

Jadrové reakcie

Základné charakteristiky reakcií

Štiepenie

Syntéza

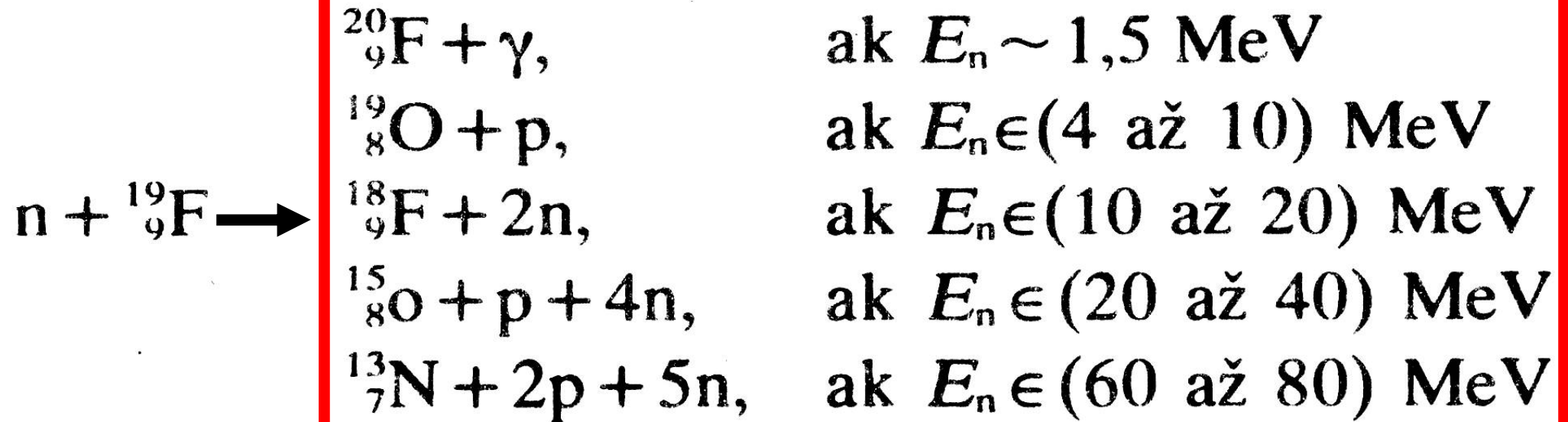
Jadrové reakcie

- deje, ktoré nastanú pri zrážkach jadier atómov so základnými časticami, alebo s inými jadrami. Pri týchto zrážkach sa mení štruktúra jadier, energia a hybnosť zložiek interagujúcej dvojice.
- zápis $a + A \rightarrow b + B$ $A(a,b)B$

vstupný kanál výstupný kanál
- **produkty jadrovej reakcie** – častice a výsledné jadro vo výstupnom kanále
- konkurujúce výstupné kanály (jednému vstupnému kanálu niekoľko výstupných)

Energia reakcie: $Q = \left[\sum_i m_i - \sum_f m_f \right] c^2$

Konkurujúce výstupné kanály



Tá istá provokujúca častica môže vyvolať rôzne reakcie i na rovnakom terčovom jadre, výstupný kanál závisí od jej energie

Klasifikácia jadrových reakcií

Energia provokujúcich častíc

- Nízke $E < 10 \text{ eV} \rightarrow n$
- Stredné $E < 10 \text{ MeV} \rightarrow N\check{C}, \gamma, \text{ sekundárne K}\check{Z}$
- Vysoké $E > 10 \text{ MeV} \rightarrow \text{trieštenie jadra} - \text{vznik nových častíc}$

Druh provokujúcej častice

- nenabité n, γ
- nabité $e, p, d, \text{ióny ľahkých prvkov}$

Druh terčových jadier

- ľahké $A < 50$
- stredné $50 < A < 100$
- ťažké $A > 100$

Energia reakcie

- endoenergetické $Q < 0$
 \exists prah reakcia
- exoenergetické $Q > 0$

Charakter jadrových reakcií

- rad. záchyt, strhávanie, delenie jadier, rozptyl, syntéza

Mechanizmus priebehu

- priame
- Nepriame cez zložené jadro

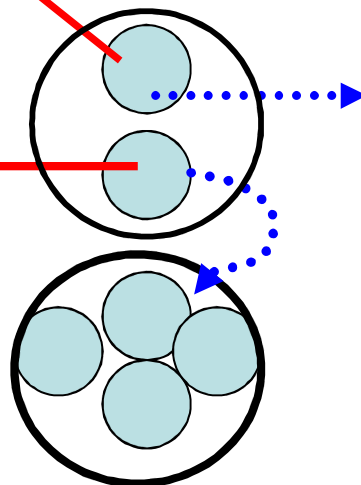
Príklad priamej reakcie

Dopadajúca častica sa zrazí s jedným nukleónom jadra, pričom neovplyvní ostatné nukleóny

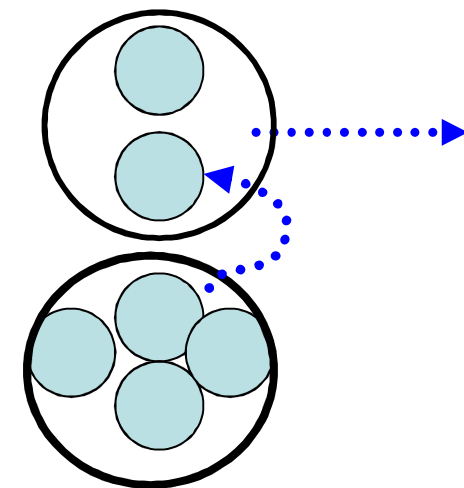
Mimo zóny vplyvu jadrových síl, preletí mimo jadra

Nachádza sa vo sfére vplyvu jadrových síl, bude zachytený jadrom

(d,p), (d,n)

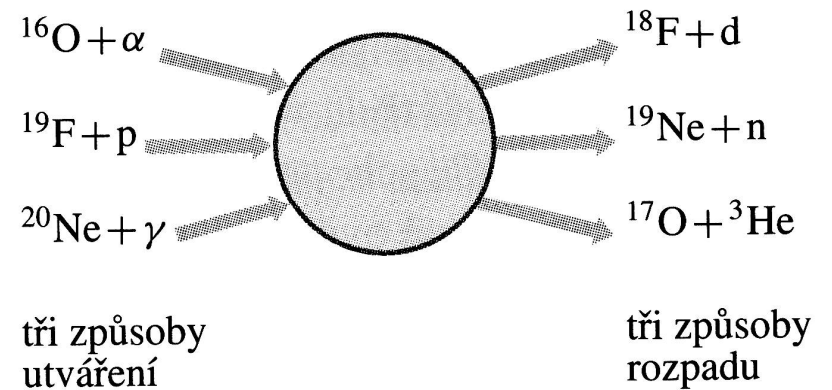


• **Reakcia strhávania** – d preletí tesne okolo terča jadra tak, že jeden nukleón (neutrón alebo p) **narazí** na jadro a druhý letí ďalej. Nukleón d, ktorý nenarazil, bude letieť ďalej v približne pôvodnom smere a odnesie so sebou približne polovicu pôvodnej E deuterónu.



• **Reakcia vytrhávania** nalietajúca častica vytrháva nukleóny z jadra

Nepriame reakcie (zložené jadro)



- Nalietavajúca častica podstupuje v jadre **viac ako jednu zrážku**.
- Zložené jadro si **nepamätá** ako vzniklo, nukleóny sú zmiešané bez ohľadu na svoj pôvod a prinesenú energiu vzájomne zdieľajú.
- Zložené jadro je vždy v **nestabilnom stave** - existované prinajmenšom o väzbovú energiu dopadnutej častice
- čas rozpadu $\sim 10^{-16}\text{s}$ (jadrový čas 10^{-21}s)
- Rôzne spôsoby vzniku a rozpadu jadra ak určitá skupina nukleónov **nakumuluje dostatočnú energiu** na opustenie jadra → jadro sa rozpadá)
- Možnosť emitovať gama

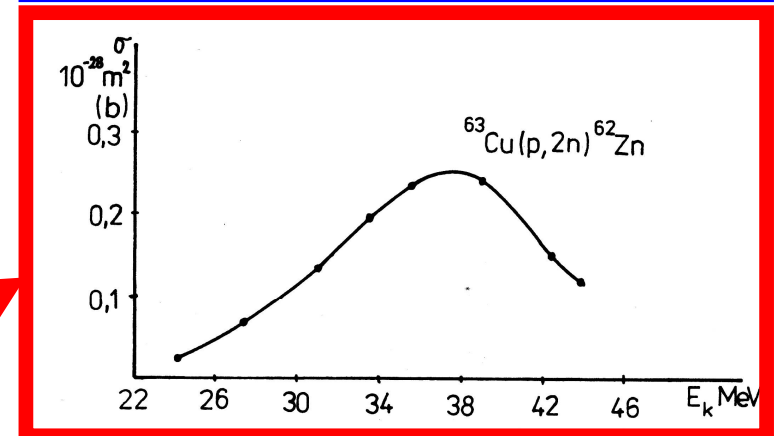
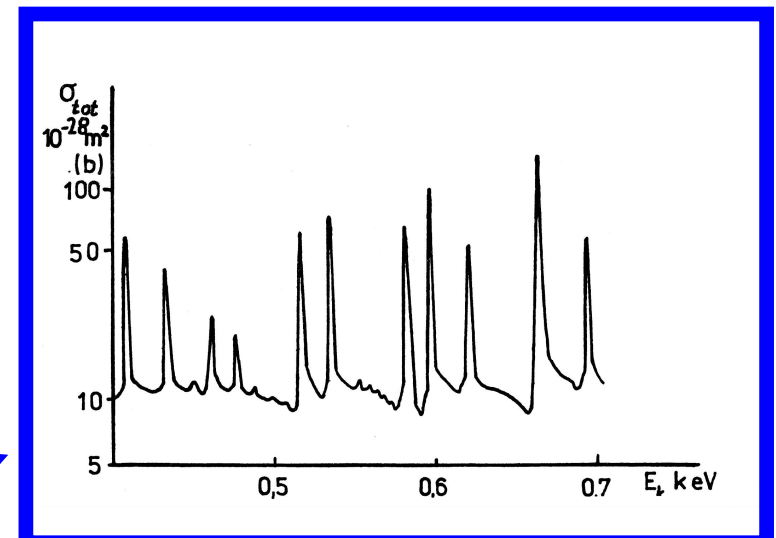
Smerové rozloženie častí z priamych reakcií závisí od smeru bombardujúcich častíc, na rozdiel od nepriamych reakcií.

Rezonančné a nerezonačné reakcie prebiehajúce cez zložené jadro

Utvorenie zloženého jadra je najpravdepodobnejšie vtedy, keď excitačná energia zloženého jadra sa rovná energii niektorej kvantovej hladiny jadra.

Aby vzniklo nestabilné jadro, **nukleón** sa musí dostať na nejakú **neobsadenú hladinu** (nestabilné → **nenulová šírka hladiny** Γ , $\tau = h / \Gamma$)

1. energetické hladiny so svojimi šírkami **vzdialené** → reakcia **rezonančný charakter**
2. energetické hladiny blízko, **prekrývajú** sa → častica s energiou v širokom energetickom intervale vytvorí zložené jadro

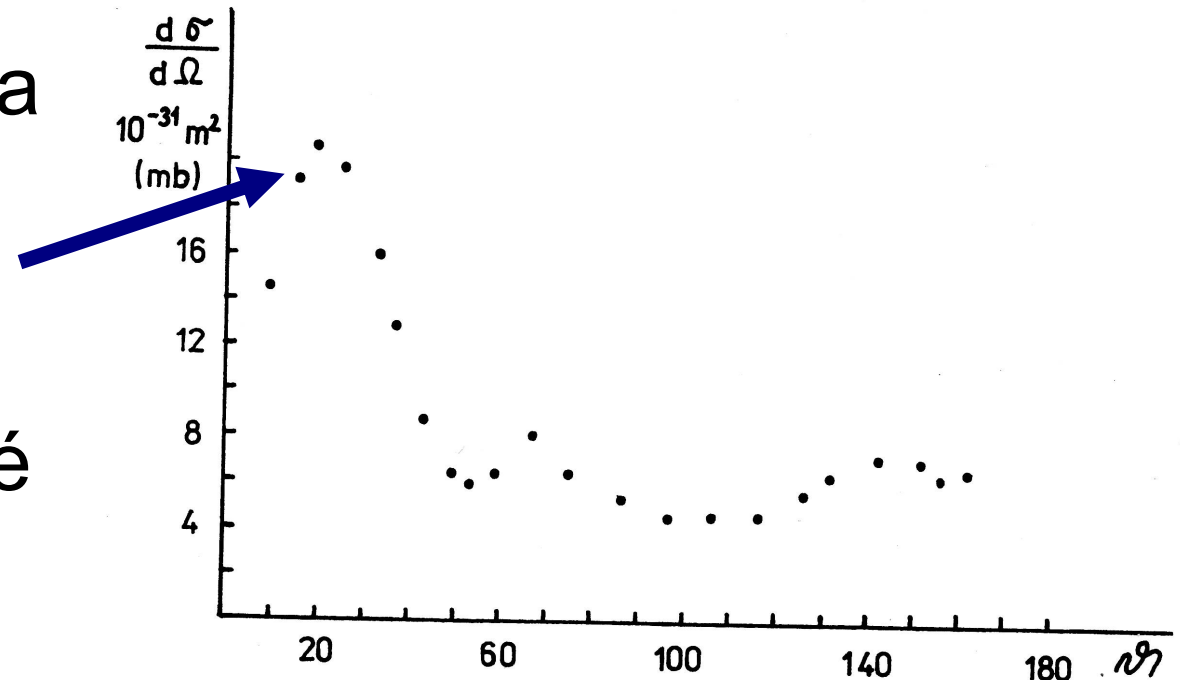


Rozdiely medzi priamou a nepriamou reakciou

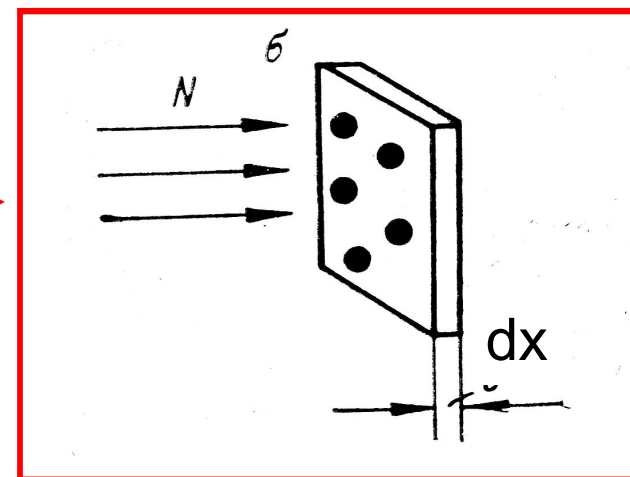
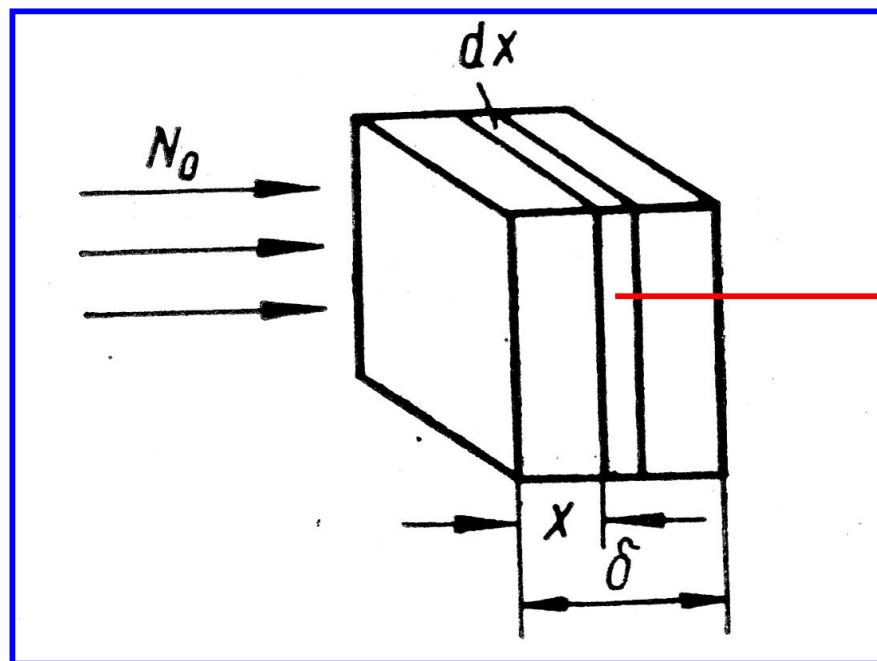
- u priamych reakcií letí vyrazená častica predovšetkým v smere dopadajúcej častice

