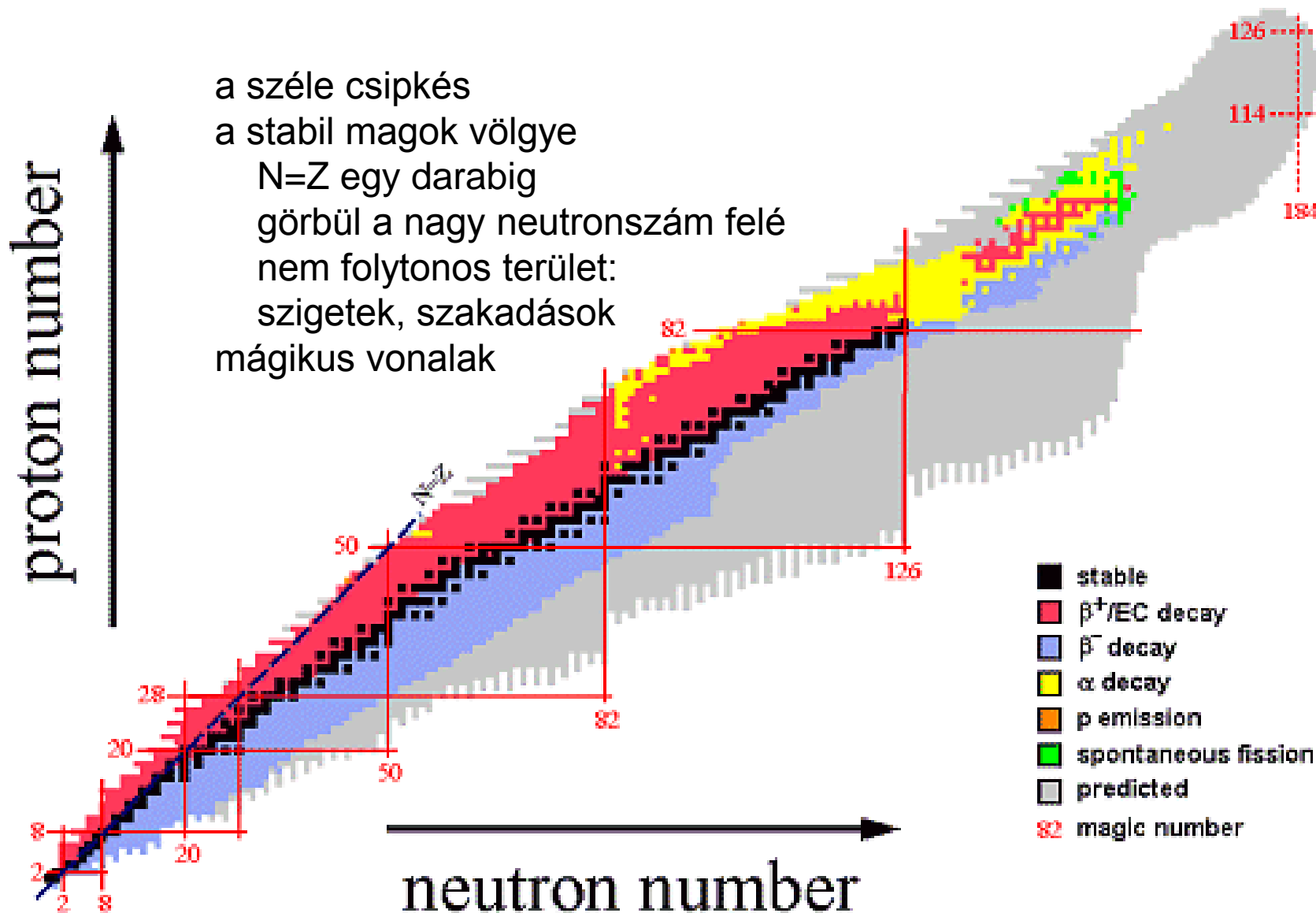


Az atommagok alaptulajdonságai

Atommag és részecskefizika
7. előadás 2021. március 26.

