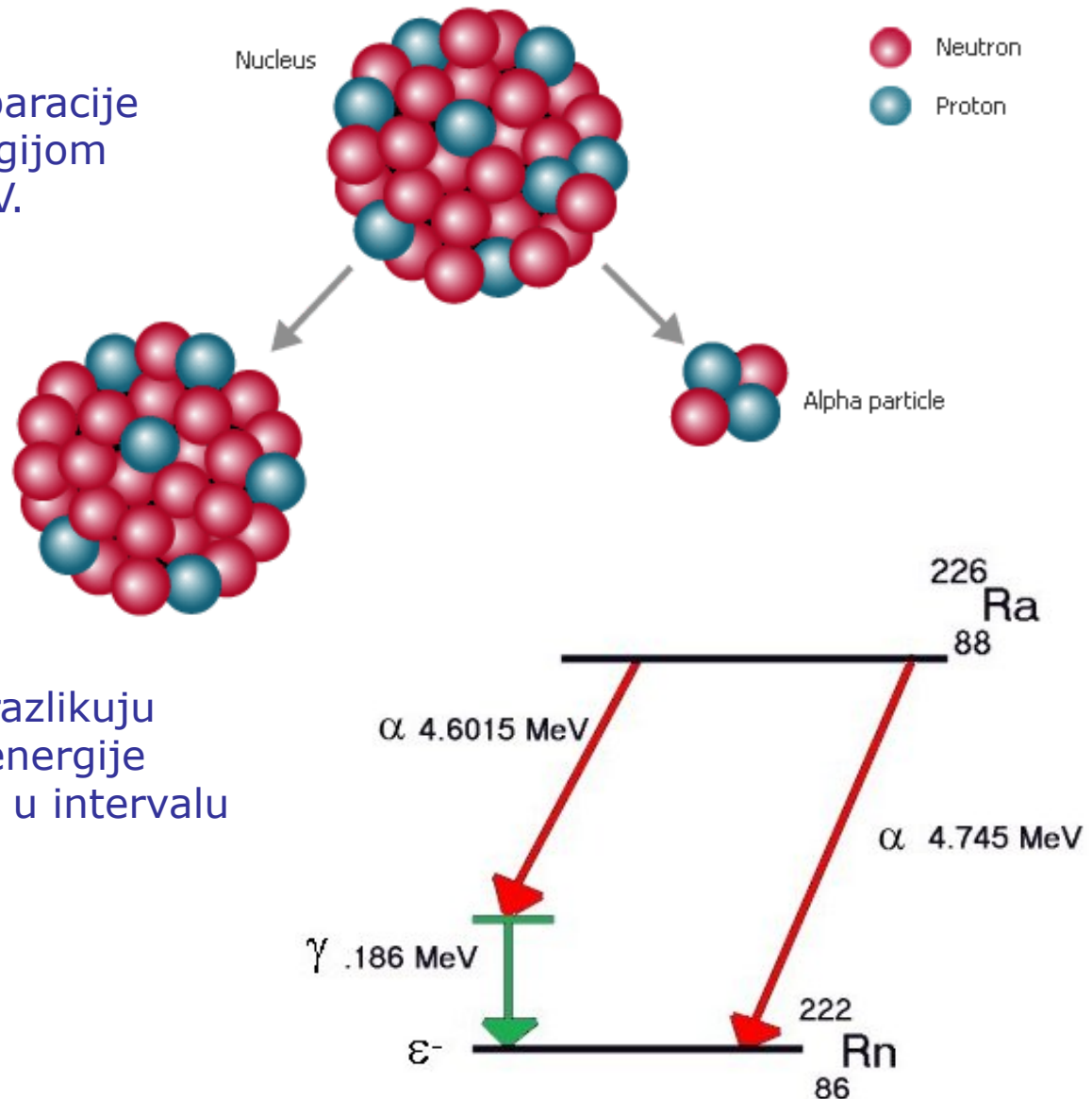


NUKLEARNI ALFA-RASPAD

U lakim jezgrama energija separacije α -čestice usporediva je s energijom separacije nukleona: 8-10 MeV.

Tek za teške jezgre $A > 150$ energija separacije može biti negativna i energetski postaje moguć α -prijelaz iz osnovnog ili niskih pobuđenih stanja.

Iako se poluživoti α -raspada razlikuju za redove veličine, kinetičke energije emitiranih α -čestica nalaze se u intervalu $4 \text{ MeV} \leq E \leq 9 \text{ MeV}$.

