

Vlastnosti silnej interakcie a základné modely jadier

1-FYZ-601 Jadrová fyzika



VLASTNOSTI SILNEJ INTERAKCIE

Krátkodosahovosť a nasýtenosť

- O existencii jadrových síl svedčí viazanosť protónov v jadre, ktoré inak podliehajú odpudivej kulombovskej interakcii. Jadrové sily pri tom musia byť výrazne silnejšie ako elektrostatické (približne 100 krát silnejšie).
- Krátky dosah jadrových síl. V prvom priblížení 1 fm, teda zaniká veľmi rýchlo za okrajom jadra na rozdiel od elektromagnetickej interakcie s nekonečným dosahom..
- Jadrové sily pôsobia len na určitý počet okolitých častíc. V atómovom jadre neinteraguje každý nukleón s každým, ako by to bolo v prípade elektrostatických síl.

Nezávislosť od náboja

- Jadrové sily nezávisia od náboja nukleónov. Sily viažúce pár protónov, neutrónov, alebo protónu s neutrónom sú prakticky rovnaké. Nezávislosť jadrových síl od náboja nukleónu sa dá overiť štúdiom zrkadlových jadier.

Čo sú zrkadlové jadrá?

- Zrkadlové jadrá majú rovnaký počet nukleónov. Počet protónov v jednom jadre je však rovný počtu neutrónov v druhom. Teda ak mám jadrá s $A_1 = A_2$ platí pre počet protónov a neutrónov $Z_1 = N_2$ a $N_1 = Z_2$.
- Príkladom sú jadrá ^{13}N a ^{13}C , ^{17}F a ^{17}O a pod.

Dôkaz nezávislosti od náboja

- Overme väzbové energie (energie viažúce nukleóny k sebe) jadier ${}^3\text{H}$ (1 protón a 2 neutróny) a ${}^3\text{He}$ (dva protóny a jeden neutrón).
- Väzbová energia pre trícium je $W({}^3\text{H}) = 8.482 \text{ MeV}$ a jadro ${}^3\text{He}$ je $W({}^3\text{He}) = 7.718 \text{ MeV}$. Jadro ${}^3\text{H}$ „necíti“ žiadne kulombovské odpudzovanie v jadre (má iba jeden nabitý nukleón). Jadro ${}^3\text{He}$ má kulombovské odpudzovanie pre dva protóny

$$W_c({}^3\text{He}) = \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} = \frac{3}{5} 1.440 \text{ MeV fm} \frac{1}{1.2 \text{ fm}} = 0.72 \text{ MeV}$$

Takže pre väzbové energie oboch jadier získavame približne

$$W({}^3\text{He}) = W({}^3\text{H}) - W_c({}^3\text{He})$$

Pozn. Kulombovská energia vo vnútri rovnomerne nabitej gule je

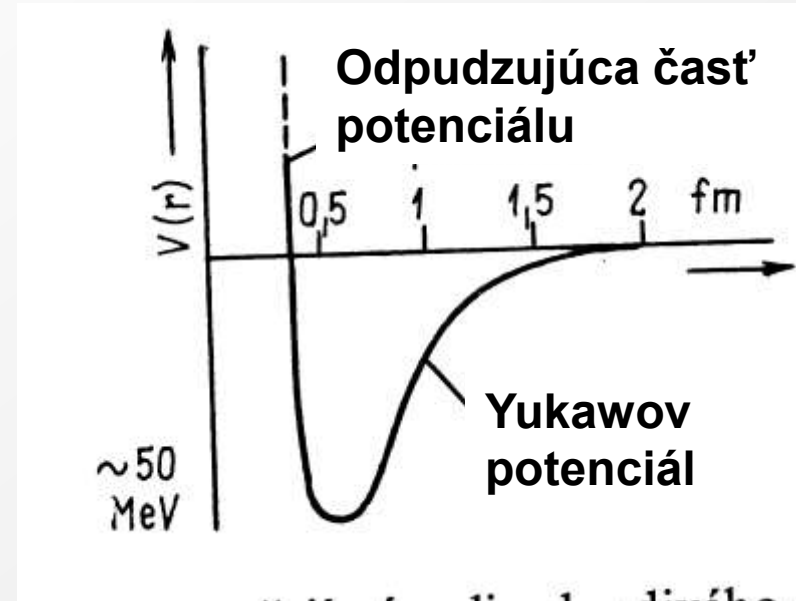
$$E_c = \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{R}$$

Závislosť od spinu

- Jadrové sily závisia od spinu nukleónu. Veľkosť vzájomného pôsobenia jadier nezávisí iba od vzdialenosti, ale aj od vzájomnej orientácie spinov.
- Experiment ukazuje, že väzba medzi protónom a neutrónom nastáva iba vtedy, ak sú spiny rovnobežné. Napríklad deutérium ^2H (jeden protón a jeden neutrón) má spiny protónu vždy paralelné. Neexistuje deutérium s antiparalelnými spinmi.

Priebeh jadrovej interakcie

- Jadrové sily sú silne príťažlivé na vzdialenosti okolo 1 fm. Ak by mali dlhší dosah, interagovali by nukleóny so všetkými nukleónmi v jadre, čo je v rozpore s realitou.
- Pri kratších vzdialenostiach ako 0.5 fm sa začína prejavovať odpudivá zložka interakcie, vychádzajúca z Pauliho vylučovacieho princípu. To zabráňuje kolapsu celého jadra.



Výmenný charakter síl

V 20-tych rokoch navrhol Werner Heisenberg výmenný charakter jadrových síl. Prvý predpoklad bol že si protóny a neutróny vymieňajú elektrón a v jadre prebiehajú procesy

$$n \leftrightarrow e^{-} + p$$

$$p \leftrightarrow e^{+} + n$$

Ako však bolo naznačené elektróny z beta premeny by nemohli zodpovedať elektrónom prirodzene sa nachádzajúcim v jadre. Naviac elmag interakcia je príliš slabá na udržanie stability jadier.

Hypotéza – elektróny v jadre

- Princíp neurčitosti a poznatok o veľkosti jadra atómu možno aplikovať na diskutovaný hypotézu, že sa elektróny nachádzajú v atómovom jadre. Vychádzajme z priblíženia daného princípom neurčitosti $\Delta p \Delta x \cong \hbar$.

Predpokladajme veľkosť jadra cca $\Delta x = 5 \times 10^{-15} m$. Pre Δp dostávame $\Delta p = \frac{\hbar}{\Delta x} = \frac{1.05 \times 10^{-20} kg m^2 s^{-1}}{5 \times 10^{-15} m} = 2.1 \times 10^{-20} kg m s^{-1}$.

Pre celkovú energiu nám platí $E^2 = (pc)^2 + (m_0 c^2)^2$.

Po dosadení:

$$\Delta pc = 6.33 \times 10^{-12} kg m^2 s^{-2}$$

$$m_0 c^2 = 8.9 \times 10^{-14} kg m^2 s^{-2} \text{ (možno zanedbať)}$$

- To zodpovedá energii $\Delta E = \Delta pc = 6.33 \times 10^{-12} J = 40 MeV$.

Hypotéza – elektróny v jadre

- Praktickejší prístup $\Delta p \Delta x \cong \hbar \Rightarrow \Delta pc \Delta x \cong \hbar c = 197.3 \text{ MeV fm}$
 $\Delta x = 5 \text{ fm} \Rightarrow \Delta pc \cong 40 \text{ MeV}$.
- $E^2 = (pc)^2 + (m_0 c^2)^2$ Hmotnosť elektrónu 0.511 MeV (možno zanedbať).
- $E \cong pc = 40 \text{ MeV}$
- V reáli však vidíme (pri beta premene, vid' ďalšie prednášky), že z jadra vylietajú elektróny iba s energiou pár MeV. Takže tie zjavne nemôžu pochádzať z atómového jadra.

Yukawova teória výmenných síl

V r. 1935 navrhol Hideky Yukawa teóriu mezónov, ktoré by mali sprostredkovať interakciu medzi protónom a neutrónom. Mezóny by mali byť neutrálne a nabité, pričom prebiehajúce procesy sú

$$n \leftrightarrow p + \pi^-$$

$$p \leftrightarrow n + \pi^+$$

Pričom identické častice si vymieňajú π^0 mezón.

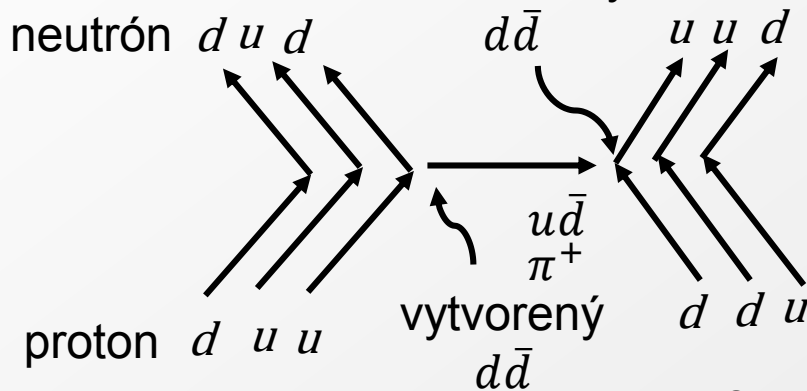
Celý proces interakcie dvoch nukleónov je možné opísať ako symetrickú výmenu mezónov. Na mieste neutrónu sa objaví protón a opačne.

$$p + n \rightarrow (n' + \pi^+) + n \rightarrow n' + (\pi^+ + n) \rightarrow n' + p'$$

$$p + n \rightarrow p + (p' + \pi^-) \rightarrow (p + \pi^-) + p' \rightarrow n' + p'$$

anihilovaný

Zjednodušený model. Komplexnejší pohľad interakcie kvark-gluónovej interakcie ponúka kvantová chromodynamika, ktorá dosahuje dobrý súlad s experimentálnymi dátami.



u kvark ... +2/3

d kvark ... -1/3

Silná interakcia a základné
modely jadier

Zápis Yukawovho potenciálu

$$V_{Yuk} = -g^2 \frac{e^{-\mu r}}{r}$$

Podoba je podobná kulombovskému potenciálu.

Mínusové znamienko zabezpečuje atraktívnosť potenciálu (elektrostatický potenciál môže byť aj odpudivý).

Exponenciálny pokles zabezpečuje krátkodosahovosť.

Nobelova cena 1949 Hideki Yukawa "for his prediction of the existence of mesons on the basis of theoretical work on nuclear forces."