- u nepriamej zložené jadro zabúda na spôsob vzniku → produkcia častíc izotropná

- čas rozpadu jadra
nepriama: 10^{-16} s
priama: 10^{-21} s



Účinný prierez (angl. *cross section*) vyjadruje pravdepodobnosť, že ostrelujúca častica bude daným konkrétnym spôsobom interagovať s terčovým jadrom. (myslený geometrický prierez častice)



$$dN = -N(x) \sigma n dx$$

Pravdepodobnosť interakcie

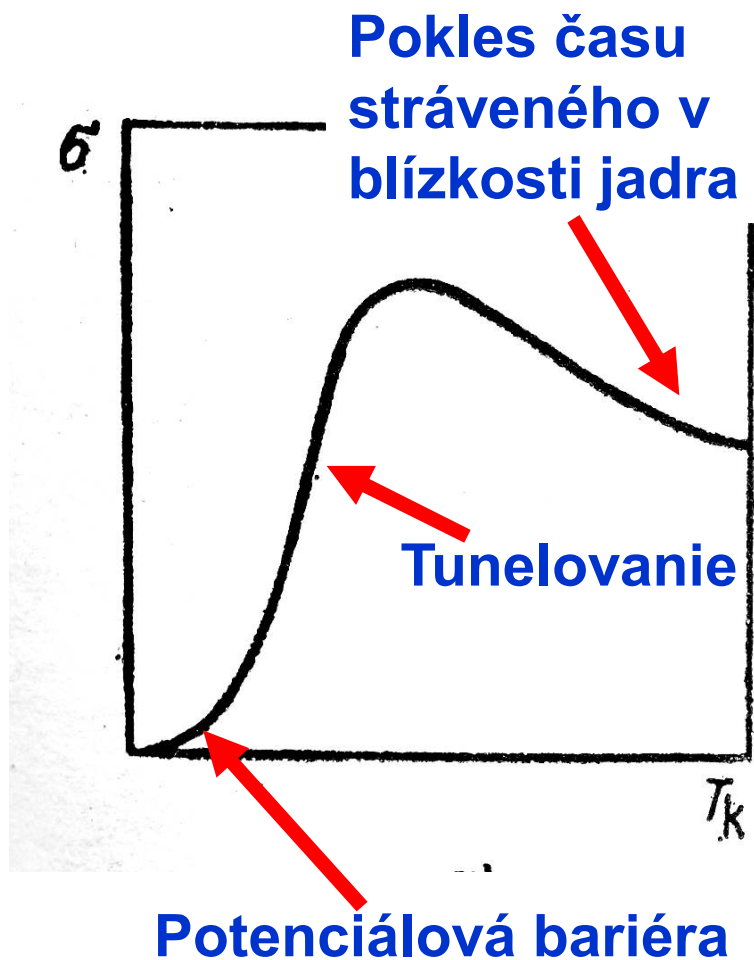
$$N = N_0 \exp(-n\sigma\delta)$$

$$1 \text{ barn} = 1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

Ukážky závislosti účinných prierezov od energie:

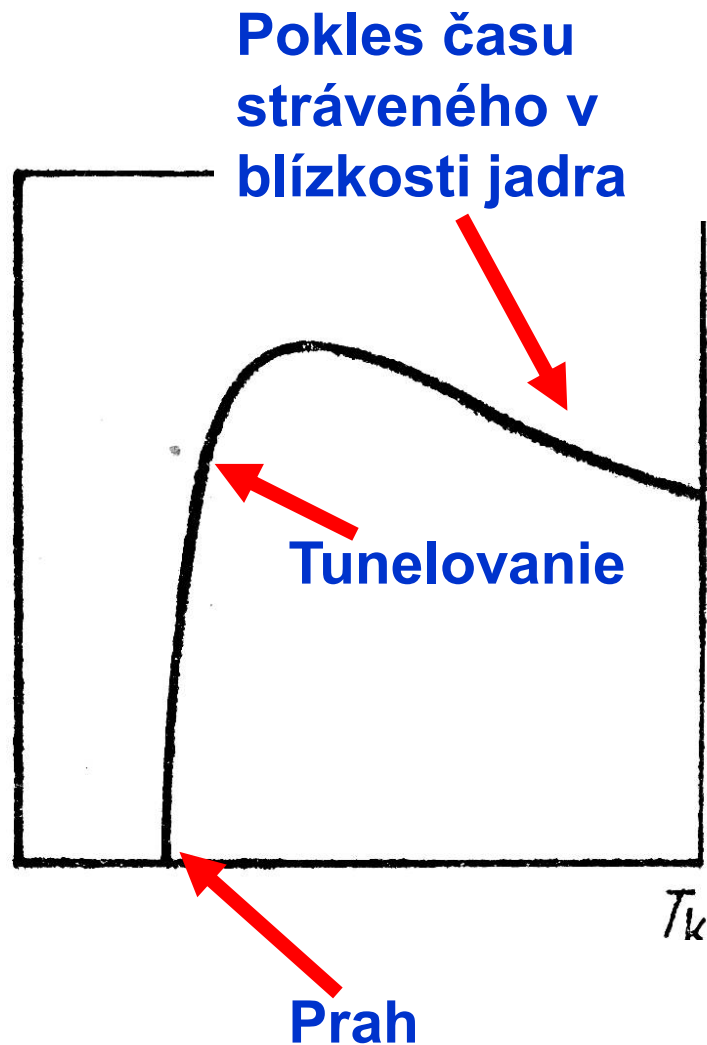
- nabitých častíc
- neutrónov
- fotónov

Závislosť σ od energie nabitej bombardujúcej častice



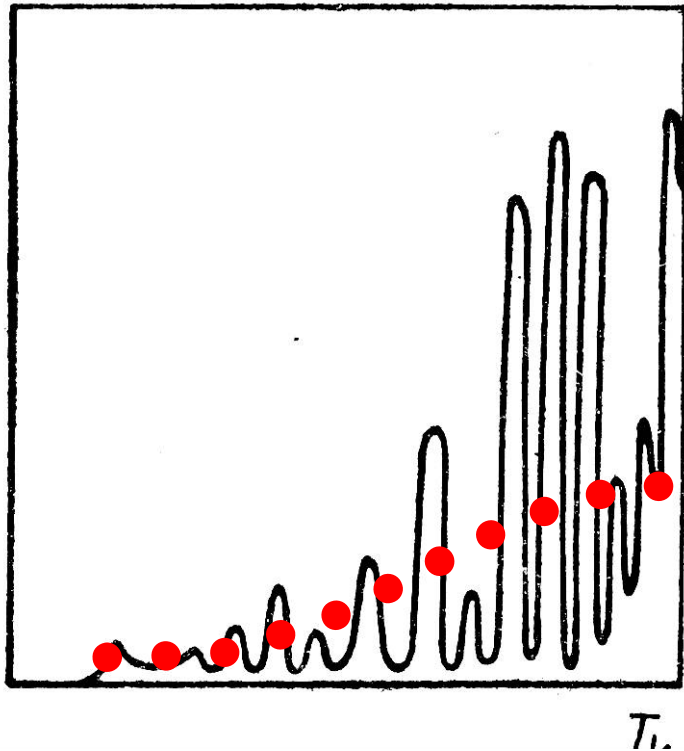
- Priama **exoergická** reakcia
- vzhľadom k potenciálnej bariére jadra σ pre malé T_k nízky
- S $E \uparrow$ P tunelovania \uparrow
- Max pri $T_k \sim$ s výškou bariéry
- S ďalším $E \uparrow$ zvyšuje sa rýchlosť častice a klesá čas strávený v blízkosti jadra \Rightarrow pravdepodobnosť reakcie pozvoľne klesá

Závislosť σ od energie nabitej bombardujúcej častice



- Priama **endoergická** reakcia
- \exists prah
- podobný priebeh aj pri exoergických reakciách na ťažkých jadrách s vysokou potenciálovou bariérou, hodnota prahu v tomto prípade menej určitá

Závislosť σ od energie nabitej bombardujúcej častice



- rezonančný charakter, objavuje sa pri **nepriamych reakciách**
- **ostré maximá** sa **superponujú cez krivku**, ktorá najskôr rastie po určitú hodnotu a potom klesá
- vysvetlenie QM predstava jadro (ako obal môže existovať iba v určitých diskretných energetických stavoch). **K rezonancii dochádza ak energia prinesená časticou je taká, že energia vzbudeného jadra je totožná s energiou niektorého kvantového stavu.**

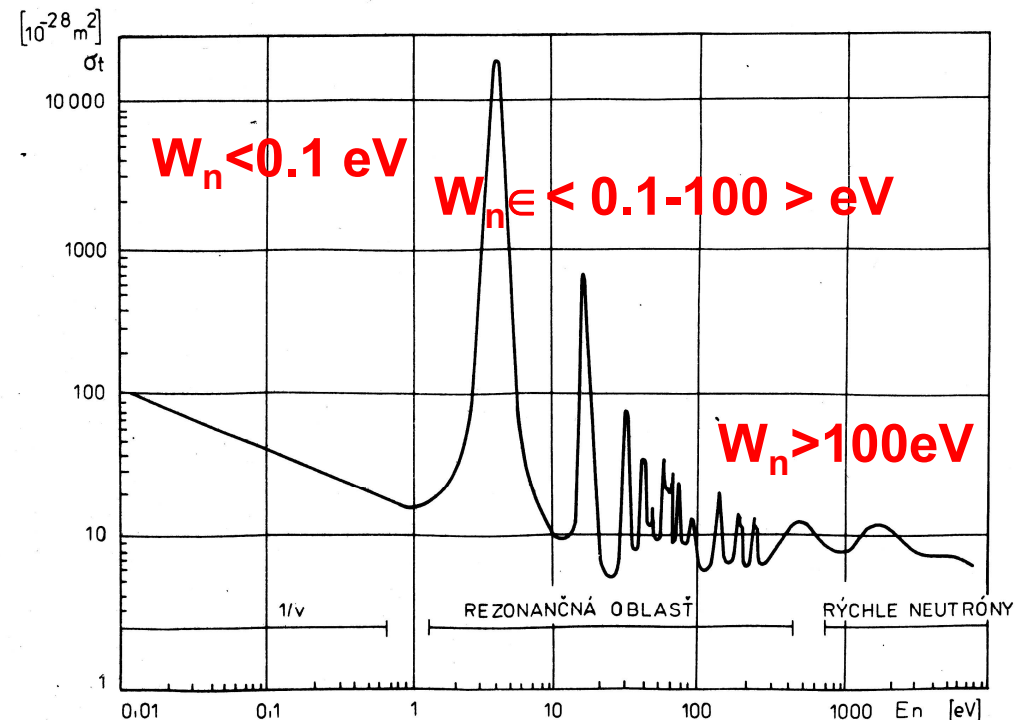
Absorbčné účinné prierezy pre interakcie neutrónov s jadrami

$$U = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_n R^2}$$

- Potenciálny val vytvorený orbitálnym pohybom
- Coulombovská bariéra neexistuje

- oblasť malých energií $W_n < 0.1 \text{ eV}$ $\sigma \sim 1/v$
 - Oblasť rezonančných neutrónov (rezonačné maxima)
- $W_n = 0.1 - 100 \text{ eV}$
- Oblasť rýchlych neutrónov - σ klesá s energiou, pri 1 MeV sa blíži ku geometrickému

absorbčný účinný prierez



Zákony zachovania

- ZZ počtu nukleónov
- ZZ náboja
- ZZ energie
- ZZ hybnosti
- ZZ momentu hybnosti

Energia reakcie

$$Q = \left[\sum_i m_i - \sum_f m_f \right] c^2$$

Zákon zachovania energie



$$p_a = p_X$$

$$(M_A + m_a)c^2 + T_a = M_X^*c^2 + T_X$$

$$M_X^*c^2 = (M_A + m_a)c^2 + T_a \left[1 - \frac{m_a}{M_X^*} \right]$$

Ak $T_a < 10 \text{ MeV}$

$$[M_A + m_a]c^2 \approx 931 A_{M+m}$$

$$M_X^*c^2 \approx (M_A + m_a)c^2$$

$$M_X^*c^2 = (M_A + m_a)c^2 + \frac{M_A}{M_A + m_a} T_a$$

$$T_X = \frac{m_a}{M_A + m_a} T_a$$

Energia vzbudenia jadra

$$W = M_X^*c^2 - M_Xc^2 = (M_A + m_a - M_X)c^2 + \frac{M_A}{M_A + m_a} T_a$$

$$W = \varepsilon_a(X) + T_1'$$

Exitačná energia jadra

väzbová energia nalietajúcej častice v jadre X

kinetickej energie nalietajúcej častice v TS

Zhrnutie

$$W = M_X^* c^2 - M_X c^2 = (M_A + m_a - M_X) c^2 + \frac{M_A}{M_A + m_a} T_a$$

- V prípade, že $T_a \rightarrow 0$
exitačná energia jadra:

$$W = \varepsilon_a(X)$$

- V prípade, že $T_a \neq 0$,
exitačná energia jadra:

$$W = \varepsilon_a(X) + T_1'$$

t.j časť kinetickej energie ide na
vzbudenie jadra:

$$T_1' = \frac{M_A}{M_A + m_a} T_a$$

a časť na jeho
kinetickú energiu:

$$T_x = \frac{m_a}{M_A + m_a} T_a$$

$$T'_{2MIN} = 0$$

Endoenergetická reakcia

$$T'_1 = T'_2 + |Q|$$

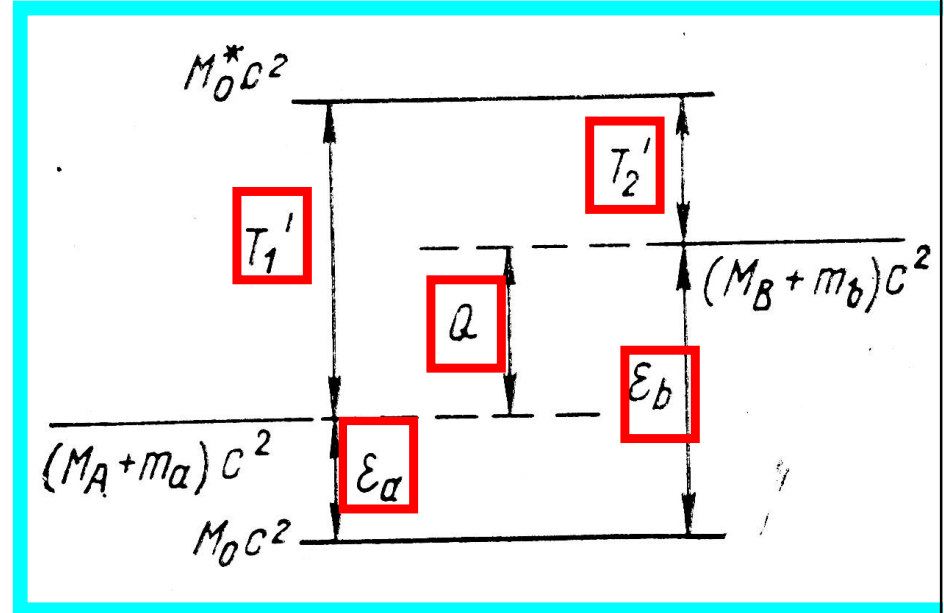
$$T'_1 \geq |Q|$$

$$[T'_1]_{\min} = |Q|$$

Minimálna kinetická energia nalietajúcej častice a, pri ktorej ešte môže prebehnúť daná reakcia je :