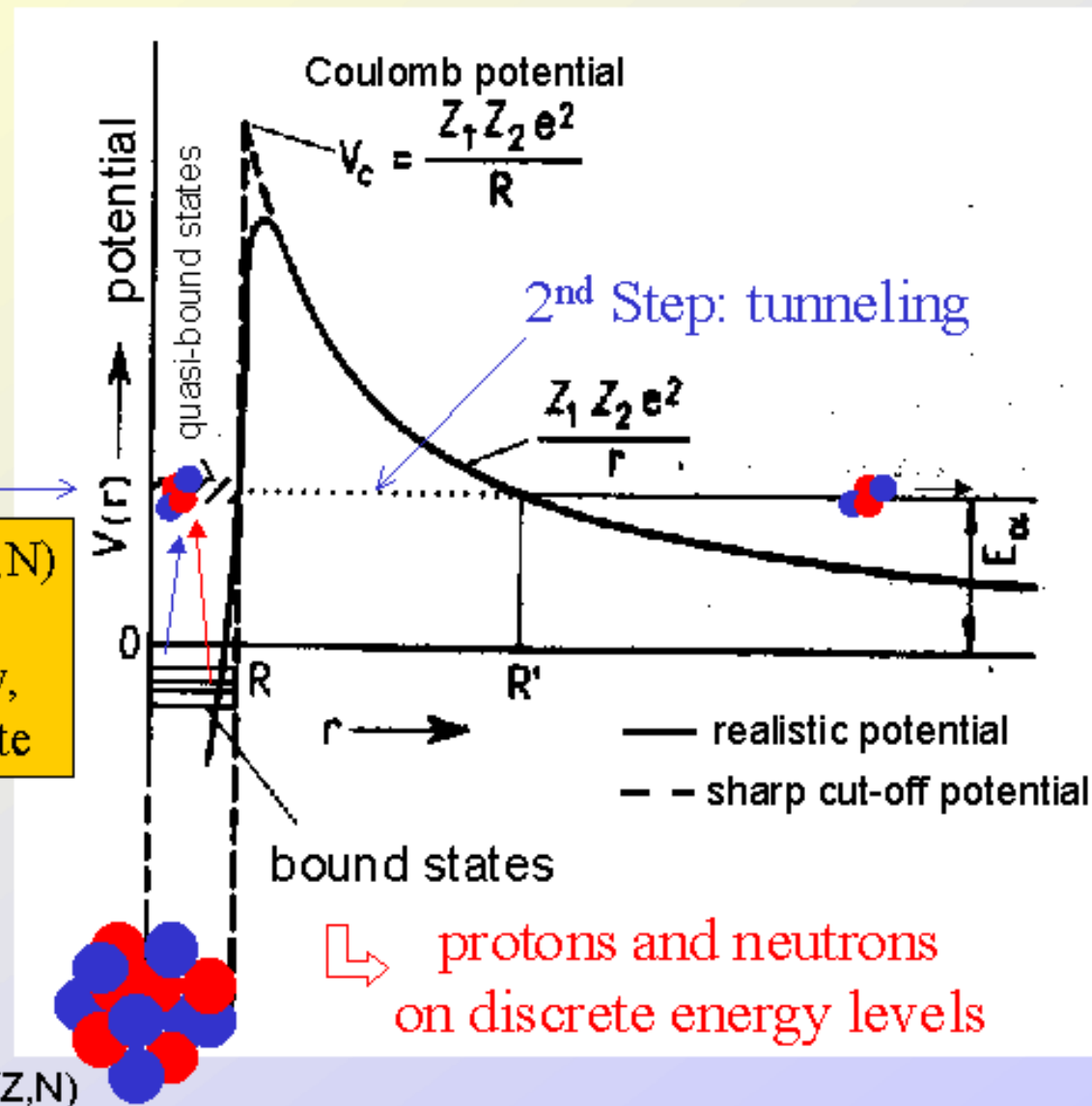


α -emiter	E_{α} (MeV)	Poluživot
^{228}U	6.69	9.1 min
^{230}U	5.89	20.8 d
^{232}U	5.32	72 y
^{234}U	4.77	2.47×10^5 y
^{236}U	4.49	2.39×10^7 y
^{238}U	4.20	4.51×10^9 y

Quantum Mechanical Description of Alpha-decay

1st Step:
 α -particle
formation

$B/A(\alpha) > B/A(Z,N)$
 $\Rightarrow \alpha$ -particle
in higher energy,
quasi-bound state



Barijeru je najlakše predstaviti ako promatramo inverzan proces u kojemu se α -čestica iz ∞ pribižava jezgri naboja Ze . Izvan jezgre α -čestica osjeća samo Coulomb odbojni potencijal:

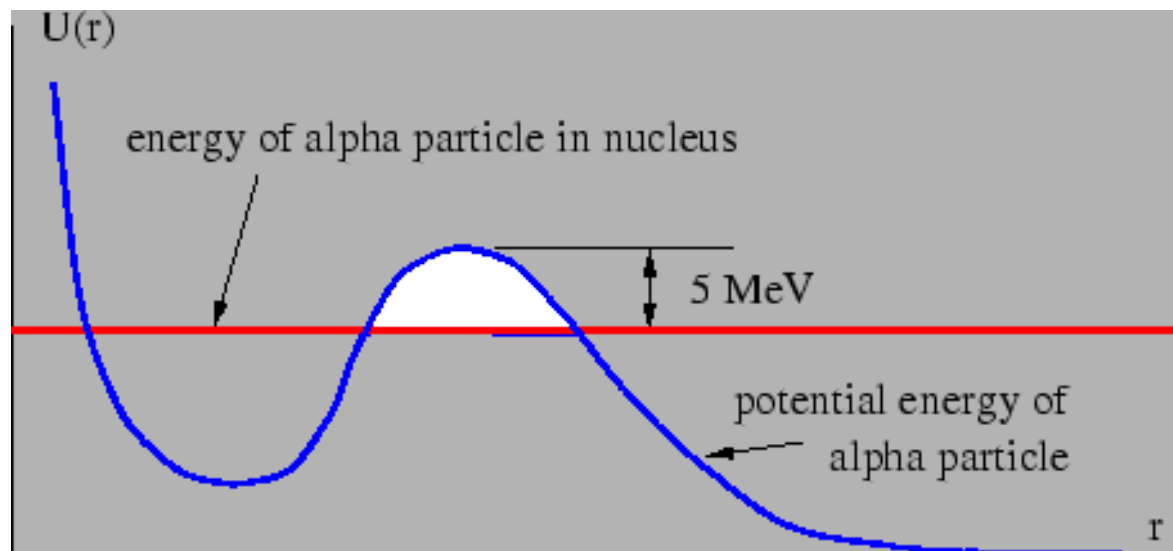
$$V_c(r) = \frac{2Ze^2}{r} = \frac{2.88Z}{r[\text{fm}]} \text{ [MeV]}$$

Unutar jezgre α -čestica nalazi se u privlačnom efektivnom nuklearnom potencijalu $\approx$ pravokutna potencijalna jama.

VISINA BARIJERE: rad koji potreban da se α -čestica sa $Z=2$ dovede iz $r=\infty$ na površinu jezgre ^{238}U ($Z=92$) i $r=R=r_0 A^{1/3}$.

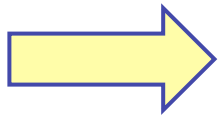
$$E_c = \frac{2Z\alpha\hbar c}{r_0 A^{1/3}} \approx 35 \text{ MeV}$$

Mjerene kinetičke energije α -čestica su 4-6 puta manje od visine potencijalne barijere. Mehanizam emisije α -čestica je tuneliranje kroz potencijalnu barijeru.



α -raspadi u teškim jezgrama:

- 1) Zbog saturacije nuklearne interakcije, α -grozdovi u jezgrama su relativno jako vezani. Energija vezanja po nukleonu veća je u α -grozdovima nego između njih.
- 2) U usporedbi s privlačnom nuklearnom interakcijom, doprinos odbojne Coulomb interakcije među protonima raste u težim jezgrama.



Q-vrijednost za emisiju α -čestica postaje pozitivna za $A > 150$.

VJEROJATNOST α -PRIJELAZA

Empirijska Geiger-Nuttal relacija:

$$\log_{10} W = C - \frac{D}{\sqrt{E_{\alpha}}}$$

Vjerojatnost emisije tuneliranjem iz teške jezgre može se izraziti kao produkt tri faktora:

$$W = p_{\alpha} \nu T$$

vjerojatnost nalaženja
 α -grozda unutar jezgre

koeficijent transmisije
kroz potencijalnu barijeru

$$W = p_{\alpha} \nu T$$

frekvencija kojom se α -grozd
pojavljuje na unutrašnjoj strani
potencijalne barijere

brzina

$$\nu = \frac{v}{2R} = \frac{\sqrt{2K/M_{\alpha}}}{2R}$$

polumjer jezgre

K $\rightarrow$ kinetička energija, ovisi o dubini potencijala.
Razumna ocjena je da je K otprilike jednaka kin.
energiji emitirane α -čestice.

