

# Kapitola 1

## Charakteristiky jadrových stavov

Aby sme boli dosledny, tak uvedieme vlastnosti jadier, ktore uz boli spomenute v predchadzajucich otazkach alebo ktore sa pohybujú na úrovni základnej školy a nasledne k nim pridame aj vlastnosti, ktore este neboli spomenute.

### 1.1 Náboj a notácia

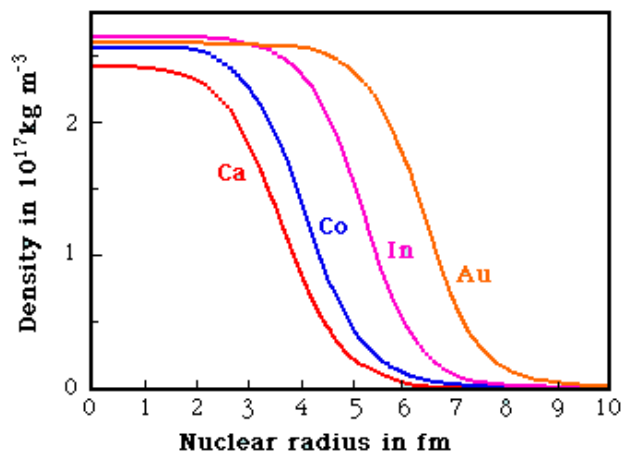
Naboj jadra je len súčtom protonových nábojov pretože experimentálne určený naboj neutrónu je menší ako  $2 \times 10^{-21}$ . Neutron však má magnetický moment. V klasickom obraze, v ktorom sú magnetické efekty spôsobené pohybivými nábojmi, to znamená, že vo vnútri neutrónu prúdia prúdy, ale celkový náboj je nulový. Toto možno považovať za jednoduchú indikáciu, že neutron je zložený objekt a nie elementarna častica.

- Izotopy majú rovnaké protonové číslo  $Z$  ale rozdielne neutronové číslo  $N$ .
- Izobary majú rovnaké nukleonové číslo  $A$ .
- Izotony majú rovnaké neutronové číslo  $N$  ale rozdielne protonové číslo  $Z$ .
- Jadra majú bohaté spektrum excitovaných vzťahov (az na pár výnimiek), ktoré sa môžu deexcitovať na základný stav emitovaním fotonov.
- Energetické levely jadier sú charakterizované kvantovými číslami, ktoré korespondujú s vlastnými hodnotami operatorov. Tieto operatory komutujú s hamiltonianom jadra.

### 1.2 Polomer atómových jadier

Experimenty ukazujú, že atomové jadro není ostře ohraničeno, ale že se hustota jaderné hmoty mění na povrchu jadra sice rychle, ale ne skokem. Existuje tedy určitá přechodová oblast (vid' obrázek 1.1).

Zároveň se však ukazuje, že v bezprostřední blízkosti jadra působí na jaderné částice specifické přitažlivé síly - jaderné síly, které pro nabitě částice mnohonásobně převyšují coulombovské síly.

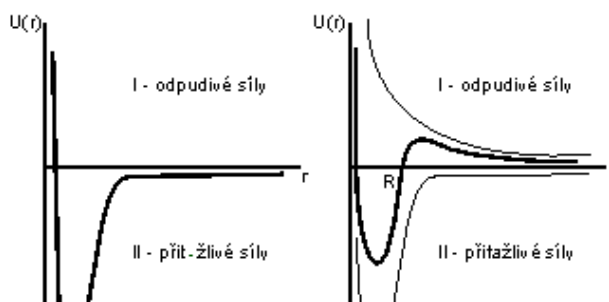


Obr. 1.1: Rozdelenie hustoty pre niektoré jadrá založené na meraniach Hofstadtera et al.

Je proto rozumné definovat poloměr jádra jako poloměr oblasti, ve které hrají jaderné síly rozhodující roli. K tomu účelu je vhodné popsat interakci částice s jádrem pomocí potenciálu  $U(r)$ , o němž budeme předpokládat, že je sférický (co ale v skutečnosti nie je), což dobře aproximuje chování většiny jader. Výsledný potenciál bude součtem potenciálů interakce coulombovské  $U_c(r)$  a interakce jaderné  $U_j(r)$

$$U(r) = U_c(r) + U_j(r). \quad (1.1)$$

Za poloměr jádra  $R$  lze pak považovat poloměr oblasti, ve které platí  $U_c < U_j$ . Schématicky je situace znázorněna na obrázku 1.2, kde v pravé části je zachycen průběh potenciálu  $U(r)$  pro kladně nabitou částici. V oblasti I převládá odpudivá coulombovská interakce, v oblasti II jaderná interakce. Průsečík potenciálu  $U$  s osou  $r$  udává poloměr  $R$ , který lze považovat za poloměr jádra.



Obr. 1.2: Průběh potenciálu pro neutron (vlevo) a proton v poli jádra.

