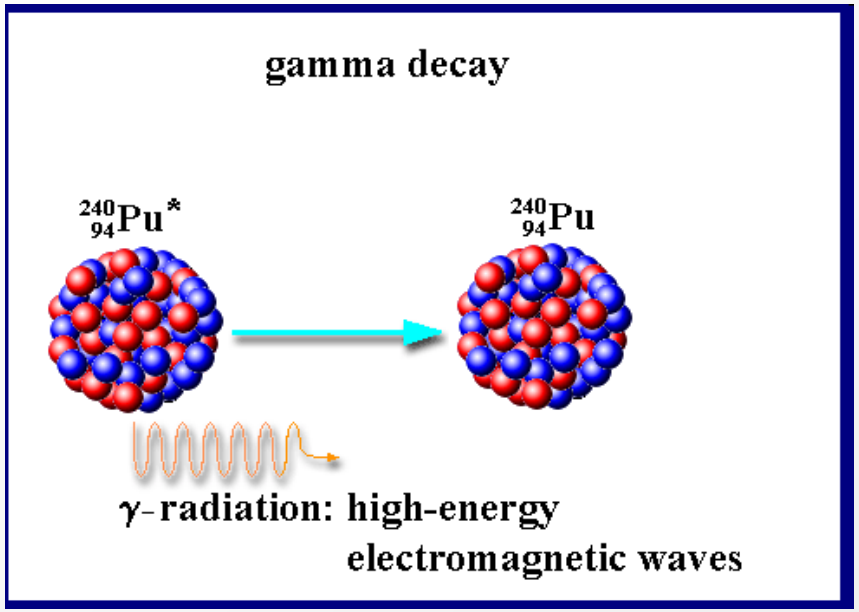
Emisia gama kvánt

2-FJF-115 Fyzika atómového jadra

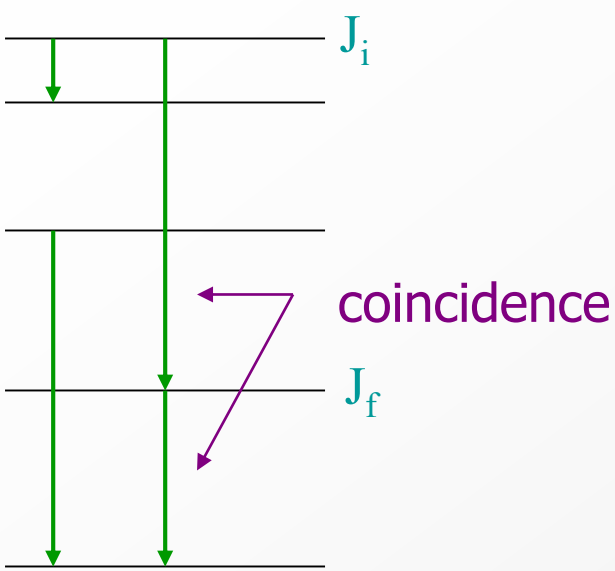
Gamma premena



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

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

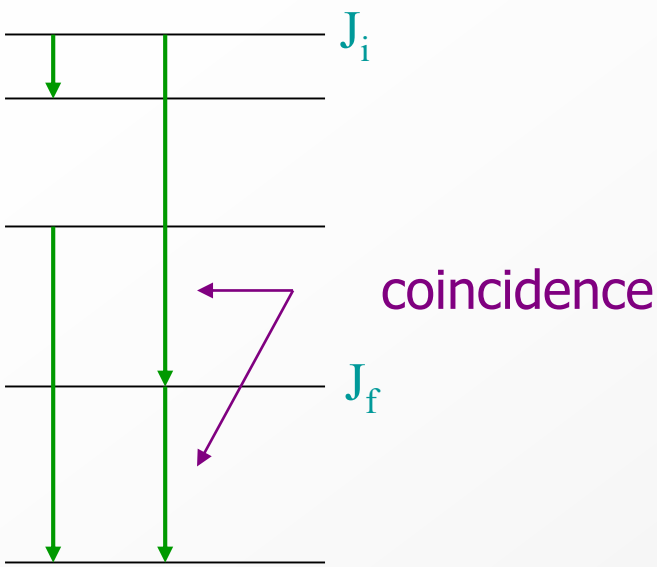
Schéma gamma prechodu



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

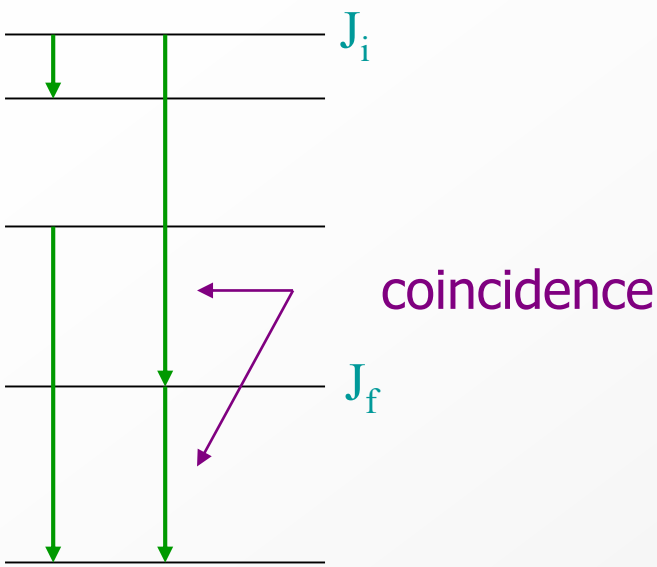


Energia emitovaného žiarenia pritom zodpovedá energetickému rozdielu medzi hladinami, pričom na základe zákona zachovanie hybnosti, časť energie preberá jadro samotné.