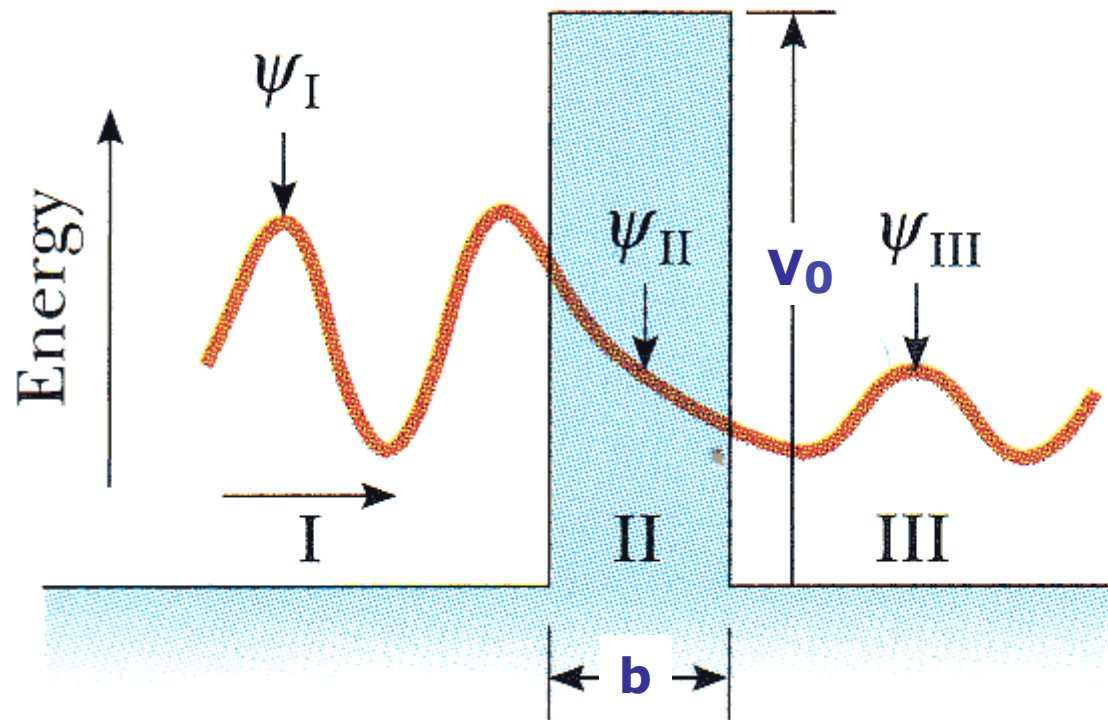
u [MeV]

$$\nu \approx \frac{\sqrt{2E_{\alpha}/M_{\alpha}}}{2R} = \frac{\sqrt{E_{\alpha}}}{A^{1/3}} \times 2.9 \cdot 10^{21} \text{ sec}^{-1}$$

$${}^{238}\text{U} \quad E_{\alpha} = 5.6 \text{ MeV} \quad \Rightarrow \quad \nu \approx 10^{21} \text{ sec}^{-1}$$

Koeficijent transmisije:

Koeficijent transmisije za česticu mase m kroz 1D pravokutnu potencijalnu barijeru visine V_0 i širine b :



$$T = \left[1 + \frac{V_0^2}{4E(V_0 - E)} \sinh^2(\kappa b) \right]^{-1} \quad \kappa = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)}$$

U granici $V_0 \gg E$:

$$T \rightarrow e^{-2\kappa b}$$

$$V_0 \approx 30 \text{ MeV}$$

$$4 \leq E_\alpha \leq 9 \text{ MeV}$$

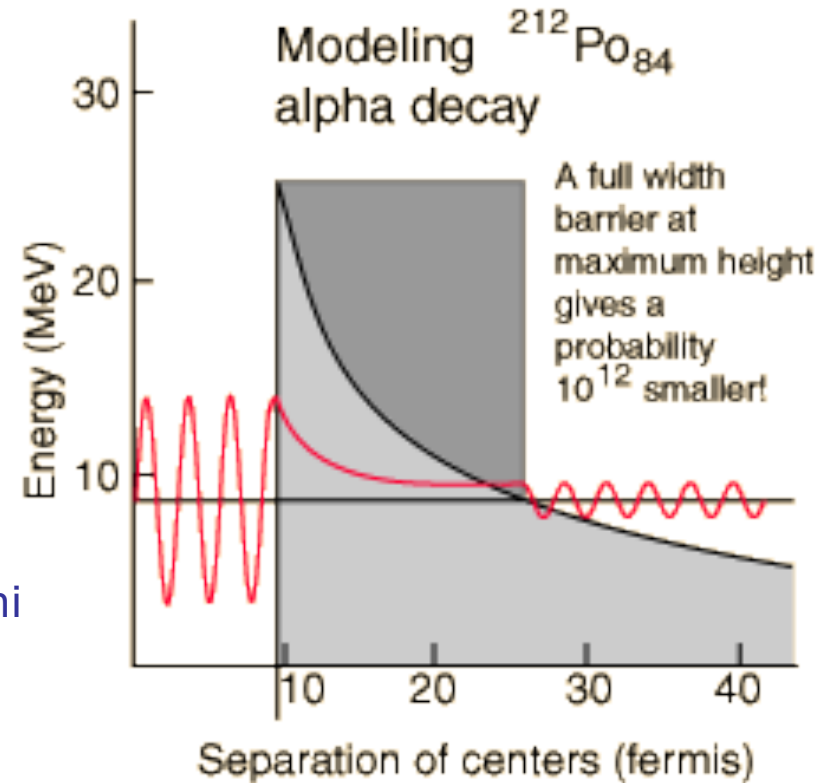
Potencijalna barijera koju vidi α -grozd u teškoj jezgri puno je složenija od 1-Dim. pravokutne barijere. Ako pretpostavimo da je potencijal sferno-simetričan, radijalni dio Schrödinger jednadžbe:

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[(E_\alpha - V(r)) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \right] u(r) = 0$$

U području u kojem promatramo tuneliranje, potencijal je Coulomb oblika. Efektivna potencijalna barijera:

$$V_b(r) = \frac{2Z\alpha\hbar c}{r} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2}$$

centrifugalna barijera



U granici $V_0 \gg E_\alpha$:

$$e^{-2\kappa b} \rightarrow T \approx e^{-2 \int_R^{R_1} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [V_b(r) - E_\alpha]} dr}$$

(WKB aproksimacija)

definiramo: $V_b(R_1) - E_\alpha = 0$

Za $l=0$ i još neka mala pojednostavljenja:

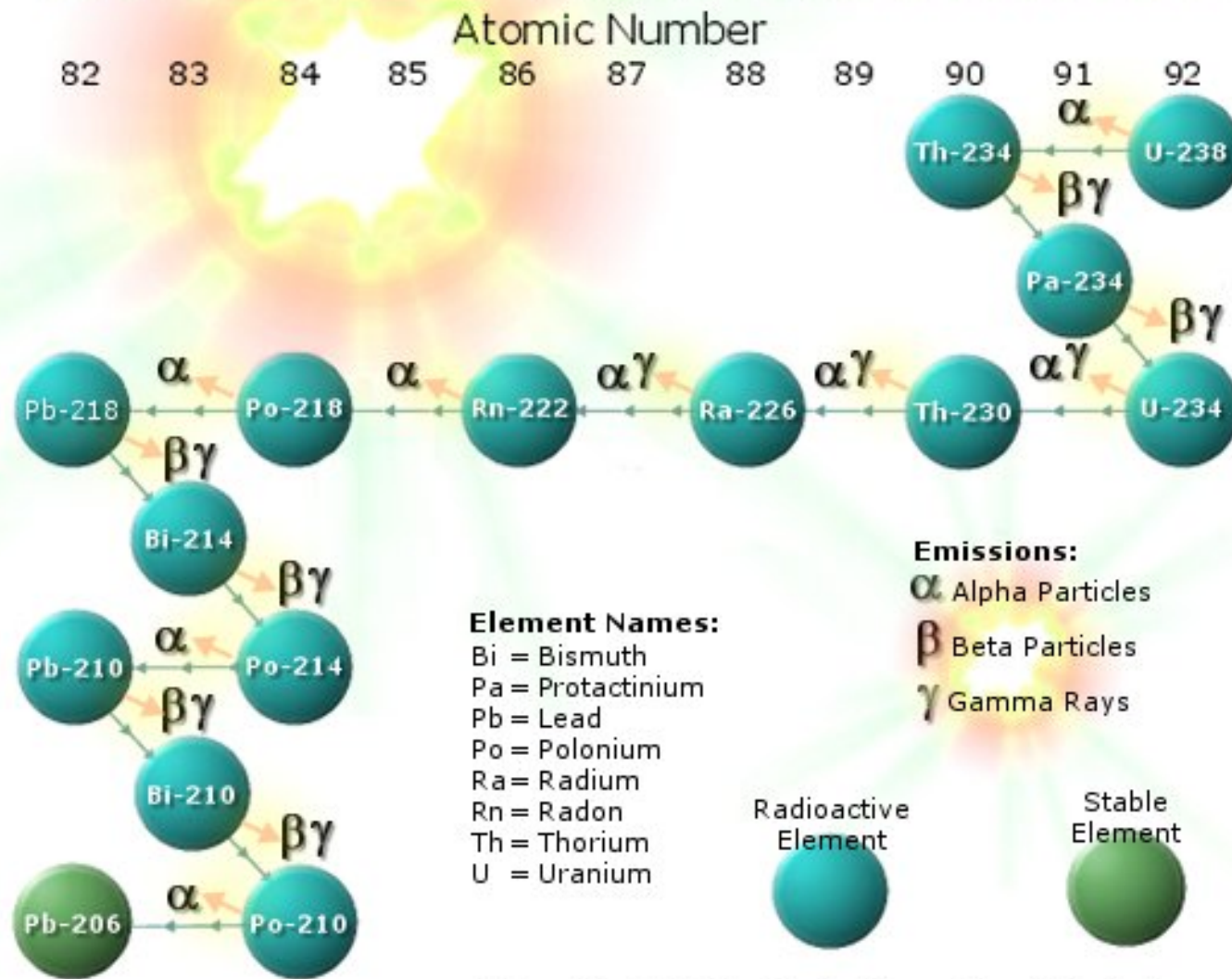
$$\begin{aligned} \ln T &= -\frac{2R_1}{\hbar} \sqrt{2\mu E_\alpha} \left[\frac{\pi}{2} - 2\sqrt{\frac{R}{R_1}} \right] \\ &= 3.26 \sqrt{Z A^{1/3}} - 3.97 \frac{Z}{\sqrt{E_\alpha}} \quad \leftarrow [\text{MeV}] \end{aligned}$$

P_α -> vjerojatnost nalaženja α -čestice u jezgri. Ovaj faktor ovisi o valnoj funkciji osnovnog stanja jezgre i teško ga je izračunati. Dobra ocjena: **0.1** za sve teške jezgre.

$$\log_{10} W = 20.46 + \log_{10} \frac{\sqrt{E_\alpha}}{A^{1/3}} + 1.42 \sqrt{Z A^{1/3}} - 1.72 \frac{Z}{\sqrt{E_\alpha}}$$

GEIGER-NUTTAL

Uranium²³⁸ Decay Chain

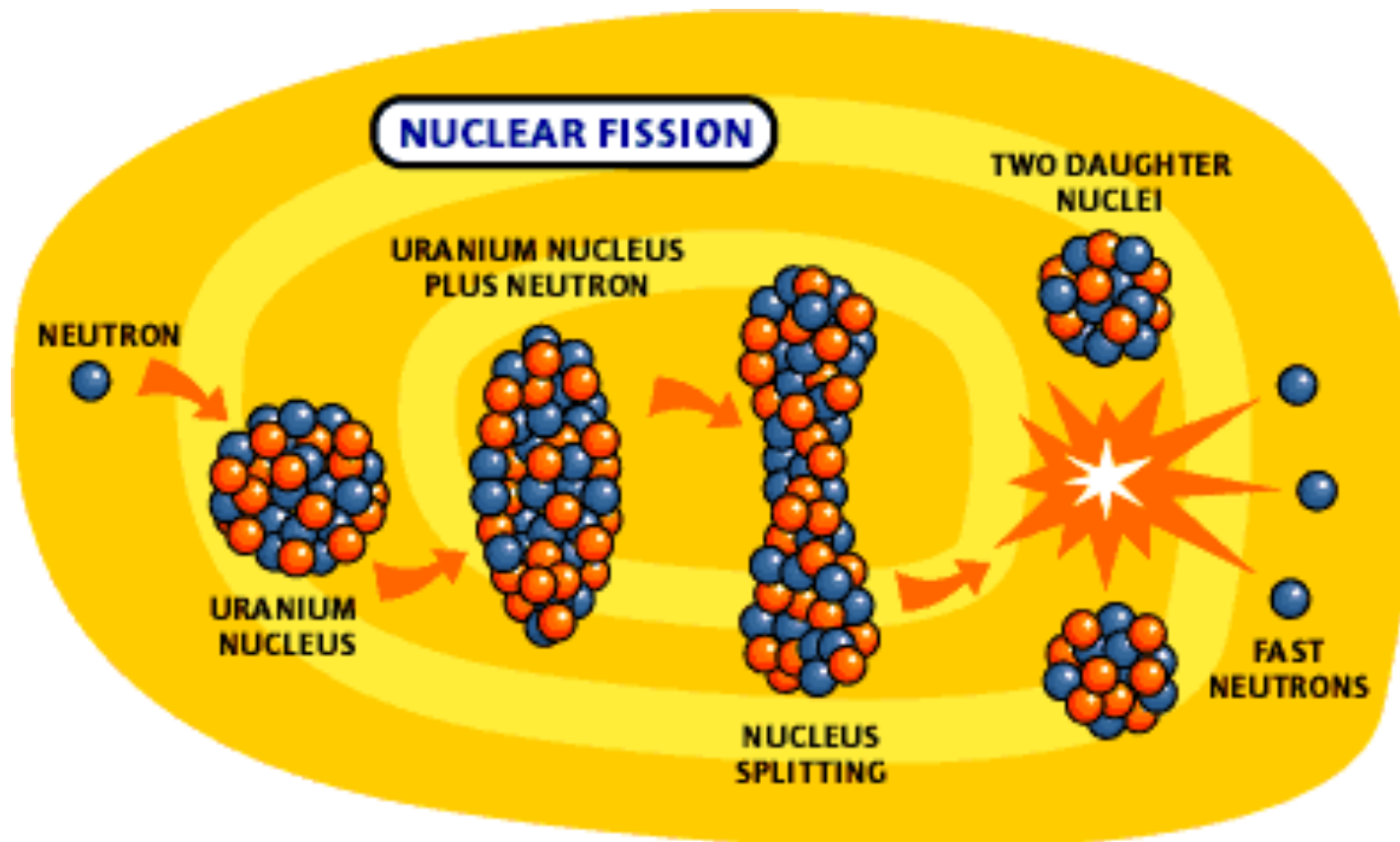
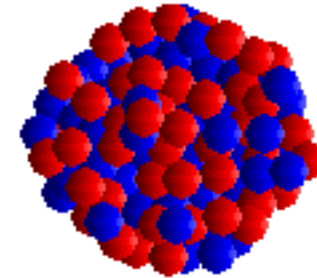