Minimálna hmotnosť mezónu

Interakcia prebieha výmenou mezónov vo veľmi krátkom čase. Predpokladajme, že častica sa pohybuje rýchlosťou blízkou rýchlosti svetla a za čas interakcie sa dostane akurát na vzdialenosť 1 fm.

Z Heisenbergovho princípu neurčitosti dostávame pre energiu v tomto prípade:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \Rightarrow m_{\pi} c^2 \geq \frac{\hbar}{2\Delta t} = \frac{\hbar c}{2\Delta t c} = \frac{197.3 \text{ MeV fm}}{2 \times 1 \text{ fm}} = 98.7 \text{ MeV}$$

Hmotnosť elektrónu je 0.5 MeV takže hľadaná častica má cca 200 násobnú hmotnosť elektrónu.

Objav μ „mezónov“

- V roku 1937 boli v kozmickom žiarení objavené častice s hmotnosťou približne $207 \times m_e$ so spinom $\frac{1}{2}$. Boli pomenované μ mezóny (teraz sa zaužíva skôr pojem mión). Ich hmotnosť bola bola 105,7 MeV (perfektný súlad s odhadom). Ukázalo sa však, že interagujú iba elektromagneticky, takže nemôžu byť kandidátom na výmenné častice v jadre. Navyše neexistovali v podobe elektricky neutrálnej častice. V skutočnosti to nie sú ani mezóny ale leptóny.

Objav π mezónov

- V roku 1947 boli v kozmickom žiarení (klasický zdroj vysokoenergetických častíc v tej dobe) objavené pióny (π mezóny). O rok neskôr bola existencia týchto častíc potvrdená na cyklotróne na univerzite v Berkeley pri bombardovaní uhlíka vysokoenergetickými α časticami.
Hmotnosť $\pi^{\pm} = 139.57 \text{ MeV}$ a $\pi^0 = 134.98 \text{ MeV}$.
- Samotný π^0 je kvôli absencii náboja náročnejší na identifikáciu a bol potvrdený až v r. 1950 v rozpade na dva fotóny (opäť v Berkeley).

KVAPKOVÝ MODEL

Základné špecifiká kvapkového modelu

- Navrhnutý už v 30-tych rokoch
- Prvý model schopný opísať niektoré z vlastností jadra.
- Semiempirický prístup využívajúci analógiu s kvapkou tekutiny. Predpokladá objekt s relatívne rovnomernou hustotou hmoty podobne ako molekuly v kvapke vody... Čo je umožnené krátkodosahovosťou a nasýtenosťou jadrových síl.
- Doposiaľ využívaný s rôznymi modifikáciami a korekciami (v kombinácii s vrstvovým modelom) pri niektorých teoretických opisoch ťažkých jadier (napr. opise štiepenia jadier)

Odhad väzbovej energie

- Hmotnosť jadra:

$$M_N = Z m_p + N m_n - B(A, Z)/c^2$$

- $B(A, Z)$ pre jadrá s $A > 20$ platí semi-empirická Bethe-Weizsäckerova formula:

$$B(A, Z) = a_V A - a_S A^{\frac{2}{3}} - a_C \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_A \frac{(A - 2Z)^2}{A} + a_P \frac{((-1)^Z + (-1)^N)}{2A^{\frac{1}{2}}}$$

$a_V A$ - Objemový člen

- $B(A, Z) = \mathbf{a_V A} - a_S A^{2/3} - a_C Z^2/A^{1/3} - a_a(A-2Z)^2/A + a_P((-1)^Z + (-1)^N)/(2A^{1/2})$
- Každý nukleón je viazaný k ostatným v jadre. Pritom je zohľadnená krátkodosahovosť jadrových síl, t.j. viaže sa len k najbližším okolitým nukleónom. Ak by interagoval s každým získali by sme závislosť na $A(A-1)$
- Príspevok objemového člena je približne $B/A \sim 16 \text{ MeV}$

– $a_s A^{2/3}$ - povrchový člen

- $B(A, Z) = a_v A - \mathbf{a_s A^{2/3}} - a_c Z^2/A^{1/3} - a_a(A-2Z)^2/A + a_p((-1)^Z + (-1)^N)/(2A^{1/2})$
- Nukleón na povrchu je viazaný k ostatným v jadre len smerom do vnútra jadra čím redukuje celkovú väzbovú energiu.
- Korekcia je úmerná ppovrchu jadra $4\pi R^2$ pričom sa využíva ze polomer jadra je úmerný $R \approx A^{1/3}$

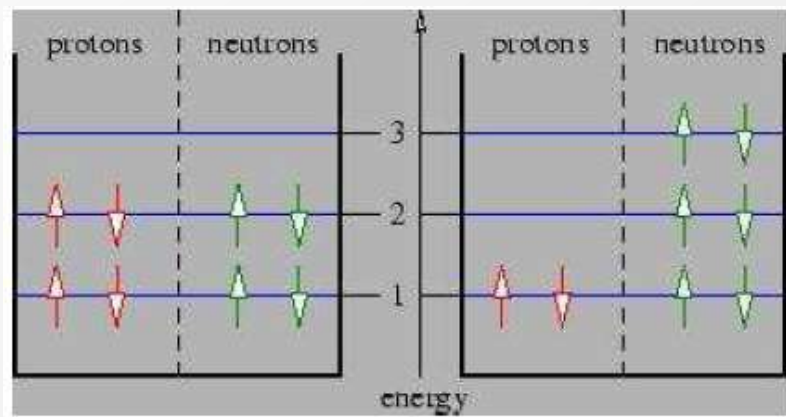
$a_c Z^2/A^{1/3}$ – Coulombovský člen

- $B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - \mathbf{a_c Z^2/A^{1/3}} - a_a (A - 2Z)^2/A + a_p ((-1)^Z + (-1)^N)/(2A^{1/2})$
- Coulombovské odpudzovanie znižuje väzbovú energiu. Uvádza sa tiež ako závislosť $Z(Z-1)$

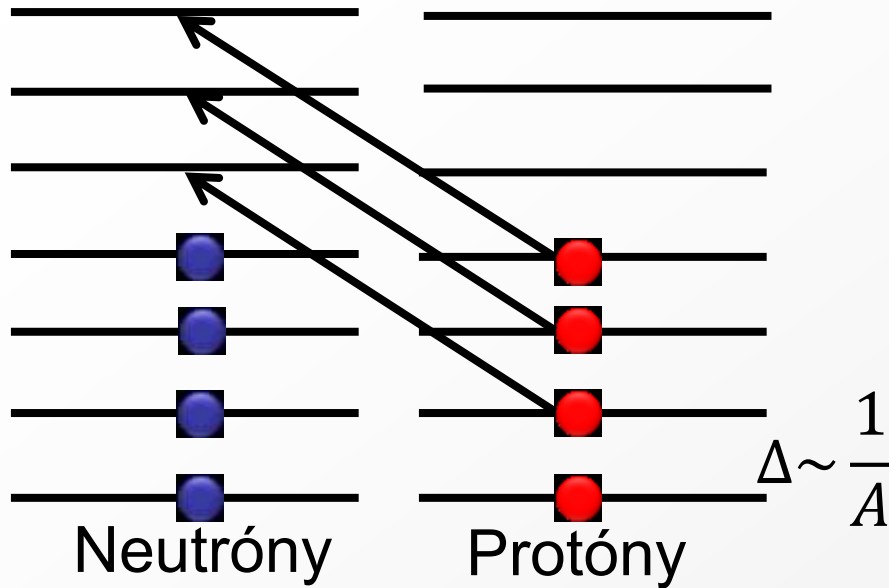
- $a_a(A-2Z)^2/A$ – asymetrický člen

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2/A^{1/3} - a_a(A-2Z)^2/A + a_p((-1)^Z + (-1)^N)/(2A^{1/2})$$

- Asymetrický člen vychádzajúci z Pauliho vylučovacieho princípu umožňujúci len dva protóny alebo neutróny s opačnými spinmi na jednej hladine.
- Bližšie vysvetlenie a odvodenie bude v časti o Fermiho modeli.
- *Hĺbka potenciálu sa výrazne nemení – medzi ^{16}O a ^{206}Pb je rozdiel iba 10%. Rozdiel energetických medzier sa mení $\approx 1/A$*



Vysvetlenie asymetrického členu



Symetrický prípad $Z=N=A/2$
 Po presune q nukleónov je
 počet neutrónov a protónov
 $Z=A/2-q$ a $N=A/2+q$.

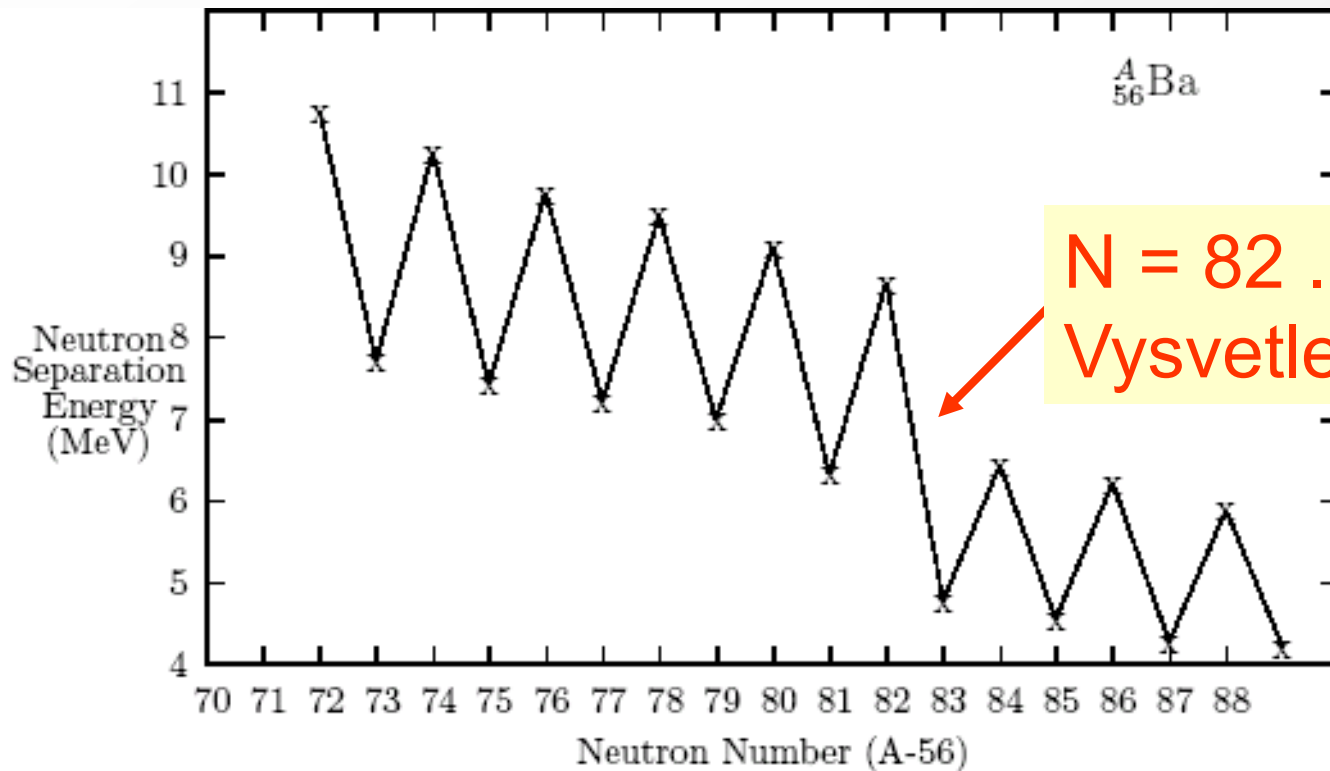
Zjednodušene
 predpokladáme rovnomerné
 rozloženie hladín a teda
 rozdiel energií jednotlivých
 hladín je úmerný $\frac{1}{A}$.

