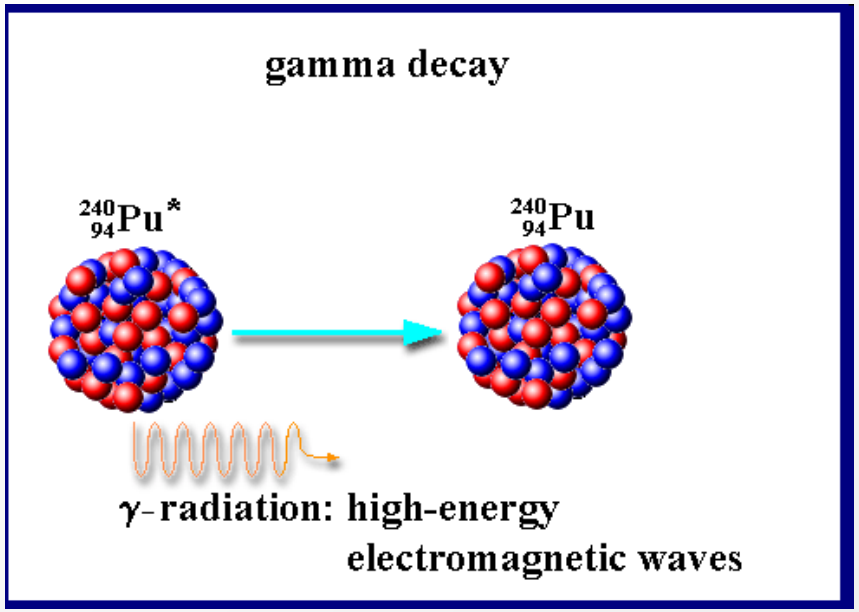
Emisia gama kvánt

1-FYZ-601 Jadrová fyzika

Gama žiarenie

- V roku 1900 Paul Vilard identifikoval 3. typ žiarenia so 160x väčšou penetračnou schopnosťou a nemožnosťou vychýlenia magnetickým poľom. Pomenoval ho gama žiarenie.

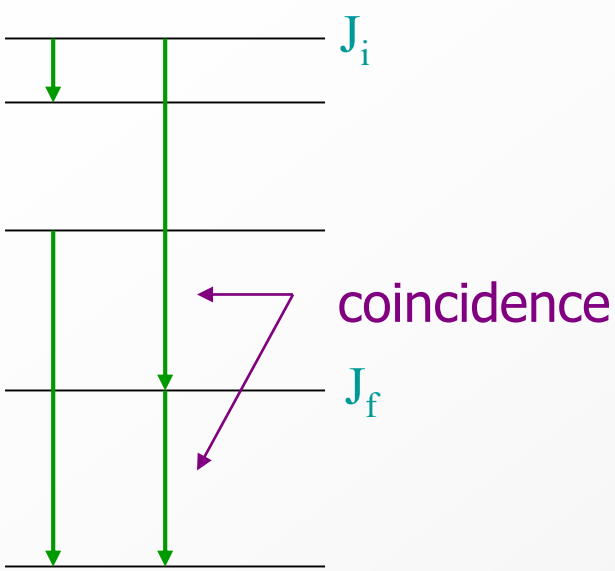
Gamma premena



Po väčšine rádioaktívnych rozpadov ostáva jadro v excitovanom stave ktoré sa deexcitujú emisiou fotónu.

