

ВЪЗБУДЕНИ СЪСТОЯНИЯ НА ЯДРАТА И ЯДРЕНИ МОДЕЛИ

Възбудени състояния – фината структура на α -спектрите.

γ -преходи съпровождат α - и β -разпадането, но

* условията по енергия и маса за α - и β -разпаданията не позволява изучаването на възбудени състояния с енергия *надвишаваща* разликата в масите на матерното и дъщерното ядра,

* подборните правила по спин и четност при α - и β - разпадания не позволяват да се заселят *всички* възбудени състояния.

Високо възбуждане на ядрото може да се предизвика чрез кулоново възбуждане от тежък йон или след ядрена реакция. Съставното (в силно възбудено състояние) и γ -лъчи от него носят информация за вида на ядрото и неговата структура. Силно възбудени са и ядрата – продукти на реакцията.

Два вида възбудени състояния на ядрата: *свързани и несвързани*.

Свързани - енергията на възбуждане е по-ниска от енергията на свързване на последния нуклеон в ядрото

Несвързани - енергията на възбуждане надвишава тази енергия.

При много висока енергия на възбуждане се излъчва частица (неутрон, протон или α -частица) и след това се излъчват γ -лъчи.

Броят на възбудените състояния расте бързо с увеличаване енергията на възбуждане. Но могат да се наблюдават само нивата при сравнително ниски енергии (с увеличаване на енергията разстоянието между нивата става по-малко от експерименталното разделяне по енергия, а и с увеличаване на енергията ширината на нивата нараства и съседни нива се припокриват).

Ядрената спектроскопия носи информация за възбудените състояния на ядрата, а от там и за строежа на ядрата.

Създаването на ППД - революция в ядрената спектроскопия - основните експериментални данни за ядрата се получават чрез тях. Изследването на конкурентния процес – излъчване на конверсионни електрони – дава възможност да се определят спиновете и четностите на възбудените състояния.

Ядрните модели дават обяснение на експериментално определените възбудени нива и преходи между тях. Ядрената спектроскопия и изследването на ядрени реакции дават много богата информация за възбудените състояния на стабилните ядра и радиоактивните ядра, намиращи се недалеч от линията на стабилност.

Съвременните изследвания са насочени към изследване на екзотични ядра, намиращи се далеч от линията на стабилност и в близост до линиите на отделяне на протон или неутрон.

Гама-преходи

Гама-излъчване - спонтанен радиационен преход на ядрото от възбудено състояние към основно или друго възбудено състояние с по-ниска енергия. Процесът на вътрешна конверсия е вид γ -преход - преходът към по-ниско-енергетичното състояние става с излъчване на конверсионен електрон.

Разпределение на енергията

Диапазон - от 10 keV до 5-8 MeV (при по-високи енергии на възбуждане може да се излъчи частица). γ -лъчите са електромагнитни вълни от късовълновия диапазон - λ е от 1 nm до $2 \cdot 10^{-4}$ nm (за 5 MeV).

От законите за запазване

$$E_i = E_f + E_\gamma + T_R \quad (33E)$$

$$0 = \vec{p}_R + \vec{p}_\gamma \quad (33И)$$

(ядро с маса M от покой излъчва γ -квант с енергия E_γ при начално състояние с енергия E_i и крайно състояние с енергия E_f . Ядрото в крайното състояние получава кинетична енергия T_R и импулс p_R (R – Recoil=откат)).

От $|\vec{p}_R| = |\vec{p}_\gamma|$ и $p_\gamma = E_\gamma/c$

$$T_R = \frac{p_R^2}{2M} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}$$

T_R е много ниска, напр. ^{191}Ir излъчва γ -квант 129 keV

$$T_R = \frac{(1,29 \cdot 10^5)^2}{2 \cdot 191 \cdot 931 \cdot 10^6} \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ eV.}$$

- за пренебрегване освен при резонансно поглъщане на γ -кванти.