Izotóptérkép



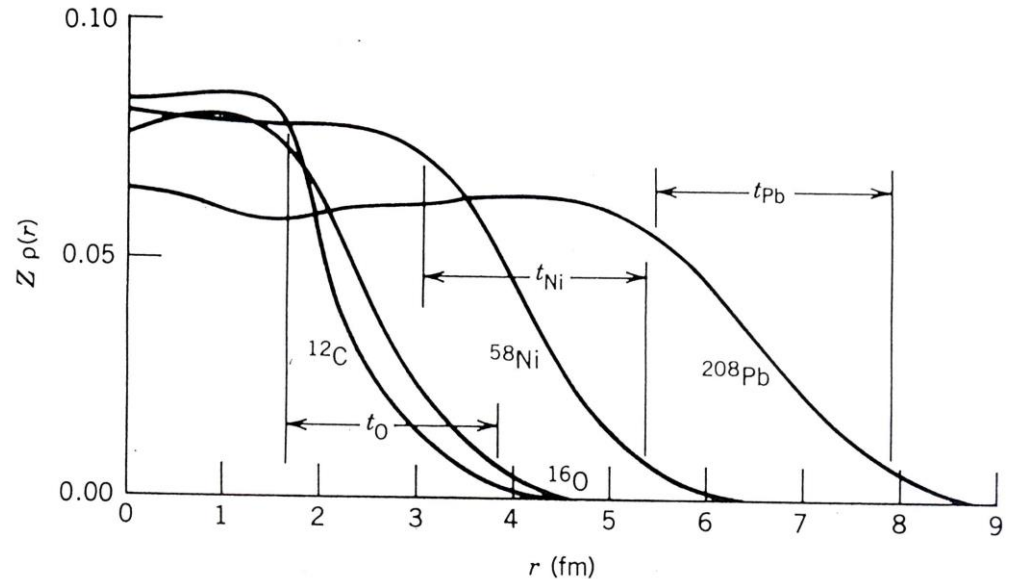
a széle csipkés
a stabil magok völgye
N=Z egy darabig
görbül a nagy neutrons szám felé
nem folytonos terület:
szigetek, szakadások
mágikus vonalak

Az atommagok mérete

- Nagyenergiájú elektronszórás
- anomális Rutherford-szórás
- müonatomok karakterisztikus röntgensugárzása
- neutronok elnyelődése

Nagyenergiájú elektronok szóródása

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\mathcal{G}) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\mathcal{G}) \Big|_{Mott} F(q) \rightarrow \rho(\vec{r})$$



Ekvivalens magsugár

- egyenletes sűrűségű R sugarú gömb

$$\iiint r^2 \rho_{\text{egyenletes}}(r) dV = \frac{3}{5} R^2$$

- általános sűrűségű atommag

$$\langle r^2 \rangle = \iiint r^2 \rho(r) dV = \frac{3}{5} R_{EQ}^2$$

- Azon egyenletes sűrűségű gömb sugara, melynek $\langle r^2 \rangle$ -a azonos az adott sűrűségeloszlás $\langle r^2 \rangle$ -val.

Elektronszórás-kísérletek eredményei

- A sűrűség állandó az atommagok közepénél
- ez az állandó a stabil atommagoknál meg is egyezik
- diffúz széle van