První informace o rozměru jader byly získány na základě Rutherfordova experimentu, kdy Rutherford ukázal, že při průchodu  $\alpha$ -částic ve vzdálenosti  $L = 10 - 14 m$  od jádra atomu dochází k narušení coulombovské interakce. Současné výzkumy ukazují, že pro poloměr jader platí dostatečně přesně vztah

$$R = r_0 A^{1/3},$$

kde  $A$  je hmotnostné číslo jadra. Hodnota parametru  $r_0$  je  $r_0 = 1,3 \times 10^{-15} \text{ m}$ . Z tohoto vzťahu plyne dôležitý záver: objem jadra je priamo úmerný hmotnostnému číslu  $A$  a teda každý nukleon zaujíma v jadre rovnaký objem. Lze teda približne interpretovať jadro ako sústavu nukleonů s konštantnou hustotou jadrovej hmoty. Vhodná parametrická forma jadrovej hustoty bola navrhnutá Woodom a Saxonom

$$\rho_N(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R_N}{t}}}$$

kde  $t$  je parameter hrúbky povrchu. To je vlastne zobrazené na obrázku 1.1.

## 1.3 Hmotnosť atómových jadier

Hmotnosť jadra je menšia ako súčet hmotností základných nukleónov. Toto odráža skutočnosť, že jadro je viazaný stav častic. Toto vedie k definícii väzbovej energie  $E_B$  jadra ako

$$M(A, Z)c^2 = Zm_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 - E_B.$$

## 1.4 Väzbová energia jadra

Väzbová energia je najlepšie popisovaná Weizsäckerovou formulou vychádzajúca z Kvapkového modelu jadra, ktorá má nasledujúci tvar

$$E_B = b_v A - b_f A^{2/3} - b_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - b_a \frac{(N - Z)^2}{A} + b_p \delta A^{-3/4}$$

kde  $b_v$  a  $b_f$  sú objemový a povrchový člen spojené s tým, že pôsobenie nukleónov vo vnútri objemu jadra a na povrchu jadra je rôzne.  $b_c$  je Coulombický člen pretože protóny v jadre sa navzájom odpudzujú a to oslabuje väzbovú energiu jadra. V jadre môže ešte nastať asymetria medzi počtom protonov a neutronov, ktorá taktiež oslabuje väzbovú energiu.  $b_p$  vyjadruje empirický fakt, že jadra sú silnejšie/slabšie viazané, ak ich počet protonov alebo neutronov (alebo oboch) je párny/nepárny. Odpudzovanie alebo priťahovanie má nárastový člen  $\delta$ , ktorý nadobúda nasledujúce hodnoty:

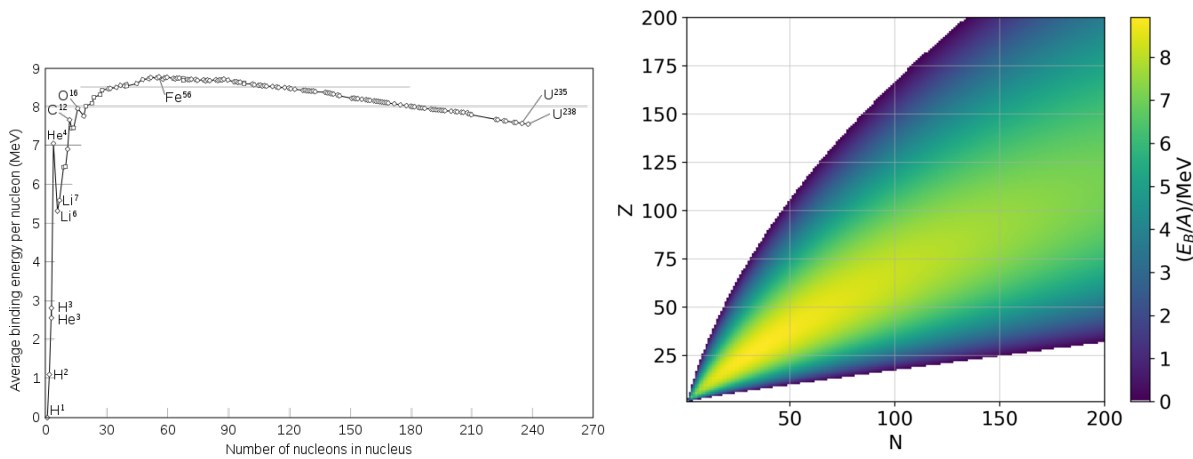
- $\delta = 1$  pre even-even jadro
- $\delta = 0$  pre even-odd jadro
- $\delta = -1$  pre odd-odd jadro

Posledné dva členy väzbovej energie vychádzajú zo Shell modelu jadra. Na obrázku 1.4 sú graficky znázornené jednotlivé príspevky.