$$^{A}X^* \rightarrow {}^{A}X + \gamma$$

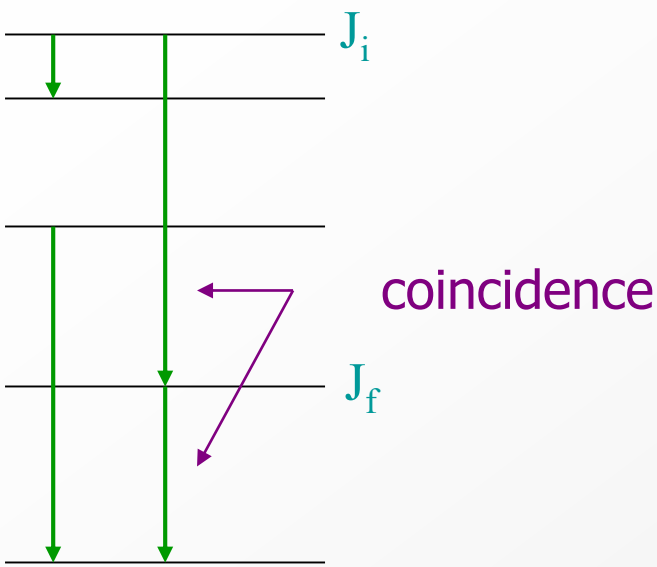
Schéma gamma prechodu



Jadro môže po vytvorení v jadrovej reakcii, alebo rádioaktívnym rozpadom, ostať v enrgeticky vzbudenom (excitovanom) stave. Preto má tendenciu sa dostať do energeticky nižšieho stavu, pričom môže uvoľnenú energiu emitovať v podobe gama kvanta.

- Pri tejto emisii prechádza jadro medzi dvomi kvantovanými hladinami. V prípade deexcitácie cez viacero hladín, tak môžeme sledovať kaskádu gama kvánt.
- Jeden z typických scenárov je napríklad prechod nukleónu medzi dvomi energetickými hladinami, ale taktiež sa môže znižovať energia kolektívnych excitácií.

Schéma gamma prechodu

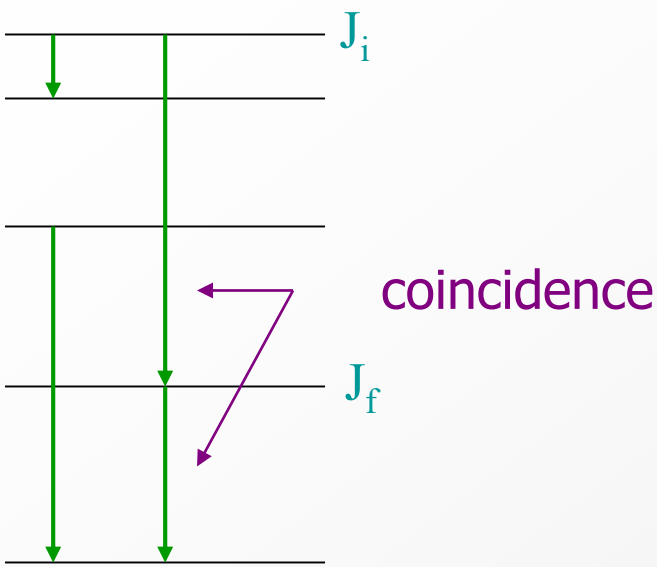


Energia emitovaného žiarenia pritom zodpovedá energetickému rozdielu medzi hladinami, pričom na základe zákona zachovanie hybnosti, časť energie preberá jadro samotné.

$$E_\gamma \cong \Delta E - \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2}$$

Keďže ΔE je rádovo max MeV a Mc^2 je rádovo A x 10^3 MeV veľkosť druhého člena je rádovo 10^{-5} MeV.
Rozlišenie detektorov zvyčajne 10^{-3}MeV, preto energiu ktorú preberá jadro v experimentálnych meraniach zvyčajne zanedbáme.

Schéma gamma prechodu



Pri deexcitácii sa odnáša určitý moment hybnosti L. Tento odnášaný moment hybnosti sa zvykne označovať aj ako multipolarita žiarenia a jeho hodnota je definovaná spinmi počiatočného a koncového stavu. Pri výrazne odlišných spinoch týchto stavov je možná emisia viacerých rôznych charakterov gama kvánt.

$$\left|I_i - I_f\right| \leq L \leq \left|I_i + I_f\right|$$

Charakteristiky prechodov

Prechody – magnetické a elektrické

$\pi_i = \pi_f$ pre párne elektrické a nepárne magnetické

$\pi_i = -\pi_f$ pre nepárne elektrické a párne magnetické

Napríklad

$2^+ \rightarrow 0^+$ je E2 (L=2, parita sa nemení)

$2^+ \rightarrow 1^-$ je E1 (L=1, parita sa mení)

$3^+ \rightarrow 1^-$ je M2 (L=2, parita sa mení)

Ďalšie možnosti

Prechody – magnetické a elektrické

$\pi_i = \pi_f$ pre párne elektrické a nepárne magnetické

$\pi_i = -\pi_f$ pre nepárne elektrické a párne magnetické

Mali sme prípad $2^+ \rightarrow 1^-$ je E1 (L=1, parita sa mení)

$$\left|I_i - I_f\right| \leq L \leq \left|I_i + I_f\right|$$

Takže musíme vziať v úvahu aj možnosť emisie kvanta s L = 2 (príp. L = 3) – konkrétne M2 prechodu $2^+ \rightarrow 1^-$ povolené aj M2 (parita sa mení)