$$R_{EQ} = 1,2 \text{ fm } A^{1/3}$$

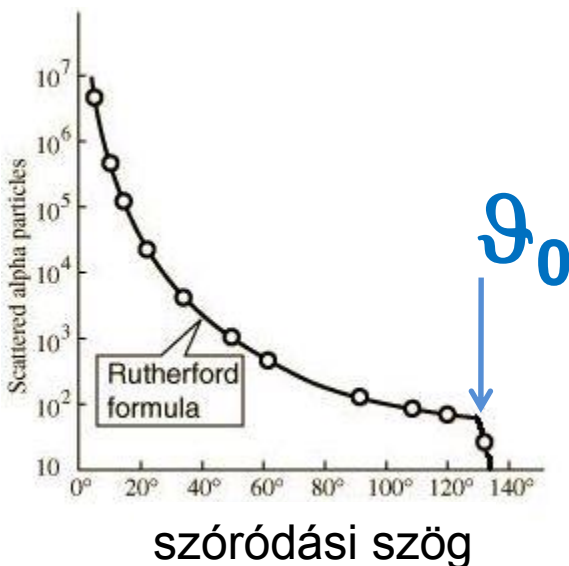
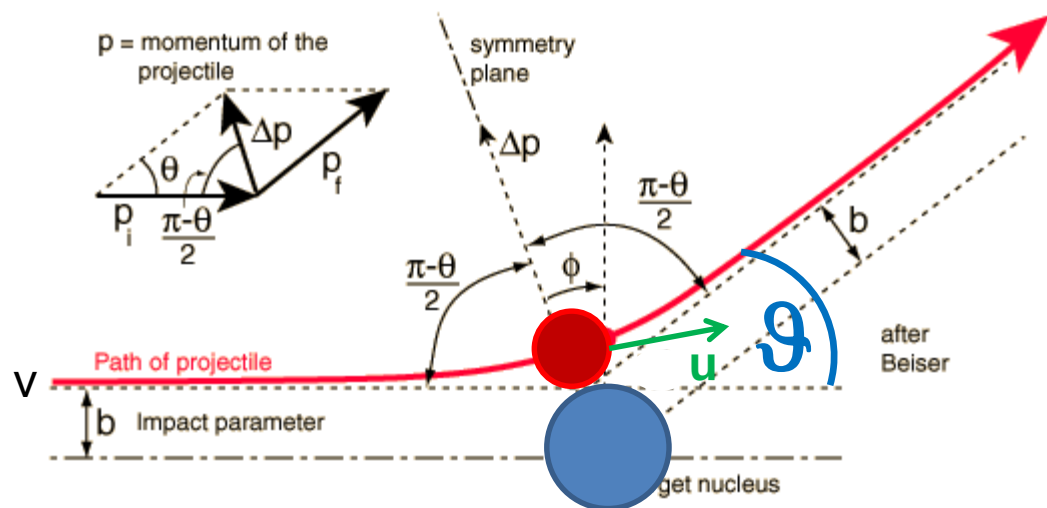
- az atommagok sűrűségeloszlását jól leírja a Woods-Saxon-alak:

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-r_0}{a}}}$$

Anomális Rutherford-szórás

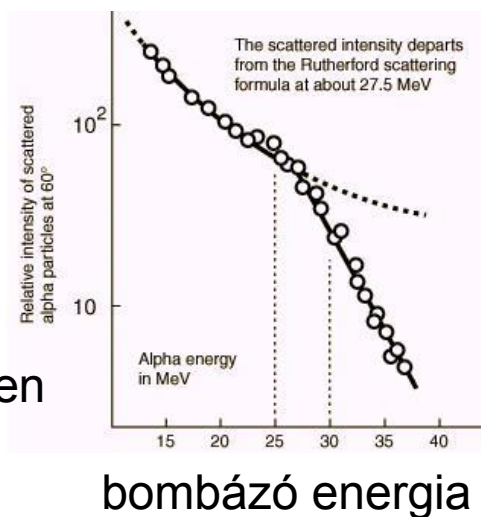
Ha $\vartheta < \vartheta_0$ azaz $b > b_0$ akkor nem érnek össze az atommagok → Rutherford-szórás szögeloszlását kapjuk

$\vartheta > \vartheta_0$ esetén levágást tapasztalunk



Adott szögben mérve a szóródott alfa-részecskéket, egyre nagyobb bombázó energiákon egyszer csak egymáshoz ér a két atommag