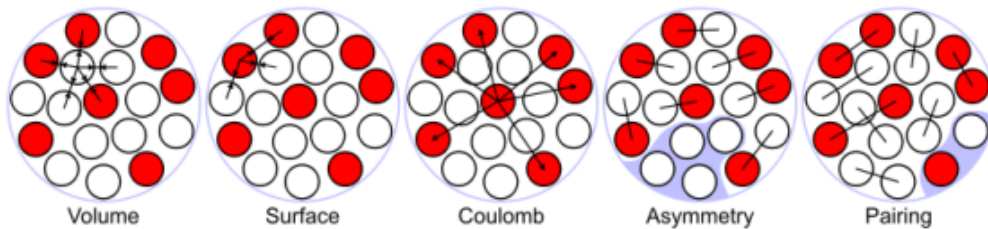
Tieto konštanty boli stanovené empiricky. S týmito 5 konštantami môžeme určiť väzbovú energiu pre viac ako 2000 jadier s presnosťou 1 – 2%. Priemerná väzbová energia na jeden nukleon je

$$\epsilon = \frac{E_B}{A}.$$

Pre názornejšie grafické znázornenie pozri obrázky 1.3.



Obr. 1.3: **Nalavo:** Krivka väzbovej energie - bežné izotopy. **Napravo:** Grafické znázornenie semi-empirickej väzbovej energie. Väzbová energia na nukleón v MeV (najvyššie hodnoty sú žltou, viac ako 8,5 MeV na nukleón) je vynesená pre rôzne nuklidy ako funkcia atómového čísla  $Z$  (os  $y$ ) počtu neutrónov  $N$  (os  $x$ ). Najvyššie hodnoty sú zaznamenané pre  $Z = 26$  (železo).



Obr. 1.4: Jednotlive príspevky väzbovej energie.

## 1.5 Parita, moment hybnosti, spin a celkový moment hybnosti

Jadro je izolovaný systém a tak má dobre definovaný celkový moment hybnosti ( $\vec{J}$ ), ktorý je definovaný ako súčet individualných uhlových momentov ( $\vec{l}$ ) a spinových momentov ( $\vec{s}$ )

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^A (\vec{l}_i + \vec{s}_i) \quad (1.2)$$

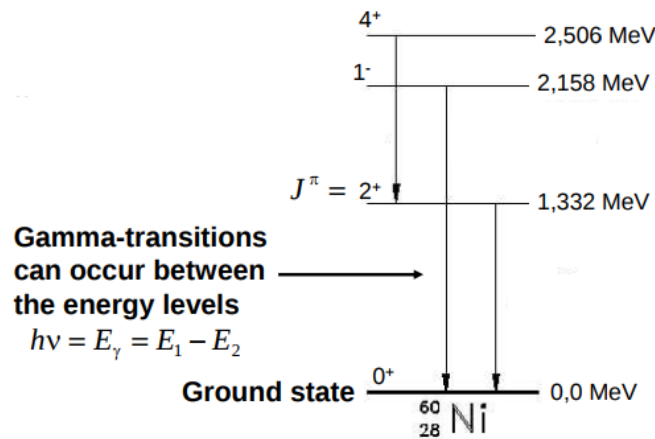
Tento vektor je jeden zo základných charakteristických vlastností jadrového stavu. Je potrebné mať na pamäti, že orbitálny moment hybnosti je celočíselným násobkom Planckovej konštanty, zatiaľ čo vnútorný spin nukleónov je poločíselný násobok Planckovej konštanty (lebo protony a neutrony sú fermiony). Takže párne jadrá majú celočíselné hodnoty pre celkový moment hybnosti a nepárne jadrá majú poločíselné hodnoty celkového momentu hybnosti. Všetky jadrá s parným  $Z$  a parným  $N$  majú nulový celkový moment hybnosti,  $\vec{J} = 0$ . Celkový moment hybnosti je invariantný vzhľadom na rotáciu.

Pripomeňme, že parita je spojená s kvantovým číslom  $\pm 1$ , čo je spojené s inverziou priestoru. To znamená, že ak  $\Pi$  je operator parity, ktorý pôsobí na kompozitnú vlnovú funkciu jadra  $\Psi(\vec{x}, A, Z)$

potom

$$\Pi\Psi(\vec{x}, A, Z) = \pm\Psi(-\vec{x}, A, Z). \quad (1.3)$$

Znamienko plus je spojené s parnou funkciou a znamienko minus je spojené so neparnou funkciou. Celkový moment hybnosti a parita sú merateľné, na popis sa používa notácia  $J^\Pi$ . Napríklad:  $^{235}\text{U}$  má  $J^\Pi = \frac{7}{2}^-$ , zatiaľ čo  $^{238}\text{U}$  má  $J^\Pi = 0^+$ . Na obrázku 1.5 môžeme vidieť príklad diskretných energetických hladín, ktoré sú definované kvantovými číslami (celkovým momentom hybnosti, paritou etc.)