Presunom q neutrónov
 o energiu $q\Delta$ je zmena
 energie $\Delta E = (q\Delta)q$.

Počet presunutých nukleónov je $q = \frac{(N-Z)}{2} = \frac{(A-2Z)}{2}$. Celková
 zmena energie je potom $\Delta E = \frac{(A-2Z)^2}{4} \Delta = a_s \frac{(A-2Z)^2}{A}$.

Párovanie nukleónov

Experimentálny poznatok – dva protóny, resp. neutróny sú viazané silnejšie ako jeden protón a jeden neutrón.



$a_p((-1)^Z + (-1)^N)/(2A^{1/2})$ - párovací člen

$$\begin{aligned} B(A, Z) = & a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2/A^{1/3} - \\ & - a_a (A-2Z)^2/A + \mathbf{a_p((-1)^Z + (-1)^N)/(2A^{1/2})} \end{aligned}$$

- Zohľadnenie párovania nukleónov
- Uvedenou korekciou dostávame:
 - + δ pre páro párne jadrá
 - 0 pre nepáro párne jadrá
 - δ pre nepáro nepárne jadrá

$a_P((-1)^Z + (-1)^N)/(2A^{1/2})$ - párovací člen

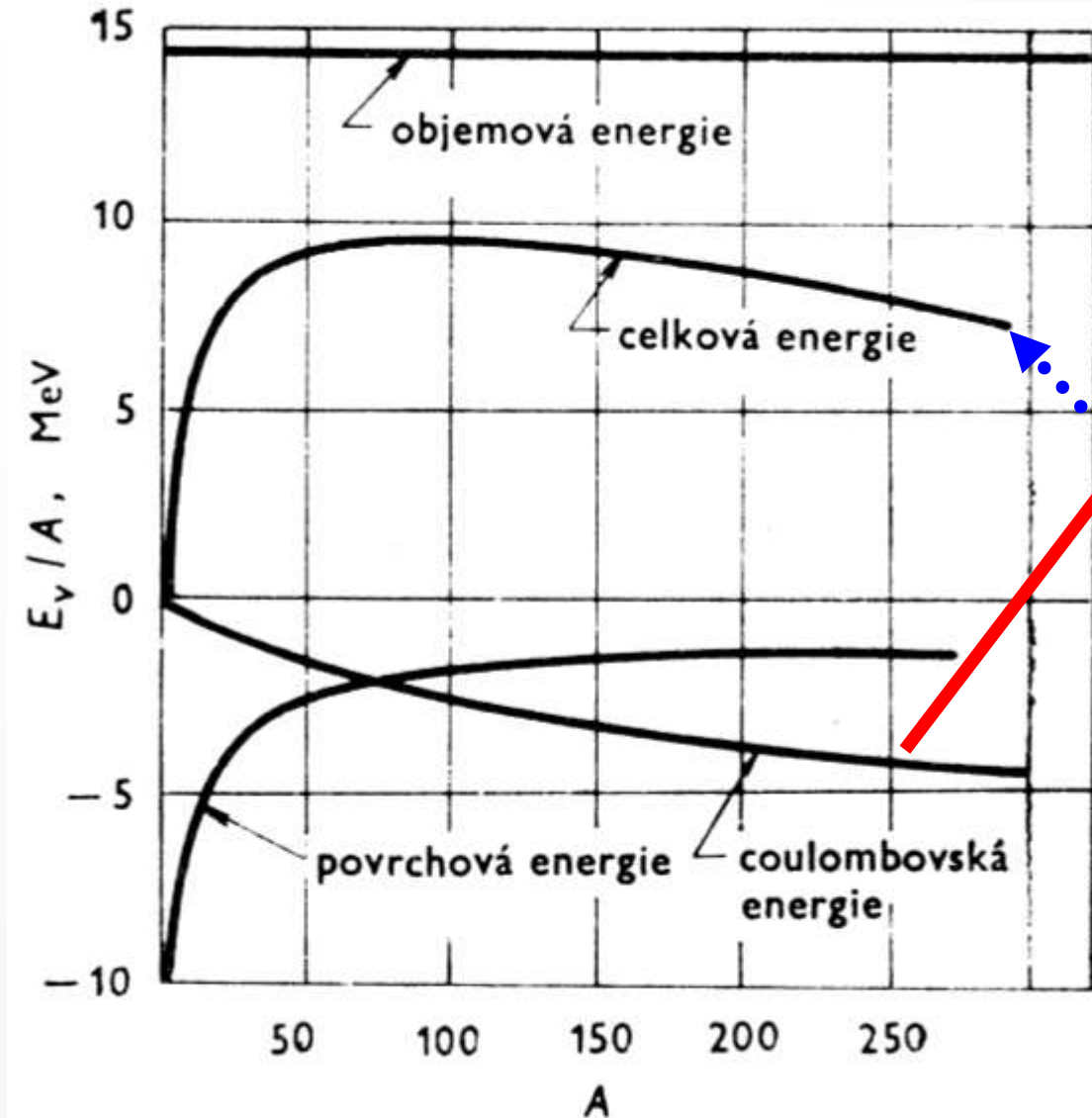
- $B(A, Z) = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C Z^2/A^{1/3} - a_a (A - 2Z)^2/A + \mathbf{a_P((-1)^Z + (-1)^N)/(2A^{1/2})}$
- Zohľadnenie párovania nukleónov
- Uvedenou korekciou dostávame:
 - + δ pre páro párne jadrá
 - 0 pre nepáro párne jadrá
 - δ pre nepáro nepárne jadrá
- V literatúre vyskytuje aj ako $\delta = 33.57 \times A^{-3/4} \text{ MeV}$

Odhad väzbovej energie ^{80}Br

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2 / A^{1/3} - a_a (A - 2Z)^2 / A \\ + a_p ((-1)^Z + (-1)^N) / (2A^{1/2})$$

- $a_v = 15.56 \text{ MeV}$
- $a_s = 17.23 \text{ MeV}$
- $a_c = 0.697 \text{ MeV}$
- $a_a = 23.285 \text{ MeV}$
- $a_p = 12.0 \text{ MeV}$

Väzbová energia na nukleón

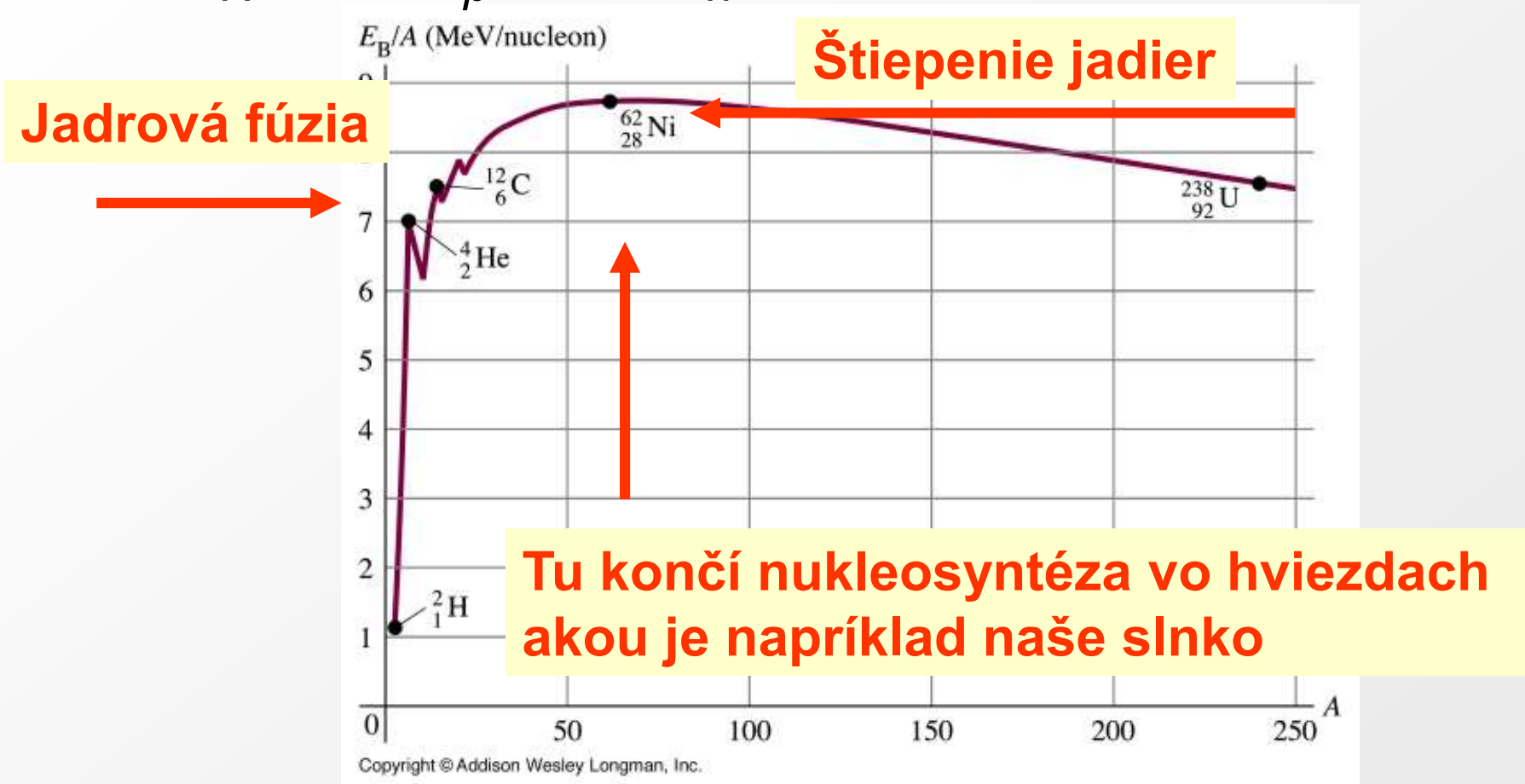


Coulombovská energia významne znižuje väzbovú energiu t.j. stabilitu jadra. Nižšia stabilita pre ťažké prvky.