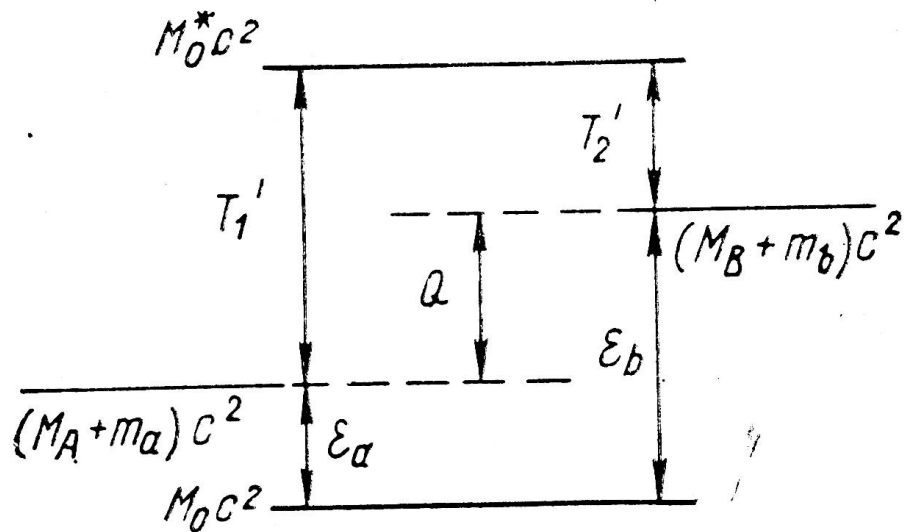
$$(T_a)_{\min} = \frac{M_A + m_a}{M_A} |Q|$$

$$(T_a)_{\min} = |Q| + \frac{m_a}{M_A} |Q| = |Q| + \frac{m_a}{M_A + m_a} (T_a)_{\min}$$



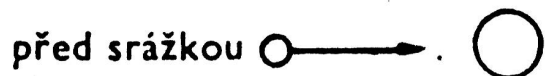
Minimálna energia jadra

Endoenergetická reakcia



Laboratorní souřadnicový systém

Těžištvý souřadnicový systém



po srážce



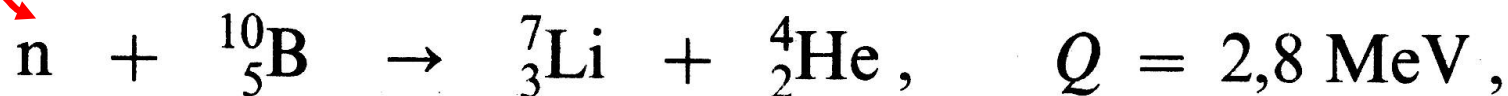
Detekcia neutrónov

Registrácia n s nízkymi energiami



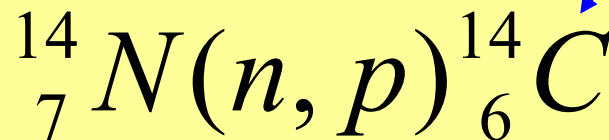
(n,α) prebiehajú pri rovnakých energiách n spravidla s menšou pravdepodobnosťou (Coulombovská bariéra 2 krát väčšia) ako

(n,p)



Vynimočné prípady: (0MeV, 0.5 MeV)

Rádioaktívne datovanie



rádioaktívny

- Rádiouhlíkové datovanie
- Rádiouhlík **C-14** ($T_{1/2}=5730r$) s konštantnou rýchlosťou je produkováný v horných vrstvách atmosféry pri ostreľovaní atmosferického dusíka časticami kozmického žiarenia. Tento uhlík sa zmiešava s uhlíkom normálne prítomným v atmosfére (ako CO_2), takže sa vyskytuje jeden atóm **C-14** na každých 10^{13} stabilného **C-12** (**14 rozpadov za min. na každý gram C**). Pri biologických procesoch (fotosyntéza, dýchanie) dochádza k výmene C a po určitej dobe vzniká rovnováha, pri ktorej každý žijúci organizmus obsahuje malú časť rádioaktívneho C-14. Výmena C končí po smrti, pričom rádioaktívny C sa stráca s ($T_{1/2}=5730r$) → datovanie

Štiepenie

• ŠTIEPENIE-reakcia, pri ktorej sa jadro rozštiepi na dve (približne rovnaké) alebo viacej jadier.

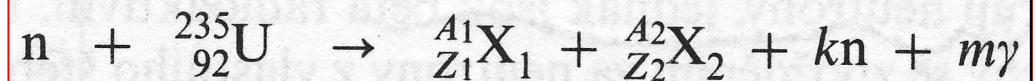
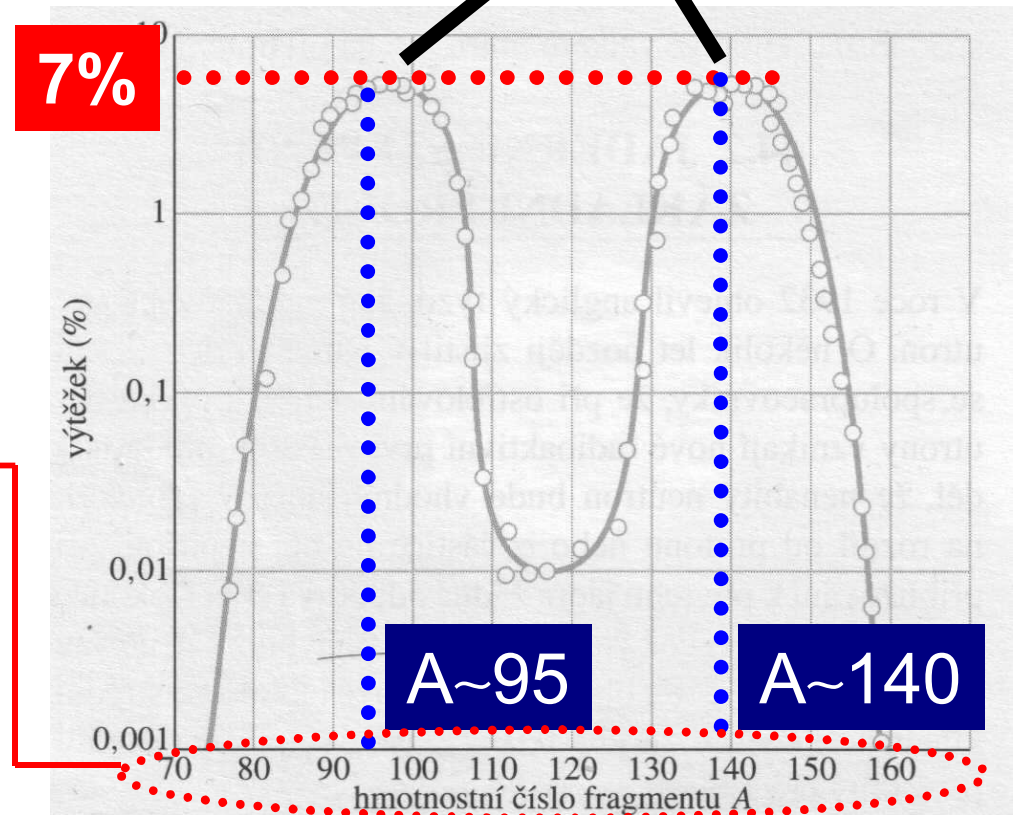
• platia ZZ

• so vzrastom A rastie účinný prierez pre štiepenie σ_f

• vzniká približne **80 štiepných** produktov, hmotnosti ktorých 2:3 (7% - 95:140) \Rightarrow delenie prebieha **nesymetricky**. Pri zvyšovaní energie vzбудeného jadra sa symetrizuje.

• Využitie: jadrová energetika, výbušniny, vojenský priemysel

Výťažok fragmentov štiepenia – dva hrby



80 štiepných produktov ~ 40 rôznych spôsobov štiepenia

Bilancia štiepenia U-235 pomalými neutrónmi

prírodný: U-235 (0.71%)
U-238 (99.27%)
U-234 (0.006%)

exotermická reakcia



ZZ

$$A_1 + A_2 + k = 236$$

$$Z_1 + Z_2 = 92$$

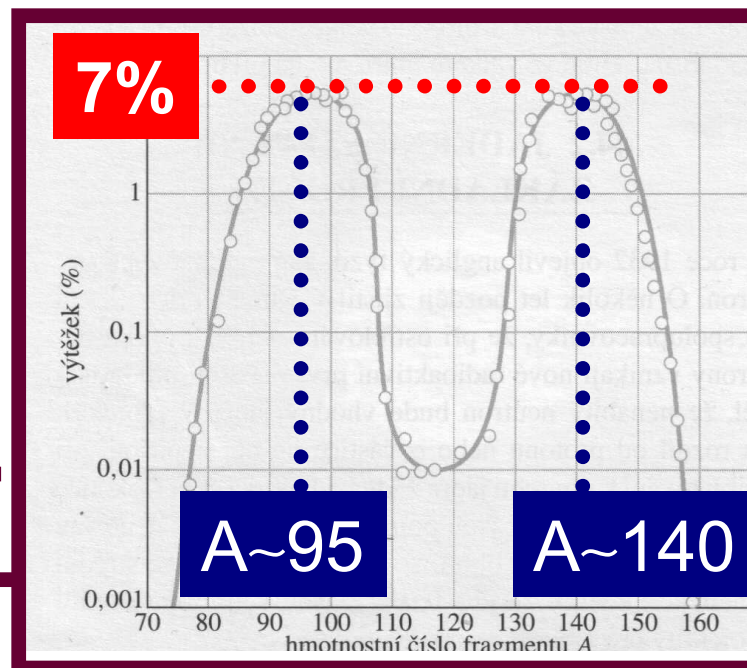
$$k = 2,3$$

$$m = 8 - 10$$

$$A_1 = \frac{3}{5}A \quad A_2 = \frac{2}{5}A$$

$$Z_1 = \frac{3}{5}Z \quad Z_2 = \frac{2}{5}Z$$

Fragmenty (úlomky štiepenia)



Produkty štiepenia

zložené, excitované jadro



A~140

A~95

	^{140}Xe	^{140}Cs	^{140}Ba	^{140}La	^{140}Ce
τ	14 s	64 s	13 d	40 h	stabilní
Z	54	55	56	57	58

STABILNÉ NUKLIDY

Ce – Cer
Zr - Zirkón

β

Produkty premeny

	^{94}Sr	^{94}Y	^{94}Zr
τ	75 s	19 min	stabilní
Z	38	39	40

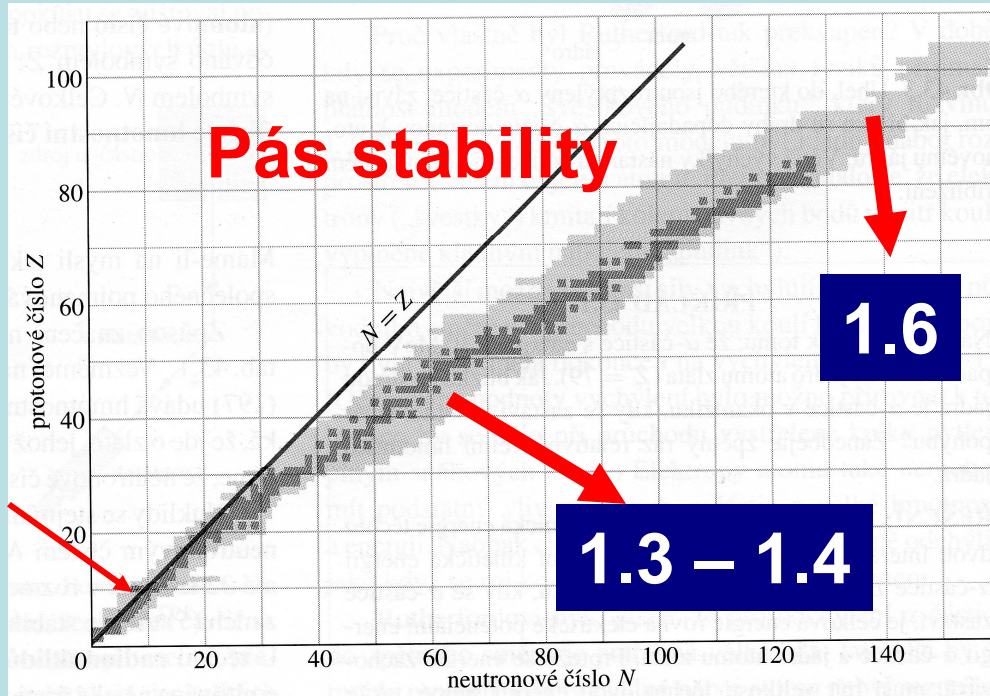
Štiepne produkty: presýtené n, vysoko nestabilné

Pás stability : Ťažké jadrá N/P=1.6 Stredné jadrá N/P=1.3-1,4 =>

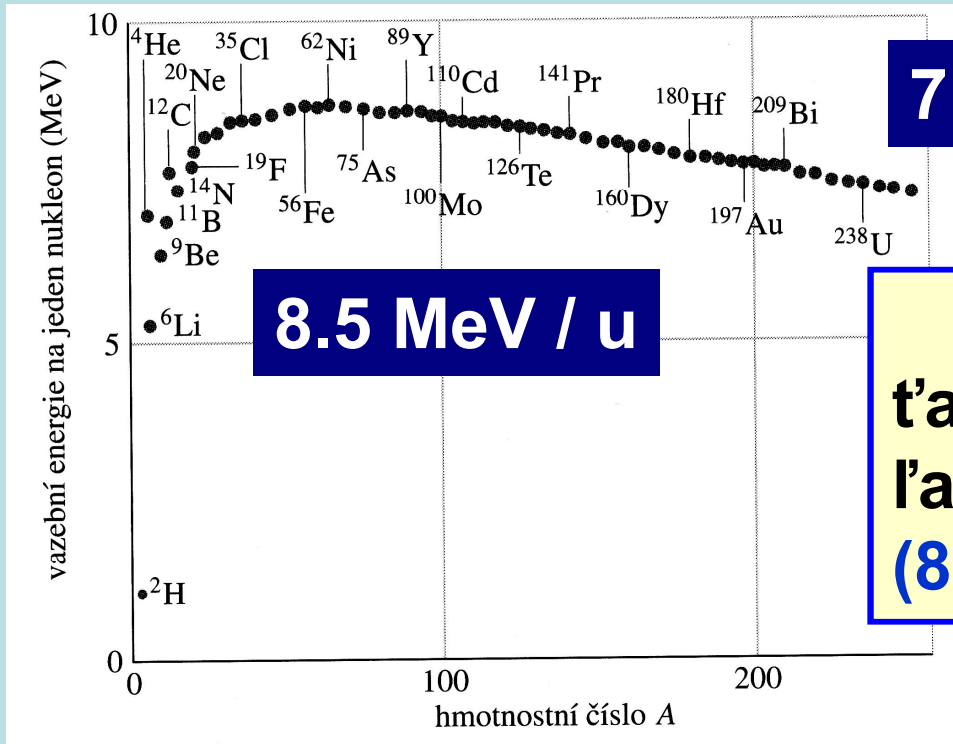
FRAGMENTY ŠTIEPENIA SÚ RÁDIOAKTÍVNE (N/P: 1.6→1.4), BOHATÉ NA NEUTRÓNY => Beta rozpad, emisia n

N/P

1.



