_f π_f , но не е известен типа:

а/. Определят се възможните стойности на L от ΔI .

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.

А. 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 γ -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 τ на състоянието, което те разреждат.

Вероятността за преход, за EL-преходи може да се представи като:

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

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

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

$$\lambda(\text{ML}) \approx \frac{V^2}{c^2} \lambda(\text{EL})$$

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

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

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

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

Някои очевидни изводи:

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

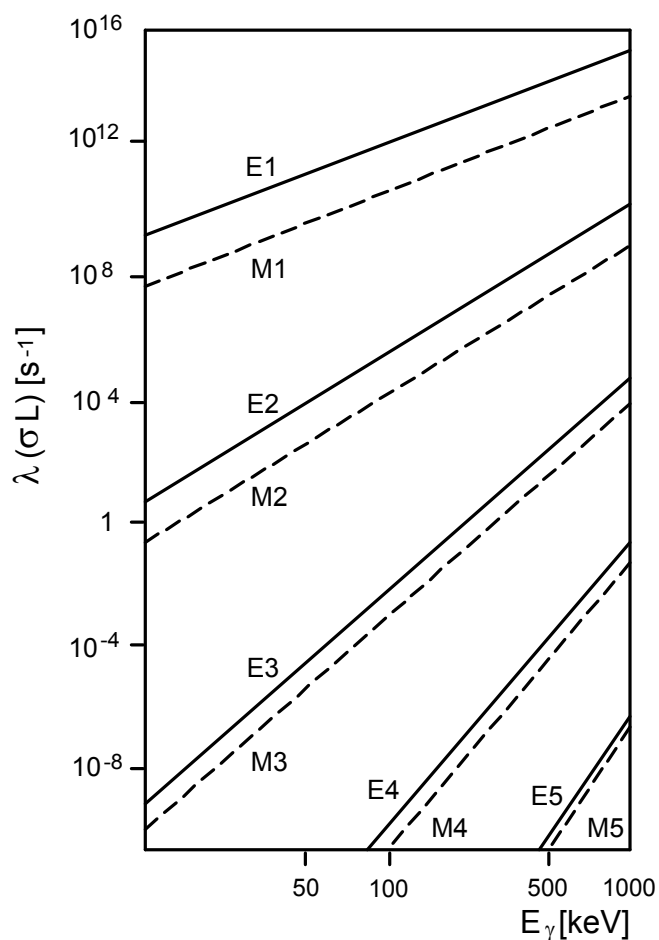
$$\frac{\lambda(\text{E1})(1\text{MeV})}{\lambda(\text{E1})(100\text{keV})} \approx 10^3$$

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 $\lambda(\text{EL}) \sim (kR)^{2L}$. За **A** = 100 и **E_γ** = 100 keV: **kR** = $3 \cdot 10^{-3}$.

$$\frac{\lambda(\text{E1})}{\lambda(\text{E2})} \approx 5 \cdot 10^6$$

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



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

Вижда се, че вероятността за γ -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 τ на ядреното ниво и сравняването му с теоретичните стойности за λ , 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} s	10^{-11} s	10^{-16} s	10^{-14} s	10^{-19} s	10^{-17} s
2	10^{-6} s	10^{-4} s	10^{-11} s	10^{-9} s	10^{-16} s	10^{-14} s
3	10 s	10^3 s	10^{-6} s	10^{-4} s	10^{-13} s	10^{-11} s
4	10^6 s	10^{10} s	10^{-1} s	10 s	10^{-10} s	10^{-8} s
5	10^{15} s		10^4 s	10^6 s	10^{-7} s	10^{-5} 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** $\tau_\gamma = 1/\lambda_\gamma$ (λ_γ - теоретично оценената едночастична вероятност за γ -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 τ_γ 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 γ -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 (β -разпад, излъчване на протон или неутрон), те също трябва да се отчитат с техните вероятности.