Väzbová energia jadra $B(A,Z)$

- Hmotnosť jadra:

$$M_N = Z m_p + N m_n - B(A,Z)/c^2$$



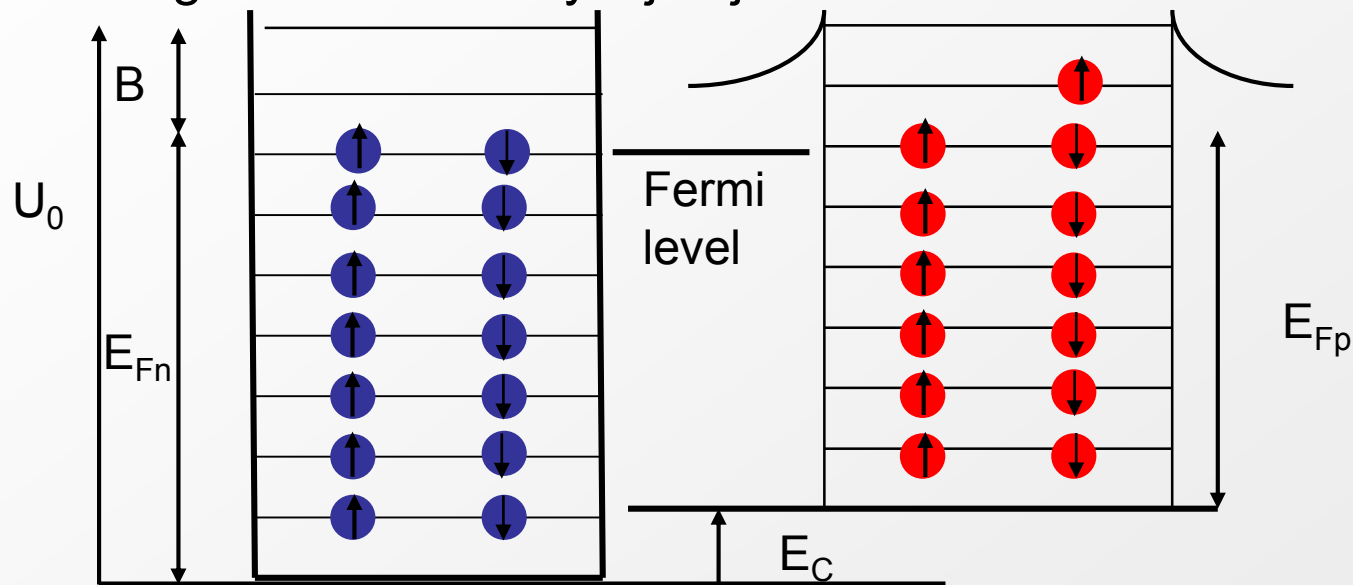
FERMIHO MODEL

Fermiho energia

- Fermiho model zavádzame pre fermióny, pre ktoré v dôsledku Pauliho vylučovacieho princípu nie je možné, aby v stave charakterizovaným jednou sadou kvantových čísel existovali 2 identické fermióny.
- Zjednodušene predpokladáme voľný pohyb protónov a neutrónov v jadrovom potenciáli. Samotný potenciál je pritom generovaný interakciami nukleónov.
- V prvom priblížení sa predpokladajú pravouhlé potenciály. Samotný potenciál predpokladáme v rámci Fermiho modelu pre protóny a neutróny samostatný. V rámci týchto potenciálov sa nachádzajú kvantované hladiny, pričom na každej sa môžu nachádzať 2 nukleóny s opačnými spinmi.

Fermiho a väzbová energia

- Stavby sa zaplňajú všetkými fermiónmi postupne. Energia najvyššej obsadenej hladiny – tzv. Fermiho hladiny - sa nazýva Fermiho energia.
- B je rozdiel energií okraju potenciálu a Fermiho hladiny a predstavuje väzbovú energiu nukleónu. Zvyčajne je 6 – 8 MeV



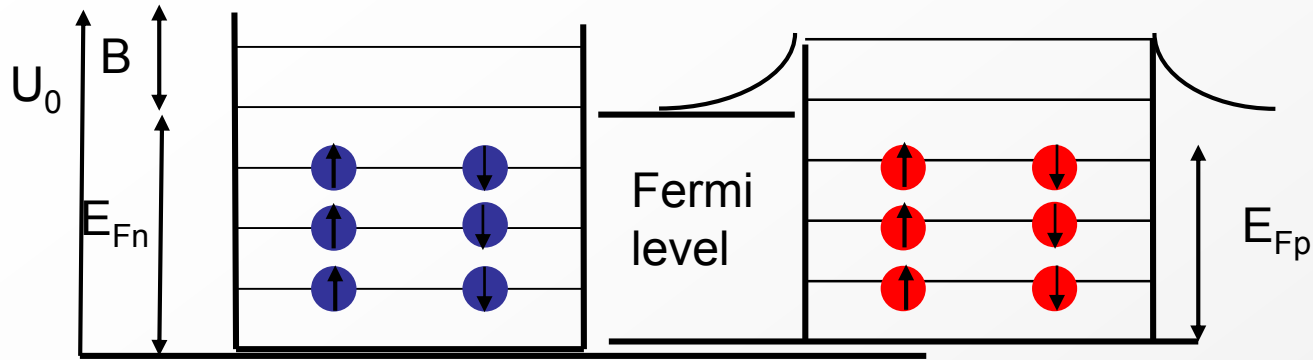
E_C Coulomb. Energia

B Vázbová energia posledného nukleónu

E_{Fn} a E_{Fp} fermiho energie neutrónov resp. protónov

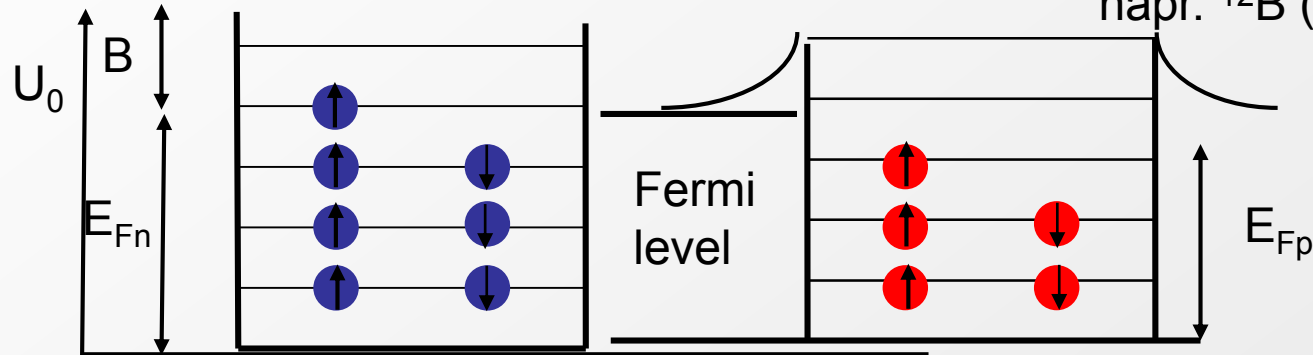
U_0 hĺbka potenciálnej jamy

Stabilita jadier



^{12}C

Postupné zapĺňanie hladín nukleónmi s opačnými spinmi vysvetlí jednoducho aj dôvod prečo existuje stabilný ^{12}C , ale neexistuje napr. ^{12}B ($T_{1/2} = 20.2 \text{ ms}$)

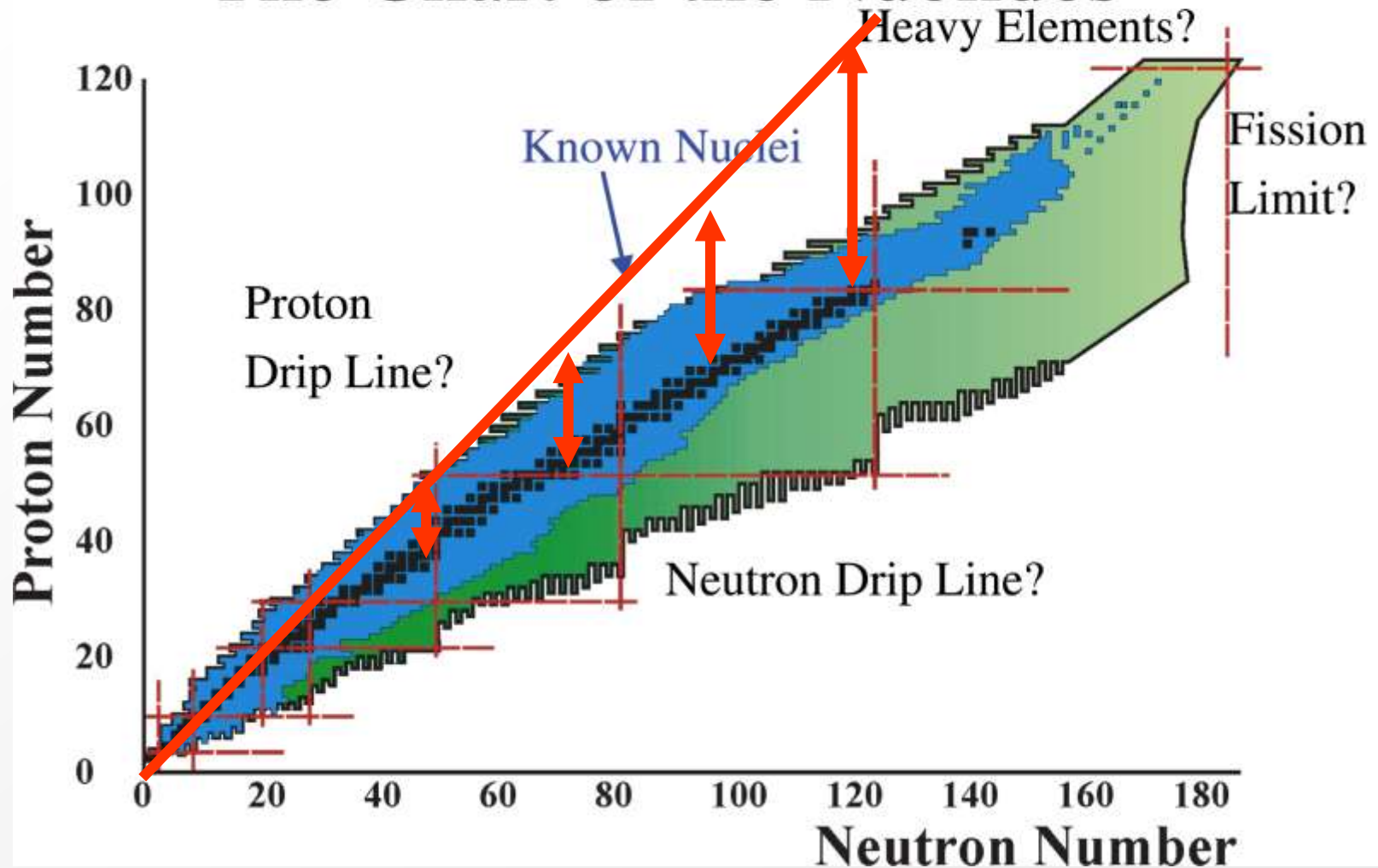


^{12}B



Línia stability

The Chart of the Nuclides



Línia stability nie je $N = Z$

- Dva dôvody v princípe tvrdiace to isté.
 - 1) Hlbšia potenciálová jama pre neutróny
 - 2) Potreba kompenzovať odpudivé sily pre protóny