Obr. 1.5: Energy levels of the  $^{60}_{28}\text{Ni}$  nucleus.

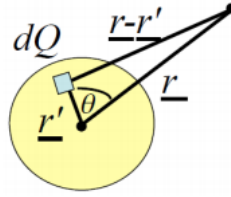
Parita je daná  $\Pi = -1^{(l)}$ , kde  $l$  je súčet jednotlivých klasických momentov hybnosti (bácha nie je to celkový moment hybnosti ani spin).

## 1.6 Jadrový elektrický a magnetický moment

Statické elektromagnetické vlastnosti jadier sú špecifikované pomocou elektromagnetických momentov, ktoré poskytujú informácie o tom, ako je magnetický moment a náboj distribuovaný v celom jadre. Dva najdôležitejšie momenty sú elektrický kvadrupolový moment ( $Q$ ) a magnetický dipolový moment ( $\mu$ ), ktoré si teraz predstavíme bližšie.

### 1.6.1 Magnetický dipólový moment jadra

Vieme, že magnetické polia generované pohybivými nábojmi majú malý, ale merateľný účinok na energetické hladiny viazaných elektrónov v atóme. Samotné jadro je tvorené protónmi a neutrónmi, ktoré majú svoj vlastný vnútorný spin. Vďaka tomuto spinu si protony a neutrony vytvárajú svoje vlastné „spinové“ magnetické polia, okrem orbitálneho. To poskytuje dodatočný krútiaci moment na elektróneve spiny, čo vedie k „hyperjemnej štruktúre“ atómových energetických hladín. Tieto energetické rozdiely sú malé, ale napriek tomu dôležité pre interpretáciu atómových spektier a preto je dôležité popísať magnetické polia generované protonmi a neutronmi. Preto sa teraz sústreďme na nukleóny v pevne viazanom jadre, kde sa tieto nukleóny pohybujú rýchlosťou približne  $0,001 - 0,1 c$ .

Obr. 1.6: Vzajomna poloha vektorov  $\vec{r}'$  a  $\vec{r}$ .

Jadrové magnetické dipólove momenty vychádzajú z vnútorných spinových magnetických dipólových momentov protónov a neutrónov v jadre a z prúdov cirkulujúcich v jadre kvôli pohybu protónov. Aby sme určili príspevok orbitálneho momentu hybnosti do magnetického momentu budeme nukleóny považovať za bodové častice. Pre bodovú časticu môžeme písať

$$M2 = \vec{\mu} = \frac{\mu_N}{\hbar} \sum_{i=1}^A (g_l \vec{l}_i + g_s \vec{s}_i), \quad (1.4)$$

kde  $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} \approx 5.0507 \times 10^{-27} J/T$  je jadrový magneton,  $g_l$  je g-faktor ( $g_l = 1$  pre proton a  $g_l = 0$  pre neutron, keďže neutron je neutrálny) a  $g_s$  je spinový  $g$  – faktor ( $g_s = 5.5856...$  pre proton,  $g_s = -3.8260...$  pre neutron a  $g_s = -2.0023...$  pre elektron). Elektronový  $g$  – faktor bol veľmi presne predpovedaný z QED čo vlastne bol veľký triumf tejto kvantovej teórie pola.

### 1.6.2 Elektrický kvadrupólový moment jadra

Závisí od rozloženia náboja vo vnútri jadra a je mierou jadrového tvaru. Elektrostatický potenciál jadra je daný:

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d\vec{r}' \frac{\rho_p(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (1.5)$$

kde

$$\int \rho_p(\vec{r}') d\vec{r}' = Ze \quad (1.6)$$

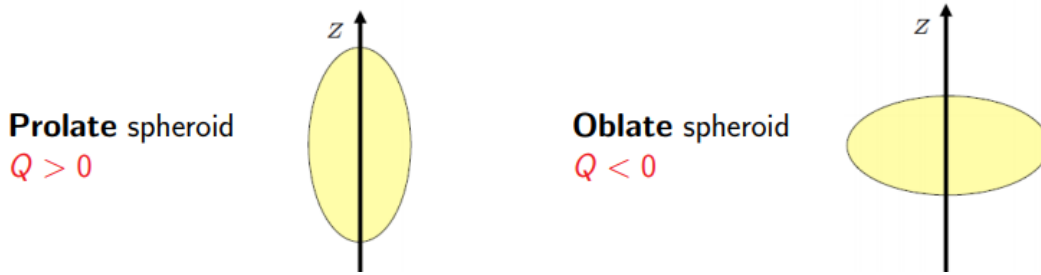
Teraz si predstavme, že skúmame jadro z veľkej vzdialenosti ( $r' \ll r$ ), pozri obrázok 1.6. Za týchto okolností môžeme daný potenciál rozvinúť pomocou Taylorovho radu v mocninách  $r'/r$ :