Produkty sú presýtené neutrónmi a budú mať tendenciu sa ich zbaviť β premenou

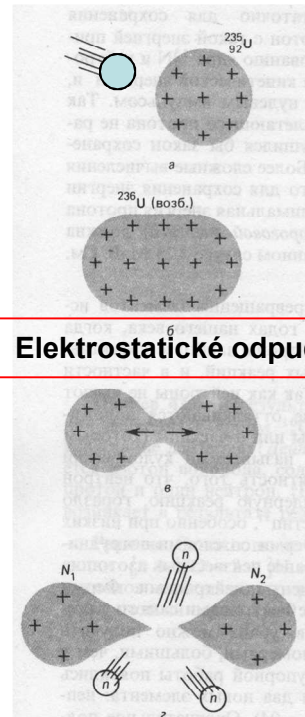


Odhad uvolnenej energie:
t'azké jadrá: 7.6 MeV/u,
ľahké jadrá: 8.5 MeV/u
(8.5-7.6)*200 ~ 200 MeV/štiepenie

Mechanizmus štiepenia - kvalitatívne

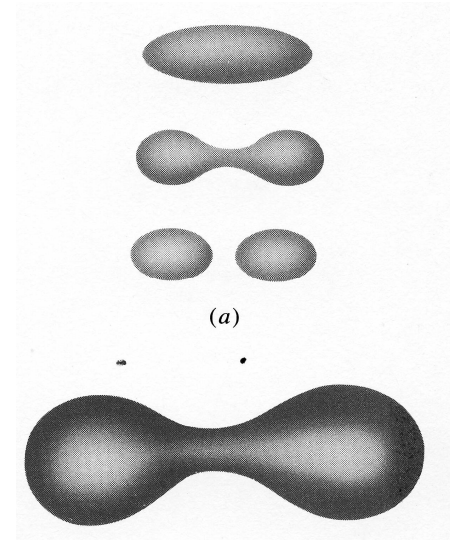
**Dodanie
exitačnej
energie**

Elektrostatické odpudivé
sily poklesnú (zväčší sa
vzdialenosť nukleónov)
Vzrastom pomeru
povrchu k objemu jadra
klesá účinnosť
krátkodosahových
jadrových síl



Elektrostatické odpudzovanie

Keď exitačná energia veľká, jadro
môže nadobúdať tvar tyčinky a
**elektrostatické odpudzovanie medzi
kladnými nábojmi v oboch smeroch,
môžu prekonať pomerne slabú
jadrovú väzbovú silu**, ktorá pôsobí v
oblasti spojenia oboch častí
(krátkodosahová)



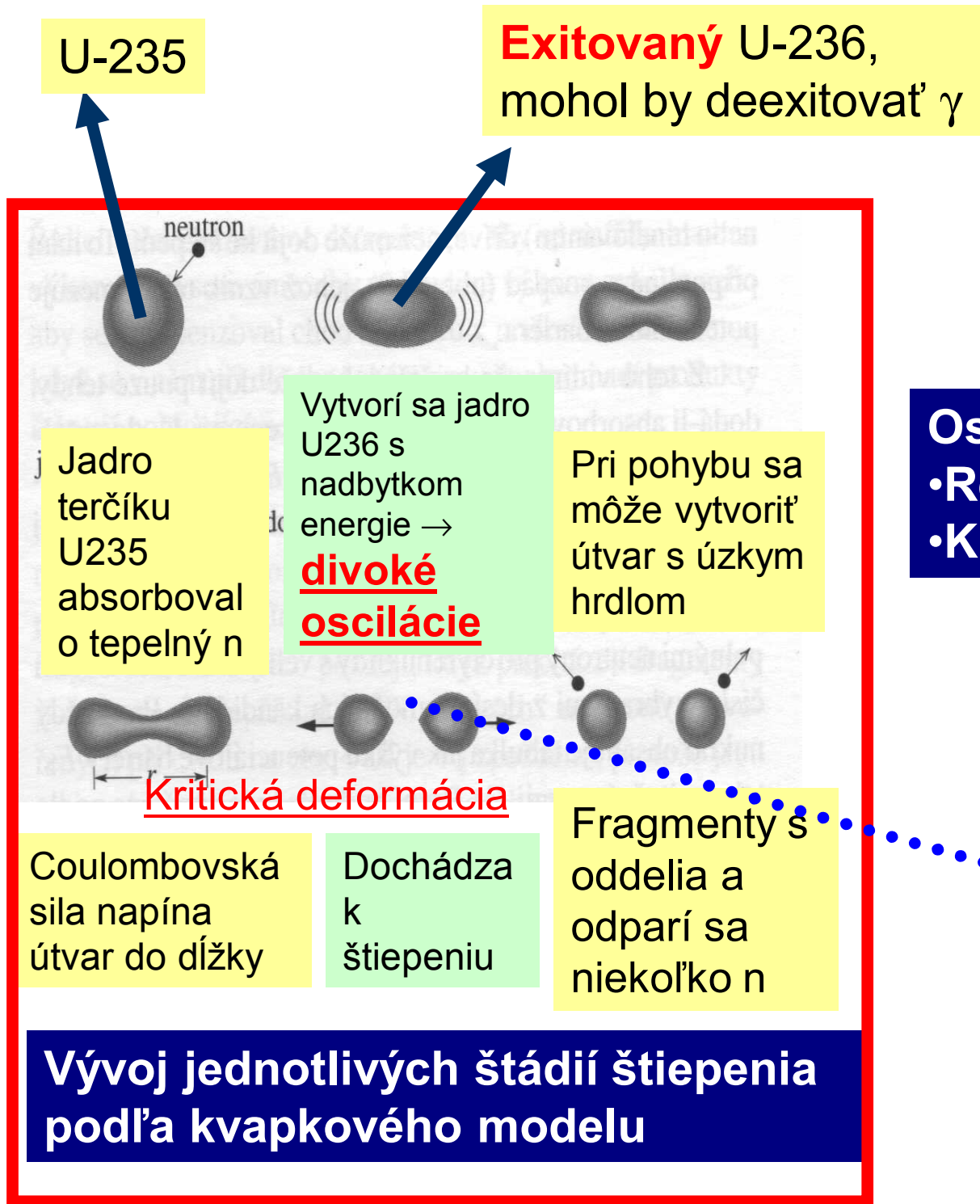
Štiepenie prebieha
podobne ako delenie
kvapky. Guľový tvar začne
nadobúdať tvar elipsy. **Ak
vonkajšie sily nestačia na
prekonanie síl
povrchového napätia,
kvapka sa vráti do
pôvodného tvaru**, inak sa
roztrhne

Mechanizmus štiepenia - kvalitatívne

Oscilácie:

- Repulzívne Coulombovská sily
- Krátkodosahové jadrové sily

Štiepenie ak amplitúda oscilácii dostatočne veľká, jadro sa už nedokáže vrátiť do rovnovážneho stavu a rozdelí sa



Mechanizmus štiepenia - kvantitatívne

Poloosy elipsoidu

$$a = R(1 + \varepsilon)$$

$$b = R(1 + \varepsilon)^{-1/2}$$

Plocha elipsoidu

$$S = 4\pi R^2 \left[1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots \right]$$

ε -miera odklonu od guľového tvaru

$$W_S = a_S A^{1/3} \left[1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots \right] = E_S \left[1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 \right]$$

$$W_C = a_C Z^2 A^{-1/3} \left[1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 + \dots \right] = E_C \left[1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 \right]$$

Pri malých deformáciach jadra rastie E_S rýchlejšie (koeficient 2/5)

E_S, E_C – povrchová a Coulombovská energia gule

Energie elipsoidu:

$$W_S + W_C = E_S + E_C + \frac{\varepsilon^2}{5} [2E_S - E_C]$$

$2E_S - E_C$

- < 0 nerovnovážny stav \rightarrow štiepenie
so zväčšujúcej sa deformácie sa energia znižuje
- = 0 kritický parameter**
- > 0 rovnovážny stav

parameter štiepenia

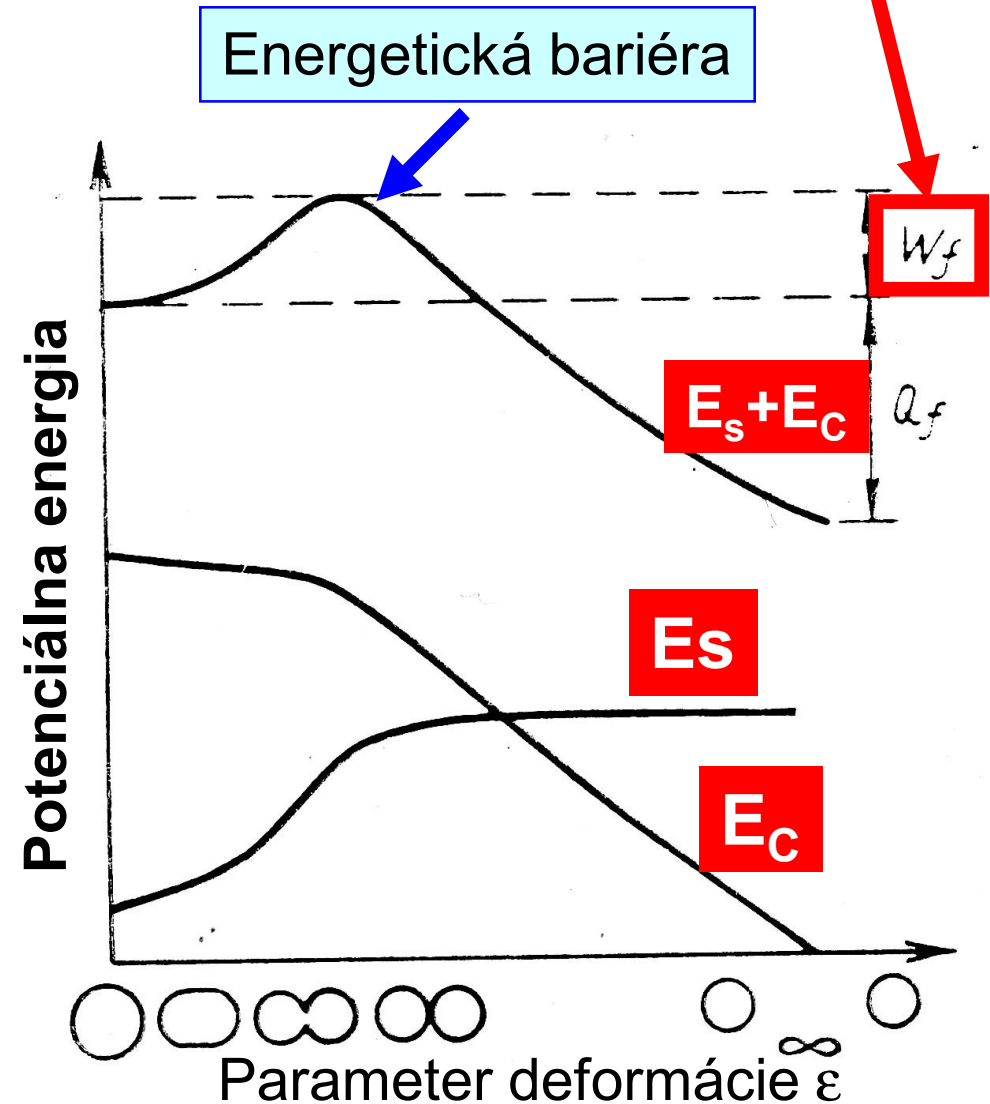
$$x = \frac{E_C}{2E_S} = \frac{Z^2}{A} = \frac{1}{50.1}$$

Aktivačná energia

$$W_f = W_s + W_c - (E_s + E_c) = \frac{\varepsilon^2}{5} [2E_s - E_c]$$

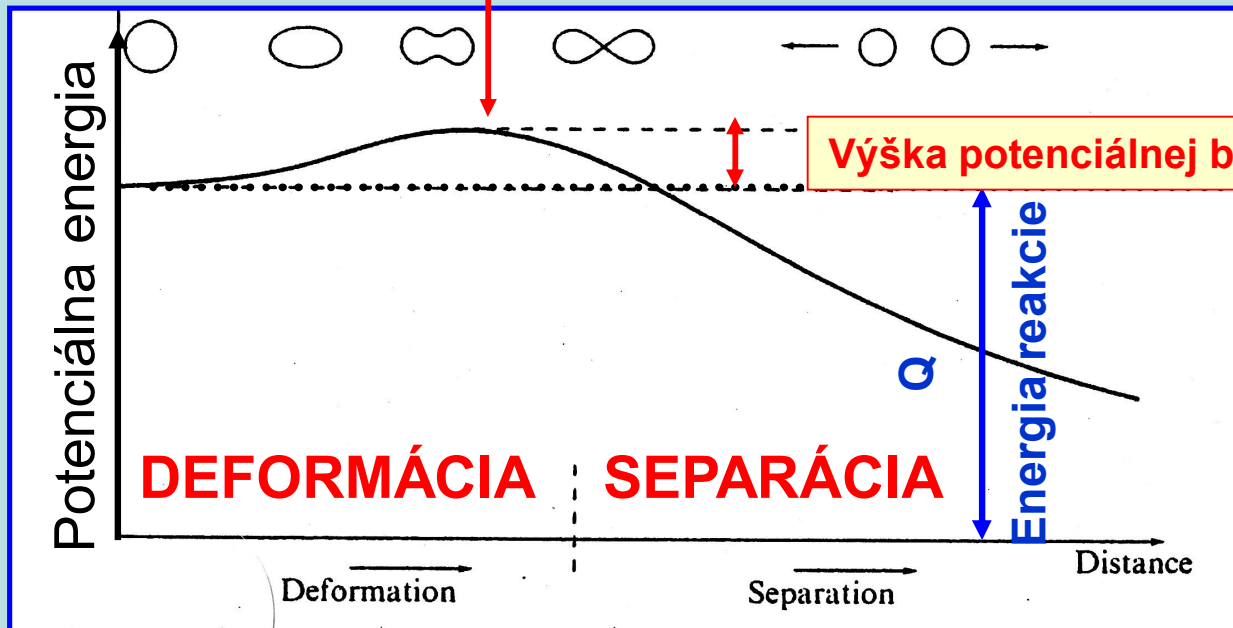
- $2E_s - E_c > 0$ energia jadra narastá so vzrastajúcim ε (malé elipsoidné deformácie jadra) → **vytvára sa energetická bariéra**, podobne ako pri α rozpade
- **Výška bariéry W_f klesá so vzrastajúcim parametrom štiepenia x**

$$x = \frac{E_c}{2E_s} = \frac{\frac{Z^2}{A}}{50.1}$$



Amplitúda oscilácii dostatočne veľká, jadro sa už nedokáže vrátiť do rovnovážneho stavu a rozdelí sa.

Vynútené štiepenie – môže nastať iba vtedy, keď **exitačná energia** prevýši energiu bariéry štiepenia



Tepelné neutróny

Exitačná energia E_n

Tabulka 44.2 Schopnosť štiepení u štych nuklidů

NUKLID TERČE	ŠTĚPENÝ NUKLID	E_n (MeV)	E_b (MeV)	ŠTĚPENÍ TEPELNÝMI NEUTRONY?
^{235}U	^{236}U	6,5	5,2	ano
^{238}U	^{239}U	4,8	5,7	ne
^{239}Pu	^{240}Pu	6,4	4,8	ano
^{243}Am	^{244}Am	5,5	5,8	ne

Výška potenciálnej bariéry E_b

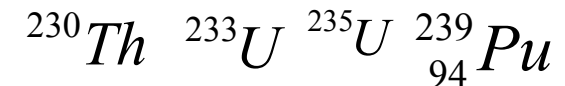
Pre U-238 musí mať absorbovaný neutrón energiu najmenej 1,3 MeV.