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

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

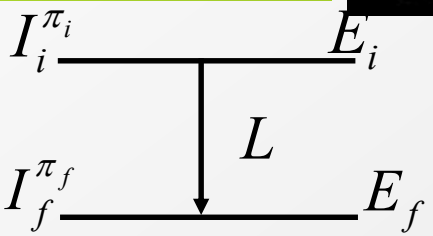
V prípade ak $\Delta E \geq 2m_e c^2 = 1.02$ MeV môžu byť emitované pozitrón elektrónové páry a so zvyšujúcou sa energiou môžu byť pravdepodobnejšie ako emisia γ kvanta

Zhrnutie a príklady

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

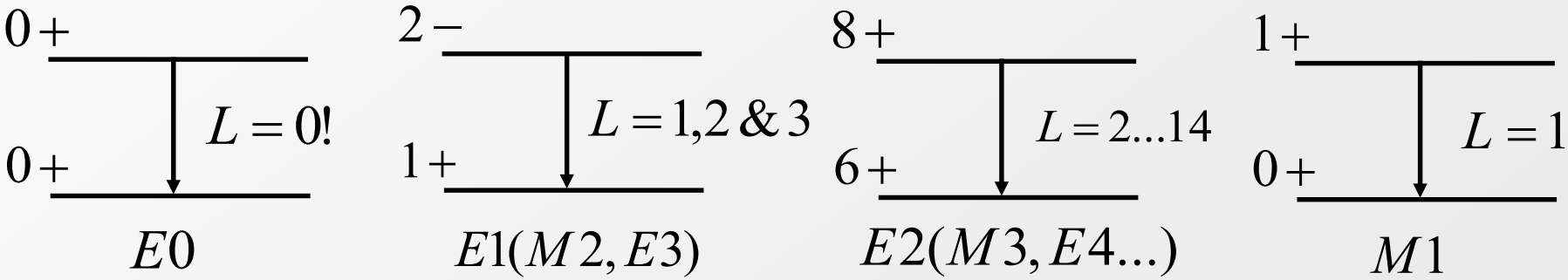
$$\Delta\pi(EL) = (-1)^L \qquad \Delta\pi(ML) = (-1)^{L+1}$$

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

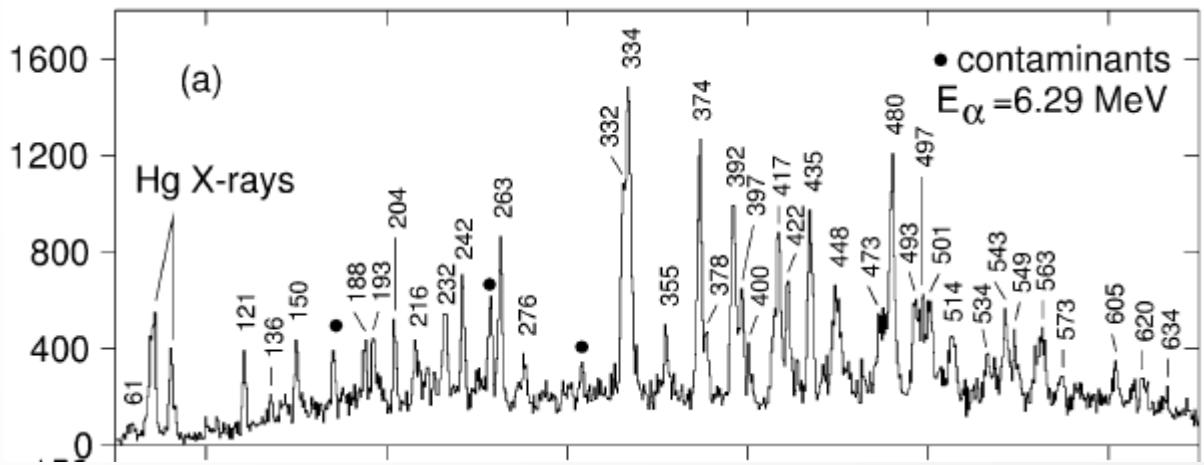
$$\lambda_{electric} = 10^{21} \frac{4.4(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{197}\right)^{2l+1} R^{2l}\, s^{-1}$$

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

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.