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} \left[ Ze + \frac{1}{r} \int z \rho(r') d\vec{r}' + \frac{1}{2r^2} \int (3z^2 - r'^2) \rho(r') d\vec{r}' + \dots \right] \quad \text{kde} \quad z = r' \cos(\theta) \quad (1.7)$$

Z kvantovej mechaniky ďalej vieme, že  $\rho(r') = Ze[\psi(\vec{r}')\psi^*(\vec{r}')]$ . Elektrické momenty sa označujú podľa mocniny  $1/r$  v zátvorke

- **E0 moment:** elektrický monopol (náboj)  $\rightarrow Ze \int \psi^* \psi d\vec{r}' = Ze$ .
- **E1 moment:** elektrický dipol  $\rightarrow d = \int \psi^* z \psi d\vec{r}' \rightarrow$  Bude-li elektrický náboj v jádre rozložený symetricky, lze očekávat, že dipólový moment jadra bude nulový nebo velmi malý. Experimenty ukazují, že pro základní stav jadra je  $d = 0$ , tedy elektrický náboj v jádře je rozložený stejněměrně. Navše jadrové vlnové funkcie majú definovanu paritu ako  $|\psi(\vec{r})|^2 = |\psi(-\vec{r})|^2 \Rightarrow$  elektrický dipolový moment je vždy nulový.

- **E2 moment:** elektrický kvadrupolový moment  $\rightarrow Q = \frac{1}{e} \int (3z^2 - r^2) \rho(\vec{r}) d\vec{r} \rightarrow Q$  udáva odchylku skutočného rozloženia náboja od sférického. Elektrický kvadrupolový moment jadra opisuje efektívny tvar elipsoidu rozloženia jadrového náboja. Nenulový kvadrupolový moment  $Q$  naznačuje, že distribúcia náboja nie je sféricky symetrická. Prvýkrát sa objavil v deuteróne pri pozorovaní *hyperjemnej* štruktúry atómových spektrálnych ciar. Všetky  $J = 0$  majú  $Q = 0$ . Ak to ale nie je nulové môžu nastať dva prípady, ktoré sú znázornené na obrázku 1.7



Obr. 1.7: Grafické znázornenie kvadrupolového momentu.

Interakčná energia elektromagnetickej interakcie v jádre je dána elektrickými nábojmi hadronů a jejich elektrickými proudy (dány pohybem nabitých hadronov (protonov) a magnetickými momenty hadronov (protonov aj neutronov). Tvar hamiltonianu, ktorý popisuje danú interakciu je nasledovný

$$H_{elmag} = \int \rho(\vec{r}, t) \varphi(\vec{r}, t) d\vec{r} - \frac{1}{c} \int \vec{j}(\vec{r}, t) \vec{A}(\vec{r}, t) d\vec{r}, \quad (1.8)$$

kde  $[\varphi(\vec{r}, t), \vec{A}(\vec{r}, t)]$  je stvorvektor elektromagnetickeho potenciálu a  $[\rho(\vec{r}, t), \frac{\vec{j}}{c}(\vec{r}, t)]$  je stvorvektor nabojojového prúdu.

Za predpokladu, že jadro budeme brať ako systém bodových nukleonov môžeme písať

- hustota náboja:  $\rho(\vec{r}) = \sum_{i=1}^A e \left( \frac{1}{2} + t_z^i \right) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$
- hustota prúdu:  $\vec{j}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^A e \left( \frac{1}{2} + t_z^i \right) \frac{1}{2} [\vec{v}_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) + \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \vec{v}_i] + \mu_j c \sum_{i=1}^A g_s^i (\nabla \times \vec{s}_i) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$

kde  $\mu_j$  je jadrový magneton, a  $t_z^i$  je projekcia izospinu (pre proton:  $1/2$ , pre neutron:  $-1/2$ ) a  $g_s^i$  je gyromagnetický pomer alebo inak g-faktor, ktorý je vyjadrený nasledovne

$$g_s^i = \frac{1}{2} g_0 - t_z^i g_1 \quad \text{kde} \quad g_0 = g_p + g_n \quad \text{a} \quad g_1 = g_p - g_n$$

Prvý člen v hustote prúdu vzniká vďaka pohybu nabitých nukleonov zatiaľ čo druhý člen vzniká pri interakcii magnetických momentov nukleonov. Studium elektromagnetickej interakcie nukleonov môžeme študovať rozloženie náboja v jadre, rýchlosť, spin alebo izospin nukleonov.

Elektromagnetická konštanta jemnej štruktúry je  $\alpha = 1/137$ . To, že je taká malá nám umožňuje použiť poruchové metódy  $\Rightarrow$  zákony zachovania alebo vyberové pravidlá. Predpokladajme, že máme prípad kde  $\varphi = 0$  a pole  $\vec{A}(\vec{r}, t)$  bude spĺňať Maxwellove rovnice. Správime multipolový rozvoj a zavedieme nejaké to vyberové pravidlo.