Výberové pravidlá - sumár

a) $J_i \neq J_f$, $L_{min} = |J_i - J_f|$

i. $\pi_i \ \pi_f = (-1)^{|Ji-Jf|}$ najpravdepodnejši je elektrický prechod s $L= |J_i - J_f|$

ii. $\pi_i \ \pi_f = (-1)^{|Ji-Jf|+1}$ a je najmenší možný elektrický multipól $L = |J_i - J_f| +1$ a je najmenší možný magnetický multipól $L = |J_i - J_f|$. Emisia takýchto kvánt si môže efektívne konkurovať, špeciálne v prípade stavov medzi kolektívnymi excitáciami. Teda emisia elektrického multipólu môže konkurovať emisii magnetického multipólu.

Výberové pravidlá - sumár

b) $J_i = J_f \neq 0$. V prípade $L_{min} = 0$ nie je možná emisia monopólového žiarenia.

Ak $\pi_i \pi_f = 1$ tak preferovaný prechod je magnetický dipólový precho M1 avšak elektrický kvadrupólový prechod E2 mu môže konkurovať.

Ak $\pi_i \pi_f = -1$ preferovaný prechod je elektrický dipólový prechod E1

Výberové pravidlá – sumár

c) $J_i = J_f = 0$ v tomto prípade je zvyčajne možná iba vnútorná konverzia
S malou pravdepodobnosťou je možná v prípade $0 \rightarrow 0$ prechodov aj emisia dvoch fotónov, prípadne jedneho fotónu spolu s procesom vnútornej konverzie

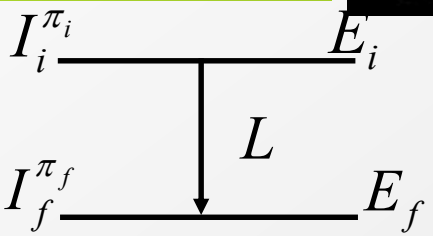
V prípade ak $\Delta E \geq 2m_ec^2 = 1.02$ MeV môžu byť emitované pozitrón elektrónové páry a so zvyšujúcou sa energiou môžu byť pravdepodobnejšie ako emisia γ kvanta

Zhrnutie a príklady

$$|I_i - I_f| \le L \le |I_i + I_f|$$

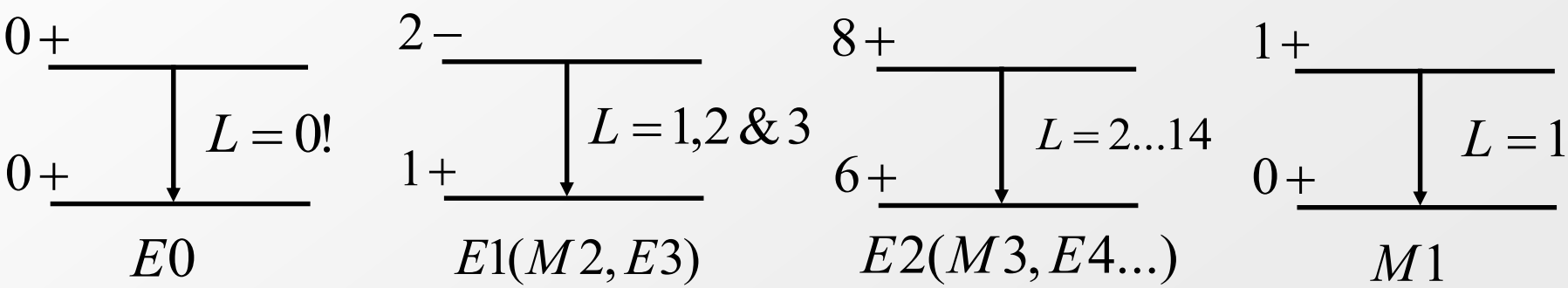
$$\Delta\pi(EL) = (-1)^L \qquad \Delta\pi(ML) = (-1)^{L+1}$$

electric multipole — magnetic multipole



$$E_\gamma = E_i - E_f$$

E1:L=1,yes	E2:L=2,no	E3:L=3,yes	E4:L=4,no	E5:L=5,yes
M1:L=1,no	M2:L=2,yes	M3:L=3,no	M4:L=4,yes	M5:L=5,no