UHLOVÉ MOMENTY HYBNOSTI

Uhlový moment hybnosti

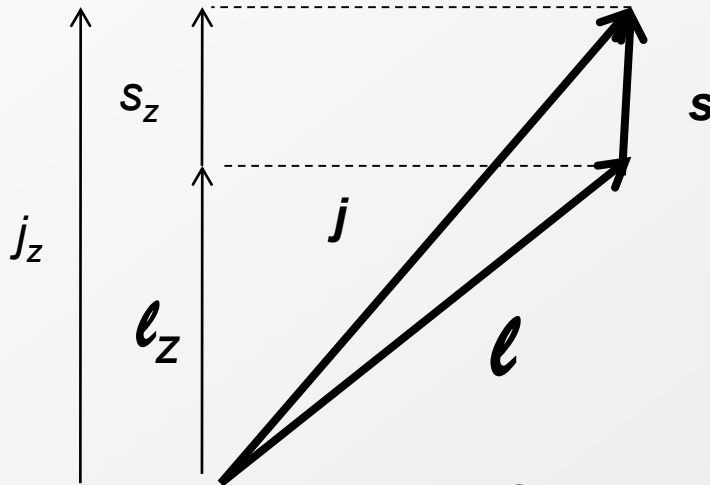
- V klasickej fyzike definujeme uhlový moment hybnosti ako $\ell = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$
- V kvantovej fyzike máme pre uhlový moment hybnosti $\langle \ell^2 \rangle = \hbar^2 \ell(\ell + 1)$ pričom charakterizuje pohyb častice.
- V jadrovej fyzike používame pre nukleón označovanie hladín obsadených nukleónmi v jadre notáciu podobnú atómovej fyzike.

Spectroscopic notation

ℓ value	0	1	2	3	4	5	6
Symbol	s	p	d	f	g	h	i

Celkový uhlový moment hybnosti

- V prípade elektrónu sme mali zavedený intristický spin $\langle s^2 \rangle = \hbar^2 s(s + 1)$ pre ktorého priemet do osi z platilo $\langle \ell_s \rangle = \hbar m_s$ pričom $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Podobne to platí aj pre nukleón v atómovom jadre.
- Intristický spin nukleónu sa však kombinuje s orbitálnym momentom hybnosti príslušného orbitalu a zavádzame celkový uhlový moment hybnosti $\mathbf{j} = \mathbf{\ell} + \mathbf{s}$

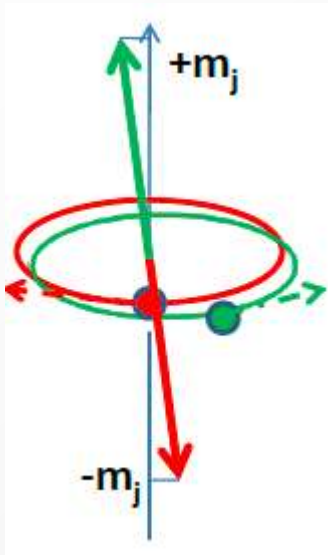


Celkový uhlový moment hybnosti

- Nakoľko uhlový moment hybnosti ℓ nadobúda celočíselné hodnoty a intristický spin je $\pm \frac{1}{2}$ každý nukleón nadobúda polčíselné hodnoty.
- Jadrá s párnym počtom nukleónov budú mať preto celočíselné spiny a jadrá s nepárnym počtom nukleónov polčíselné.

Párovanie nukleónov

- Krátkodosahové nukleón-nukleónové interakcie viažu nukleóny do párov pohybujúcich sa na časovo-reverzných orbitaloch s opačnými hodnotami m_j . Tým získavajú páro-párne jadrá základný stav ako 0^+ .
- Dôsledkom je párovací člen v semiempirickom vzťahu pre väzbové energie.



$1d_{5/2}$

Aage N. Bohr, Ben. R. Motellson a Leo J. Rainwater



$1p_{1/2}$



$1p_{3/2}$



$1s_{1/2}$

Nobelova cena 1975 - „for the discovery of the connection between collective motion and particle motion in atomic nuclei and the development of the theory of the structure of the atomic nucleus based on this connection"

PARITA JADIER

Parita

Základ z QM: Parita vyjadruje symetriu voči zámene súradníc, ako napr.

$x \rightarrow -x$; $y \rightarrow -y$; $z \rightarrow -z$ v prípade kartézskych súradníc
 $r \rightarrow r$; $\theta \rightarrow \pi - \theta$; $\phi \rightarrow \pi + \phi$; v prípade sférických

Pri rozpise vlnovej funkcie na radiálnu a uhlovú časť

$$\Psi(\mathbf{r}) = R_{n\ell} Y_{\ell m}$$

sa uhlová časť správa ako

$$Y_{\ell m}(\pi - \theta, \pi + \phi) = (-1)^m Y_{\ell m}(\theta, \phi)$$

Takže parita stavu je kladná v prípade párneho ℓ a záporná v prípade nepárneho ℓ

Parita viac-časticových systémov

Pri skladaní funkcií viac častíc je parita systému:

- Kladná v prípade akéhokoľvek počtu častíc s kladnou (párnou) paritou alebo párneho počtu častíc so zápornou (nepárnou) paritou.
- Záporná v prípade nepárneho počtu častíc so zápornou (nepárnou) paritou.

Parita sa indikuje v zápise orbitalu v ktorom sa nukleón v jadre nachádza horným indexom pri celkovom orbitálnom momente hybnosti (napr. $3/2^+$, $13/2^-$ a pod.).

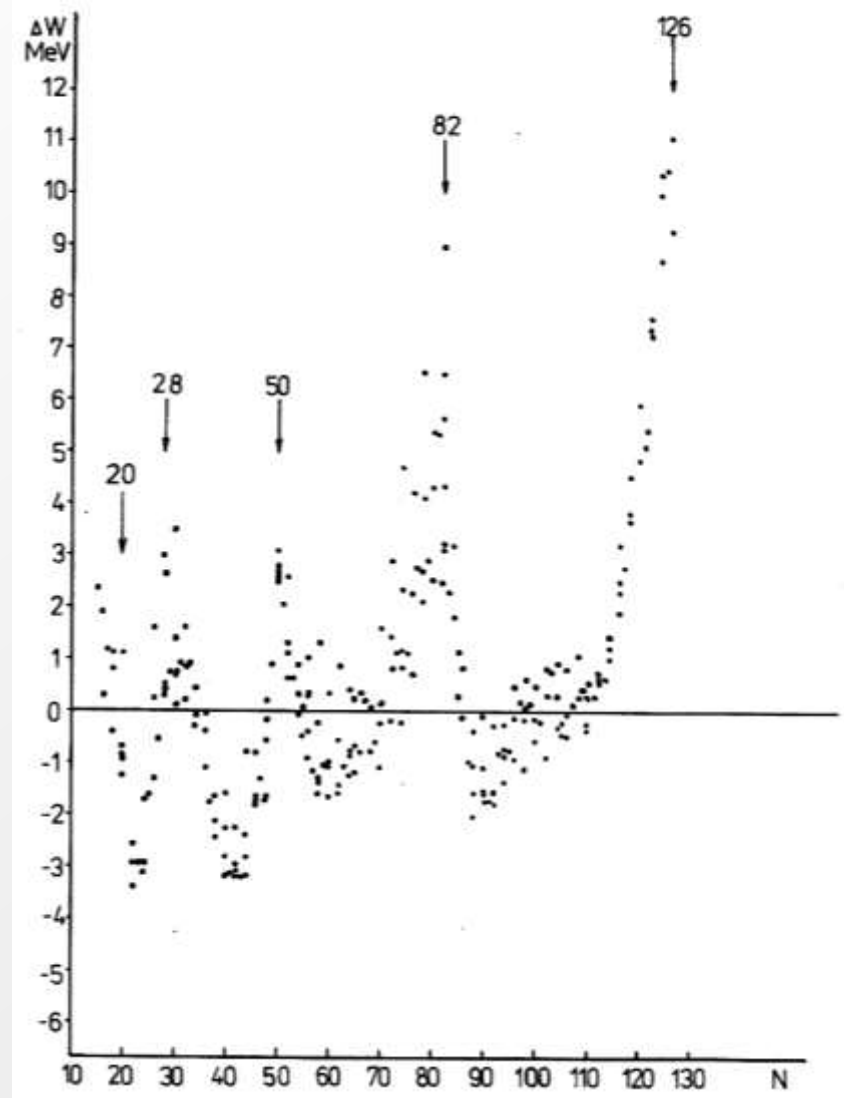
VRSTVOVÝ MODEL (SHELL MODEL)