NUKLEARNA FISIJA

Ekstreman primjer kolektivnog gibanja velikih amplituda.

Fisija jezgre može biti **SPONTANA** ($\sim$ dug poluživot) $\Longrightarrow$

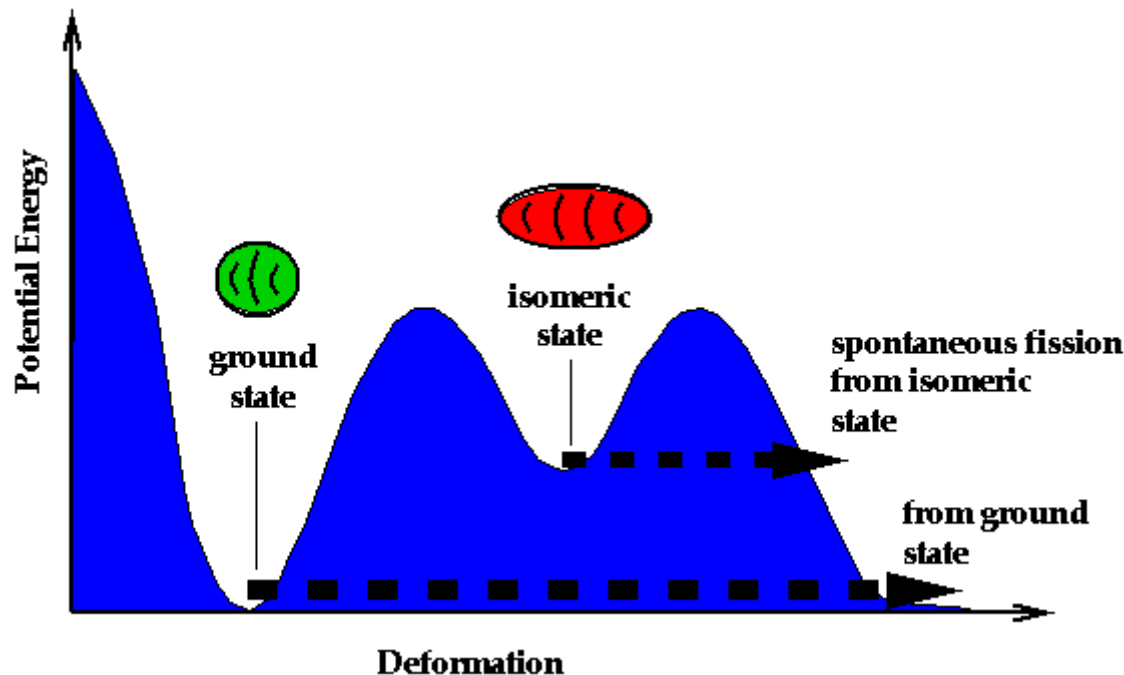
ili **INDUCIRANA** (npr. apsorpcijom neutrona):



Za jako tešku jezgru, energetski povoljniji može biti oblik u kojem su nukleoni podijeljeni u dva grozda koji se djelomice preklapaju.

- 1) Zbog kratkog dosega NN interakcije, ova promjena oblika neće bitno utjecati na vezanje koje potječe od nuklearnog dijela interakcije, odnosno od volumnog člana u formuli mase.
- 2) Povećava se površina jezgre => više je nukleona na površini i sistem postaje relativno slabije vezan (povećanje energije sistema).
- 3) Protoni su u prosjeku međusobno više udaljeni => slabi odbojna Coulomb interakcija (smanjuje se energija sistema).

Da li će proces fisije biti energetski povoljan za tešku jezgru, ovisi o razlici povećanja energije sistema zbog veće površine i smanjenja energije zbog slabije Coulomb int.