E_0 - енергия на прехода,

$$E_0 = E_i - E_f = E_\gamma + T_R = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \text{ или } \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} + E_\gamma - E_0 = 0$$

Решение на квадратното уравнение

$$E_\gamma = Mc^2 \left[-1 \pm \sqrt{1 + 2 \frac{E_0}{Mc^2}} \right]$$

$Mc^2 \sim A \text{ GeV}$, а E_0 е от порядъка на MeV – можем да развием в ред (

$$\sqrt{1+x} = 1 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{2 \cdot 4}x^2 + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4 \cdot 6}x^3 - \dots \text{ при малко } x)$$

$$E_\gamma \sim E_0 - \frac{E_0^2}{2Mc^2} = E_0 - T_R$$

$$E_\gamma \sim E_0, \text{ тъй като } T_R \ll E_0.$$

Класическо електромагнитно излъчване

Излъчването на γ -лъчи възниква при различни колебания на ядрото:

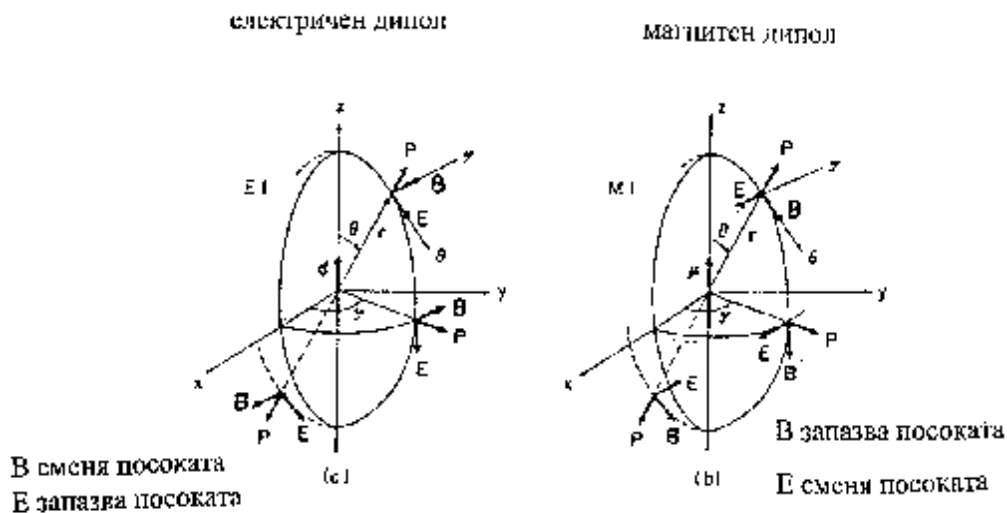
електрични преходи - при преразпределение или движение на зарядите -

магнитни преходи - при преразпределение на ядрените спинове и орбиталните моменти

Класическото описание помага за разбиране даже и на подборните правила.

Статичните разпределения на заряди и токове дават статичните електрични и магнитни полета - мултиполните моменти.

Ако зарядите и токовете се изменят с времето, напр. осцилират с кръгова честота, се създава радиационно поле - поле от мултиполи. Полето се изучава в точка на разстояние много по-голямо от размерите на източника. Напр. полето на дипол: електричен и магнитен.



Електричното и магнитно поле от електричен дипол и магнитен дипол - векторите показват перпендикулярните помежду си полета \vec{E} и \vec{B} и вектора на Пойнтинг \vec{P} по посока на разпространение на вълната за точка с радиус-вектор \vec{r} в даден момент. Показано е как се менят посоките на векторите при пространствена инверсия.

Статичен електричен дипол: два заряда $\pm q$ на разстояние z , $d_0 = q \cdot z$.

Статичен магнитен момент: кръгла намотка (ток i и затваря площ S), $\mu_0 = iS$.

Електромагнитното поле се създава напр. чрез

- промяна на разстоянието z между двата заряда

$d(t) = d_0 \cos(\omega t)$ за електричния дипол

- осцилиращ ток в намотката $\mu(t) = \mu_0 \cos(\omega t)$ за магнитния дипол (осцилиращият електричен дипол може да се разглежда като линеен токов елемент, за който магнитните силови линии са концентрични на оста z окръжности. Магнитният вектор е тангенциален на тези окръжности, а посоката на електричния вектор се избира така, че векторното произведение $\vec{E} \times \vec{B}$ да съвпада с вектора на Пойнтинг \vec{P} . Магнитният дипол може да се оприличи на пръчковиден постоянен магнит със съответните магнитни силови линии, векторът на магнитния момент е паралелен на оста z)

три важни свойства

- *Ъгловото разпределение на излъчената мощ на електромагнитната вълна е пропорционална на $\sin^2\theta$ (θ е ъгълът между r и оста z) - диполът излъчва предимно в направление, перпендикулярно на диполния момент.*

- *Четността на крайното състояние π_f е $\pi_f = \pi_i(-1)^L$. Електричното и магнитното диполни полета имат различна четност.*