$E_\alpha > 20$ MeV, hogy hozzáérjen a céltárgyhoz



Anomális Rutherford-szórás

- A legkisebb megközelítés fele centrális ütközésben

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{ke^2Z_1Z_2}{2a} \rightarrow a = \frac{ke^2Z_1Z_2}{mv^2}$$

- legkisebb megközelítéskor *perdület: $mur=mbv$*
energia:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mu^2 + \frac{ke^2Z_1Z_2}{r} = \frac{1}{2}m\left(\frac{b}{r}\right)^2 v^2 + \frac{amv^2}{r}$$

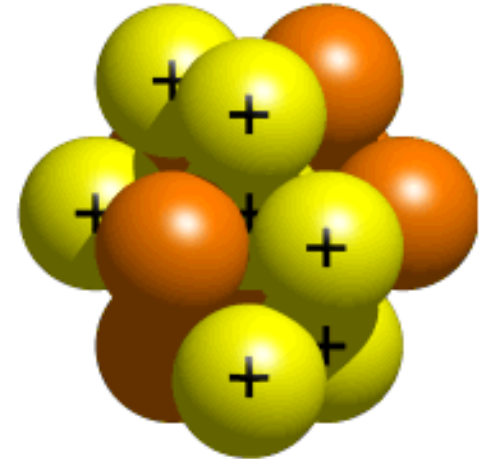
$$r^2 - 2ar - b^2 = 0 \quad \text{tg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{a}{b} \quad \leftarrow \text{Mechanikában tanultuk}$$

$$r = \frac{\pm \sqrt{4a^2 + 4b^2} + 2a}{2} = a \left(1 + \sqrt{\left(\frac{b}{a}\right)^2 + 1} \right) = a \left(1 + \sqrt{\left(\frac{\cos(\vartheta/2)}{\sin(\vartheta/2)}\right)^2 + 1} \right) = a \left(1 + \frac{1}{\sin(\vartheta/2)} \right)$$

Eredmények

- $R_{EQ} = a(1 + 1/\sin(\vartheta_0/2))$
- Sok mérés alapján:

$$R_{EQ} = 1,4 \text{ fm} \cdot A^{1/3}$$



Elektronszórás $r_0 = 1,2 \text{ fm}$

Anomális Rutherford-szórás $r_0 = 1,4 \text{ fm}$

Különbség: kölcsönhatás: elektromos – nukleáris
elektromos magsugár < nukleáris magsugár
neutronbőr