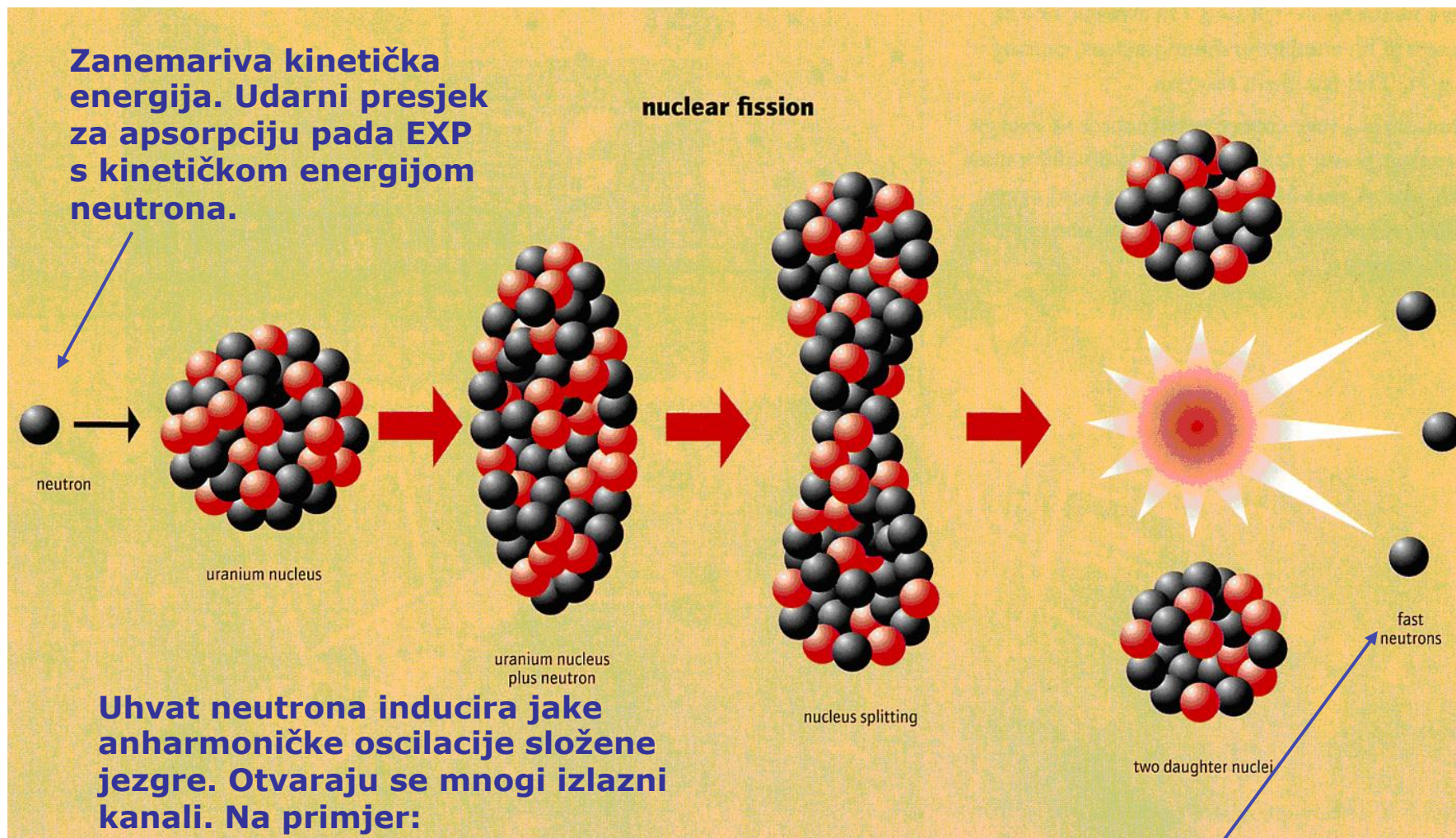
SPONTANA FISIJA: za jako deformiranu jezgru može biti energetski povoljno da se grozdovi nukleona razdvoje tuneliranjem kroz fisionu barijeru.

$$^{232}\text{U} : T_{1/2} \approx 10^{14} \text{ y}$$

$$^{254}\text{Cf} : T_{1/2} \approx 60 \text{ d}$$

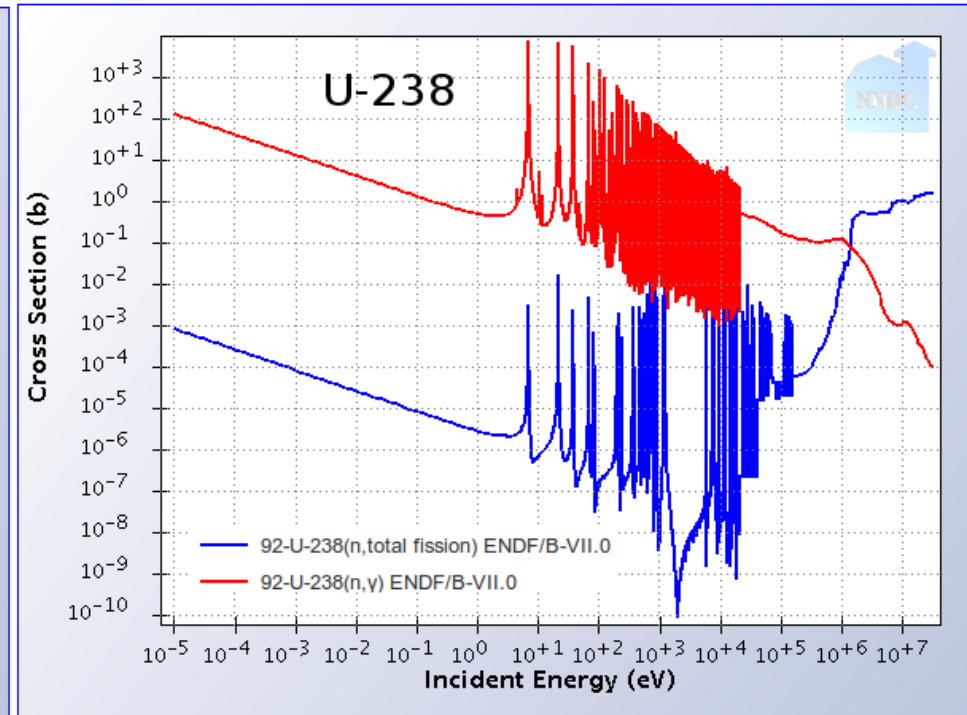
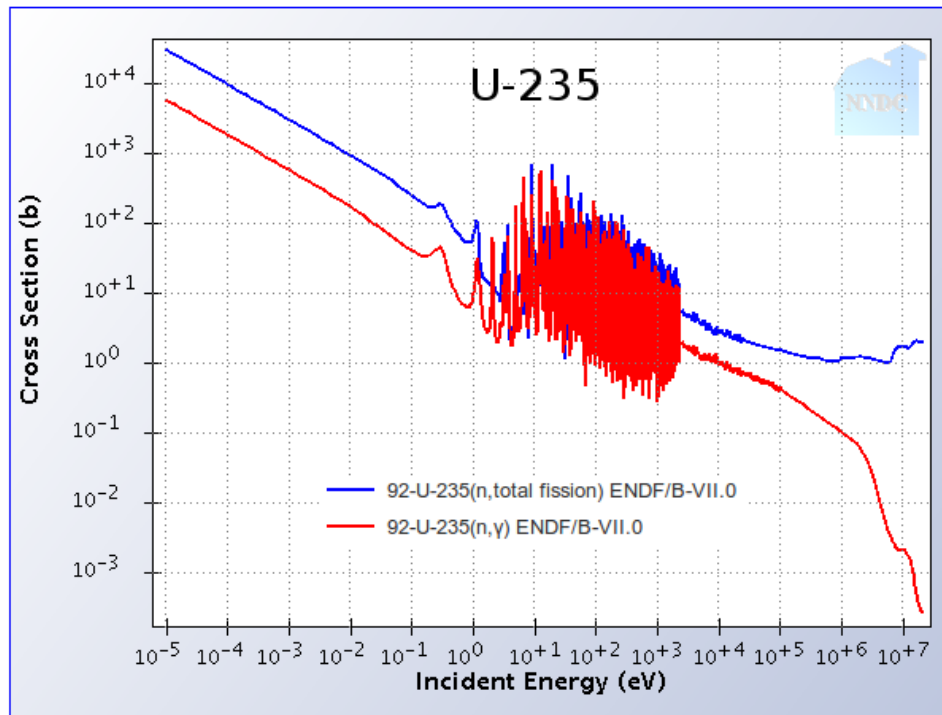
Spontana fisija postaje bitan kanal raspada tek **za $A > 240$** .