Четността на полето се определя от четността на $\dot{\mathbf{B}}$, която се сменя $\dot{\mathbf{B}}(-\mathbf{r}) = -\dot{\mathbf{B}}(\mathbf{r})$. $\dot{\mathbf{B}}$ сменя знака си при пространствена инверсия при излъчване на електричен дипол, а при магнитният дипол – не. Очаква се *електричното диполно излъчване да сменя четността на ядреното състояние, а магнитното диполно – да я запазва.*

- Средната излъчена мощност е

$$P_E = \frac{1}{3} k_0 \frac{\omega^4}{c^3} d_0^2 \quad \text{за електричен дипол и}$$

$$P_M = \frac{1}{3} k_0 \frac{\omega^4}{c^5} \mu_0^2 \quad \text{за магнитен дипол}$$

Тук d_0 и μ_0 са амплитудите на изменящите се с времето диполни моменти. ($1/c^2$ идва от $\mu_0/4\pi = k_0/c^2$, μ_0 е магнитната проницаемост на вакуума)

Мултиполността на γ -квантите е *аналог на ъгловия момент* при частиците. Свободният фотон може да съществува в състояния с $L = 1, 2, 3, \dots$ и всяко от тях може да е с положителна или с отрицателна четност. В случая на диполно излъчване $L = 1$ състоянието на фотона е аналог на p -състоянието.

В общия случай на излъчване от мултипол от порядък 2^L ($L = 1$ за дипол, $L = 2$ за квадрупол, $L = 3$ за октопол, ...) трите свойства на диполното излъчване се обобщават:

- *Ъгловото разпределение на излъчването на мултипол от порядък 2^L се дава с $|X_{\mathbf{l}m}(\theta, \mathbf{j})|^2$*

	$ X_{\mathbf{l}m}(\theta, \mathbf{j}) ^2$		
	$m = 0$	$m = \pm 1$	$m = \pm 2$
l = 1 дипол	$\frac{3}{8\pi} \sin^2\theta$	$\frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2\theta)$	
l = 2 квадрупол	$\frac{15}{8\pi} \sin^2\theta \cos^2\theta$	$\frac{5}{16\pi} (1 - 3\cos^2\theta + 4\cos^4\theta)$	$\frac{5}{16\pi} (1 - \cos^4\theta)$

Диполното и квадруполното излъчване са с различни ъглови разпределения.

- *Четността* на мултиполното поле е

за *електрично* мултиполно излъчване с порядък $L \rightarrow (EL) \rightarrow (-1)^L$
за *магнитно* мултиполно излъчване с порядък $L \rightarrow (ML) \rightarrow (-1)^{L+1}$.

Подборни правила при γ -преходите

Оценки на Вайскопф за вероятността за преход - основават се на определяне вероятността за преход в рамките на едночастичния слоест модел: преходът се извършва при преминаване на един протон на друго ниво.

Тези оценки са база за сравнение с експериментално определяните вероятности за преход. Те позволяват да се сравняват вероятностите за преход при различна мултиполност.

Ако измерената вероятност \ll от оценката на Вайскопф следва, че вълновите функции на началното и на крайното състояния са много различни - става значително преустройство в ядрото.

Ако измерената вероятност \gg от оценката по едночастичния модел - преходът се предизвиква от колективно движение, напр. при ротация на ядрото.

Вероятността за преход E1 се дава с

$$W_L \sim \left(\frac{R}{D} \right)^2, \quad \tau \sim 1/W_L - \text{време на}$$

живот

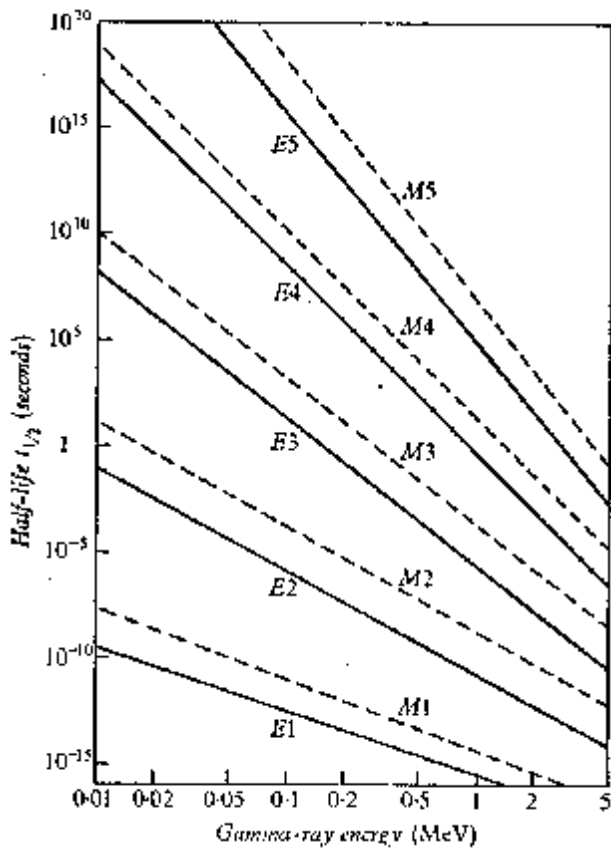
R - радиус на ядрото, $D = \lambda / 2\pi$. $(R/D)^2$ е малко число за γ -кванти 100 keV- 8 MeV, и то *задава размера на ядрото към излъчваната от него дължина на вълната*.