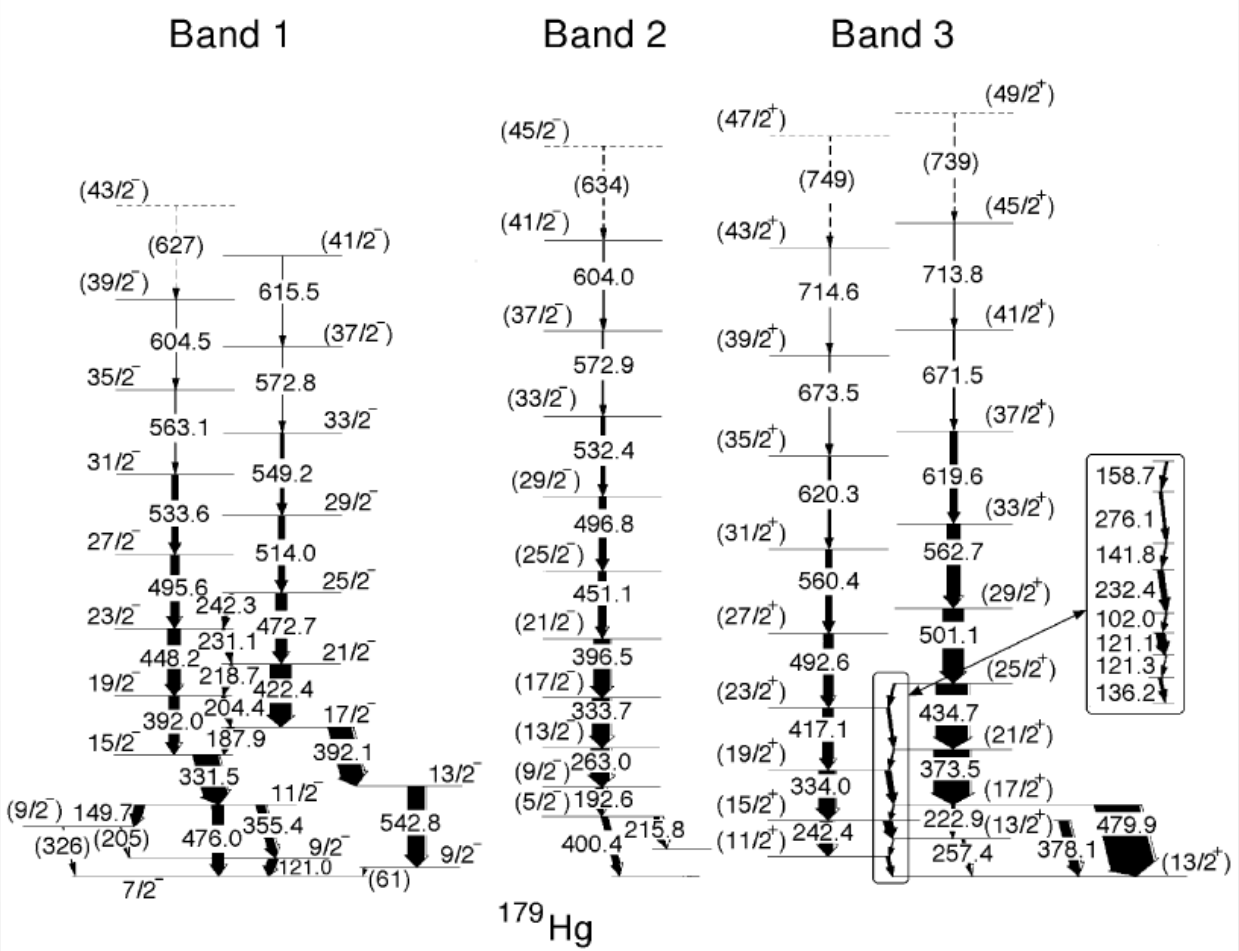
Energetické spektrum gama kvánt



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

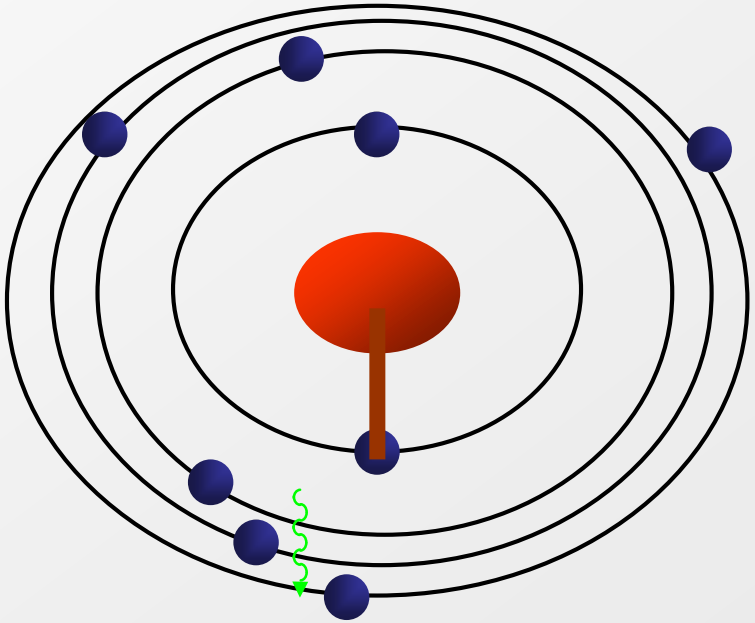
Schémy vzbudených stavov

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:

$E_e = \Delta E - B_e - T_r$

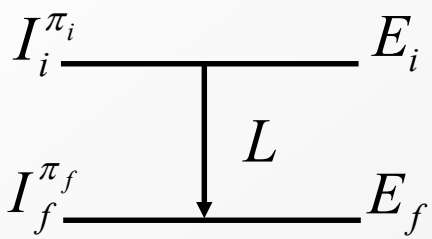
B_e - väzbová energia elektrónu

T_r – kinetická energia jadra

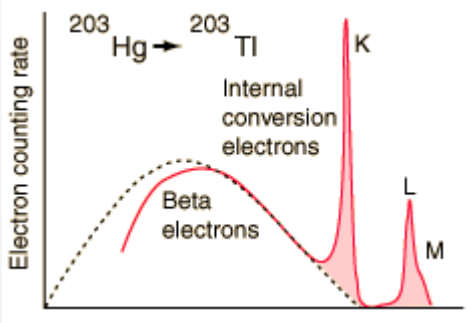
Pozor: ide o odlišný proces ako fotoefekt!

Koeficient vnútornej konverzie

$$\alpha^{tot} = \frac{I_{ce}}{I_\gamma} = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \ldots$$



$$E_\gamma = E_i - E_f$$
$$E_i = E_\gamma - B_i, i = K, L, \ldots$$

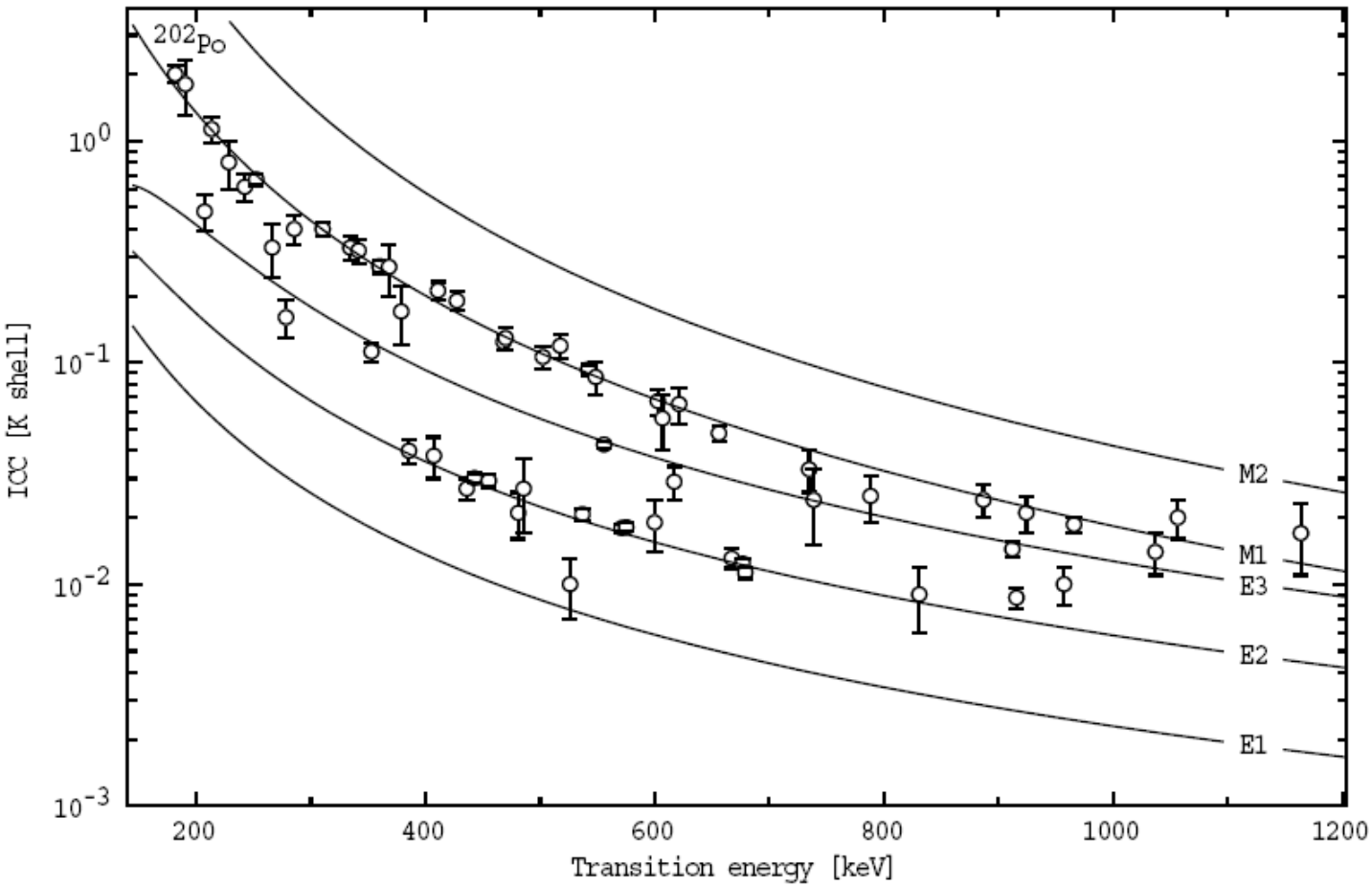


$$\alpha_K(EL) \propto Z^3 \left(\frac{L}{L+1}\right)\left(\frac{2m_e c^2}{E}\right)^{L+5/2}$$