Doba života vzbudených hladín

- Vzbudené stavy jadier majú zvyčajne krátke parciálne polčasy rozpadu – menej ako desiatky nanosekúnd.
- Typická doba rádioaktívnych rozpadov (α, β, štiepenie...) je zvyčajne výrazne dlhšia. Dôsledkom je, že vzbudené stavy jadier sa zvyčajne rýchlo de-excitujú na základnú hladinu.
- Pravdepodobnosť de-excitácie závisí od zmenu spinu, parity, resp. zmeny projekcie spinu do osi symtrie.
- Občas sa v jadre móže vyskytnúť hladina, pre ktorú výberové pravidlá bránia rýchlej deexcitácii a vytvárajú tzv. izomérne stavy. Tie sa môžu výnimočne rozpadávať rádioaktívnou premenou.

Pravdepodobnosť prechodu

$$\lambda_{electric} = 10^{21} \frac{4.4(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{197}\right)^{2l+1} R^{2l} \sec^{-1}$$

$$\lambda_{magnetic} = 10^{21} \frac{1.9(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{197}\right)^{2l+1} R^{2l-2} \sec^{-1}$$

kde R je polomer jadra vo fm, energia je v MeV a l je zmena spinu.

S rastúcou multipolaritou prechodu a klesajúcou energiou klesá pravdepodobnosť prechodu. Vysoký rozdiel spinu medzi dvomi hladinami môže spôsobiť vznik izoméru.

Porovnanie E1 a E2 prechodu

Príklad: Máme E1 a E2 prechod s E_γ = 1 MeV pre jadro s A = 100.

Aké sú pomery pravdepodobnosti prechodu?

R = 1.25 x $100^{1/3}$ = 5.80 fm

$$\lambda_{electric} = 10^{21} \frac{4.4(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{197}\right)^{2l+1} R^{2l} \sec^{-1}$$

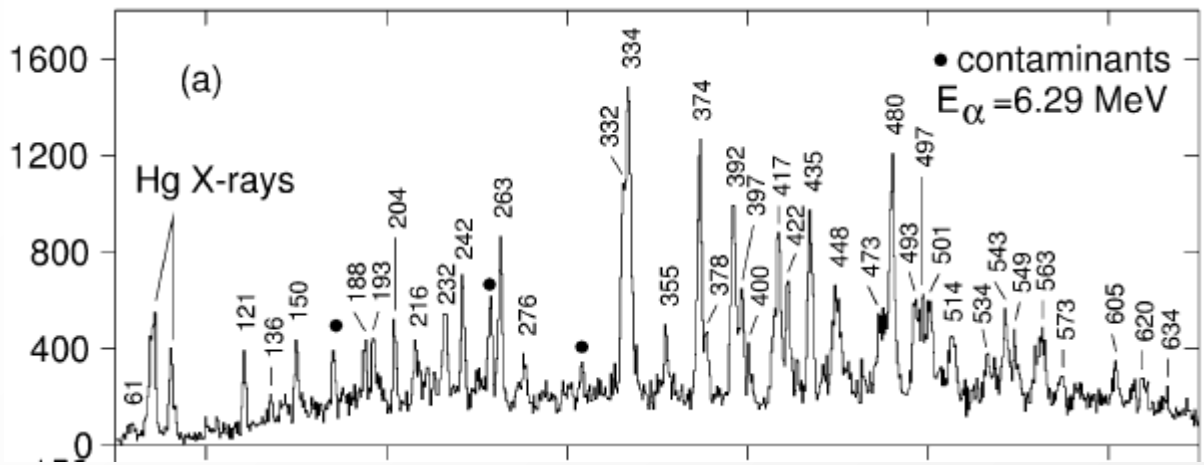
$$\lambda_{electric} = 10^{21} \frac{4.4(2)}{l[3]^2} \left(\frac{3}{4}\right)^2 \left(\frac{1}{197}\right)^3 5.8^2 = 1.21 \times 10^{15} \sec^{-1}$$

$T_{1/2} = 5\text{x}10^{-16}$ s

$$\lambda_{electric} = 10^{21} \frac{4.4(3)}{l[5 \bullet 3 \bullet 1]^2} \left(\frac{3}{5}\right)^2 \left(\frac{1}{197}\right)^5 5.8^4 = 4.03 \times 10^{10} \sec^{-1}$$