Müon-atomok karakterisztikus röntgensugárzása

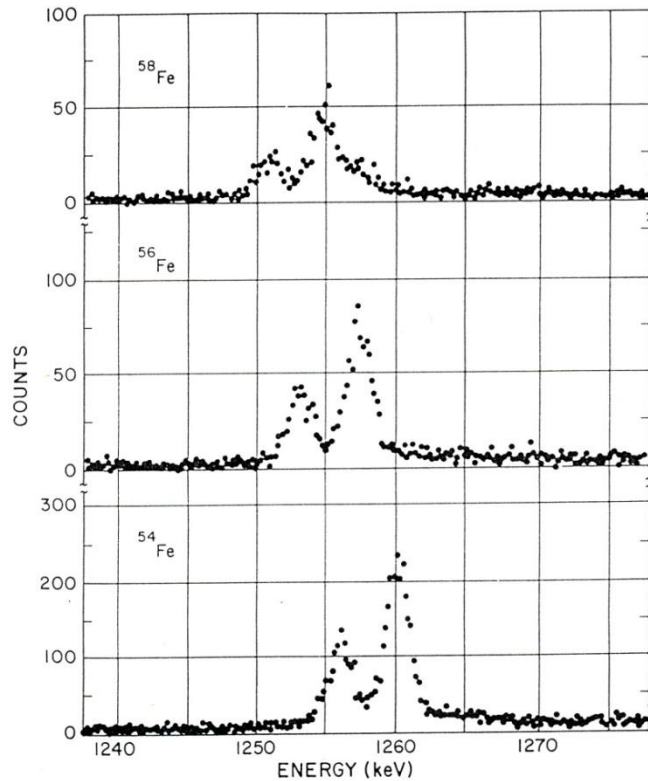
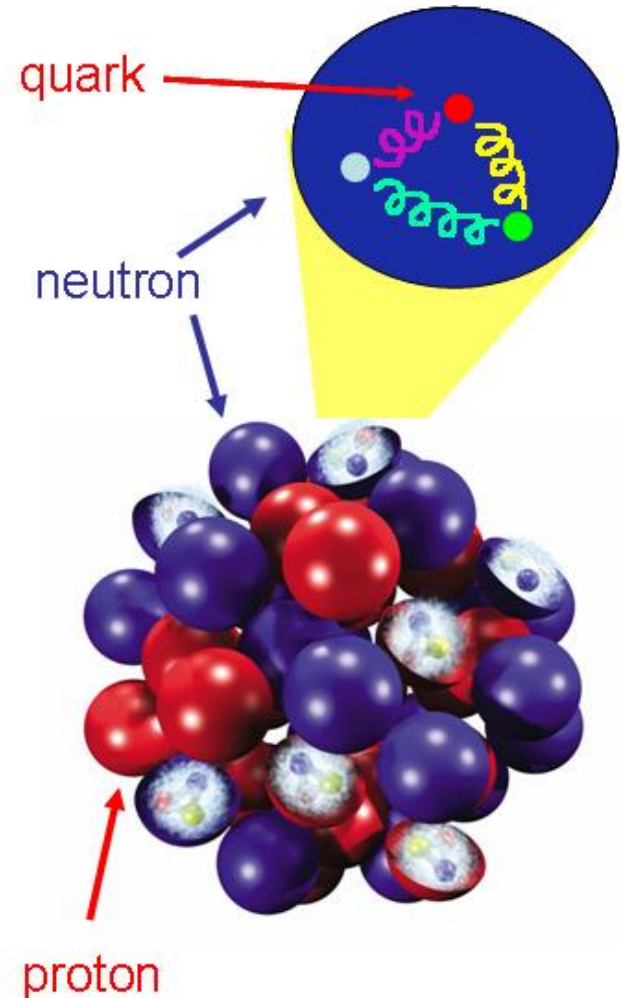


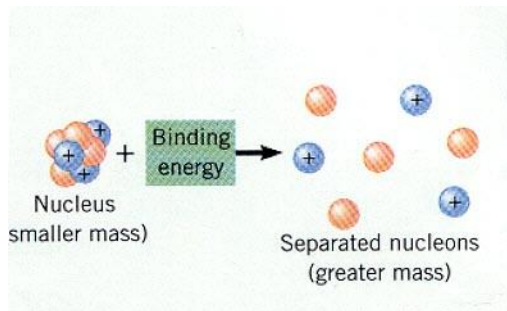
Figure 3.8 The muonic K X rays in some Fe isotopes. The two peaks show the $2p_{3/2}$ to $1s_{1/2}$ and $2p_{1/2}$ to $1s_{1/2}$ transitions, which have relative intensities in the ratio 2 : 1 determined by the statistical weight $(2j + 1)$ of the initial state. The isotopic shift can clearly be seen as the change in energy of the transitions. The effect is about 0.4%, which should be compared with the 10^{-6} effect obtained with electronic K X rays (Figure 3.6). From E. B. Shera et al., *Phys. Rev. C* **14**, 731 (1976).