$$D = \frac{h}{p} = \frac{hc}{pc} = \frac{197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{E_\gamma \text{ MeV}}.$$

За енергия 1 MeV и за $A \sim 100$ и $R \sim 6 \text{ fm}$, $(R/D)^2$ е малко число $\sim 10^{-5}$.

Оценките на Вайскопф са в *дълговълново приближение*: размерът на излъчващия център (ядрото) трябва да е много по-малък от дължината на излъчената от него вълна.

Оценките на Вайскопф – как намалява вероятността за излъчване на γ -квант с мултиполност $(L + 1)$ в сравнение с вероятността да се излъчи с мултиполност L



$$\frac{W_{L+1}}{W_L} \sim 10^{-5}$$

и отношението на вероятността за преход от електричен тип към вероятността за преход от магнитен тип при една и съща мултиполност

$$\frac{W(EL)}{W(ML)} \sim 10^2 - 10^3$$

Зависимост на периода $T_{1/2}$ от енергията, типа и мултиполния порядък на γ -прехода според оценките на Вайскопф.

Подборните правила по спин - следват от 33 на ъгловия момент

$$\dot{I}_f = \dot{L} + \dot{I}_i$$

възможните стойности за L са

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \text{ - правило на}$$

триъгълника

Подборните правила по четност - от свойствата на съответните мултиполни полета

$$\frac{\pi_i}{\pi_f} = (-1)^L \quad \text{за електричните преходи } EL$$

$$\frac{\pi_i}{\pi_f} = (-1)^{L+1} \quad \text{за магнитните преходи } ML$$

Ако при γ -прехода четността не се променя, преходът може да е четен електричен или нечетен магнитен. Ако четността на нивата е различна, γ -преходът може да е нечетен електричен или четен магнитен.

пример: началното ниво има спин $3/2$, а крайното – $5/2$. Възможните стойности за L са 1, 2, 3 или 4. Ако четността на двете нива е една и съща, възможните преходи са M1, E2, M3 и E4. Ако четността на двете нива е различна, γ -преходите могат да бъдат E1, M2, E3 или M4. Според оценките на Вайскопф за едно средно ядро с $A \sim 100$ ($R^2 \sim A^{2/3}$) и енергия на γ -прехода 1 MeV вероятностите за преход - в случая без промяна на четността

$$W(M1):W(E2):W(M3):W(E4) = 1:1,4 \cdot 10^{-3}:2,1 \cdot 10^{-10}:1,3 \cdot 10^{-13}.$$

M1 с възможен малък примес от E2

в случая с промяна на четността

$$W(E1):W(M2):W(E3):W(M4) = 1:2,3 \cdot 10^{-7}:2,1 \cdot 10^{-10}:2,1 \cdot 10^{-17}.$$

ако четността се променя, преходът ще бъде чист E1

Експериментално определяне на типа и мултиполността на γ -преходи става чрез:

- изследване на *ъгловото разпределение на гама-квантите* (излъчени от поляризирани ядра)
- *определяне времето на живот на възбудените нива.*
- измерване на *коэффициентите на вътрешна конверсия*

Времената на живот на ядрените нива се определят с различни методи в зависимост от това колко късо е това време.