Vseobecne platí, že každé vektorové pole sa dá vyjadriť ľubovoľným úplným systémom ortogonálnych riešení Maxwellových rovníc. Po nejakých úpravách môžeme ľubovoľné vektorové pole vyjadriť ako

$$A(\vec{r}, t) = \sum_{J,M,P} dk q_k^{JMP} e^{-i\omega t} A_{JM}^P(k, r), \quad (1.9)$$

kde  $P = E$  alebo  $P = M$ .

### Elektromagnetické prechody a výberové pravidlá

Vďaka príspevkom od elektrických alebo magnetických momentov sú energetické hladiny jadra rozvetvené. Ako to už býva zvykom aj tu dochádza k tomu, že jadro prechádza do nižších stavov a tým emituje energiu vo forme gama žiarenia. Prechody medzi energetickými hladinami, ktoré sú spôsobené práve týmito elektromagnetickými momentami, sa nazývajú elektromagnetické prechody. Vo všeobecnosti elektrické (naboj) žiarenie alebo magnetické (prúd, magnetický moment) žiarenie môže byť klasifikované do multipolov  $E\lambda$  alebo  $M\lambda$  radu  $2^\lambda$  ( $E1 \rightarrow$  elektrický dipól lebo  $2^1$ ). Prechod, kde sa moment hybnosti počiatočného a konečného stavu zmení, môže nastať prostredníctvom niekoľkých multipolových prechodov, najpravdepodobnejšie sa však realizujú najnižšie multipolové prechody ( $E1, E2$ ) alebo ( $M1, M2$ ). Vyemitovaná častica odnesie moment hybnosti  $\lambda$ , pre foton musí platiť, že  $\lambda \geq 1$ , keďže je to vektorová častica ( $J^\Pi = 1^-$ ). Preto prechody  $E0, M0$  nemôžu nastať (navyše magnetický monopol ani neexistuje). Celkový moment hybnosti sa musí zachovávať a preto pre  $\lambda$  musí platiť nasledovne

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq J_i + J_f$$

$$J_i = J_f + \lambda,$$

navyše pre paritu musí platiť:

- Pre elektrický multipolový prechod  $\Pi(E\lambda) = \Pi_i \Pi_f = (-1)^\lambda$
- Pre magnetický multipolový prechod  $\Pi(M\lambda) = \Pi_i \Pi_f = (-1)^{\lambda+1}$

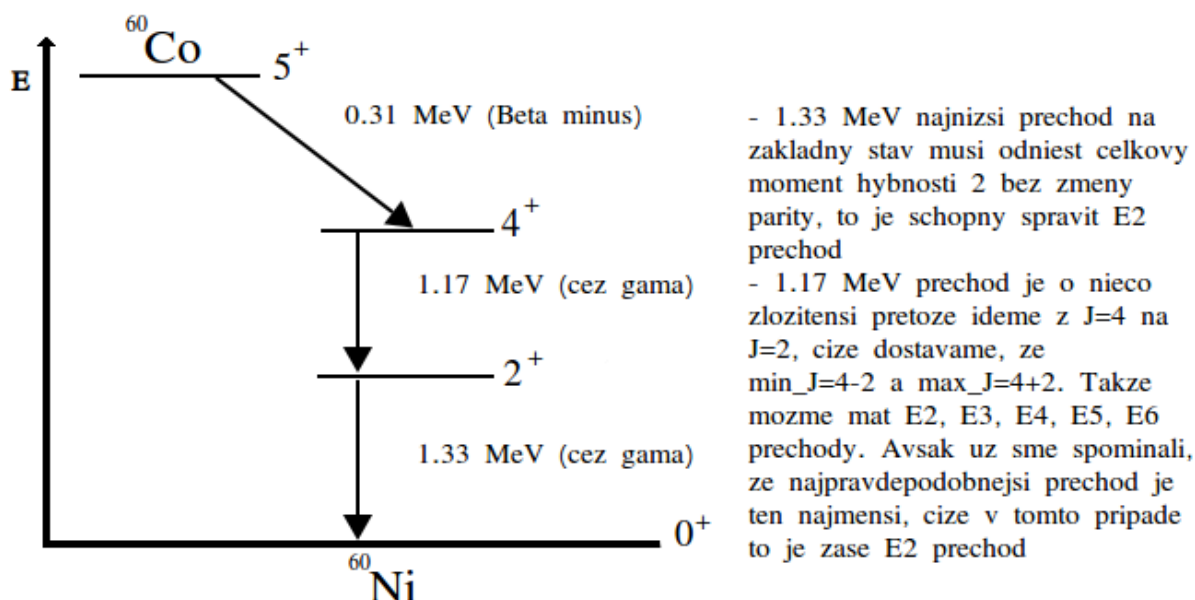
Preto sa parita nemení pre *E-parne* a *M-neparne* multipolové prechody zatiaľ čo pre *E-neparne* a *M-parne* sa parita nezachováva. Pre ukážku takýchto prechodov pozri obrázok 1.8.