$T_{1/2} = 2\text{x}10^{-11}$ s

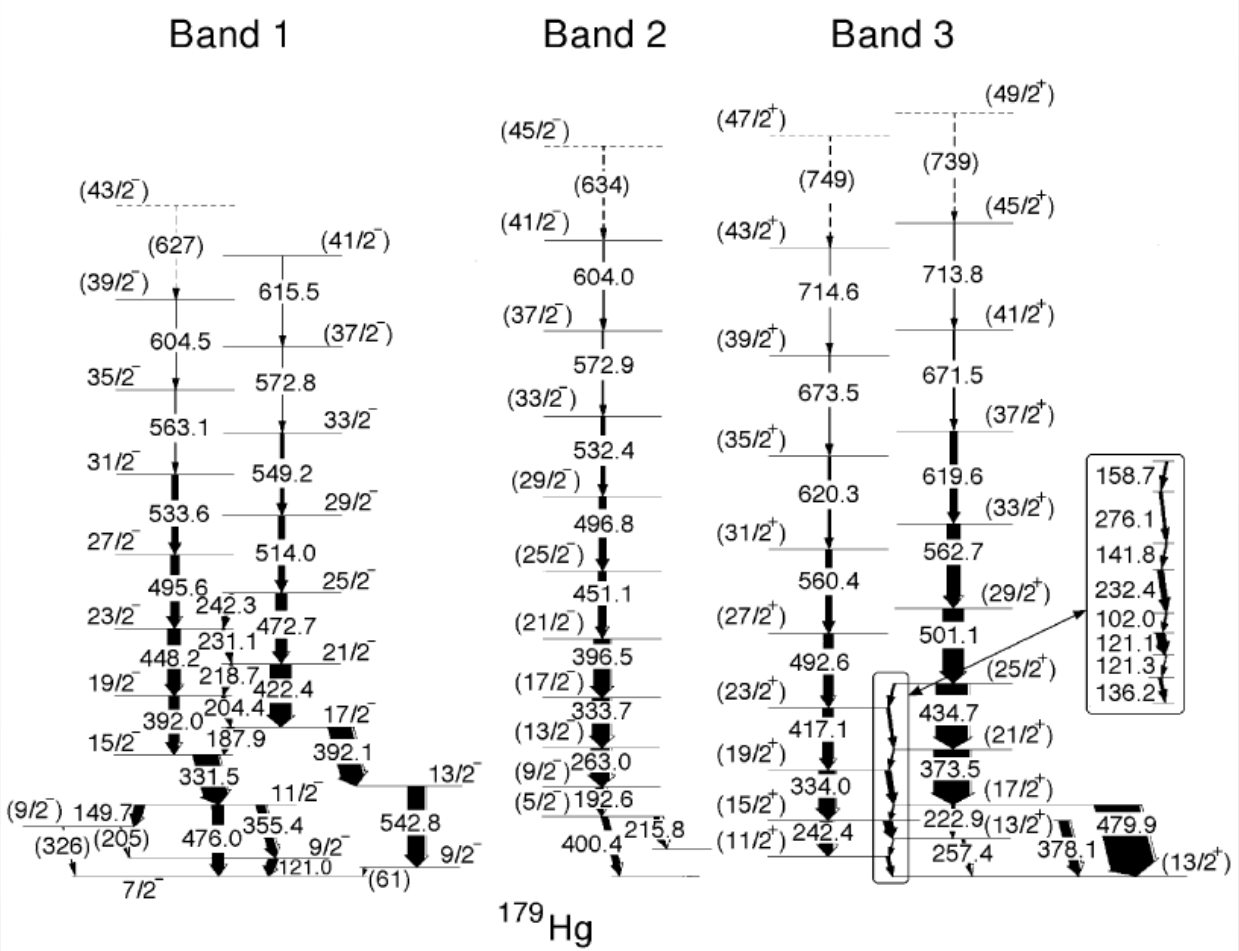
Energetické spektrum gama kvánt



Nezriedka komplexné spektrum s množstvom identifikovaných prechodov (v závislosti od štatistiky študovaných jadier a experimentálnej techniky)