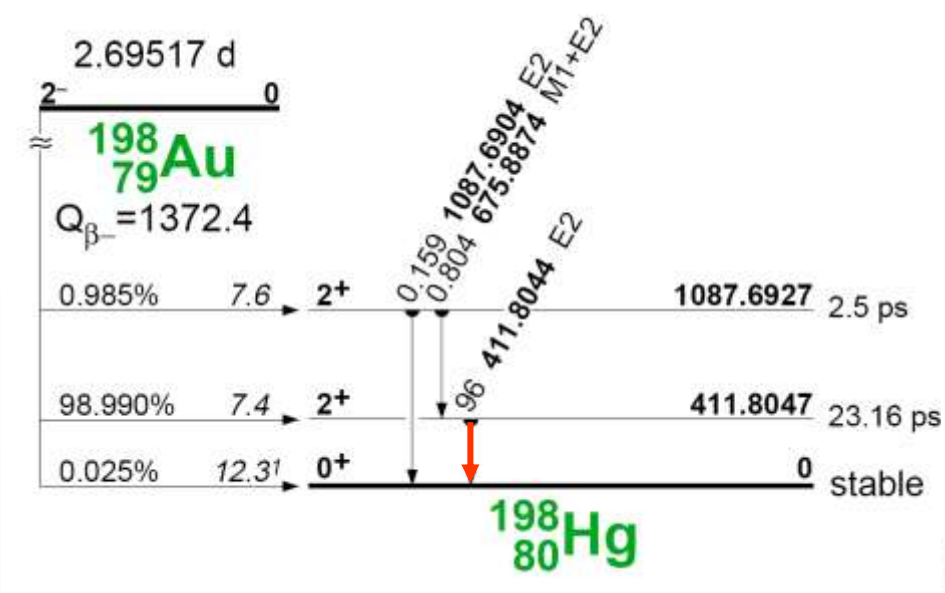
Important for heavy nuclei, where inner electron shells are closer to the nucleus

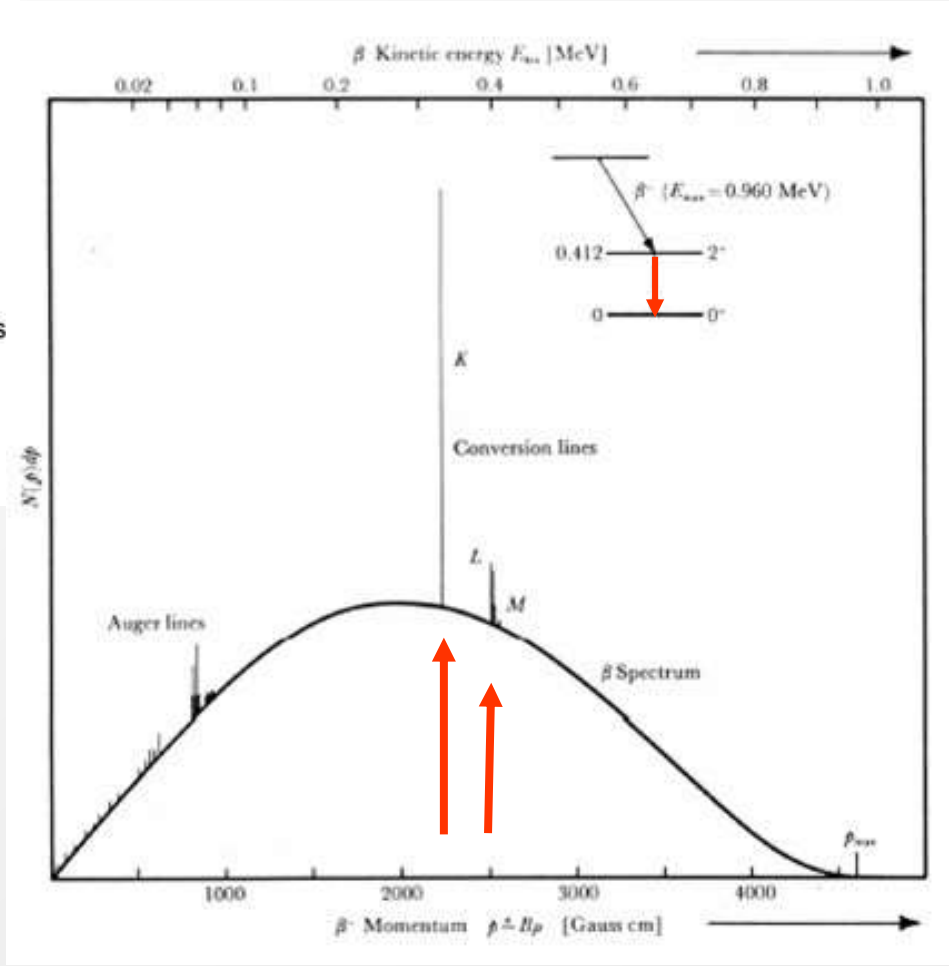
Important for low-energy transitions

Koeficient vnútornej konverzie vs. charakter prechodu



Elektróny z vnútornej konverzie

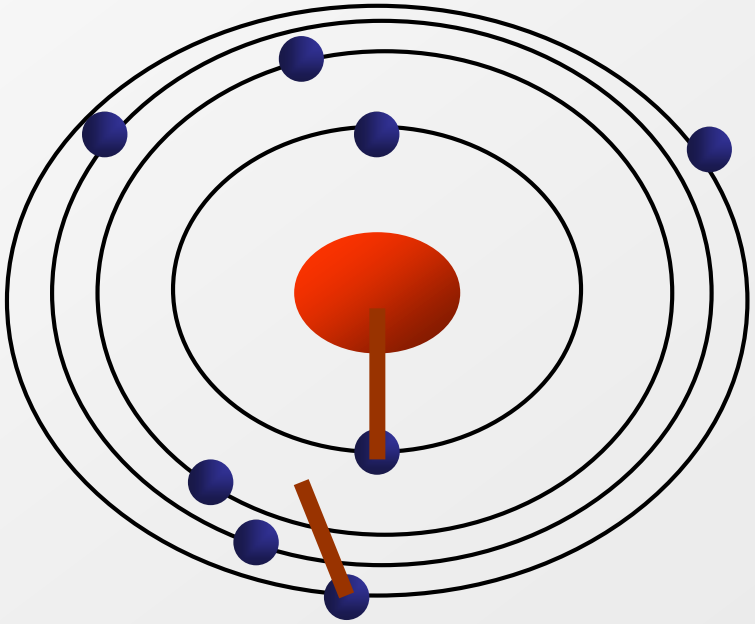




Auger elektróny

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.