Štiepenie

Potenciálna energia n sa premení na vnútornú excitačnú energiu jadra. Neutrón prinesie do jadra energiu (**väzbová W_n + kinetická E_n**):

$$W_n + E_n$$

$W_n > W_f$ jadrá sa štiepia pomalými $n, E_n \sim 0$:



$W_n < W_f$ väzbová energia nestačí na vyvolanie štiepenia, treba aj **kinetická energia**

Skutočnosť, že U-235 sa štiepi pomalými a U-238 len rýchlymi n spinovým členom vo Weizäckerovej formule. Zložené jadro U-236 je pp \Rightarrow spinový člen prispieva +0.55 MeV. Jadro U-235 pn \Rightarrow spinový člen je 0 MeV
V U-238 je to naopak \Rightarrow rozdiel vo väzbových energiách neutrónov $2 \cdot 0.5$ MeV

$$W = M_x^* c^2 - M_x c^2 = (M_A + m_a - M_x) c^2 + \frac{M_A}{M_A + m_a} T_a$$

Štiepne fragmenty

- $R \sim 10^{-12} \text{cm} \rightarrow \varphi \sim 160-180 \text{MV} \rightarrow$ úlomky sa rozletia, sú **silne ionizované** (najťažším chýba $22e$), majú veľkú **$E \sim 80-90 \text{MeV}$, Q** \rightarrow **silne ionizujú okolité prostredie** \rightarrow krátky dolet (20-50mm vo vzduchu \sim 5MeV alfa častici) **Energia sa mení na teplo.**
- Menšiu časť energie si úlomky odnášajú vo forme **exitačnej-vnútornej** energie

Základné vlastnosti fragmentov vznikajúcich s najväčšou pravdepodobnosťou pri štiepení U-235

	Ľahký fragment	Ťažký fragment
Hmotnostné číslo A	95	139
Atómové číslo Z	36 (Sr)	54 (Xe)
Energia [MeV]	97	65
Iónový náboj	20 e	22 e
Stredný dobeh	25 mm vo vzduch	19 mm vo vzduch

Energia uvoľnená pri štiepení

Odhad uvoľnenej energie: ťažké jadra 7.6MeV/u, ľahké jadrá: 8.5MeV/u $\rightarrow 0.9 \cdot 200 \sim \mathbf{200MeV/štiepenie}$

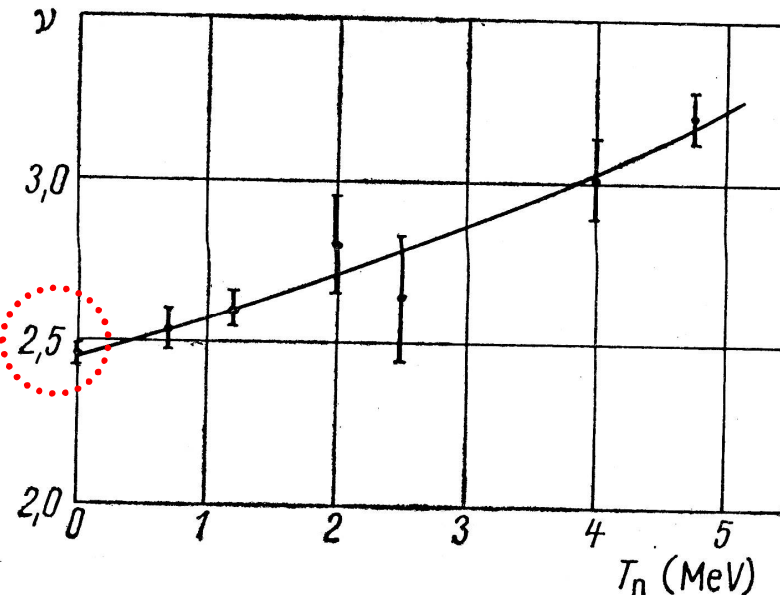
Table 10.1 Distribution of emitted energy from neutron-induced fission of ^{235}U .

	Emitted energy (MeV)	
$n + {}^{235}_{92}\text{U} \rightarrow \frac{A_1}{Z_1}\text{X}_1 + \frac{A_2}{Z_2}\text{X}_2 + kn + m\gamma,$		
Prompt energy:		<i>kinetická energia</i>
Fission fragments	168	90%
Fission neutrons	5	10%
γ emission: (photons and internal-conversion electrons)	7	
		87%
Radioactivity:		
β decay: (electrons)	8	
β decay: (neutrinos)	12	
γ emission: (photons and internal-conversion electrons)	7	8-10 γ $\langle E \rangle \sim 1\text{MeV}$
		13%
Total	207	

87% celková energia uvoľnená priamo a z nej 90% cez kinetickú energiu štiepných fragmentov
Rádioaktívna premena oveľa menší zdroj energie 13 % (ako priamo uvoľnená energia)

Závislosť počtu okamžitých n pri štepení U-235 od energie bombardujúcich neutrónov

Štiepenín U-235 sa pomalými neutrónmi uvoľňuje : 0-3 neutróny na jedno štiepenie, v priemere 2.5
So vzrastom energie počet stúpa.



Energia bombardujúcich neutrónov

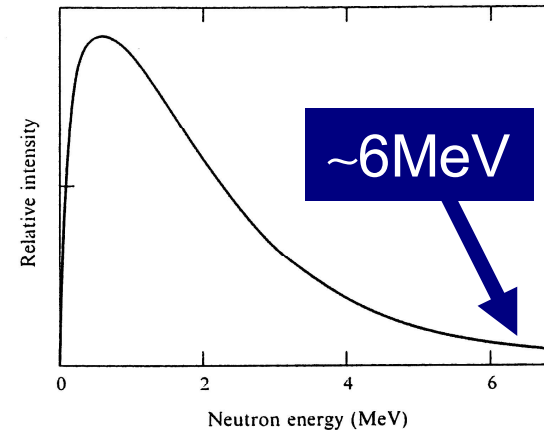
Štiepny izotop	Priemerný počet neutrónov pripadajúcich na akt štiepenia	
$^{229}_{90}\text{Th}$	2,18 ± 0,08	Stredné počty neutrónov sú pre všetky štiepne materiály > 2
$^{232}_{92}\text{U}$	3,04 ± 0,05	
$^{233}_{92}\text{U}$	2,497 ± 0,008	
$^{235}_{92}\text{U}$	2,426 ± 0,006	
$^{239}_{94}\text{Pu}$	2,892 ± 0,011	
$^{241}_{94}\text{Pu}$	3,00 ± 0,04	

Neutróny

ENERGETICKÉ SPEKTRUM n emitovaných pri štiepení s termálnymi neutrónmi

Okamžité neutróny

- Predstavujú 99% zo všetkých neutrónov
- Sú uvoľnené do 10^{-14} s



Stredná energia $2\text{MeV} \Rightarrow$ rýchle n

Figure 10.3 Energy spectrum of neutrons emitted in the thermal-neutron induced fission

Oneskorené neutróny

- Sú vyžiarené úlomkami v procese ich postupnej premeny.
- predstavujú asi **0.65 %** zo všetkých neutrónov uvoľnených pri štiepení U-235, ich energia \sim **0.5 MeV**

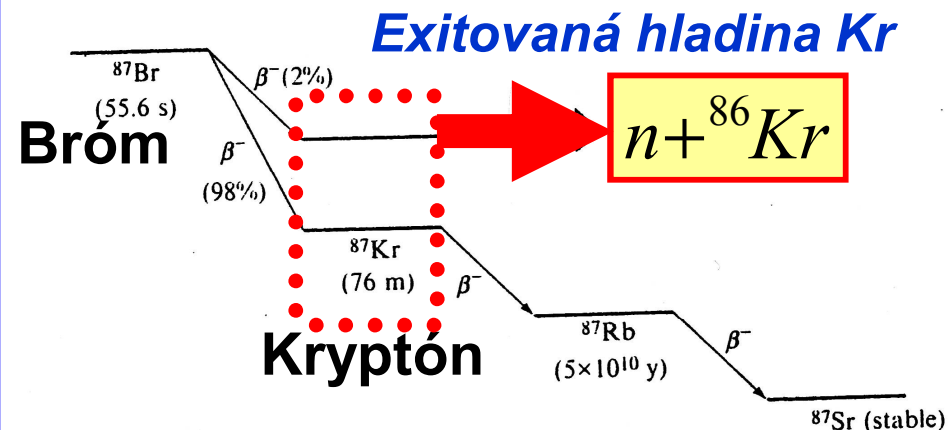


Figure 10.4 Delayed neutron emission following the decay of the fission fragment ^{87}Br ; 2% of ^{87}Br decays are to excited states of ^{87}Kr , which have enough energy to decay rapidly by neutron emission to ^{86}Kr .

Podmienky štiepenia – energetická výhodnosť

$$A_1 = \frac{3}{5}A \quad A_2 = \frac{2}{5}A$$
$$Z_1 = \frac{3}{5}Z \quad Z_2 = \frac{2}{5}Z$$

EXPERIMENT: Asymetrické štiepenie 3:2

Energia štiepenia:

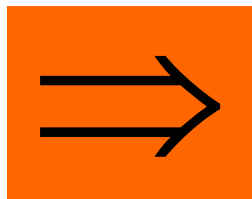
$$Q_f = -W(A, Z) + W_1(A_1, Z_1) + W_2(A_2, Z_2)$$

$$W_v = \alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

$$Q_f = 0.36W_K - 0.25W_S$$

PODMIENKA ŠTIEPENIA

$$Q_f > 0$$



$$\frac{W_K}{W_S} = \frac{\gamma}{\beta} \frac{Z^2}{A} > \frac{0.25}{0.36} = 0.7$$

$$\frac{Z^2}{A} > 17$$

Podmienky štiepenia

- Kritická hodnota $x=1 \sim Z=120$
- Všetky jadrá so $Z>120$ sa samovoľne štiepia už v priebehu jadrového času. $\sim 10^{-23}$ s

- **Všetky prvky, pre ktoré platí $17 \leq Z^2/A \leq 50$ sa môžu v princípe štiepiť, ak získajú dostatočnú energiu**
- **prvky so $Z^2/A \geq 50$ sú nestabilné a nemôžu existovať v prírode**

Spontánne štiepenie

- **Spontánne štiepenie** – mechanizmus tunelového prechodu cez bariéru (podobný mechanizmus ako pri α rozpade). Pri $Z \sim 120$ spontánne delenie nastáva v okamžiku vytvorenia jadra.
- polčasy $T_{1/2} \sim 10^{20}$ y
- Spontáne sa štiepia všetky prvky ťažšie ako Th
- Spektrá produktov spontáneho štiepenia podobné ako vynúteného
- V priemere sa uvoľňuje 2.2 – 0.3 n

$$T \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2MW_F d}}$$

Prečo sa U-235 delí tepelnými n

1. $X(\text{U-235}) > X(\text{U-238}) \rightarrow$ menšia bariéra pre štiepenie

$$x = \frac{E_C}{2E_S} = \frac{Z^2}{50.1}$$

2. Energia väzby n v U-236 väčšia ako v U-239 (párová energia) \rightarrow väčšia excitačná energia n v U-236

$$W = \varepsilon_a(X) + T_1'$$

Vzniká rozdiel väzbových energií neutrónu v U-235 a U-238 okolo 1.1MeV

Reakcie neutrónov s U

účinné prierezy

$$\sigma_{tot} = \sigma_{scattering} + \sigma_{capture} + \sigma_{fission}$$

$$\sigma_{absorption} = \sigma_{capture} + \sigma_{fission}$$

$\sigma_{scattering}$

Pre n s malými energiami $\sigma_s \sim 1-10$ b, pre n s vysokými energiami $\sigma_s \sim$ geom. prierez jadra $= \pi R^2$

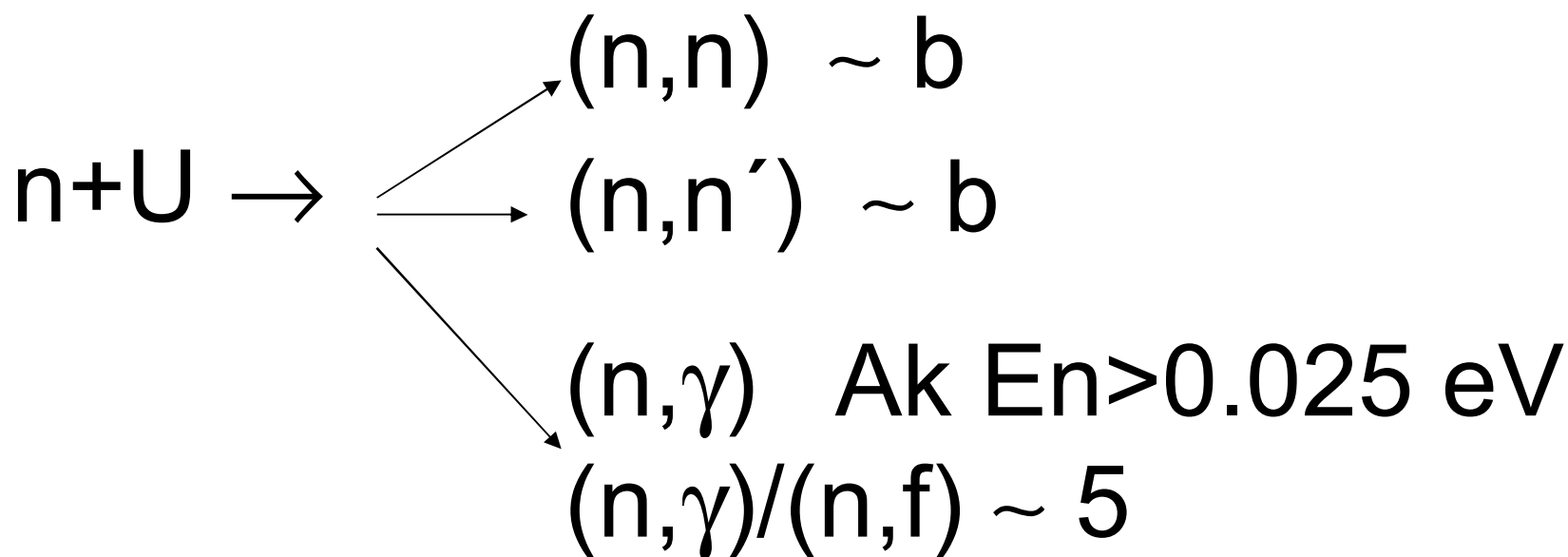
$\sigma_{absorption}$

- Oblasť malých energií ($W_n < 0.1$ eV)
 - $\sigma_a \sim 1/v$
- Oblasť rezonančných energií (0.1 -100 eV)
 - niekoľko výrazných maxím
- Oblasť rýchlych neutrónov
 - σ_a klesá a nad 1Mev dosahuje geom.prierez

Reakcie neutrónov s U účinné prierezy

$$\sigma_{tot} = \sigma_{scattering} + \sigma_{capture} + \sigma_{fission}$$

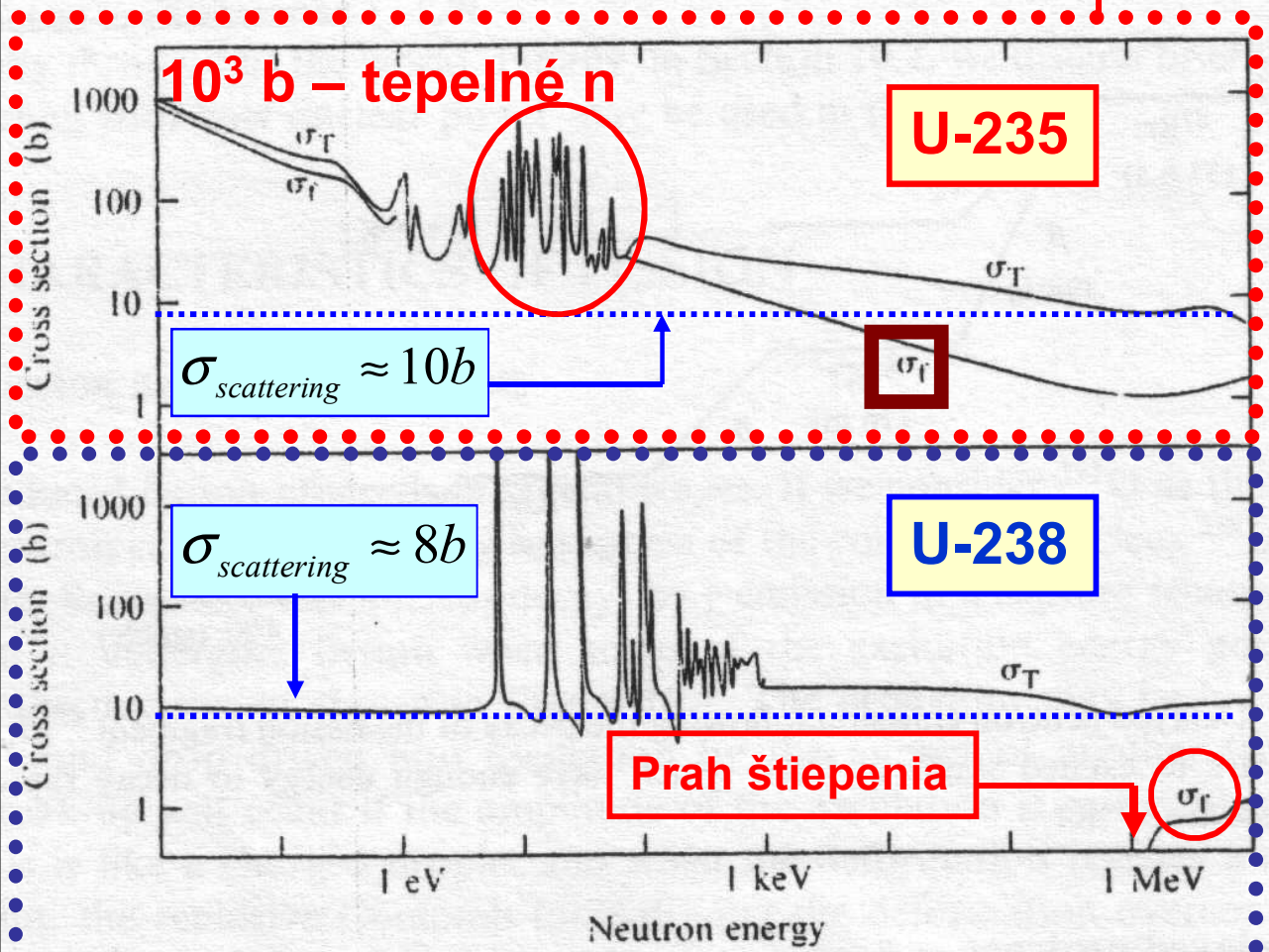
$$\sigma_{absorption} = \sigma_{capture} + \sigma_{fission}$$