Takže, keď to zhrniem pre prechody medzi hladinami so spinom  $J_i$  a  $J_f$  a paritami  $\Pi_i$  a  $\Pi_j$  máme:

- $J = |J_i - J_f|$  pre  $J_i \neq J_f$ .
- $J = 1$  pre  $J_i = J_f > 0$
- Potom dostávame pravidlo:  $\Pi_i \Pi_f = (-1)^{J+K}$  kde  $K = 0$  pre  $EJ$  a  $K = 1$  pre  $MJ$

To posledné pravidlo sme vlastne už definovali vyššie ale je dobré ho zopakovať. Navyše z tých obmedzení vidíme, že prechod s vyžiarovaním fotonu medzi stavmi  $J_i = 0$  a  $J_f = 0$  neexistuje.



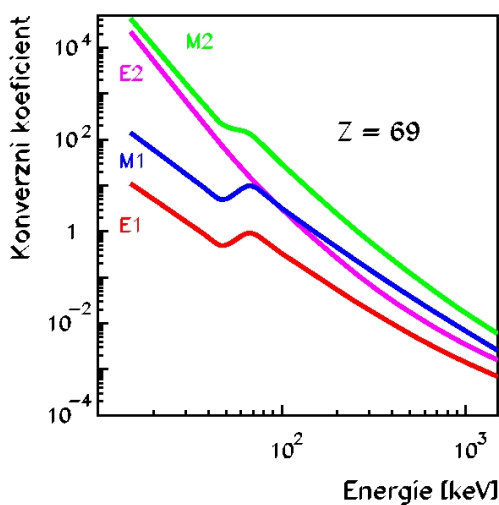


Obr. 1.8: Schema multipolovych prechodov.

## 1.7 Určenie spinových hladín a multipolarity prechodu

Na experimentálne určenie spinových hladín a multipolarity prechodu možno využiť

- Využitie vyberových pravidiel pre elektromagnetické prechody
- Využitie pomerov medzi pravdepodobnosťou gama prechodu a vyžiarenia konverzného elektrónu. Určenie konverzného koeficientu prechodu  $\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}$ . Jednotlivé konverzné koeficienty pre jednotlivé vrstvy ( $\alpha_K$ ,  $\alpha_L$ ,  $\alpha_M$  ...). Konverzné koeficienty rastú s narastom multipolarity prechodu, ďalej platí, že  $\alpha(M) > \alpha(E)$  a tieto koeficienty rýchlo klesajú s energiou prechodu. Tieto vlastnosti možno pozorovať na obrázku 1.9.



Obr. 1.9: Koeficienty prechodu.

- Uhlova korelacia dvoch fotonov vyžiarených za sebou v kaskade.

- Udaje o spine z reakcii: analyza priebehu roznych reakcii-rozne reakcie budia hladiny s rozny spinom.

## 1.8 Určovanie pravdepodobnosti prechodu z doby života hladín

- Elektronické metódy - meranie krivky rozpadu: meranie izomerných stavov, meranie mimo zväzok ( $\tau \sim \text{min} - \infty$ ), transportný systém a meranie behom ozarovania ( $\tau > \sim s$ ), meranie na zväzku (celkové rozlíšenie radovo v jednotkách až zlomkoch ns). Časové spektrum je tvorené gaussianom (prompt) + exponenciálnou krivkou (izomerna). Dosiahnuteľná dolná hranica  $\tau \sim ns$ .
- Využitie štúdia Dopplerovsky posunutej a neposunutej linky v závislosti na vzdialenosti, v ktorej sú odrazené jadrá zastavené. Merateľná oblasť dob života  $\tau \sim 10^{-10} - 10^{-12} s$ .
- Metóda zoslabenia Dopplerovho posunu energie žiarenia gama: produkcia odrazeného jadra  $\rightarrow$  brzdenie a rozptyl v terci alebo v podložke  $\rightarrow$  vyžiarený foton má rozny Doplerov posun energie  $\rightarrow$  zložitý tvar linky. Zo štúdia tvaru linky sa dá určiť doba života. Vzťah medzi ionizačnými stratami a drahou je  $\Delta x = (dE/dx)^{-1} \Delta E$ . Táto metóda má problémy s popisom brzdenia a mnohonásobného rozptylu odrazeného jadra. Merateľná oblasť doby života je  $\tau \sim 10^{-12} - 10^{-15} s$ .