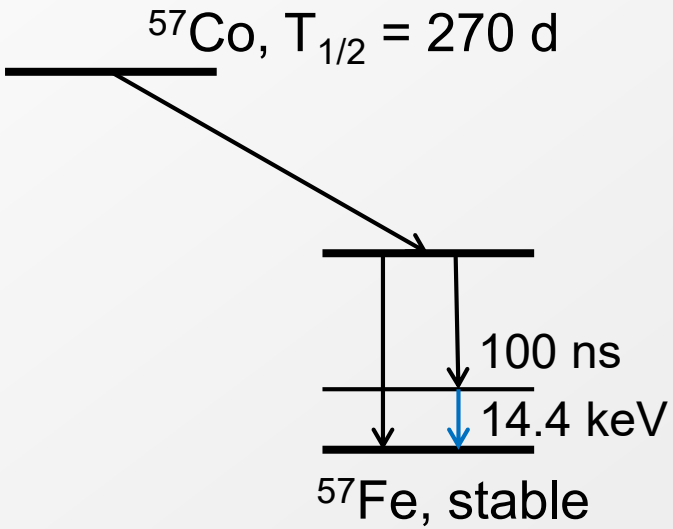


Využitie napr. pri identifikácii atómov pomocou tzv. Auger spektroskopie (materál sa bombarduje RTG lúčmi a sledujú sa uniknuté elektróny).

MÖSSBAUER EFEKT

Princíp

- Pri emisii gama kvanta preberá jadro časť zostatkovej energie. Z pohľadu spektroskopických meraní sa táto energia štandartne zanedbáva.
- Vezmime si klasický prípad 14.4 keV prechodu v ^{57}Fe.



Pre energiu jadra emitujúceho gama kvantum máme

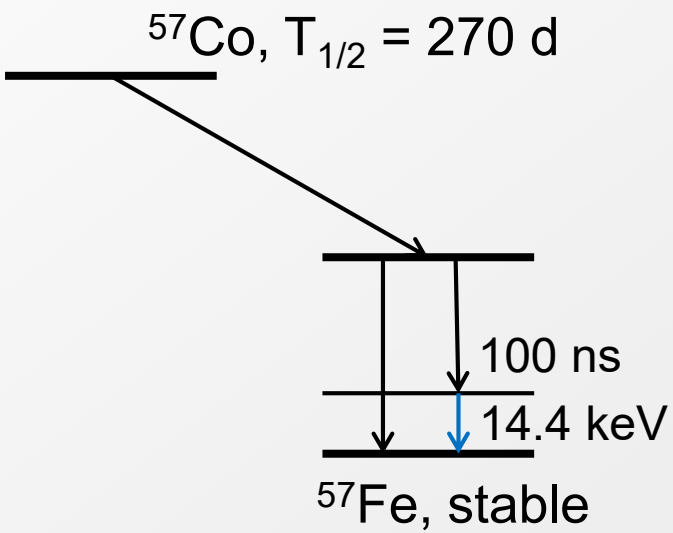
$$E = \frac{1}{2} m_r v^2 = \frac{p^2}{2m_r} = \frac{p^2 c^2}{2m_r c^2}$$

V prípade 14.4 keV prechodu v izotope ^{57}Fe dostávame energiu jadra rádovo

$$E = \frac{p^2 c^2}{2m_r c^2} = \frac{(14.4 \times 10^3)^2}{2 \times 53.022 \times 10^9} = \frac{206.36}{106 \times 10^3} \cong 2 \times 10^{-3} eV$$

Princíp

- Prirodzená šírka čiary je pritom rádovo na úrovni pod 10^{-5} eV.
- Konkr. v prípade 14.4 keV prechodu v ^{56}Fe zodpovedajúceho deexcitácii hladiny so 100 ns je táto šírka:



$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{6.582 \times 10^{-16} eVs}{10^{-7} s} \approx 10^{-8} eV$$

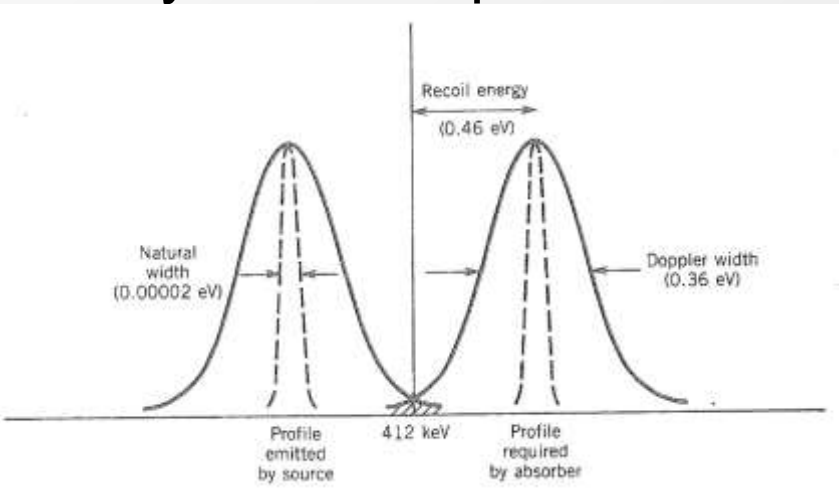
Gama kvantum odnášalo o 10^{-3} eV menšiu energiu ako zodpovedalo energii prechodu. Môže to zabrániť opätovnému záchytu gama kvanta?

Princíp

- Energia tepelného pohyb jadier (kT ~ 0.025 eV) je výrazne väčšia ako prirodzená šírka čiary. Kinetická energia jadra samotného naviac spôsobuje doplerovský posun, čím dochádza k zmene energie.
- Pri snahe študovať rezonančný záchyt gama kvánt je potrebné eliminovať tepelný pohyb jadier ochladením vzorky. Ideálny prípad je, keď je šírka rezonancie určená iba prirodzenou šírkou čiary v dôsledku princípu neurčitosti, príp. hyperjemného štiepenia hladín...

Princíp

- Aj po eliminovaní tepelného pohybu sa energia emitovaného gama kvanta a absorbovaného sa líšia o dvojnásobok energie jadra (E_r). Pri emisii sa emituje gama kvantum s energiou o E_r menšou zatiaľ čo pri absorbcii musí byť energia o E_r väčšia. Preto k prekryvu emisných a absorbčných čiar nepríde.