INDUCIRANA FISIJA: primjer apsorpcije termičkih neutrona na ^{235}U .



Prirodni uran sadrži 99.28% ^{238}U i 0.72% ^{235}U .

Udarni presjeci za uhvat neutrona i induciranu fisiju za ^{235}U i ^{238}U (exp.) :

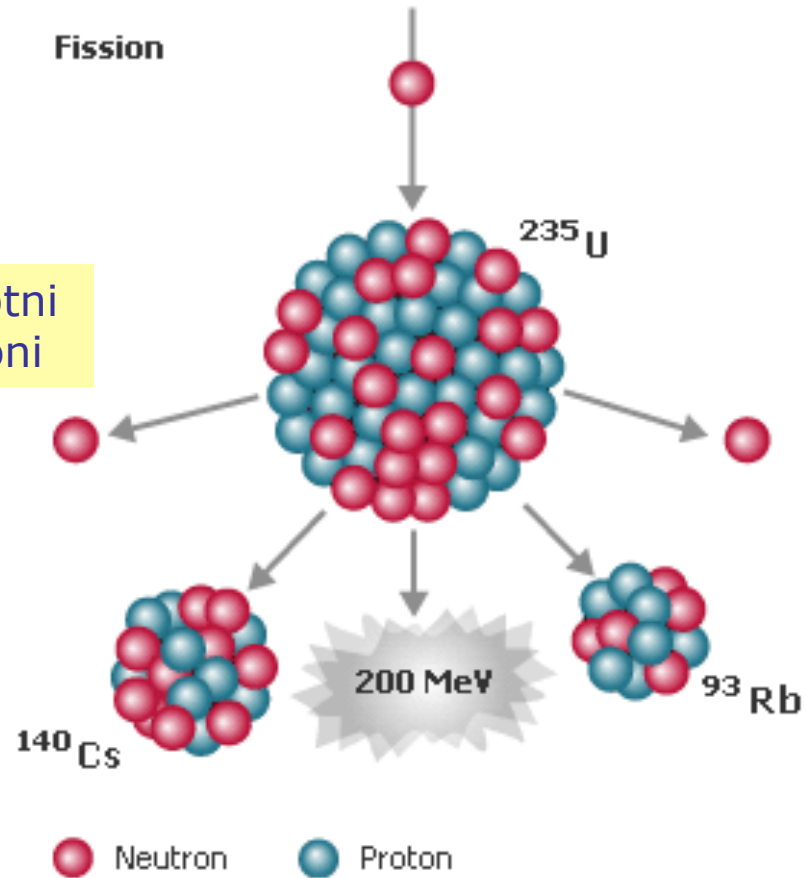


U slučaju ^{235}U udarni presjek za induciranu fisiju pada sa energijom upadnih neutrona, za proces su potrebni neutroni nižih energija (termički neutroni).

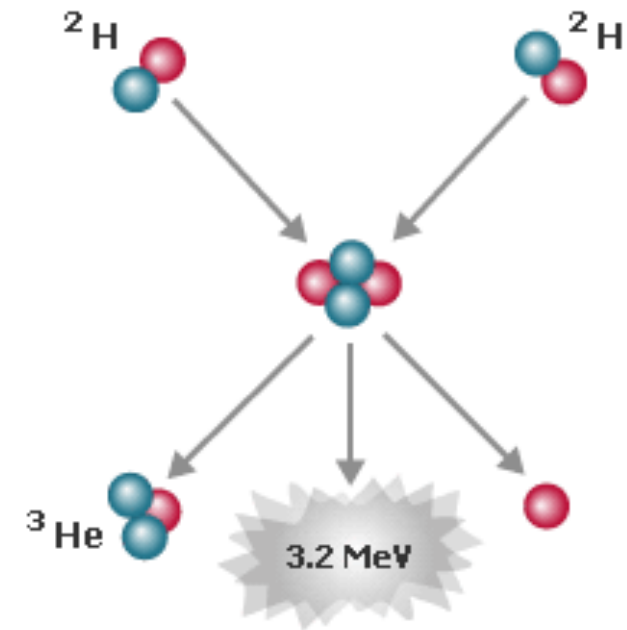
Za ^{238}U udarni presjek za induciranu fisiju je relativno mali na nižim energijama, značajniji udarni presjek dobiven tek za energije više od ≈ 1 MeV.

Fission

promptni
neutroni

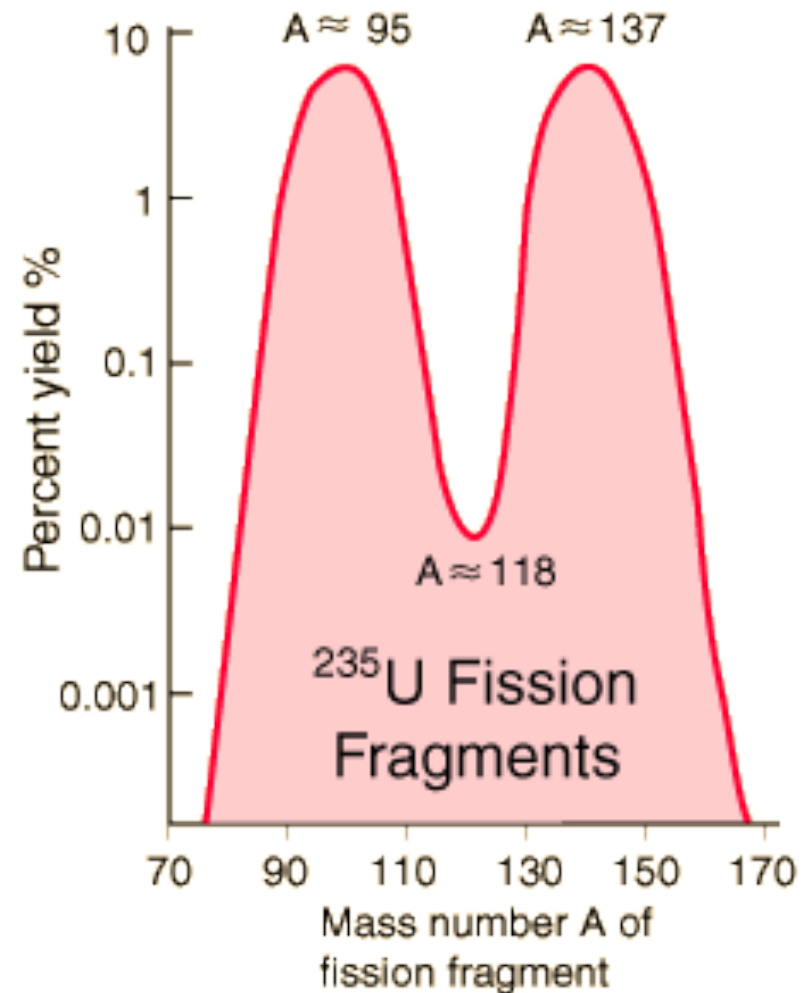
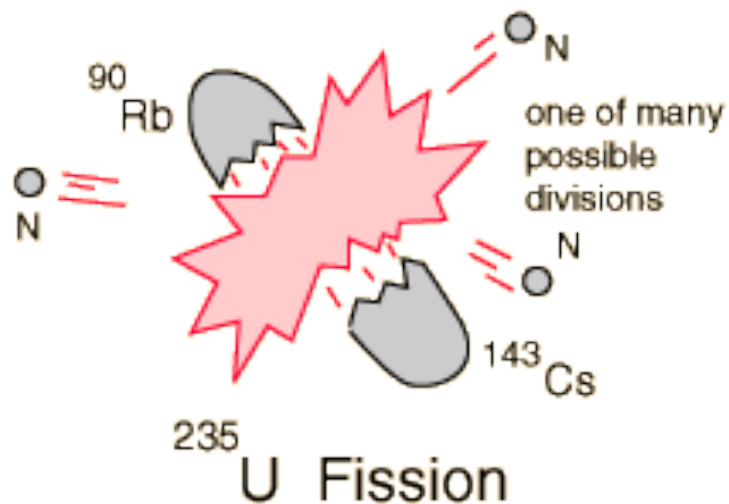