Účinné prierezy štiepenia U

U-235

- vysoký $\sigma_f \sim 1/v$, pri nízkych E $\sigma_f \sim \sigma_{total}$
- 1-100eV rezonancie
- $\sigma_{rozptyl} \sim 10b \neq f(E) \Rightarrow$ so zvažovaním En zväčšuje frakcia $\sigma_{rozptyl} / \sigma_T$
- $\sigma_{rozptyl}(2MeV) \sim 6 \sigma_f$



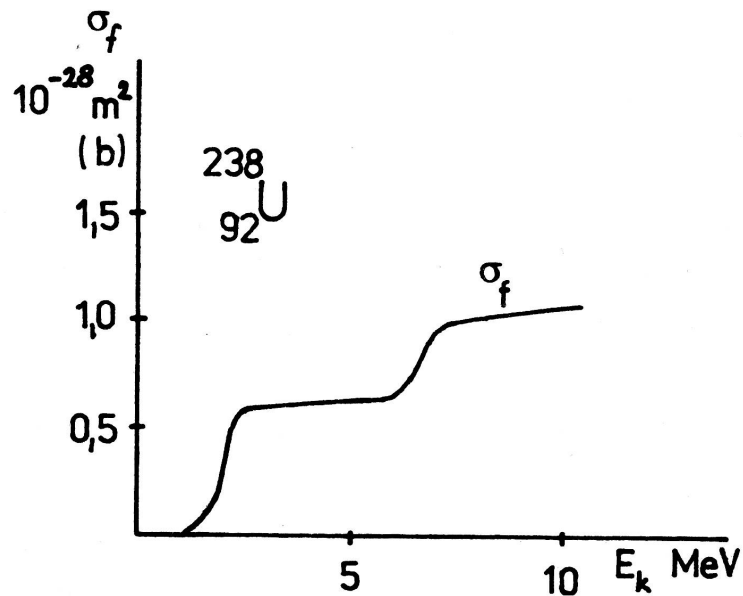
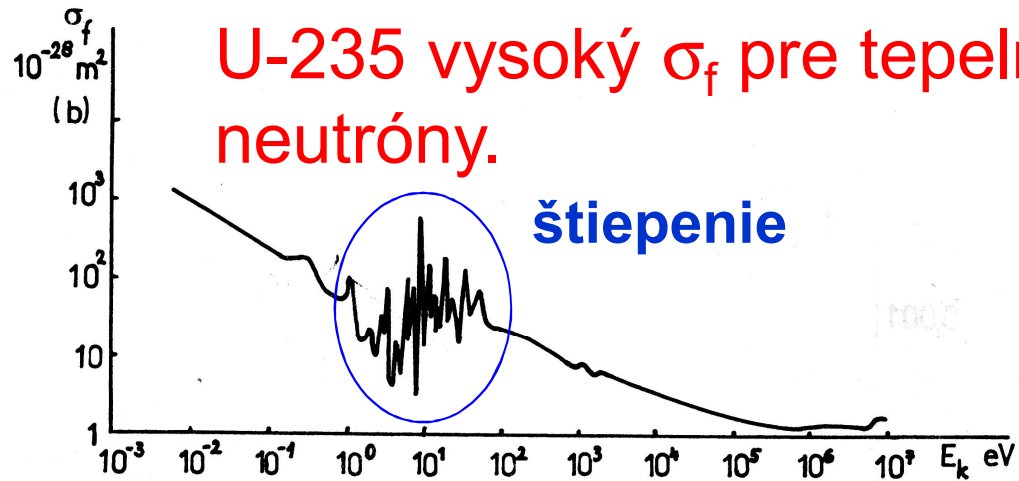
U-238

- $\sigma_f(E < 1 \text{ MeV}) = 0$
- $\sigma_{rozptyl} \sim 8b \Rightarrow$ dominantný v oblasti niekoľkých desiatok eV, ktorá zodpovedá rezonanciám. Absorbcia vedie (n, γ) a nie k štiepeniu. \Rightarrow **významný pohlcovač neutrónov**

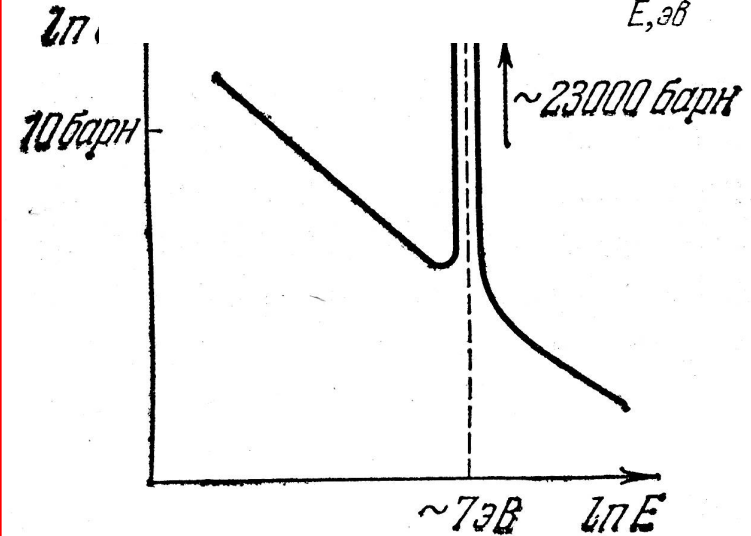
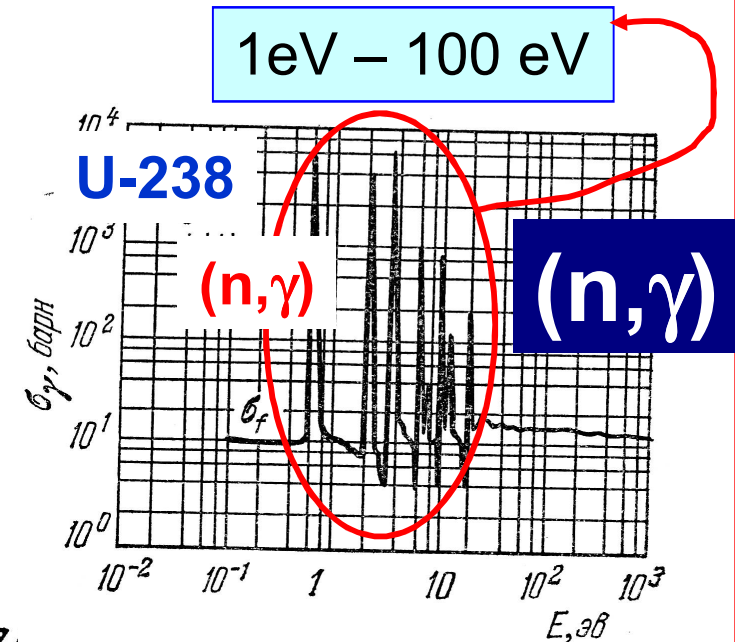
5 Total σ_T and neutron-induced fission cross sections σ_f for (a) ^{235}U and (b) ^{238}U as a function of neutron energy. From Hughes and Schwartz (1958).

Účinné prierezy

U-235 vysoký σ_f pre tepelné neutróny.



U-238 sa štiepi rýchlymi n s energiami $E > 0.5 \text{ MeV}$.



Výrazný konkurent štiepenia je radiačný záchyt.

Zastúpenie U v prírode

$$U \left\{ \begin{array}{ll} {}^{238}\text{U} & 99.3\% \\ {}^{235}\text{U} & 0.6\% \\ {}^{234}\text{U} & 0.006\% \end{array} \right.$$

L'ahko štíepiteľný U-235 je štíepiteľný všetkými n, no najmä tepelnými

U-238 nevhodný, n nemajú dostatočnú energiu, aby mohli vyvolať ďalšie štíepenie U-238, **(n,γ)** – veľký účinný \Rightarrow pokles počtu n

$$\sigma(n^{235}\text{U}, f) = \frac{1}{250} \sigma(n^{238}\text{U}, f)$$

$$\sigma_{\text{delenie}} \approx 580b$$

$$\sigma_{\text{pohltenie}}(235\text{U}) \approx 700b$$

$$\sigma_{\text{pohltenie}}(238\text{U}) \approx 2.25b$$

Bilancia pre pomalé n

	U-235	U-238	ZMES
Zastúpenie	0.7 %	99.3 %	
(n,γ)	101 b	2.8 b	3.5 b
(n,f)	550 b	-	3.9 b

$$\frac{3.9}{3.9 + 3.5} \approx 0.53$$

$$\frac{3.9}{3.9 + 3.5} * 2.5 \approx 1.3$$

Približne polovica $\frac{1}{2}$ pomalých neutrónov zachytených v uráne spôsobí štiepenie.

Keďže každé štiepenie U-235 uvoľní v priemere 2.5 neutrónu \Rightarrow Na jeden pohltený n vzniká ~ 1.3 nových n. Rýchle n treba spomaliť, nesmieme stratiť viac ako 30 % neutrónov, aby sa udržala reťazová reakcia \Rightarrow potreba moderátora

Reťazová reakcia - dynamika

Ak najmenej 1 neutrón z každej štiepnej reakcie zasiahne ďalšie jadro a vyvolá ďalšie štiepenie, potom môže dôjsť k rereťazovej reakcii.

Prírastok neutrónov

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n[k - 1]}{\tau}$$

$$n = n_0 e^{\frac{(k-1)t}{\tau}}$$

τ - stredná doba života neutrónového cyklu
 n - počet neutrónov v danej štiepnej generácii
 k - **NÁSObIACI FAKTOR K** pomer neutrónov prítomných na začiatku určitej generácie k počtu n na začiatku predchádzajúcej generácie

$$k = \begin{cases} k > 1 & \text{nadkritický režim} \\ k = 1 & \text{kritický režim} \\ k < 1 & \text{podkritický režim} \end{cases}$$

k závisí od spôsobu interakcie neutrónov s jadrami sústavy

Aby reťazová reakcia mohla nastať, treba sústrediť v určitom objeme dostatočné (kritické) množstvo štiepneho materiálu

Kritické množstvo štiepneho materiálu závisí od:

- Druhu štiepneho materiálu a jeho koncentrácie*
- Rozmery a geometrické usporiadanie oblasti obsahujúcej štiepny materiál*
- Prítomnosť ďalších látok a materiálov schopných odrážať alebo spomalovať neutróny.*

Kritické hmotnosti m_{krit} udaná pre guľové homogénne usporiadanie (o polomere R_{krit}) čistého materiálu

$$^{235}\text{U} : m_{\text{krit}} = 48 \text{ kg}, R_{\text{krit}} = 9 \text{ cm} ;$$

$$^{239}\text{Pu} : m_{\text{krit}} = 17 \text{ kg}, R_{\text{krit}} = 6 \text{ cm} ;$$

$$^{233}\text{U} : m_{\text{krit}} = 16 \text{ kg}, R_{\text{krit}} = 6 \text{ cm} ;$$

Reťazová reakcia

Neriadená
jadrový výbuch

Riadená
jadrový reaktor

Kritické hmotnosti m_{krit} udaná pre guľové homogénne usporiadanie (o polomere R_{krit}) čistého materiálu

$$^{235}\text{U} : m_{\text{krit}} = 48 \text{ kg}, R_{\text{krit}} = 9 \text{ cm} ;$$

$$^{239}\text{Pu} : m_{\text{krit}} = 17 \text{ kg}, R_{\text{krit}} = 6 \text{ cm} ;$$

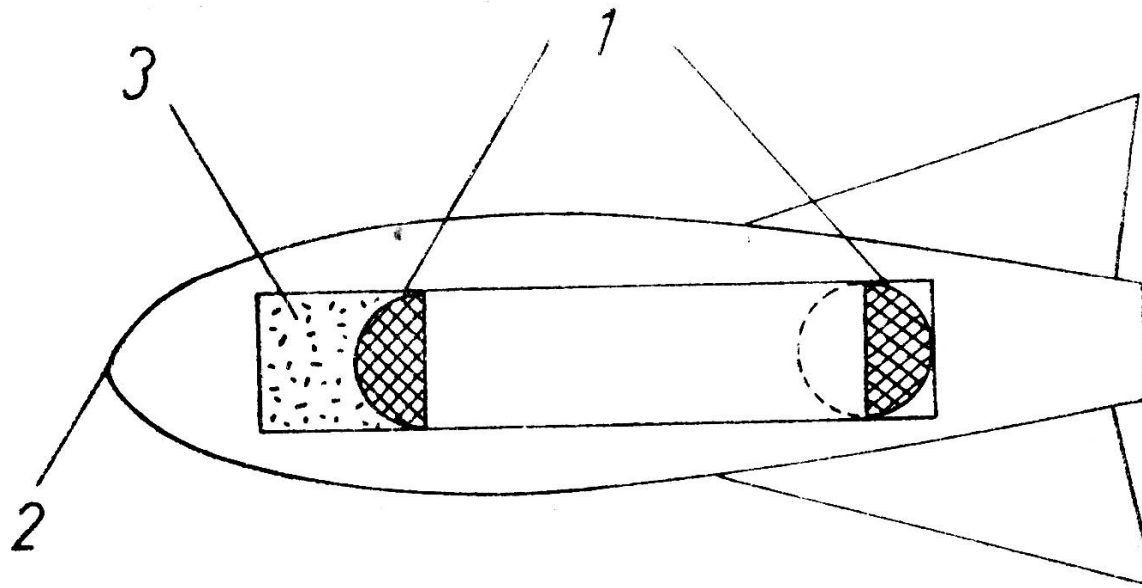
$$^{233}\text{U} : m_{\text{krit}} = 16 \text{ kg}, R_{\text{krit}} = 6 \text{ cm} ;$$

Reťazová reakcia

Neriadená
jadrový výbuch

Riadená
jadrový reaktor

Neriadená reťazová reakcia atómová bomba



Dve **podkritické** množstvá sústavy štiepneho materiálu 1 sú umiestnené v nádobe 2 v dostatočnej vzdialenosti od seba. Výbuchom výbušniny sa podkritické sústavy pritlačia k sebe a vytvoria **nadkritickú sústavu**