Cseppmodell

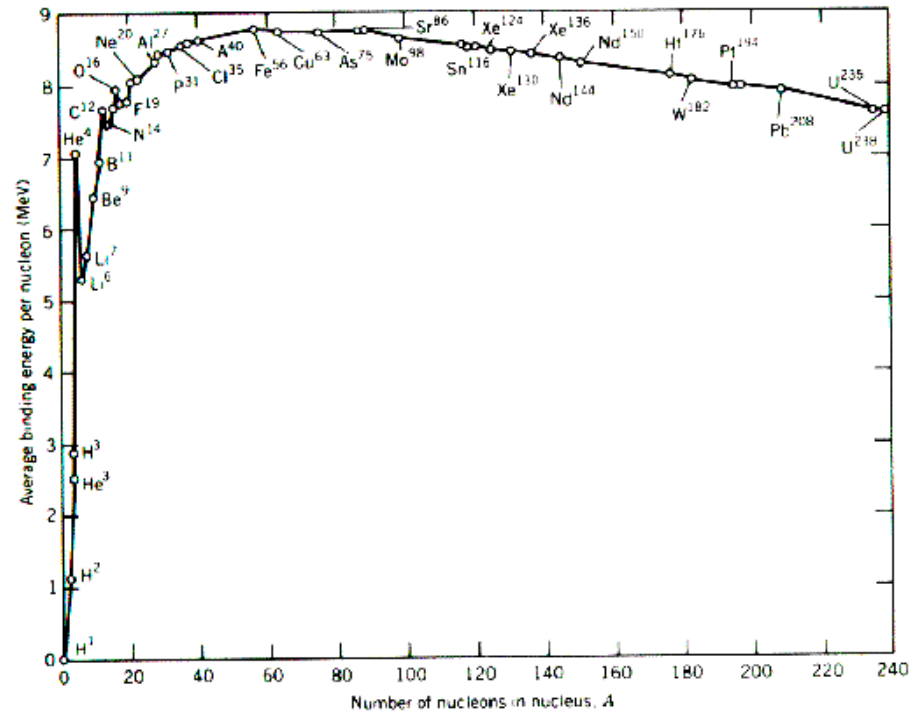
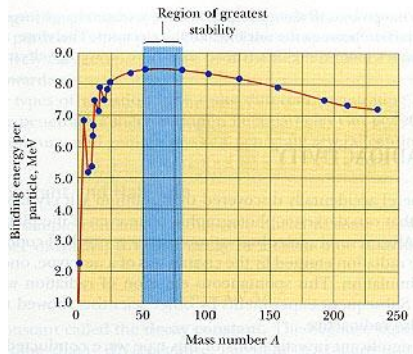
- $V \sim A$
- állandó maganyag sűrűség
- összenyomhatatlan nukleonok
- **magerő**: szomszédok között távoliakat nem vonza, nagyon közel taszító olyan mint a Van der Waals! az is másodlagos kcsh.!
- EM: minden proton között