III. ЯДРЕНА ИЗОМЕРИЯ - М4 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}Pa (дъщерен на ^{234}Th - естествена радиоактивност) с период на полуразпадане : $^{234\text{m}}\text{Pa}$ $T_{1/2} = 1,17$ min. Основното състояние на ^{234}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}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 $\tau = 16,1 \text{ s}$; $\lambda = 6,2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. Според едночастичните оценки, това съответствува на **M4** преход (E2 прехода е 10^2 пъти по-бърз):

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

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

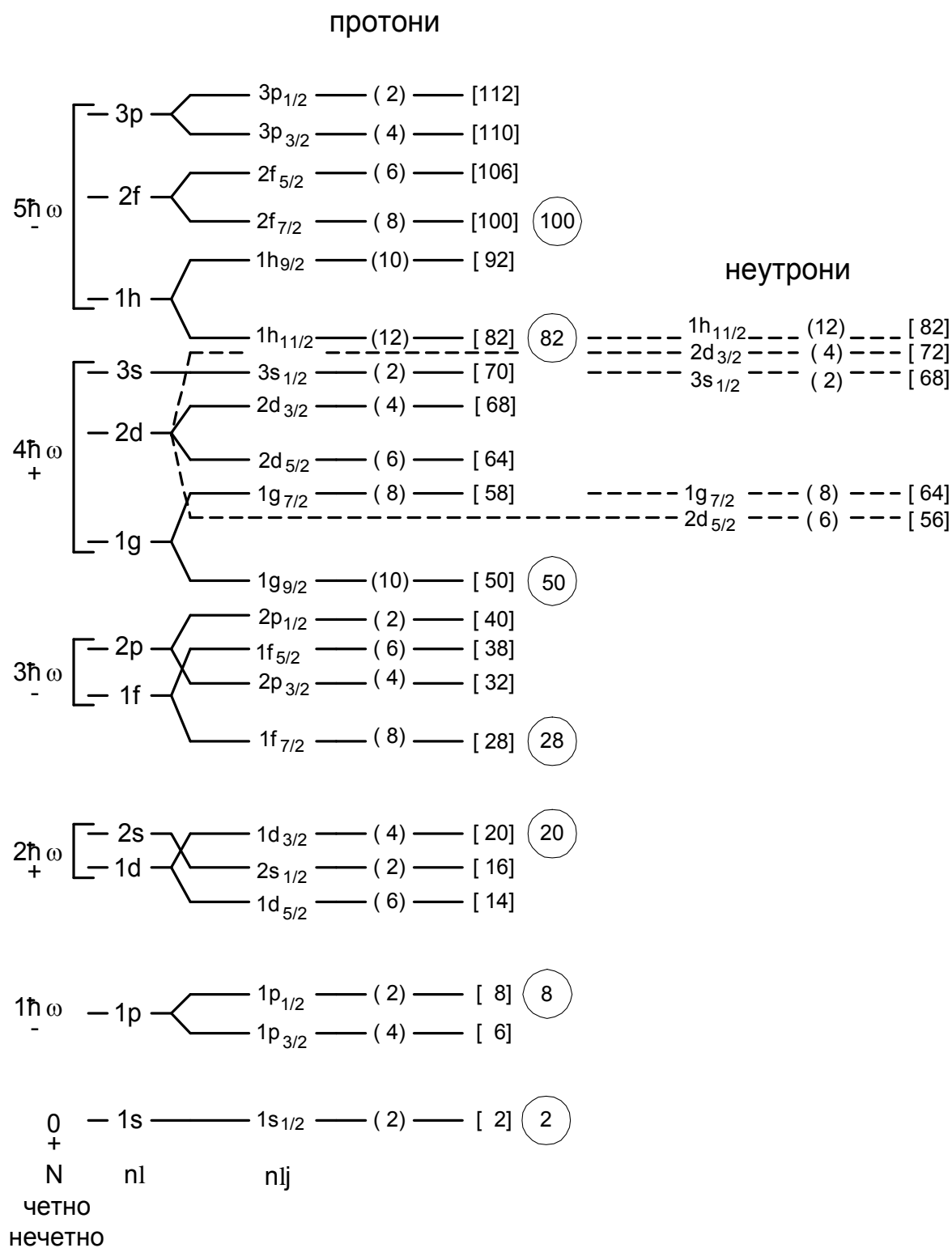
Най-вероятни квантови характеристики на нивото 909 keV - $9/2^{+}(I^{\pi})$. Проверката с други методи е потвърдила извода.