Fusion

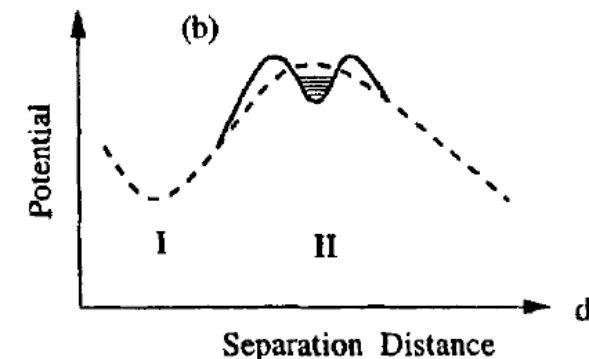
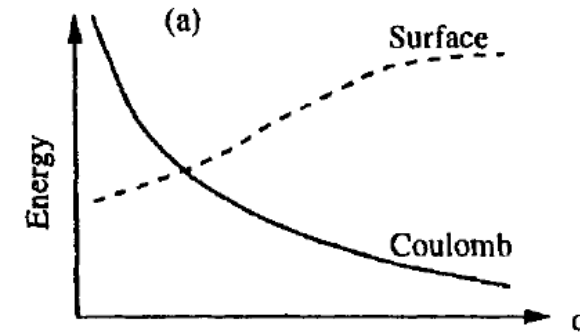
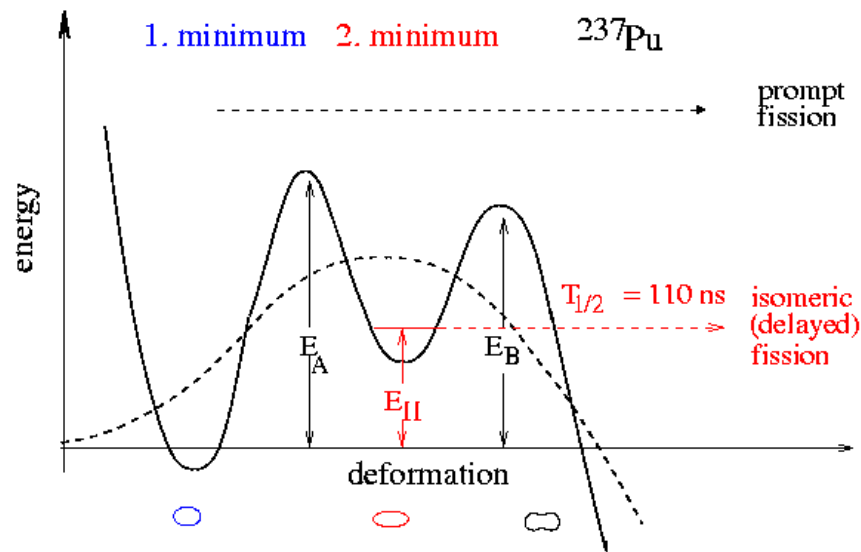


Produkti reakcije su nestabilne jezgre.
Deeksitirat će se, između ostalog, emisijom
neutrona => **ZAKAŠNJELI NEUTRONI.**

ASIMETRIČNA FISIJA: Kod teških jezgara ($A \approx 230$) omjer broja neutrona i protona veći je nego za srednje teške jezgre ($80 < A < 130$), koje su tipični produkti fisije. Kod simetrične fisije oba produkta reakcije bili bi izotopi koji su jako daleko od doline stabilnosti, odnosno, obje bi jezgre imale veliki višak neutrona => deeksitacija emisijom neutrona. Povoljnija je reakcija s minimalnim brojem konačnih produkata. => **BIMODALNA RASPODJELA MASE FISIONIH FRAGMENTATA.**



FISIONA BARIJERA



Aproksimaciju fisione barijere moguće je dobiti iz modela kapljice i Weizsacker formule mase. Promatramo SIMETRIČNU FISIJU hipotetske jezgre $A=300$ $Z=100$ u dva fragmenta $A=150$ $Z=50$ (model kapljice ne može objasniti asimetričnu fisiju).

$$E_B(Z, N) = \alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \alpha_4 \frac{(N-Z)^2}{A} + \Delta$$

Simetričnom fisijom volumni član ostaje nepromijenjen, a promjene u članu simetrije i članu sparivanja su male. Bitne su promjene u energiji površine i elektrostatskoj energiji.

1) $A=300 \rightarrow \frac{1}{2} A + \frac{1}{2} A$ Energija vezanja smanjuje se zbog povećanja energije površine.

$$\begin{aligned} E_S &= \alpha_2 \left[2 \left(\frac{A}{2} \right)^{2/3} - A^{2/3} \right] \\ &= 0.26 \alpha_2 A^{2/3} \approx 200 \text{ MeV za } A = 300 \quad \alpha_2 = 17 \text{ MeV} \end{aligned}$$

2) Coulomb energija

a) za $A=300$ i $Z=100$ $\alpha_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} \approx 900 \text{ MeV} \quad \alpha_3 = 0.6 \text{ MeV}$

b) za svaki fragment $A=150$ i $Z=50$ $\alpha_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} \approx 275 \text{ MeV}$

Energija vezanja povećava se za oko 350 MeV smanjenjem elektrostatskog odbijanja među protonima.

RAZLIKA U ENERGIJI VEZANJA: $350 \text{ MeV} - 200 \text{ MeV} = \mathbf{150 \text{ MeV}}$, što je istog reda veličine kao i energija koja se oslobađa npr. u fisiji ^{235}U .