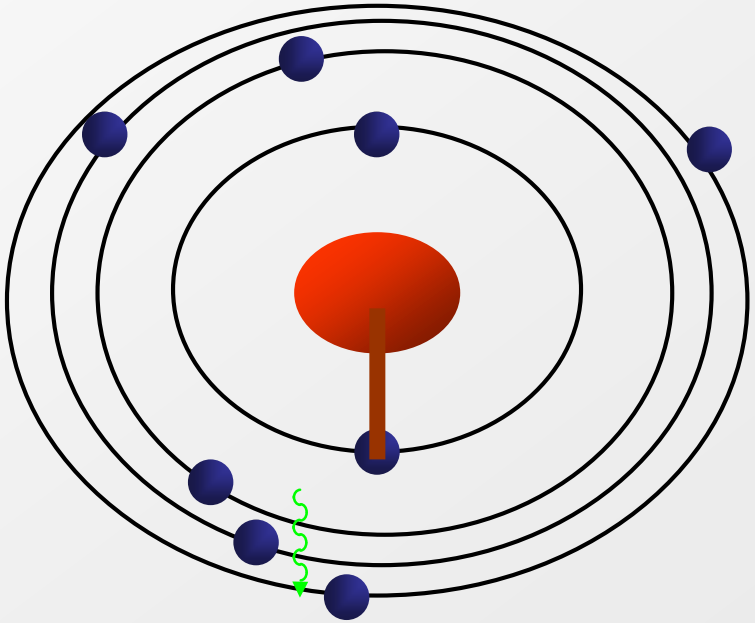
Schémy vzbudených stavov

Po identifikovaní a určení charakteru jednotlivých prechodov, je možné identifikovať jednotlivé vzbudené hladiny.



Vnútorná konverzia

Elektromagnetické pole jadra môže interagovať s elektrónom v atómovom obale a odovzdať mu energiu postačujúcu na opustenie atómového obalu.



Energia emitovaného elektrónu je:

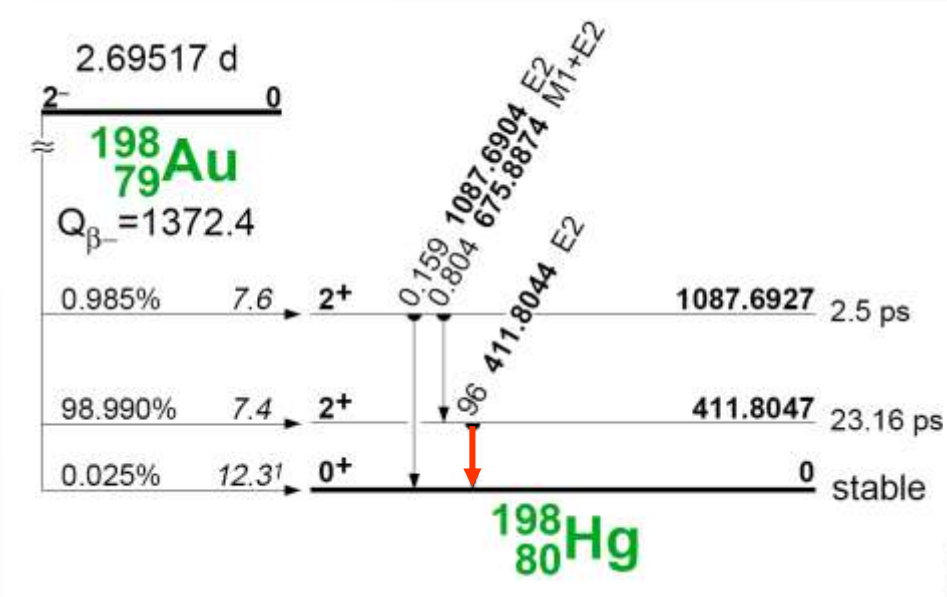
$E_e = \Delta E - B_e - T_r$

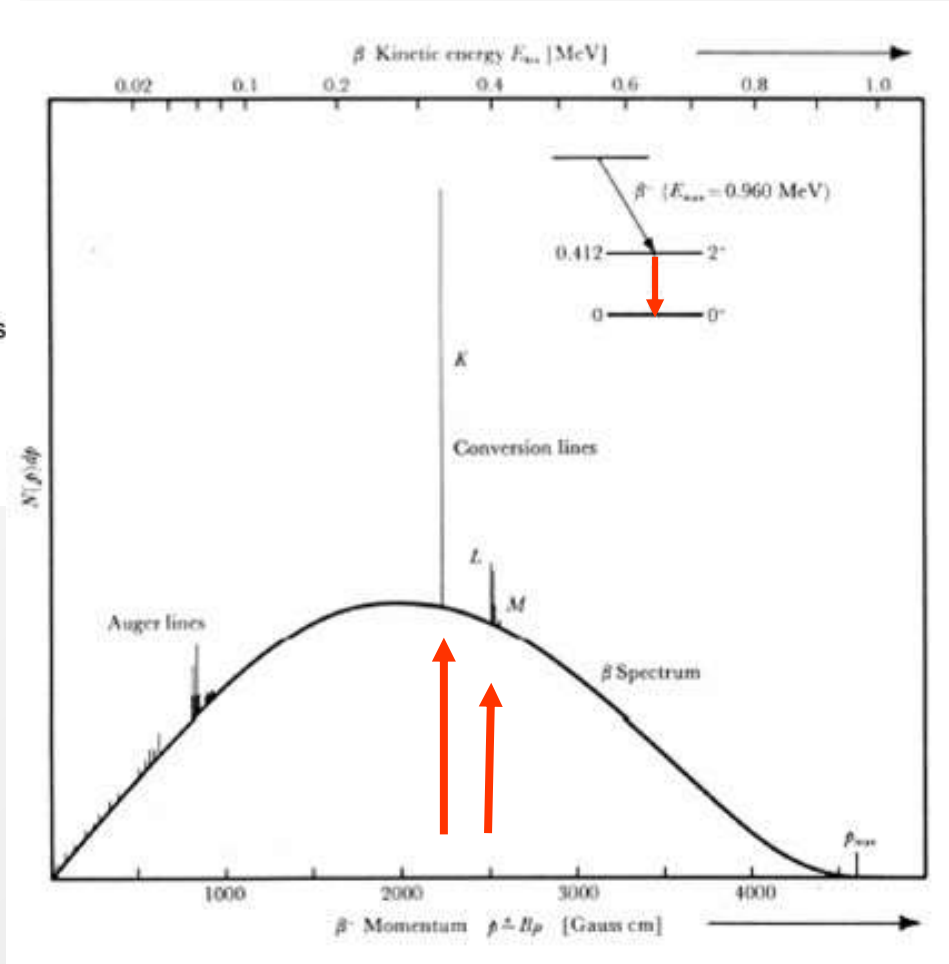
B_e - väzbová energia elektrónu

T_r – kinetická energia jadra

Pozor: ide o odlišný proces ako fotoefekt!

Elektróny z vnútornej konverzie

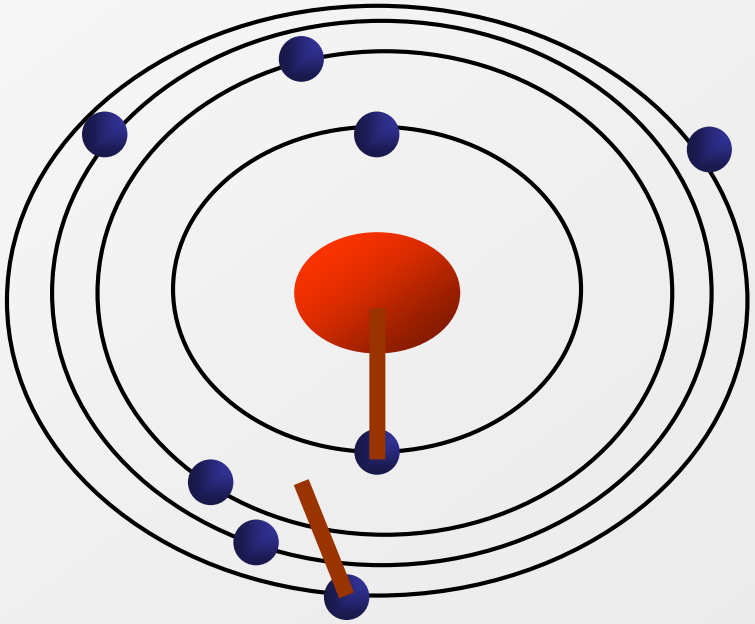




Auger elektróny

Efekt objavila v roku 1922 Lisa Meitner a 1923 Pierre Victor Auger.

Po emitovaní elektrónu z K (príp. L, M...) vrstve sa zaplní diera elektrónom z vyššie ležiacej hladiny a prebytočná energia sa môže preniesť na valenčný elektrón.



Využitie napr. pri identifikácii atómov pomocou tzv. Auger spektroskopie (materál sa bombarduje RTG lúčmi a sledujú sa uniknuté elektróny).