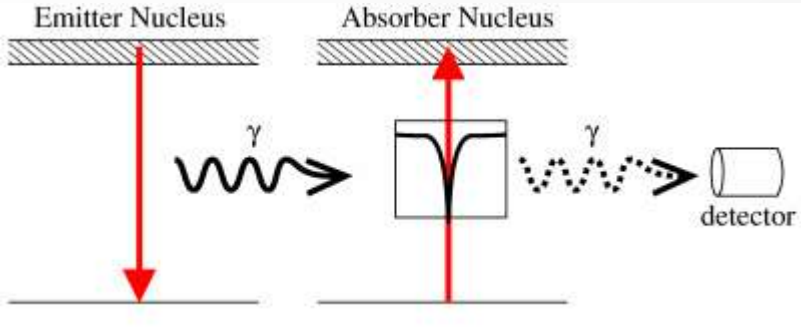
- Pozn. pri atómových rezonanciách (absorbcii svetla v atómovom obale) tento problém nenastáva nakoľko energia emitovaného žiarenia sú rádovo eV a energia, ktorú preberá jadro je cca 2.7×10^{-12} eV.

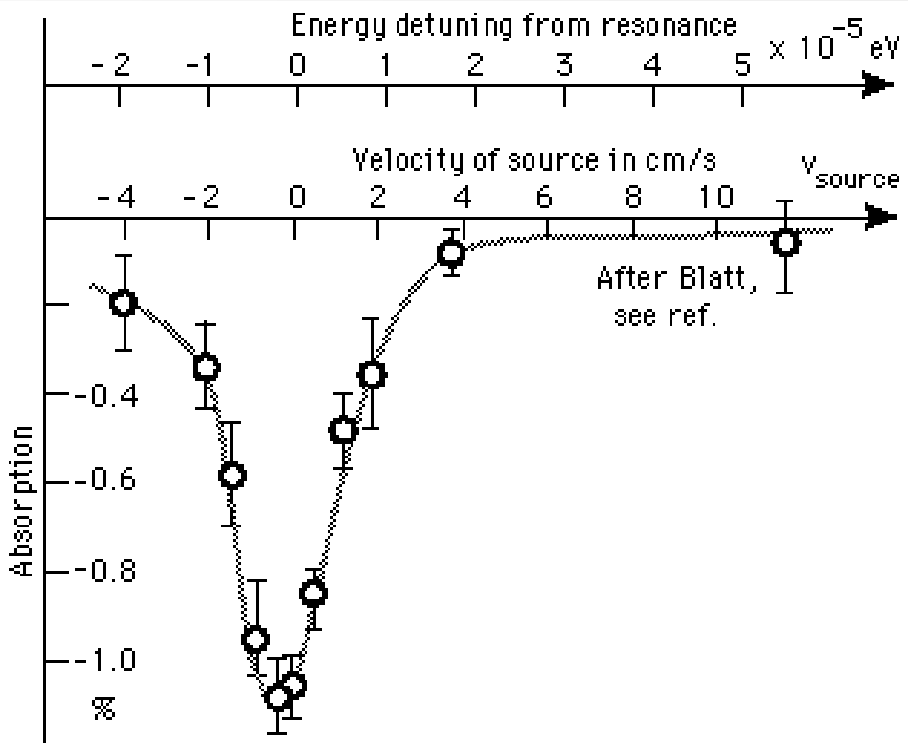
Dosiahnutie rezonancie

- Cieľom je mať absorbčnú čiaru čo najužšiu a minimalizovať energiu odnášanú jadrom E_r.
- Rudolf Mössbauer v r. 1957 (pre jadrá ^{191}Ir) zistil, že ak sa viaže jadro v atómovej mriežke jeho energia sa minimalizuje. Pôvodná kinetická energia sa prenáša na celú mriežku a „hmotnosť“ v člene $E = \frac{p^2c^2}{2Mc^2}$ je prakticky definovaná hmotnosťou mriežky.

Sledovanie rezonancie

- Aj malý pohyb vzorky spôsobí, že rezonancia môže v dôsledku Dopplerovho efektu zaniknúť. Rezonancia sa však dá takto skúmať, ak sa emitujúca vzorka, pohybuje voči absorbujúcej.