## 1.9 Určenie pravdepodobnosti prechodu pomocou Coulombovského budenia

Využívajú sa zväzky ťažkých ionov  $\rightarrow$  vysoký náboj  $\rightarrow$  budenie stavu s vysokým spinom. Energia zväzku nesmie prekročiť energiu Coulombovskej bariéry  $E_{CB} \sim \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{-1/3} + A_2^{-1/3}}$ , kde  $Z_1, Z_2, A_1, A_2$  sú parametre nalietajúceho a terčového jadra. Výhody

- čistý elektromagnetický proces
- minimálne pozadie
- dominantné budenie prostredníctvom  $E2$  prechodu

Meranie doby života  $\tau \sim 10^{13} - 10^{-9} s$ .

## 1.10 Štúdium stavov s veľmi vysokým spinom - spiny až $I\hbar \geq 40\hbar$

Budenie vysokospinových stavov v zrážkach ťažkých ionov. Po zrážke sa vytvorí zložené jadro ( $\tau > 10^{-20} s$ ) - jadrá s prebytkom protonov alebo zväzky radioaktívnych jadier (aj jadrá s prebytkom

neutronov). Excitacna energia

$$E_{EX} = E_{CM} + Q,$$

kde  $Q$  je energia reakcie a  $E_{CM}$  je energia projektilu v CM. Maximalny dosiahnutelny spin je

$$I_{max}^2 = \frac{2\mu R^2}{\hbar^2}(E_{CM} - v_c),$$

kde  $\mu$  je redukovaná hmotnosť a  $R$  je najväčšia vzdialenosť pri ktorej ešte vznikne zložené jadro. Studium týchto stavov umožňujú  $4\pi$  multidetektorové spektrometre.

Po vzniku zloženého jadra sa vyparí niekoľko nukleonov (predovšetkým neutróny, lebo sú neutrálné a tak nemusia prekonať Coulombovsku bariéru)  $\rightarrow$  rýchly úbytok energie ( $\sim 8 \text{ MeV/nukleon}$ ) ale len malý úbytok momentu ( $\sim 1\hbar/\text{nukleon}$ ). Týmto procesom konkurujú vysokoenergetické gama vybijacie gigantické dipólové rezonancie (pretože nastanu veľmi rýchlo).

1. Statisticky začínajú vo vysokej hustote stavov prechody  $E1$  z najvyššie vybudovaných stavov.
2.  $E2$  prechody nastávajú blízko Yrast línie.
3. Pravidelná štruktúra rotačných pásov  $\sim 1 \text{ MeV}$  nad Yrast líniou  $\rightarrow$  dostatočná intenzita  $\rightarrow$  porovnanie jednotlivých prechodov.

Yrast línia - spája stavy s najvyšším spinom pre danú energiu. Celková doba vybijania  $\sim 10^{-9} \text{ s}$  s počtom vyžiarených fotonov  $\sim 30$ . Rozlišujeme tu dva typy rotácie

- Kolektívna rotácia - oblasť deformovaných jadier - kolektívny pohyb mnoho nukleonov.
- Nekolektívna rotácia - sférické a slabé deformované jadra - vysoký spin je daný pohybom niekoľkých nukleonov.

Pre vysoké spiny nastávajú prechody medzi jednotlivými druhmi rotácie a to drasticky zmení tvar jadra. Vysoké spiny  $\rightarrow$  rýchla rotácia  $\rightarrow$  silná Coriolisova interakcia medzi casticovým a rotačným pohybom  $\rightarrow$  kríženie pásov  $\rightarrow$  silná Coriolisova interakcia znižuje energiu vybudeneho jednocasticového stavu nad ktorým je rozvinutý rotačný pas  $\rightarrow$  dochádza k prekrytiu energetických pásov.

## 1.11 Superdeformované stavy

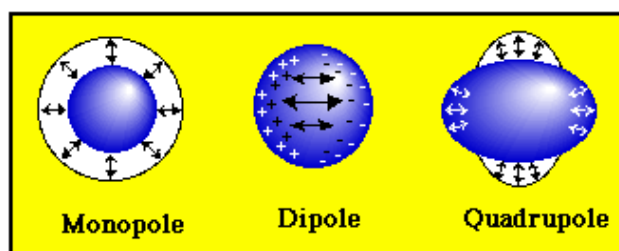
Stavy s veľmi vysokou deformáciou (pomer os 2:1 a viac), ktoré sú predpovedané Shell modelom. Nastávajú pre vysoké spiny  $\sim 40 - 70\hbar$ . Dlhé rotačné pásy vybijajú dlhými kaskádami  $E2$  prechodov.

## 1.12 Gigantické rezonancie

Vzájomny kolektívny pohyb rôznych typov nukleonov, pozri obrázok 1.10,

- s rôznou orientáciou spinu
- s rôznou orientáciou izospinu (protonové kvapaliny voči neutronovej)

Gigantické rezonance sa veľmi dobre získavajú pomocou Coulombovské excitácie. Takéto typy rezo-



Obr. 1.10: Rôzne typy gigantických rezonancií.

nancií sú študované napríklad spektrometrom TAPS v GSI Darmstadt.