Изомерията намира естествено обяснение със **слоистия модел на ядрото** (М.Геперт-Майер, Иенсен, - началото на 50^{те} 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.



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

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

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 $nlj(l + 1/2)$ и $nlj(l - 1/2)$. 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 nlj . (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 λ от E_γ при зададена мултиполност) - дори хиляди години. Понякога изомерните състояния **търпят β -разпад наред с основното**.

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

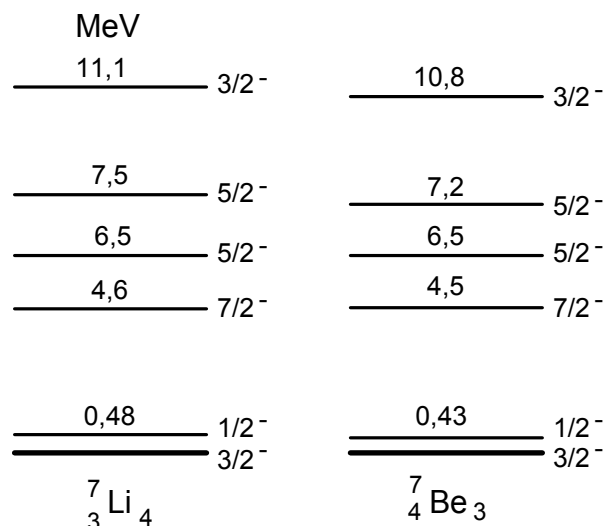
Гама-спектроскопията дава богат материал за проверка на ядрените модели.

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 Ω , 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_{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_{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.:

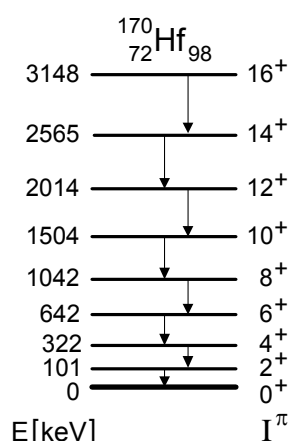
$$E_{0^+} = 0$$

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

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

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

Такива ротационни ивици за някои ядра са проследени експериментално до състояния със спин 16^+ (^{170}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.

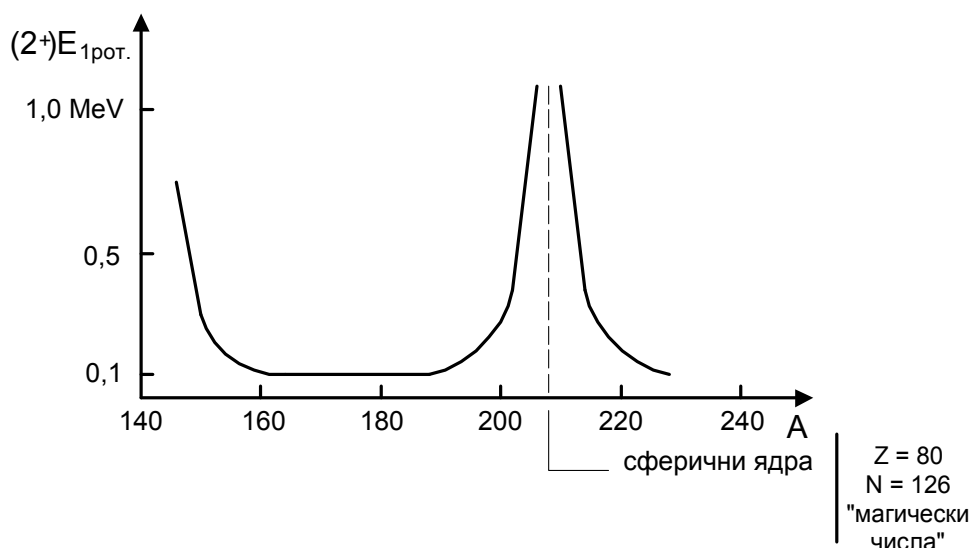


Фиг.126. Ротационна ивица в ядрото на ^{170}Hf

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_{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.