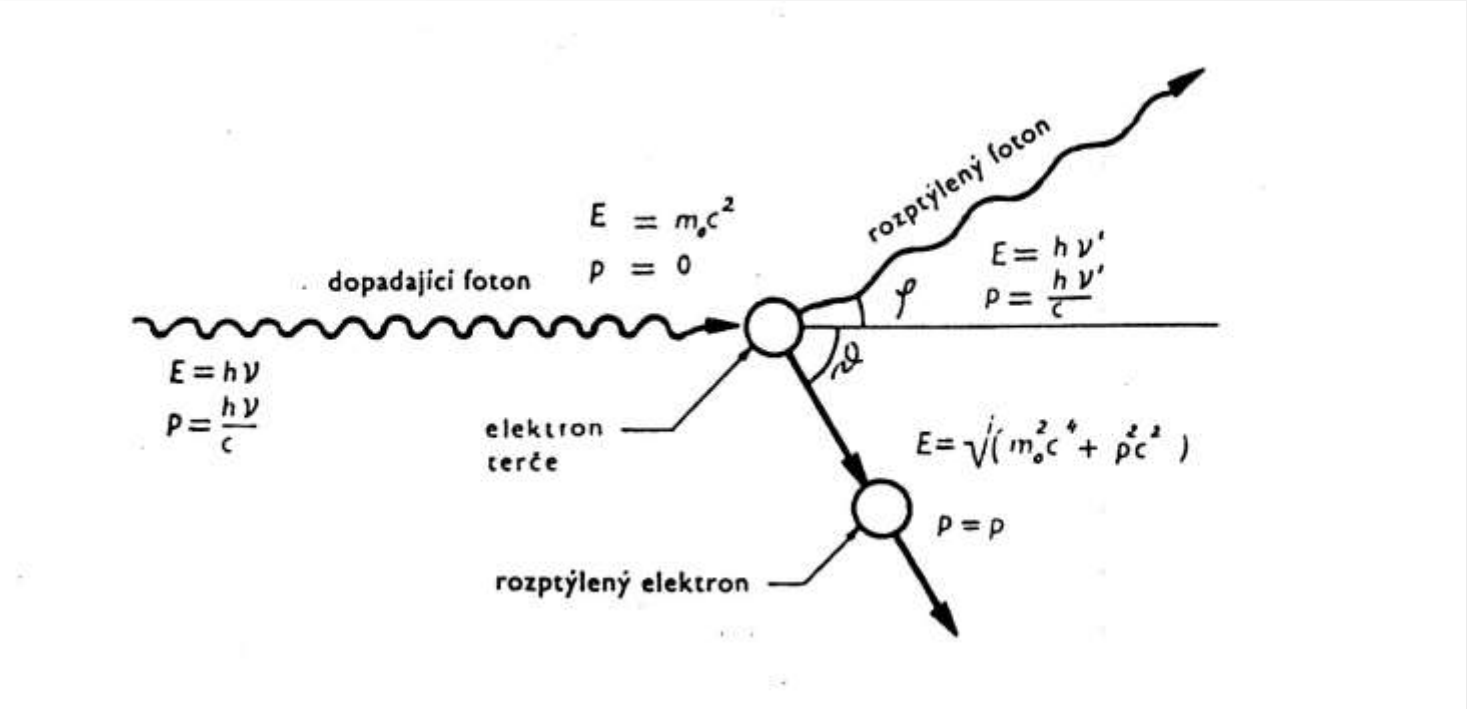
Aplikácie

- V niektorých prípadoch sa dá dosiahnuť extrémna citlivosť. Napr. ^{57}Fe má šírku čiary iba $5x10^{-9}$ eV. Aj pohyb niekoľkých mm za sekundu sa prejaví zánikom rezonancie. Takto je možné sledovať posuny hladín s presnosťou rádovo 10^{-6} eV.
- Na tejto úrovni je možné vidieť posun jadrových hladín v dôsledku prekryvu hustoty elektrónov s jadrom. Keď sa zmení rozloženie elektrónov (napr. v dôsledku rôznych chemických molekúl, zmení sa aj jemný posun hladiny jadra).
- Možnosť študovať efekty ako izomérne posuny (chemické izoméry), kvadrupólové deformácie jadier

INTERAKCIA GAMA ŽIARENIA

Comptonov rozptyl

Fotón s energiou $h\nu$ interaguje s elektrónom. Odovzdá mu časť energie so zmenenou vlnovou dĺžkou a príslušnou energiou $h\nu'$ odlieta preč. Vzťah medzi uhlom rozptylu a zmenou energie sa dá odvodiť zo ZZH a ZZE.



Odvodenie compt. rozpt.

Fotón s energiou $E = h\nu$ má hybnosť $p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$

Zo zákona zachovania hybnosti platí pre pozdĺžny a priečny smer

$$\frac{h\nu}{c} + 0 = \frac{h\nu'}{c}\cos\varphi + p_{el}\cos\vartheta \Rightarrow p_{el}c\cos\vartheta = h\nu - h\nu'\cos\varphi$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c}\sin\varphi - p_{el}\sin\vartheta \Rightarrow p_{el}c\sin\vartheta = h\nu'\sin\varphi$$

Po umocnení a spočítaní získavame

$$p_{el}^2c^2 = (h\nu)^2 - 2h\nu h\nu'\cos\varphi + (h\nu')^2$$

Odvodenie compt. rozpt.

Zo zákona zachovania energie platia vzťahy

$$E_{k,el} = h\nu - h\nu'$$

$$E_{el}^2 = \left(m_0c^2 + E_{k,el}\right)^2 = m_0^2c^4 + p_{el}^2c^2$$

A teda $p_{el}^2c^2 = E_{k,el}^2 + 2m_0c^2E_{k,el}$.

Dosadíme vzťah pre $E_{k,el}$ a dostávame

$$p_{el}^2c^2 = (h\nu)^2 - 2h\nu h\nu' + (h\nu')^2 + 2m_0c^2(h\nu - h\nu')$$

Odvodenie compt. rozpt.

Pre $p_{el}^2 c^2$ máme ťakto dva vzťahy

$$p_{el}^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2h\nu h\nu' \cos\varphi + (h\nu')^2$$

$$p_{el}^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2h\nu h\nu' + (h\nu')^2 + 2m_0 c^2 (h\nu - h\nu')$$

Preto platí $\cancel{(h\nu)^2} - 2h\nu h\nu' \cos\varphi + \cancel{(h\nu')^2} = \cancel{(h\nu)^2} - 2h\nu h\nu' + \cancel{(h\nu')^2} + 2m_0 c^2 (h\nu - h\nu')$

$$h\nu h\nu'(1 - \cos\varphi) = m_0 c^2 (h\nu - h\nu')$$

$$\frac{h\nu h\nu'(1 - \cos\varphi)}{m_0 c^2} = h\nu - h\nu'$$

$$h\nu' \left[\frac{h\nu(1 - \cos\varphi)}{m_0 c^2} + 1\right] = h\nu$$

$$\boldsymbol{h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu(1 - \cos\varphi)}{m_0 c^2}}}$$

Comptonov rozptyl

Pre energiu fotónu máme $h\nu' = \frac{h\nu}{1+\frac{h\nu(1-cos\,\varphi)}{m_0c^2}}$.

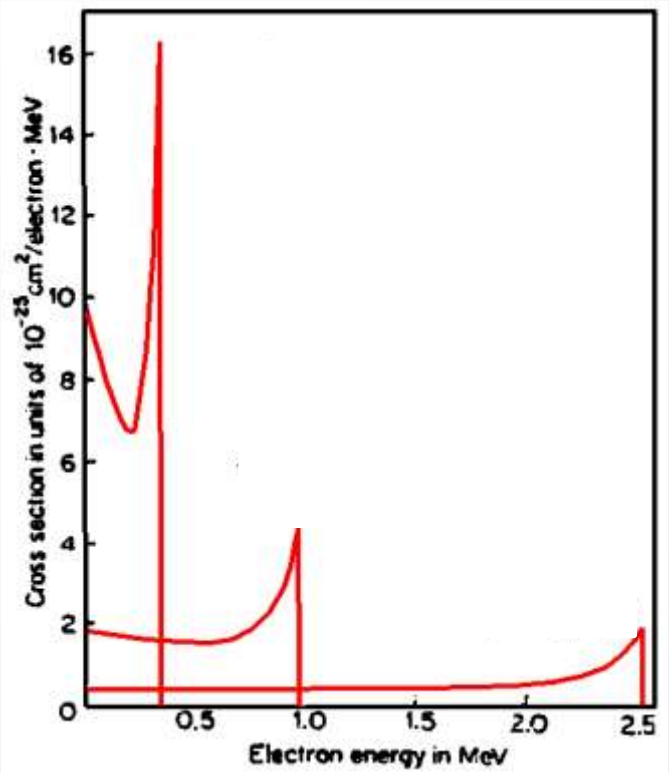
Potom pre energiu odrazeného elektrónu máme vzťah $E_{k,el} = \frac{{E_\gamma}^2(1-\cos\varphi)}{m_0c^2+E_\gamma(1-\cos\varphi)}$

Elektróny vylietajú iba dopredu, fotóny sa však môžu rozptýliť aj spätne. Maximálna energia elektrónu je pri spätnom rozptyle gama kvanta

$$E_{k,elmax} = E_\gamma \frac{1}{1+\frac{m_0c^2}{2E_\gamma}}$$

Comptonov rozptyl

Strata celej energie cez comptonov rozptyl nie je možná. Maximálna prenesená energia je reprezentovaná v spektre elektrónov tzv. Comptonovov hranou.