* $\tau > 10^{-6}$ s - намаляването на интензитета на прехода с времето се наблюдава пряко

* $10^{-6} < \tau < 10^{-10}$ s - метод на задържаните съвпадения;

* $\tau < 10^{-10}$ s - методи, основани на доплеровото разширение на линията при излъчване на γ -кванта в полет при ядрени реакции

Пряко измерване ширината на ядреното ниво ($\Gamma \sim 1/\tau$) (с ефекта на Мьосбауер)

Вътрешна конверсия

Процесът на вътрешна конверсия е конкурентен на излъчването на γ -кванти: електромагнитните мултиполни полета на ядрото взаимодействат с атомните електрони и електрон от атомната обвивката поема енергията на възбуждане на ядрото (напуска атома).

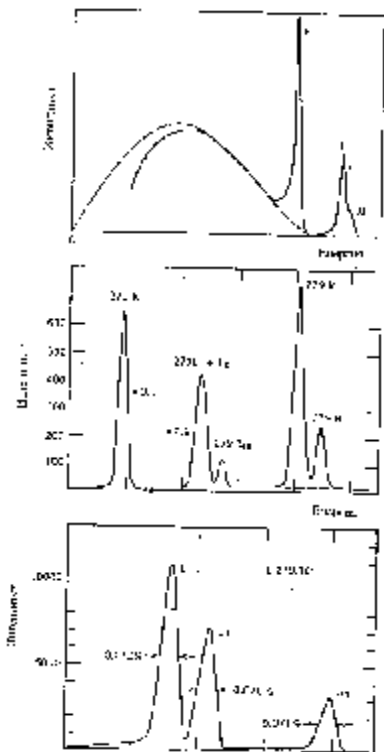
Излъчването на конверсионен електрон *не е* двустепенен процес (напр. преходите $0 \rightarrow 0$ са абсолютно забранени за γ -лъчи, а преходът се извършва чрез конверсия)

$$T_{CE} = E_{\gamma} - B(X),$$

X - атомен слой – K, L(1,2,3), M(1,2,3,4,5)

Ако $B(K) > E_{\gamma}$, K-конверсията не е възможна, очаква се конверсия от друг слой.

Конверсионните електрони са моноенергетични.

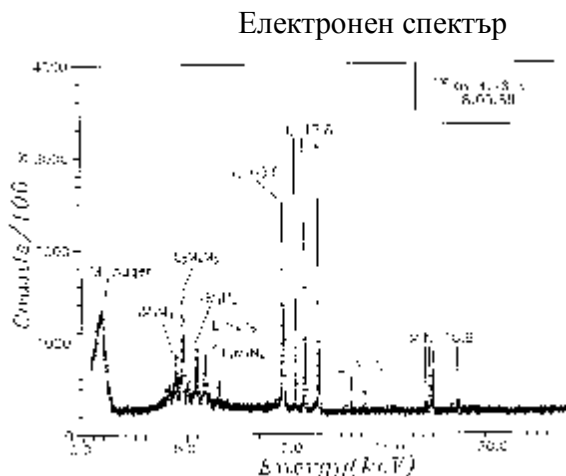


В спектра на конверсионните електрони с най-голям интензитет ще бъде К-линията, а останалите линии ще бъдат с намаляващ интензитет. Поради възникването на ваканция в някой от атомните слоеве, *процесът на вътрешна конверсия винаги е съпроводен и с излъчване на характеристични рентгенови лъчи.*

Електронния спектър от разпада на ^{137}Cs .

от
разпада
на ^{155}Eu .
Виждат
се К, L

и M-линии на три γ -прехода,
както и LMM-оже линии



Коефициенти на вътрешна конверсия (ICC = Internal Conversion Coefficient), отношение на броя излъчени електрони към броя излъчени γ -кванти

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}$$

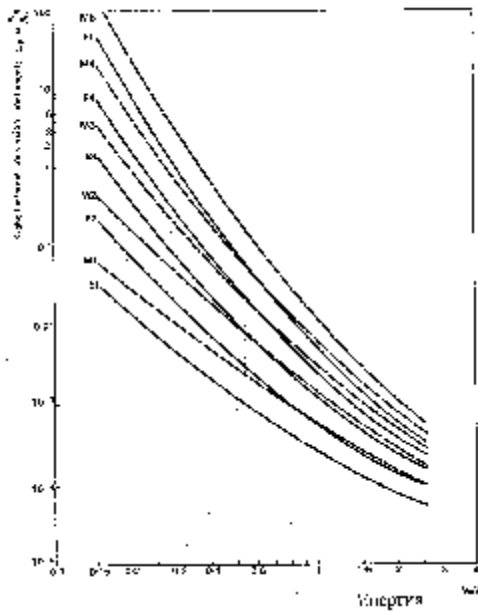
Константата на разпадане е сума от парциалните константи на двата конкуриращи се процеса