Nedostatky kvapkového modelu

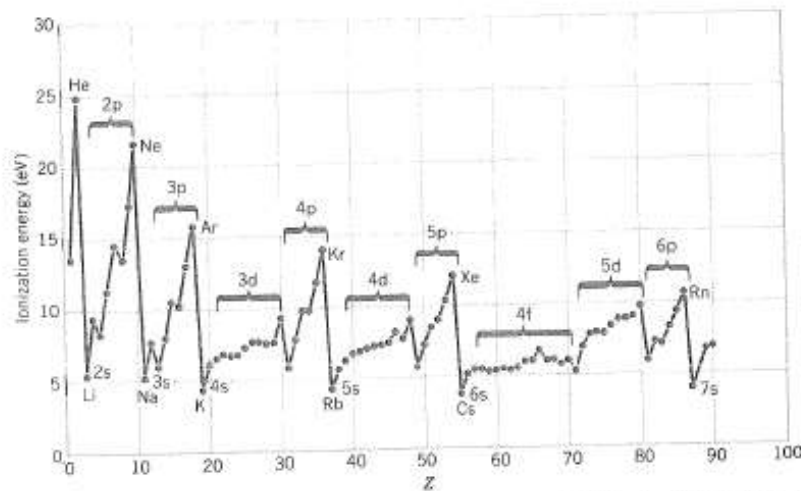
- Nedostatky – neopisuje postačujúco:
 - existenciu magických čísel
 - prvé vzбудené stavy pre párnopárne magické jadrá sú vysoko $> 1.5 \text{ MeV}$
 - Rezonančnú štruktúru neutrónovo indukovaných reakcií
 - Nespojitosť vo väzbovej energii jadra

Odchýlky predpovede pre väzbové energie

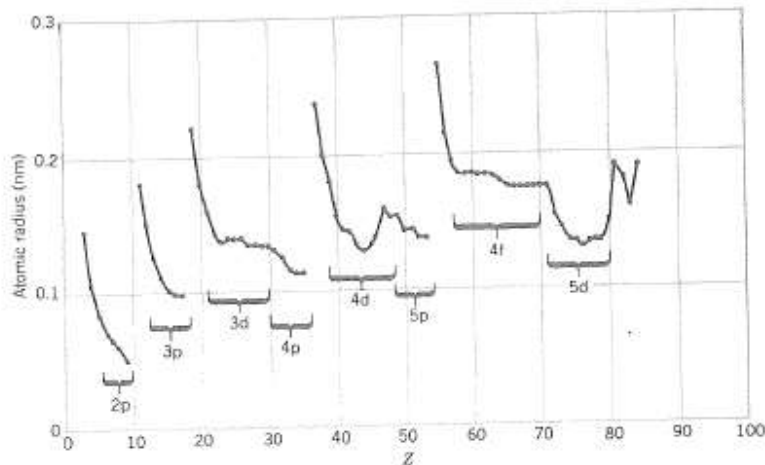
Kvapkový model predpovedá väzbové energie relatívne presne. Rozdiely medzi meranými a predpoveďami z kvapkového modelu sú zvyčajne iba pár MeV (pričom celková väzbová energia je rádovo GeV). Pre jadrá s $A > 40$ sú zvyčajne rozdiely menšie ako 1%. Niektoré izotopy vykazujú však väčšie rozdiely. Prečo?



Analógia s atómovým jadrom



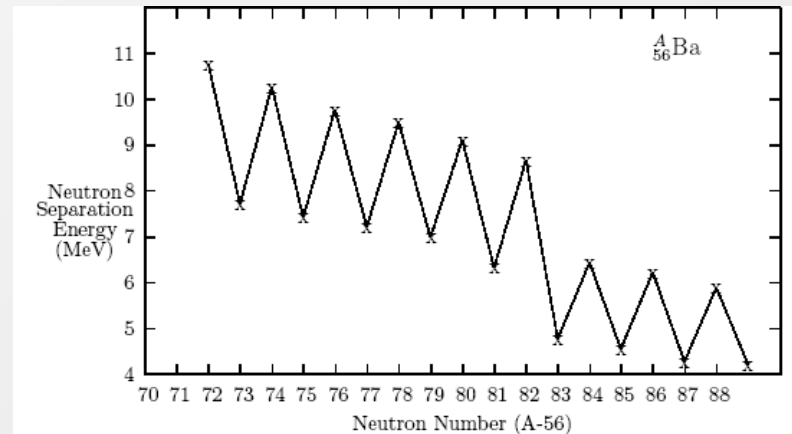
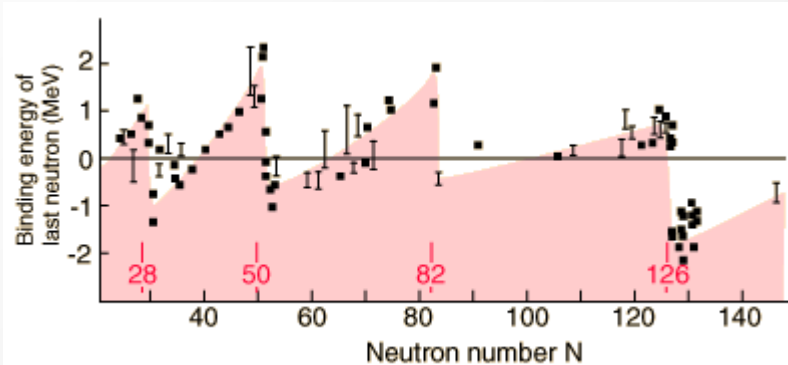
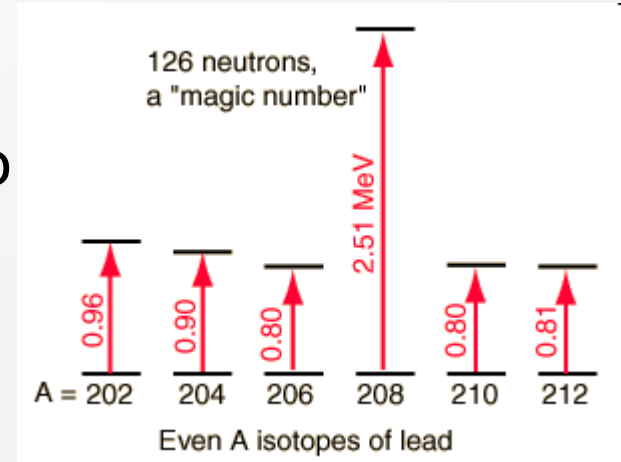
- Ionizačné potenciály atómov



- Polomer atómov

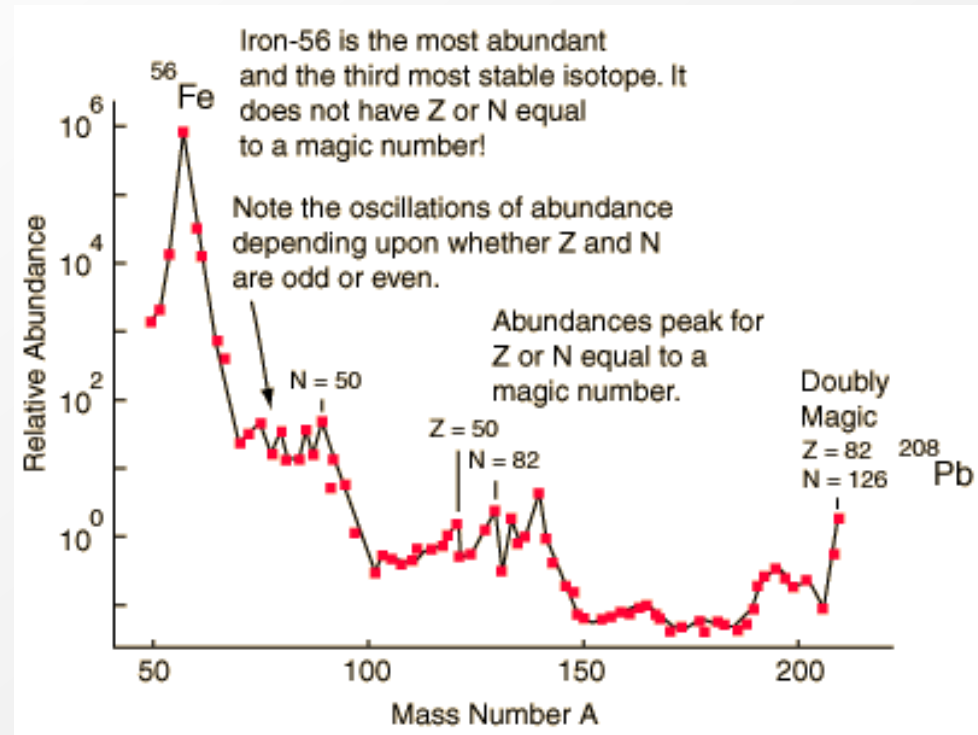
Excitované stavy a separačné energie

- Prvé excitované stavy pre páro-párne magické jadrá sú veľmi vysoko (> 1.5 MeV)
- Nespojitosť pre separačné energie neutrónov