Účinný prierez pre $E_\gamma > m_e c^2$ je úmerný $\sigma \sim \frac{Z}{h\nu}$

Fotoefekt

Celá energia fotónu sa prenáša na elektrón pričom sa prerozdeľuje medzi väzbovú energiu elektrónu $E_{b,i}$ a jeho kinetickú energiu $E_{k,el}$.

$$E_{k,el} = h\nu - E_{b,i}$$

Účinný prierez procesu závisí od energie gama kvanta.

$E_\gamma < m_e c^2 \qquad \sigma \sim \frac{Z^5}{h\nu^{7/2}}$

$E_\gamma > m_e c^2 \qquad \sigma \sim \frac{Z^5}{h\nu}$

Tvorba párov

Energia fotónu mus byť minimálne

$E_\gamma > 2 \times m_e c^2 \approx 1.022\ MeV$

Móže prebehnúť iba v poli atómového jadra. Pre hraničnú energiu je tvorba párov zanedbateľná, začína dominovať až pre energie nad 10 MeV avšak nad 100 MeV sa už pravdepodobnosť nezvyšuje..

Účinný prierez je úmerný $\sigma \sim Z^2$.

Tvorba párov

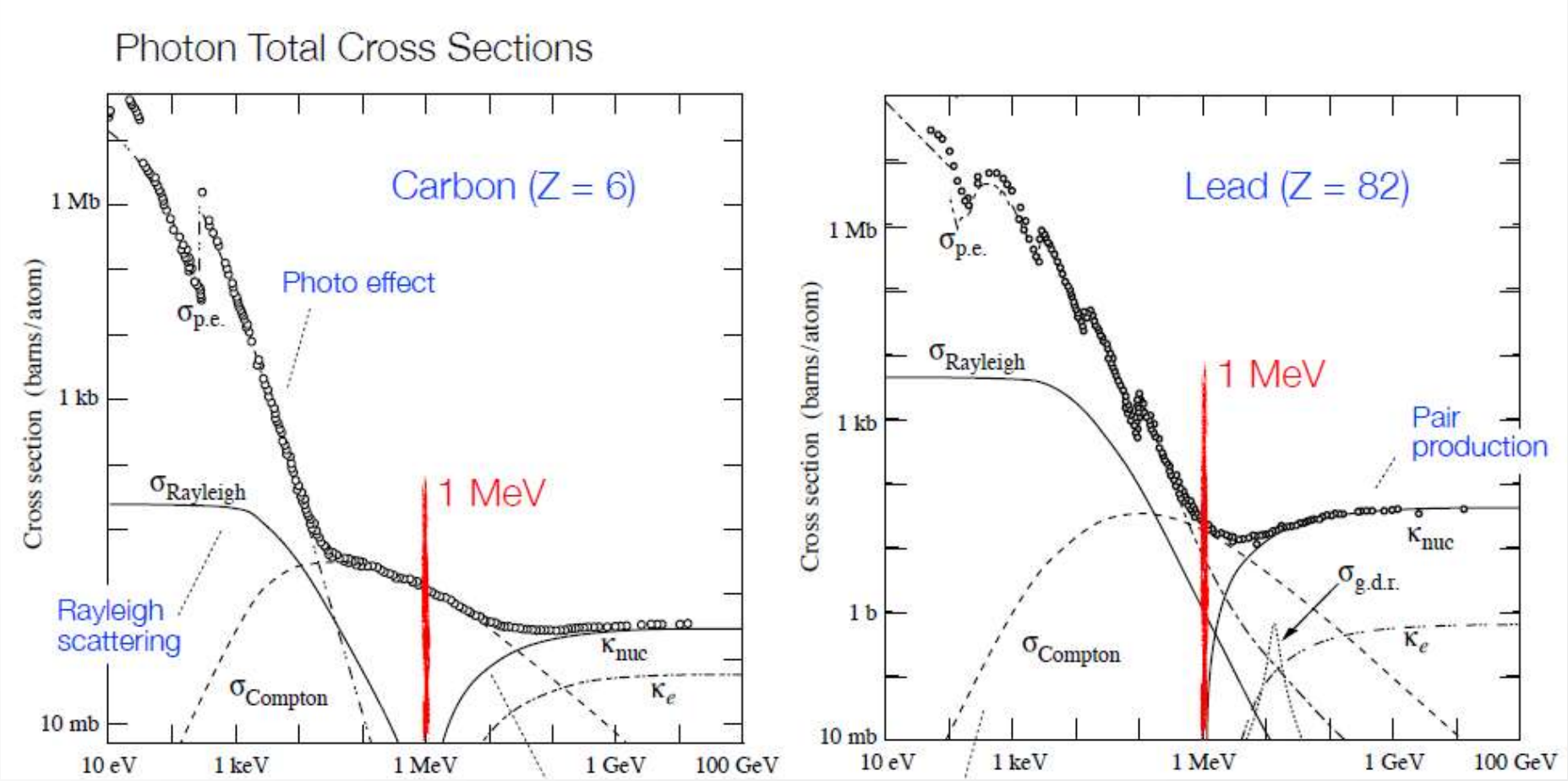
Pozitrón zvyčajne rýchlo anihiluje a emitujú sa ďalšie 511 keV gama kvantá.

Pri veľmi vysokej energii gama kvánt vzniká zo sekundárnych elektrónov brzdné žiarenie, ktoré vytvára vysokoenergetické e- e+ páry a tie opäť vytvárajú v procese brzdného žiarenia gama kvantá.

$$\gamma \rightarrow e^{-}e^{+} \rightarrow brzdné\ žiarenie\ \gamma\ \rightarrow e^{-}e^{+} \rightarrow brzdné\ žiarenie\ \gamma \ldots$$

Vznikajú týmto spôsobom elektromagnetické spŕšky.

Rayleigh rozptyl

- Rayileigh rozptyl dominuje pre nízke energie gama kvánt. Fotón interaguje koherentne s elektrónmi v atóme a pružne sa rozptýli. Nemení energiu, ani neprispieva k ionizácii alebo excitácii atómu, preto sa pri detekcii gama kvánt zvyčajne neuvažuje.

Pravdepodobnosti interakcie γ