Atommagok kötési energiája



- Egy nukleonra jutó kötési energia

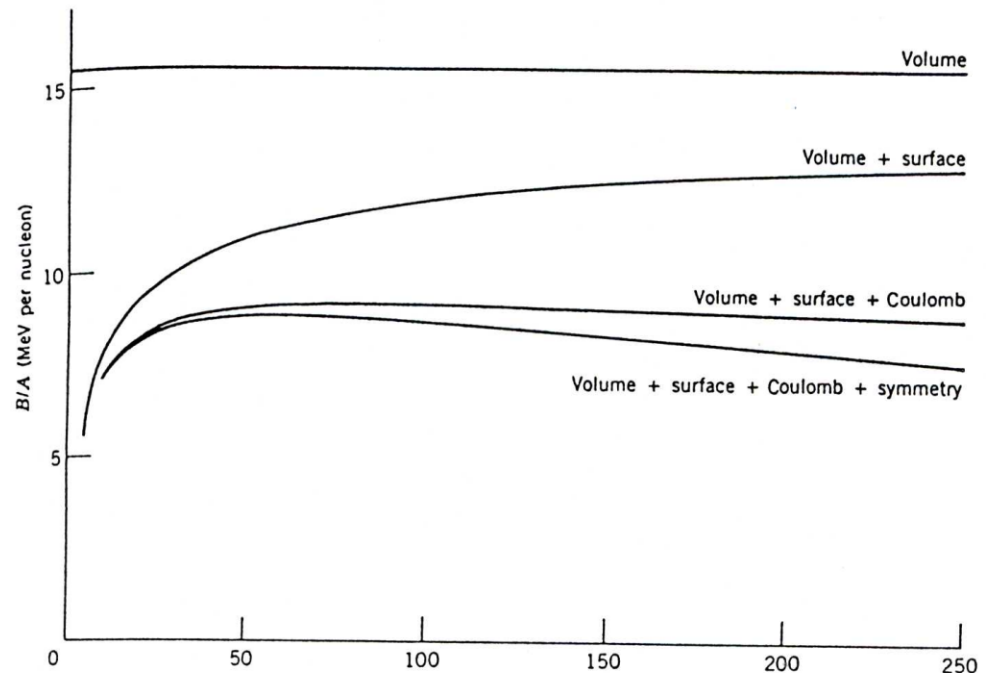


Félempírikus kötési formula

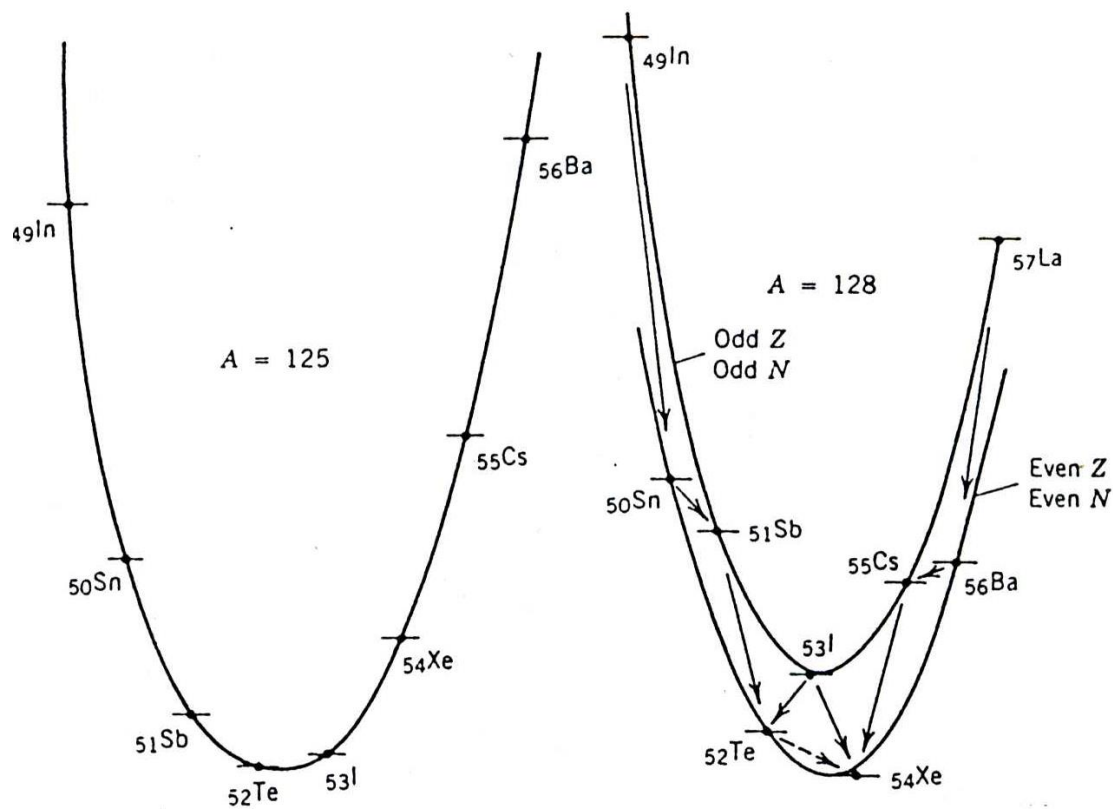
- Weizsäcker, FEKF

$$E_B = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A, Z).$$

- térfogat
- felület
- Coulomb
- szimmetria



Energiaváltozás béta-bomlásban



neutronszám ← → protonszám