Riadená reťazová reakcia

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n[k-1]}{\tau}$$
$$n = n_0 e^{\frac{(k-1)t}{\tau}}$$

a) Sústredenie **nadkritického množstva** štiepneho materiálu

b) Zabezpečenie **riadeného počtu neutrónov** pomocou vhodných absorbátorov tak, aby štiepna reakcia prebiehala požadovanou intenzitou

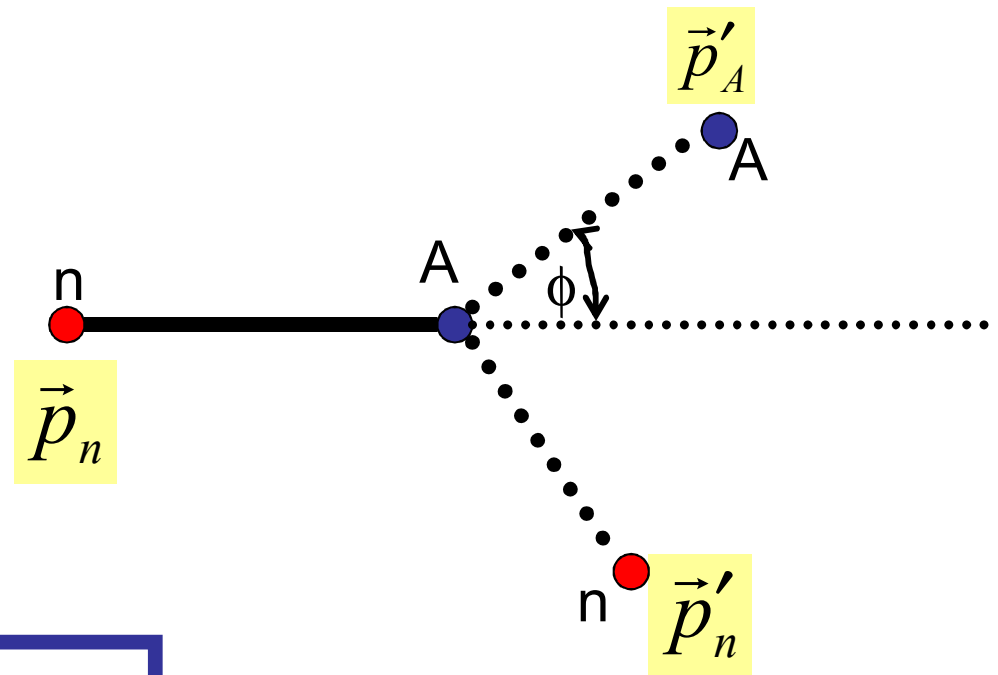
• **Problém úniku n** → povrchový jav, treba zlepšiť pomer V/S → **zväčšenie jadra reaktora**

• **Problém energie n** → $E_n \sim 2\text{MeV}$ → treba znížiť ich energiu na tepelnú → **moderátor**

• Treba zabezpečiť, aby podstatná časť neutrónov neunikla. Nesmú prevažovať reakcie **(n,γ)** **správna koncentrácia štiepneho materiálu**

Spomaľovanie neutrónov – pružná zrážka

$$\begin{aligned} ZZH : \quad & \vec{p}_n + \vec{p}_A = \vec{p}'_n + \vec{p}'_A \\ ZZE : \quad & E_n + E_A = E'_n + E'_A \end{aligned}$$



$$\Delta E = \frac{4A}{[A+1]^2} E_n \cos^2 \phi \quad \begin{cases} A \gg 1 & \Delta E \rightarrow 0 \\ A \approx 1 & \Delta E \rightarrow E_n \end{cases}$$

Ideálny moderátor H, prenos max. energie

Ideálny moderátor **voda – vodík** má však pomerne vysoký účinný prierez pre absorbciu n (treba U235 obohatiť). V prípade D₂O, ktorá menej n absorbuje, sa môže použiť aj neobohatený urán

Moderátor - spomaľovanie neutrónov

Najlepší moderátor
D₂O, (ľahkovodný, grafitový)

E_f=0.025 eV

ktorých látok

Moderátor	A	ξ	n (2 MeV - E _i)	ξΣ _n	$\frac{\xi \Sigma_n}{\Sigma_a}$
H	1	1,000	18	—	—
H ₂ O	18	0,924	19	1,35	61
D ₂ O	20	0,725	35	0,18	4 800
He	4	0,425	43	1,6 · 10 ⁻⁵	83
Be	9	0,209	86	0,15	120
C	12	0,158	114	0,061	160
U	238	0,008	2 172	0,0033	0,01

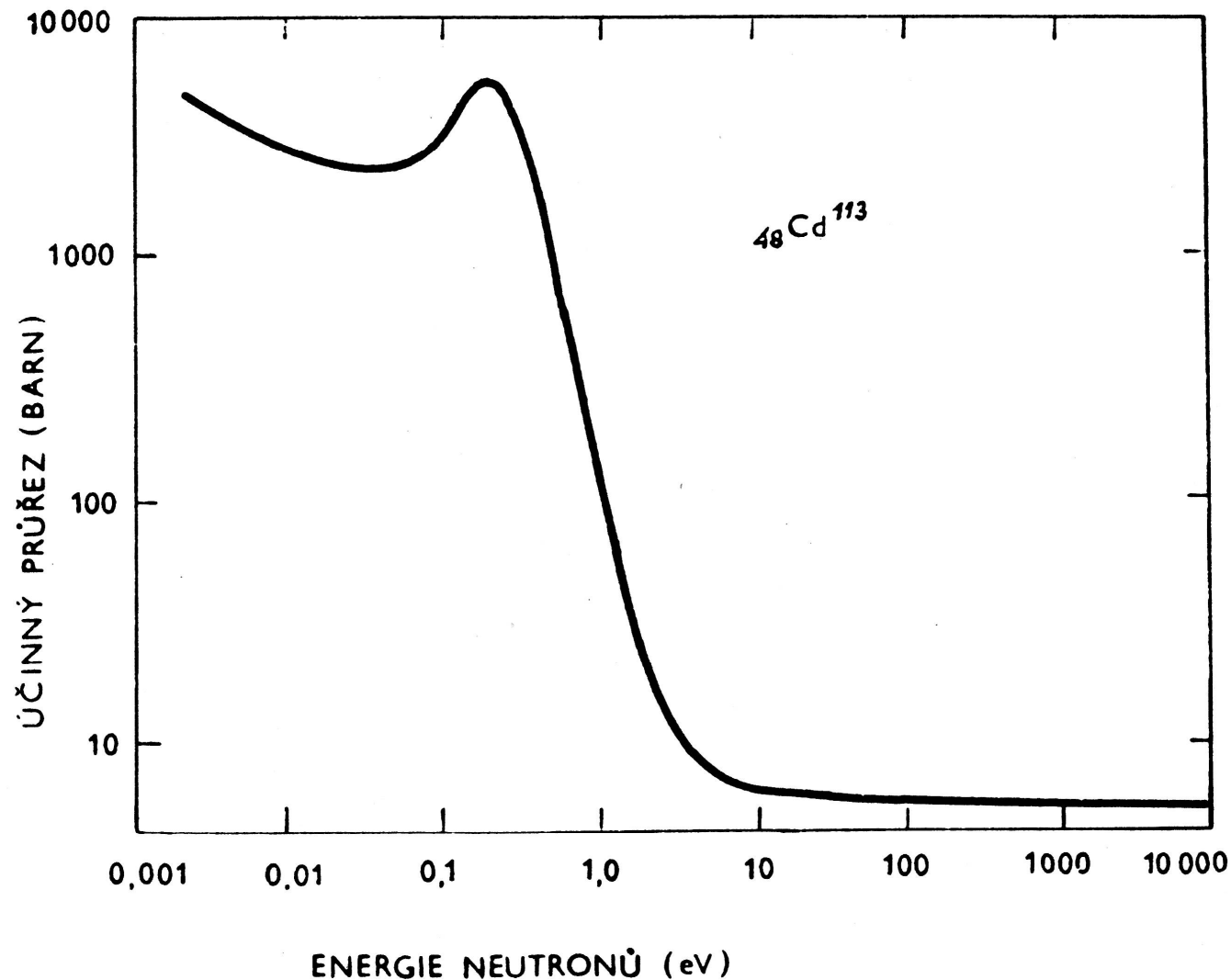
Požiadavky na dobrý moderátor

- taká látka, v ktorej dochádza k veľkej priemernej strate energie na jednu zrážku ξ
- vysoký makroskopický prierez Σ_n pre pružný rozptyl
- čo možno najmenšie Σ_a pre absorbciu

Charakteristika moderátora –
koeficient spomalenia

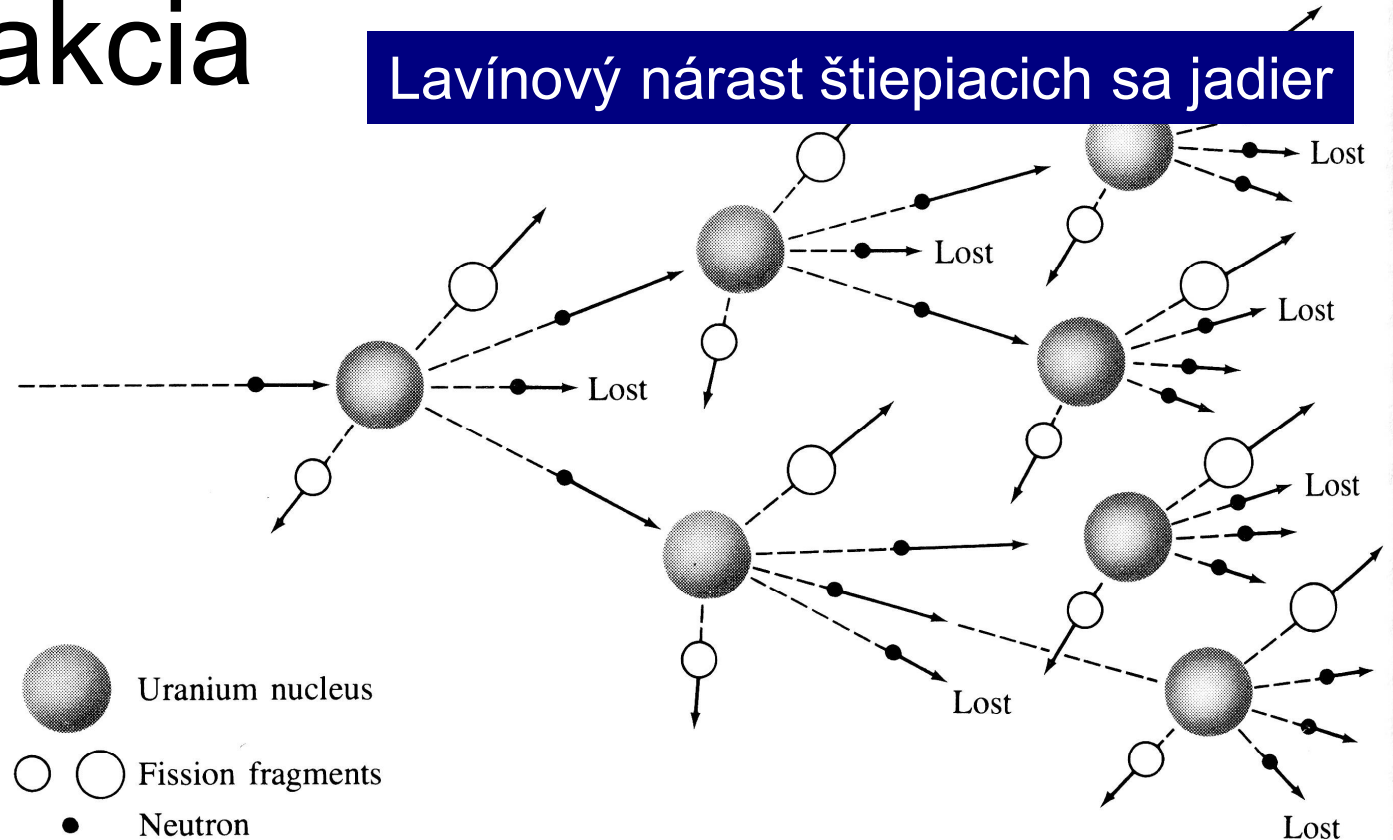
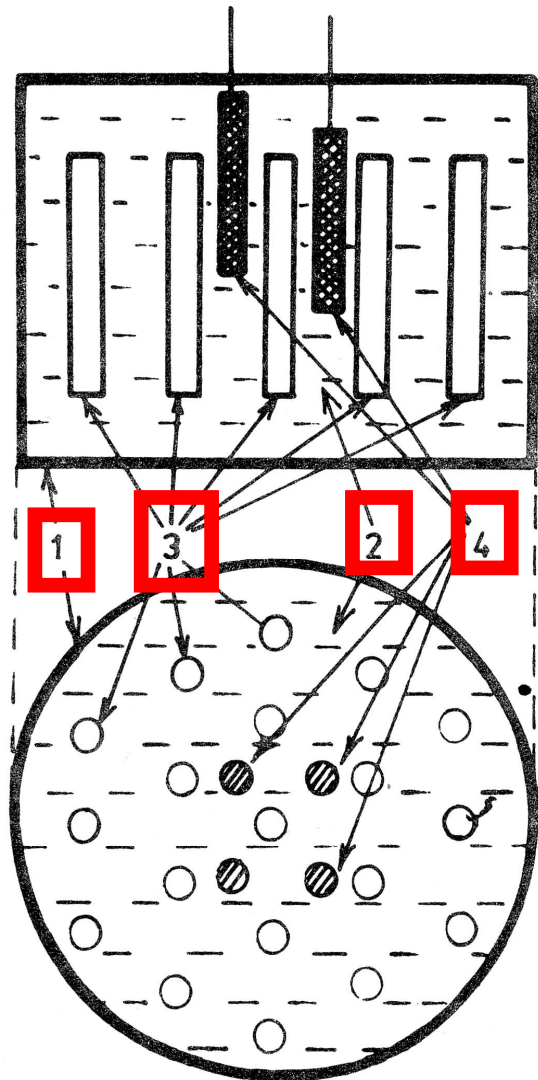
$$\frac{\xi \Sigma_n}{\Sigma_a}$$