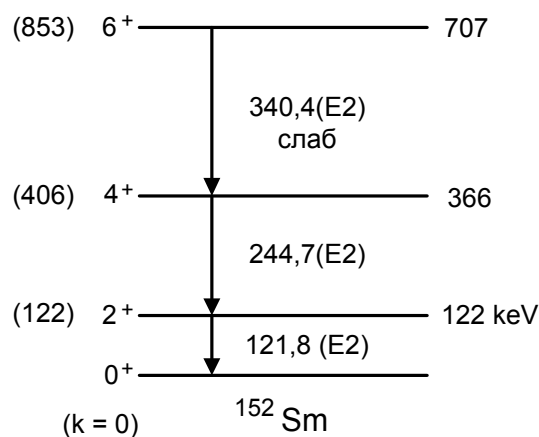
Фиг.127. Поведение на енергията на първото ротационно възбудено състояние в зависимост от масовото число.

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 β -разпадането на ^{152}Eu . Счита се, че те са от преходната област между сферичните и деформираните ядра.

^{152}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 β -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 keV :



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

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

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_{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:

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

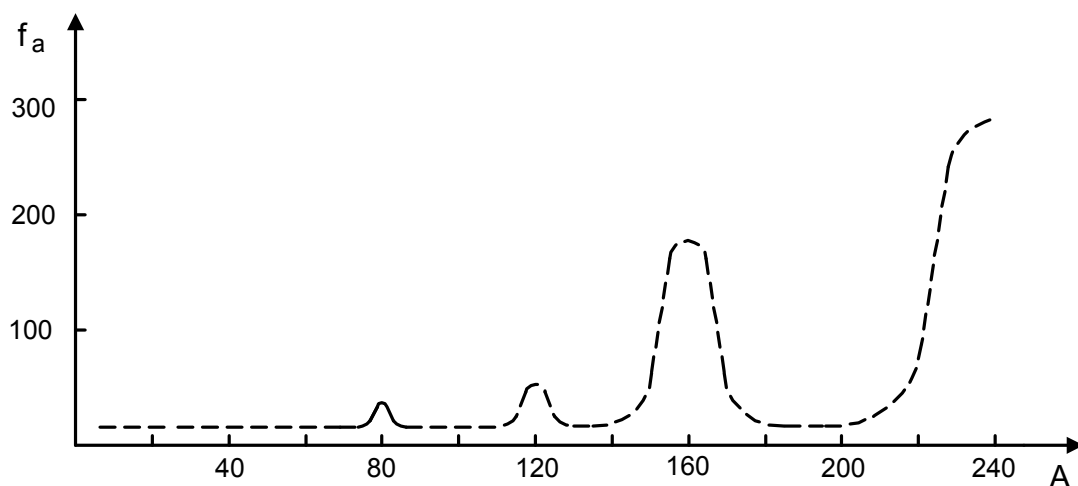
В. "Ускоряване" на E2 преходите

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.

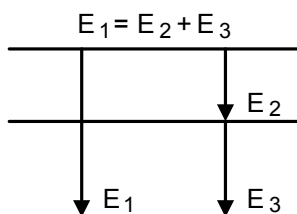
Някои схеми по настоящем включват по **няколко десетки нива**, между които се осъществяват по **няколко стотин прехода**. Такива схеми са плод на труда на много изследователи, за много години.

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).

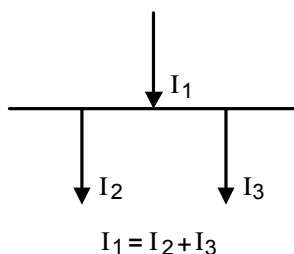
Изследванията са комплексни и включват:

1. Прецизна γ -спектроскопия:

- определяне на точните енергии на преходите;
- определяне интензитетите на преходите по γ .



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}Sm) по “дефицита” в интензивността на γ -прехода.

2. Прецизна β - и конверсионно-електронна спектроскопия. Понякога тя дава точни енергии от γ -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 γ - γ 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.