$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e = \lambda_\gamma \left(1 + \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \right) = \lambda_\gamma (1 + \alpha).$$

парциални коефициенти на конверсия, например за L-слоя

$$\alpha_L = \alpha_{L_1} + \alpha_{L_2} + \alpha_{L_3}$$

Пълният коефициент на вътрешна конверсия от всички атомни слоеве е



$$\alpha_{\text{tot}} = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

← ($Z = 40$)

Коефициентите на вътрешна конверсия се изчисляват точно с квантово-механични методи - основават се на изчисляване на електронната плътност в областта на ядрото и на вероятността за γ -преход.

Основните резултати от изчисляването на ИСС показват, че коефициентът на конверсия

- расте със Z^3
- намалява с увеличаване енергията на γ -прехода

- увеличава се с мултиполността на прехода L .
- намалява за по-високо разположените атомни обвивки ($\sim 1/n^3$, очаква се $\alpha_K/\alpha_L \sim 8-10$)
- по-голям е за магнитните преходи, отколкото за електричните със същата мултиполност.

ВК се използва за определяне типа и мултиполността на прехода (спина и четността на ядрените нива). Измерените КВК като отношение на излъчените електрони към излъчените γ -кванти се сравняват с изчислените – тип (Е или М) и L се определят от сравнение с изчислените криви. Ако експерименталните точки лежат между две криви - смесен преход и може да се определи коефициентът на смесване.

Преходите $0 \rightarrow 0$ са абсолютно забранени за излъчване на γ -лъчи. Причината е в напречния характер на електромагнитната вълна, който се проявява при наблюдение на γ -прехода на голямо разстояние от излъчващия център. Фотонът може да има лява или дясна кръгова поляризация. От корпускулярна гледна точка това е свързано със спина на фотона, който е $1 \hbar$ и проекциите му по посоката на движение са $\pm 1 \hbar$. Нулева проекция при реалния фотон е невъзможна (следва от нулевата маса на фотона). При преход $0 \rightarrow 0$ се излъчва конверсионен електрон.

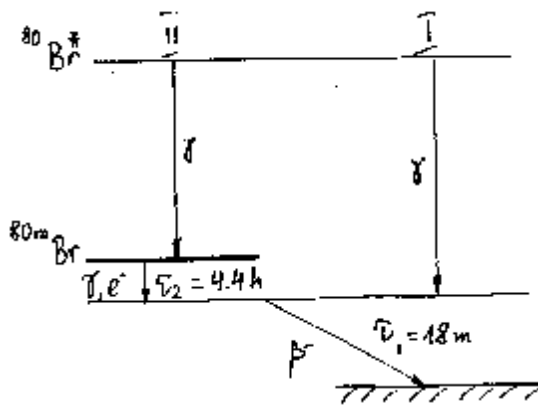
Ядрена изомерия

Излъчването на γ -лъчи се управлява от електромагнитното взаимодействие. Типично време при γ -преходите е $10^{-14}-10^{-16}$ s. Ако γ -преходът е затруднен поради подборните правила по спин и по четност, времето на живот може да стане голямо ($^{178\text{m}}\text{Hf}$ с $\tau \sim 31$ години).

Такива ядра имат маса (енергия), спин и четност различни от тези на основното състояние - метастабилни състояния или *ядрени изомери* (аналогия с химичните изомери) – означение ИТ (Isomeric Transition).

Откриване на ядрената изомерия

^{79}Br и ^{81}Br са облъчени с неутрони и вместо очакваните два периода от получаващите се в реакцията β -радиоактивни ядра ^{80}Br и ^{82}Br са измерени *три различни периода* – 18 минути, 4,4 часа и 34 часа (този период е от ^{82}Br).



И в двата случая се измерва един и същ β -спектр, но единия ще има период 18 минути, а другият – 4,4 часа (периодът на мат. ядро е повече от 14 пъти по-голям от този на дъщерното).

При достатъчно дълго време на живот на изомера е възможно и химическо изолиране на изомера от изомерните ядра от останалите (ядрата след вътрешна конверсия са в

йонизирани атоми, свързват се в химическо съединение и се отделят от неразпадналите се).

изомерни съст. в ^{87}Y и ^{87}Sr

Изомерни състояние с дълги времена на живот се получават при голяма разлика в спиновете на началното и крайното състояние (поне 3).

Обяснение на ядрения изомеризъм се дава в рамките на слоестия модел.