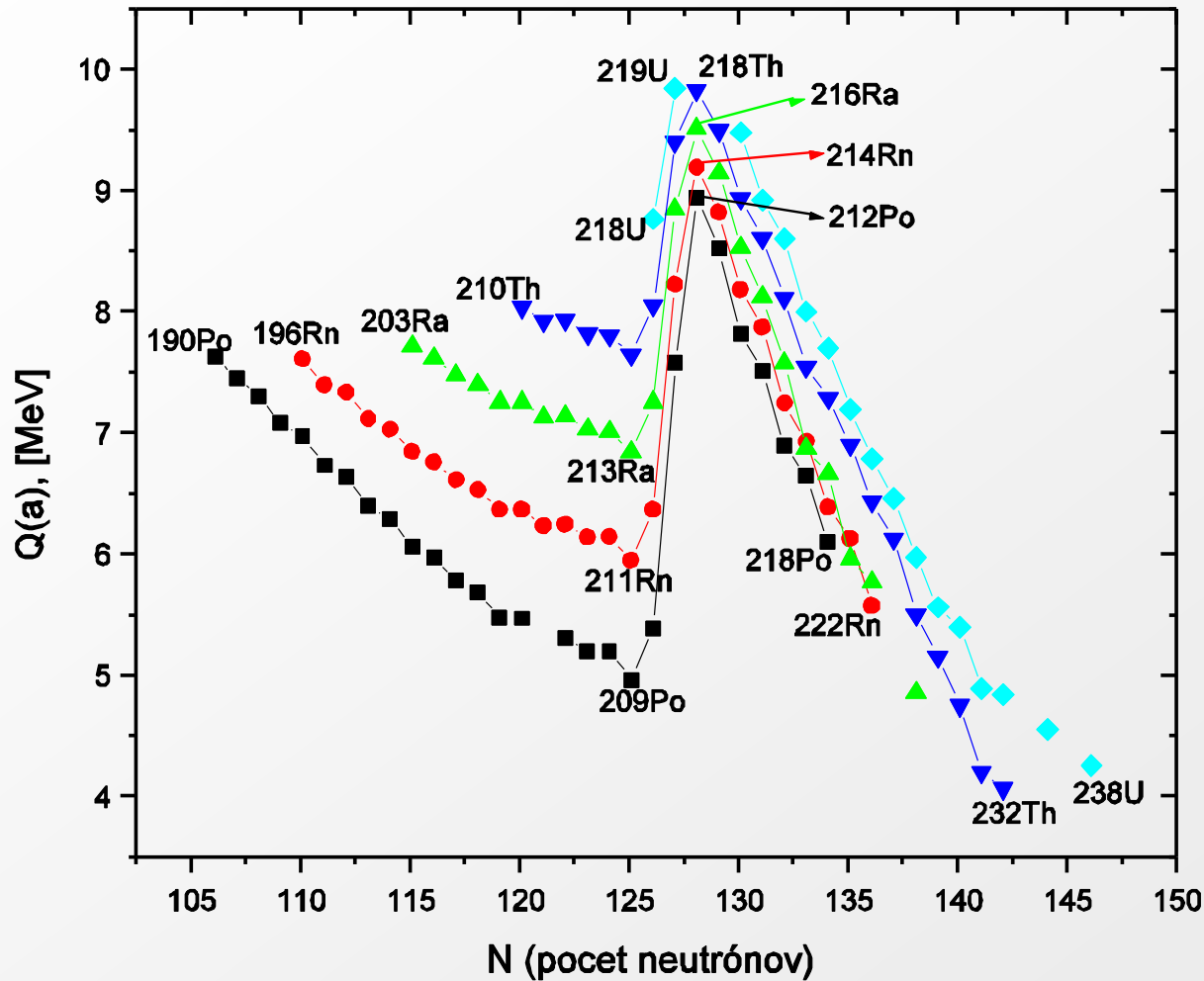


Relatívne zastúpenie prvkov

- Anomálie v zastúpení prvkov v oblasti magických jadier.



Energie alfa rozpadu v okolí $N = 126$



Magické čísla

- Izotopy s početnosťou protónov alebo neutrónov 2, 8, 20, 28, 50, 126 vykazujú anomálne hodnoty v porovnaní so susednými izotopmi.
- Tieto anomálie nevysvetľuje ani kvapkový ani fermiho model. Potrebujeme odlišný koncept.

Vrstvový model

- Jednočasticový sférický vrstvový model
- Ignorovanie nukleón – nukleónovej interakcie
- Interakcie „generujú“ potenciál. Odlišnosť od pohybu elektrónov v obale atómového jadra (t.j. v centrálnom poli).

Shell model – rozloženie hladín

Lineárny harmonický oscilátor

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 \left[1 - \frac{r^2}{R^2} \right] & \text{if } r < R \\ 0 & \text{if } r > R \end{cases}$$

Pravouhlý konečný potenciál

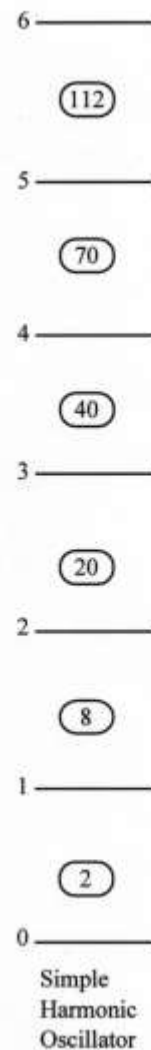
$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{if } r < R \\ 0 & \text{if } r > R, \end{cases}$$

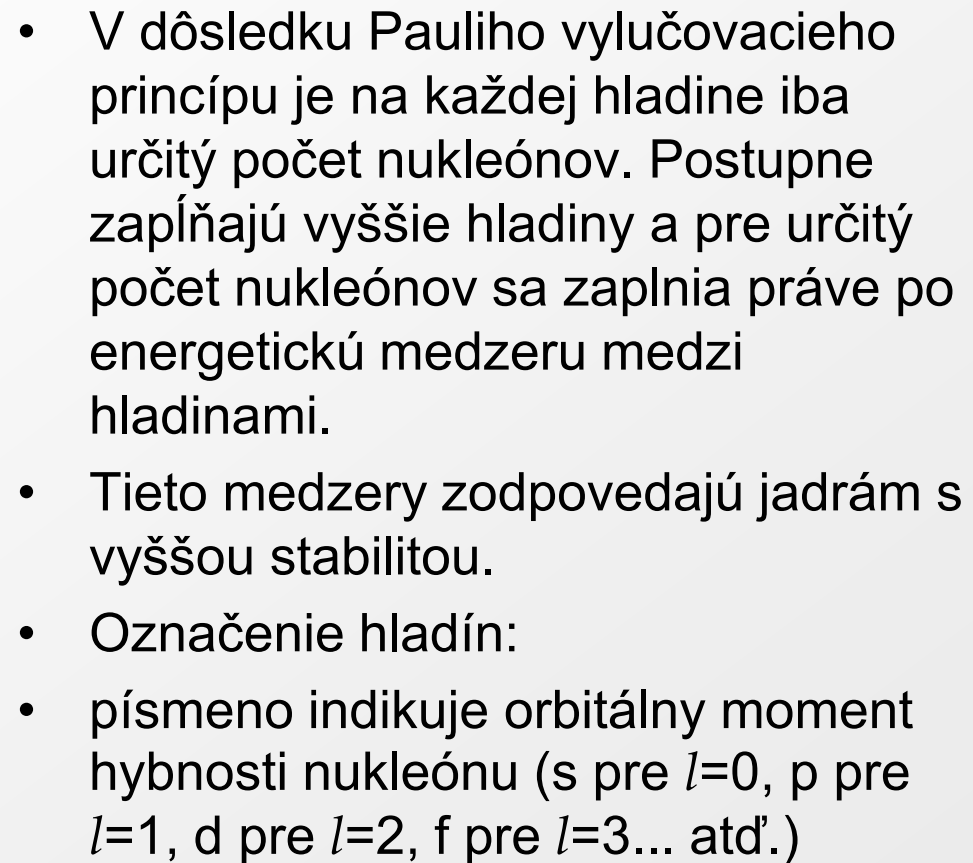
Wood-Saxon

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)},$$

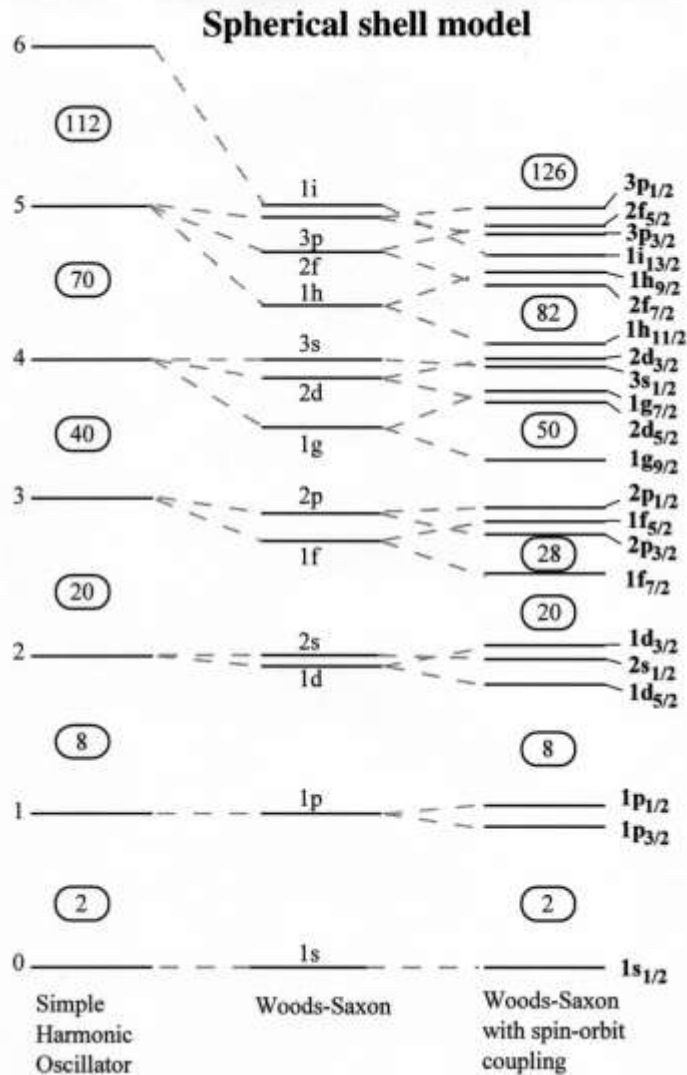
$$V(r) \rightarrow V(r) + W(r)\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}.$$

Spherical shell model



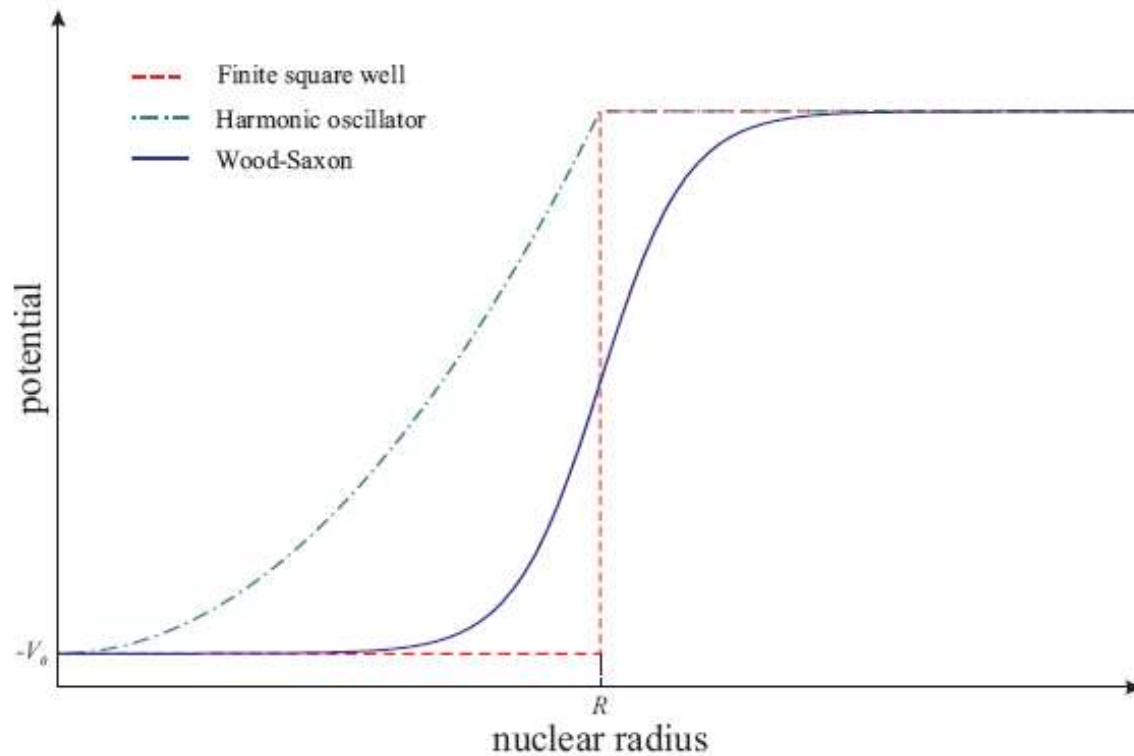


Shell model – označenie hladín



- Označenie hladín:
 - Písmeno indikuje orbitálny moment hybnosti nukleónu (s pre $l=0$, p pre $l=1$, d pre $l=2$, f pre $l=3$... atď.)
 - Dolný index označuje celkový moment hybnosti
 - Prvé číslo označuje poradie hladiny s príslušným orbitálnym momentom hybnosti.

Porovnanie potenciálov



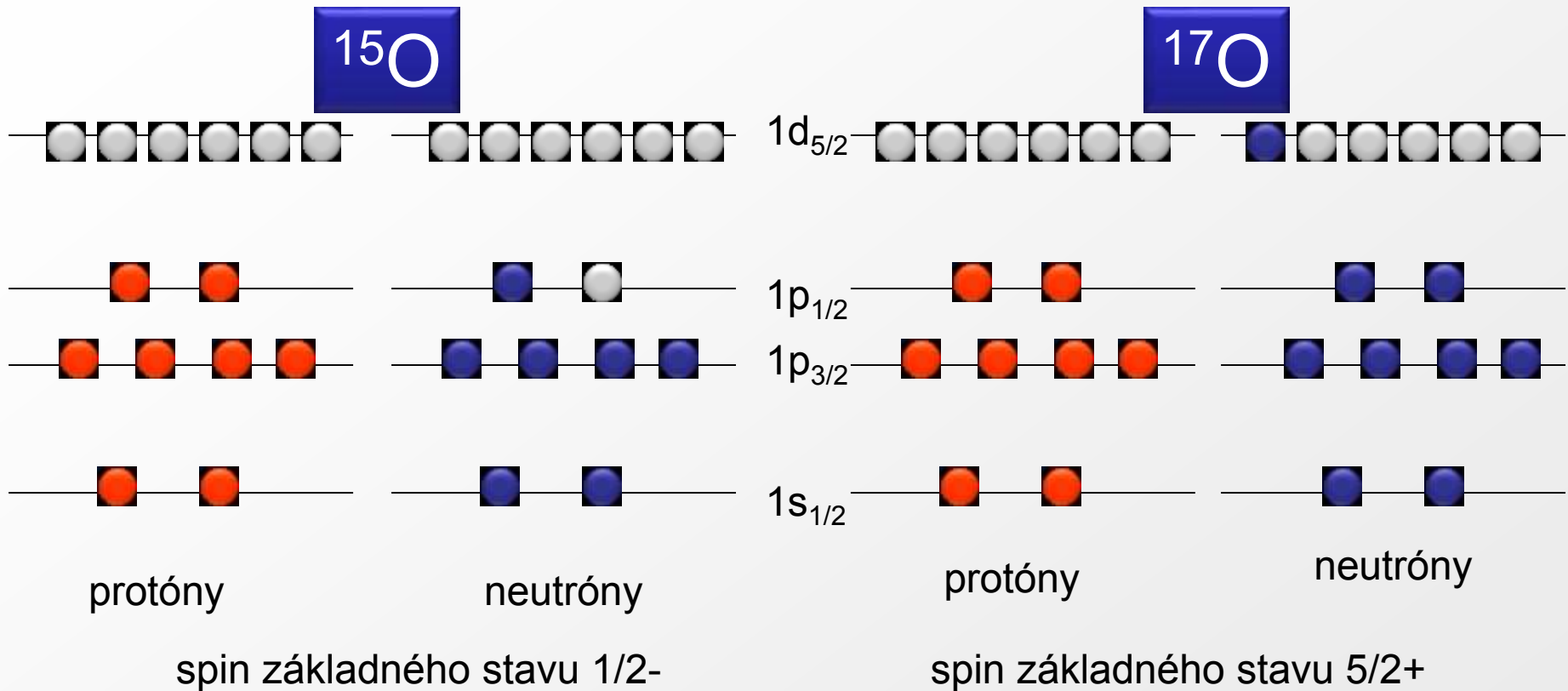
Hĺbka potenciálu je
cca 50 MeV

Uzatvorené vrstvy

- V dôsledku Pauliho vylučovacieho princípu je na každej hladine iba určitý počet nukleónov. Postupne tak zaplňajú vyššie hladiny a pre určitý počet nukleónov sa zaplnia práve po energetickú medzeru medzi hladinami.
- Tieto medzery zodpovedajú jadrám s vyššou stabilitou.

Príklad obsadzovania hladín

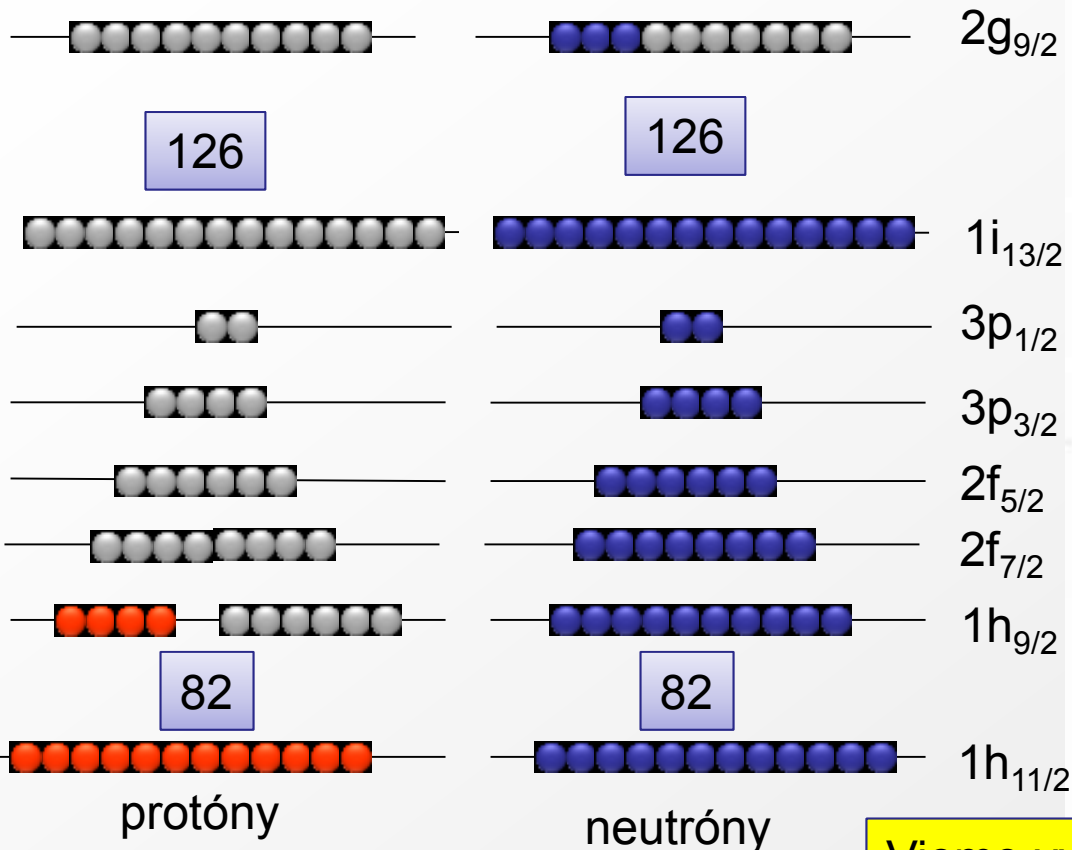
^{15}O vs. ^{17}O



Nespárovaný neutrón určuje vlastnosti základného stavu

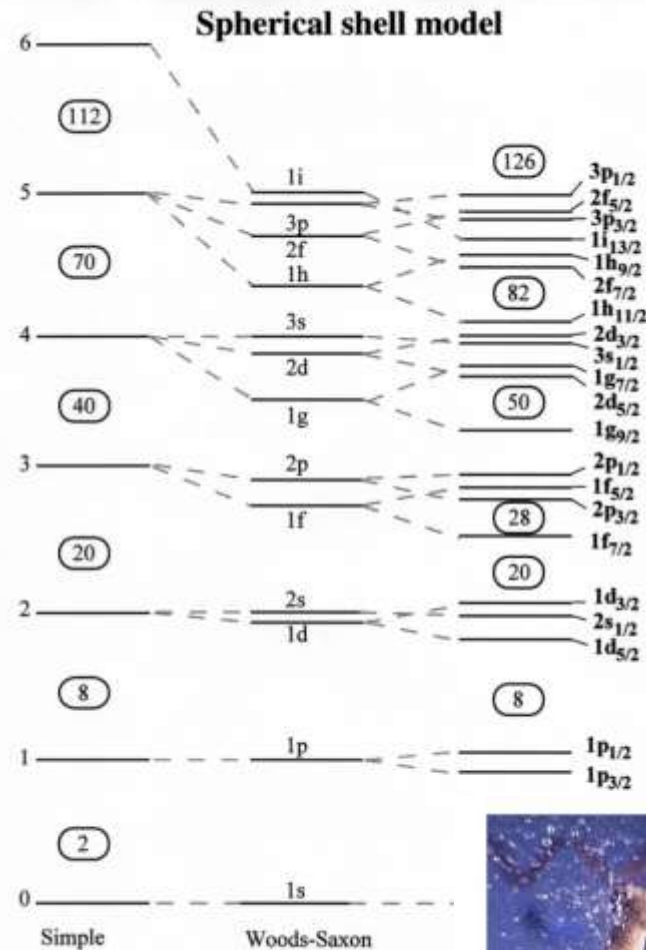
Obsadzovanie hladín

^{215}Rn



spin základného stavu $9/2^+$

Silná int
n



Vieme vysvetliť vlastnosti základného stavu jadier.

(Pozor na možnosť rôzneho usporiadania hladín, napr. kvôli rôznej spin-orbitálnej interakcii a pod.)