Absorbacia neutrónov – riadenie intenzity reakcie



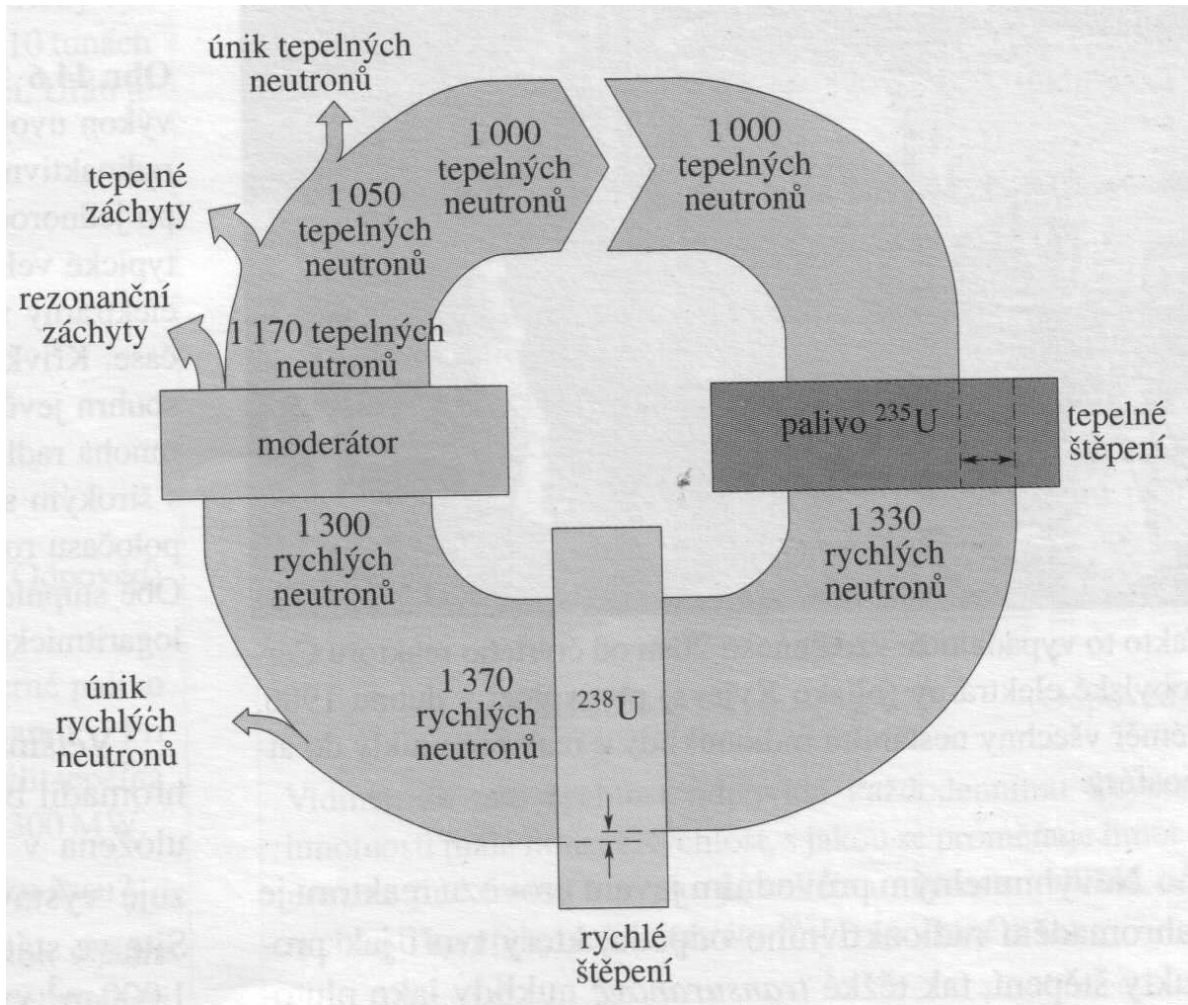
Reťazová reakcia

Lavínový nárast štiepiacich sa jadier



1. Nádoba aktívnej zóny
2. moderátor
3. palivové články – štiepny materiál
4. absorbujúci materiál – regulačné tyče

Bilancia počtu neutrónov v reaktore



NÁSOBIACI FAKTOR K

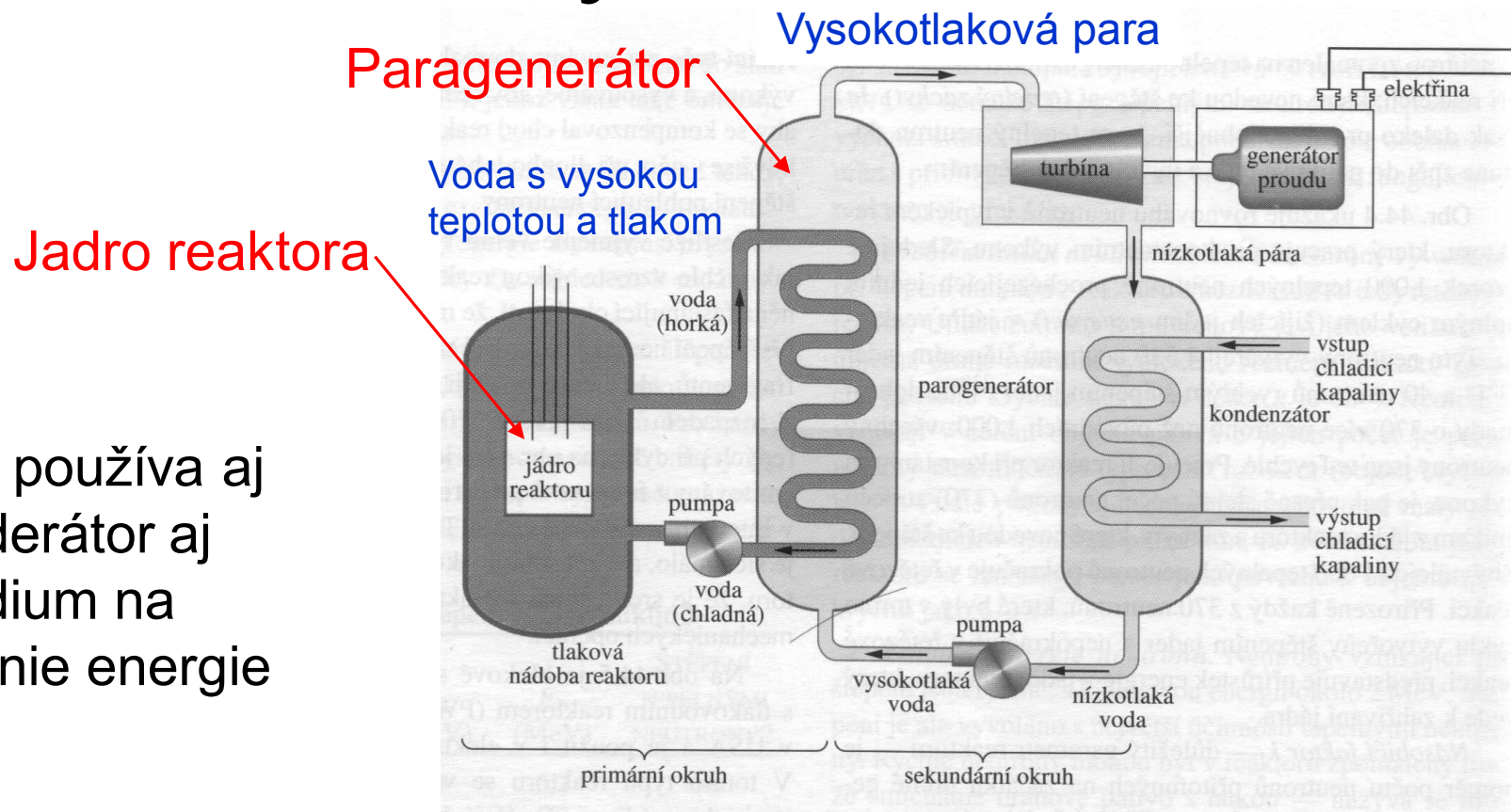
K = pomer neutrónov prítomných na začiatku určitej generácie k počtu n na začiatku predchádzajúcej generácie

$$k = \begin{cases} k > 1 & \text{nadkritický režim} \\ k = 1 & \text{kritický režim} \\ k < 1 & \text{podkritický režim} \end{cases}$$

Ilustrácia kritického režimu – násobiaci faktor $k=1$. Každý z 370 n predstavuje prírastok energie v jadrovom reaktore

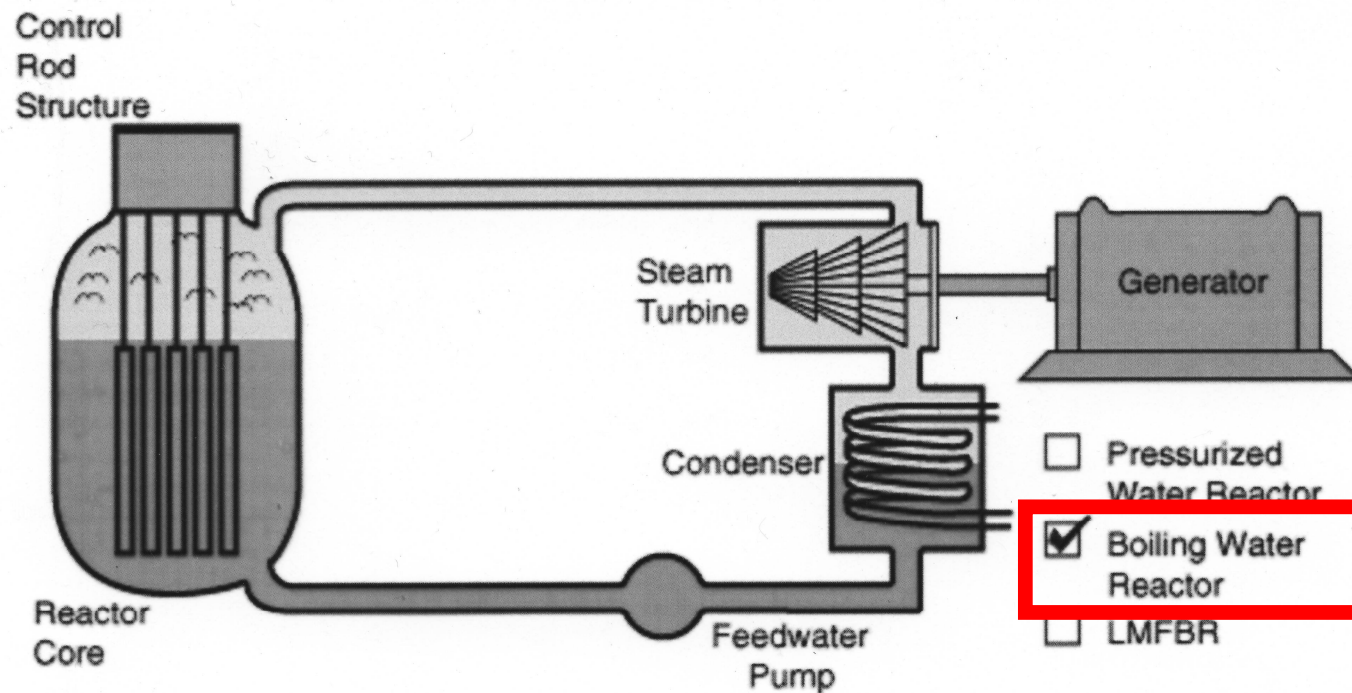
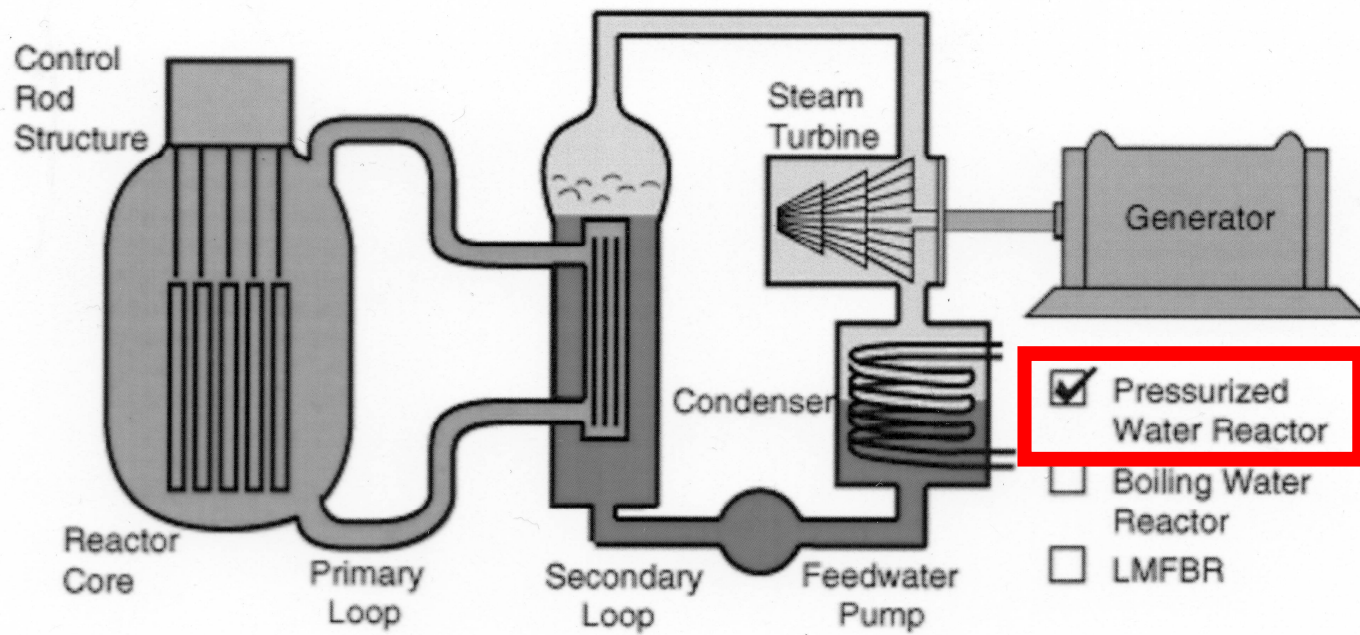
$$n = n_0 e^{\frac{(k-1)t}{\tau}}$$

Tlakovodný reaktor PWR



Voda sa používa aj ako moderátor aj ako médium na prenášanie energie

Primárny okruh – voda s vysokou teplotou a tlakom 600K, 150atm, prenáša energiu z jadra reaktora k paragenerátoru, ktorý je súčasťou sekundárneho okruhu. Tam vzniká vyparovaním vysoko tlaková para, poháňajúca turbínu generátora el. prúdu. sekundárny okruh je zakončený kondenzátorom, kde sa ochladzuje para pod nízkym tlakom a ako voda sa vháňa späť pumpou do paragenerátora



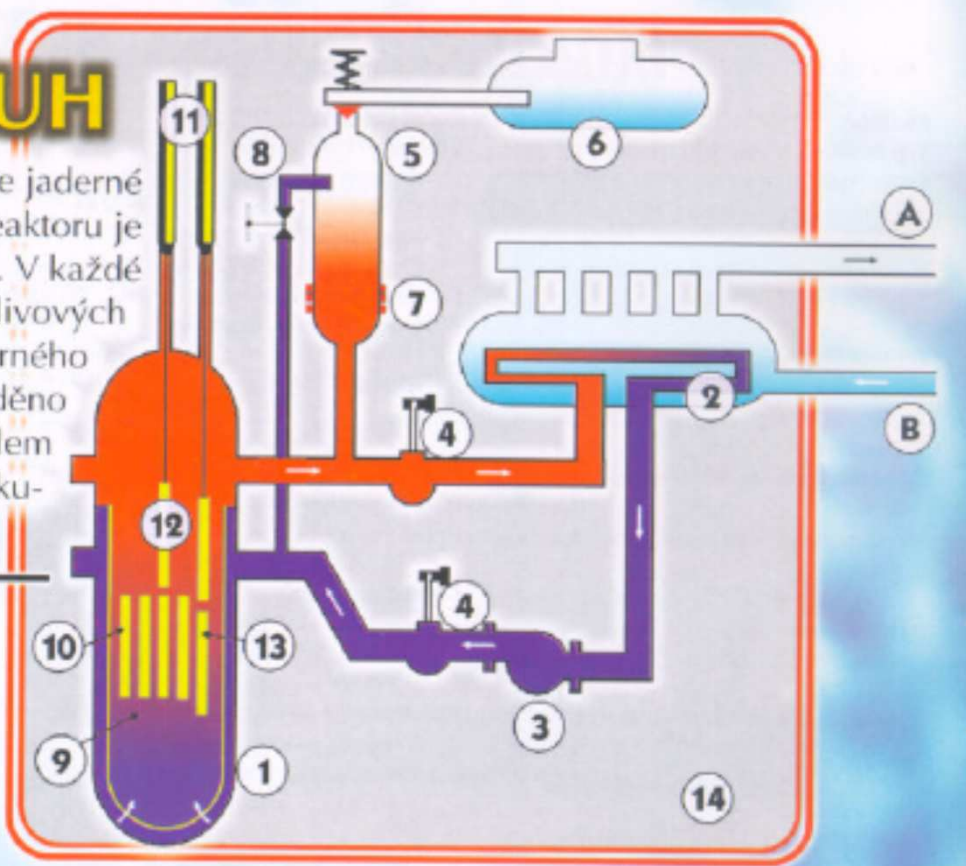
1. Boiling-water reactors. Water is circulated through the reactor core and the heat of the reactor boils the water. The steam, generally at fairly high pressures, is then used to drive a generator. The major problem inherent in this scheme is that the water becomes highly radioactive, and if the pipes were to rupture at the turbines the resulting spread of radioactive material would constitute a major hazard.
2. Pressurized-water reactors. Here the heat exchange involves a two-step process. Water, under very high pressure, is circulated through the reactor core where it is raised to high temperature. This water is then passed through a

PRIMÁRNÍ OKRUH

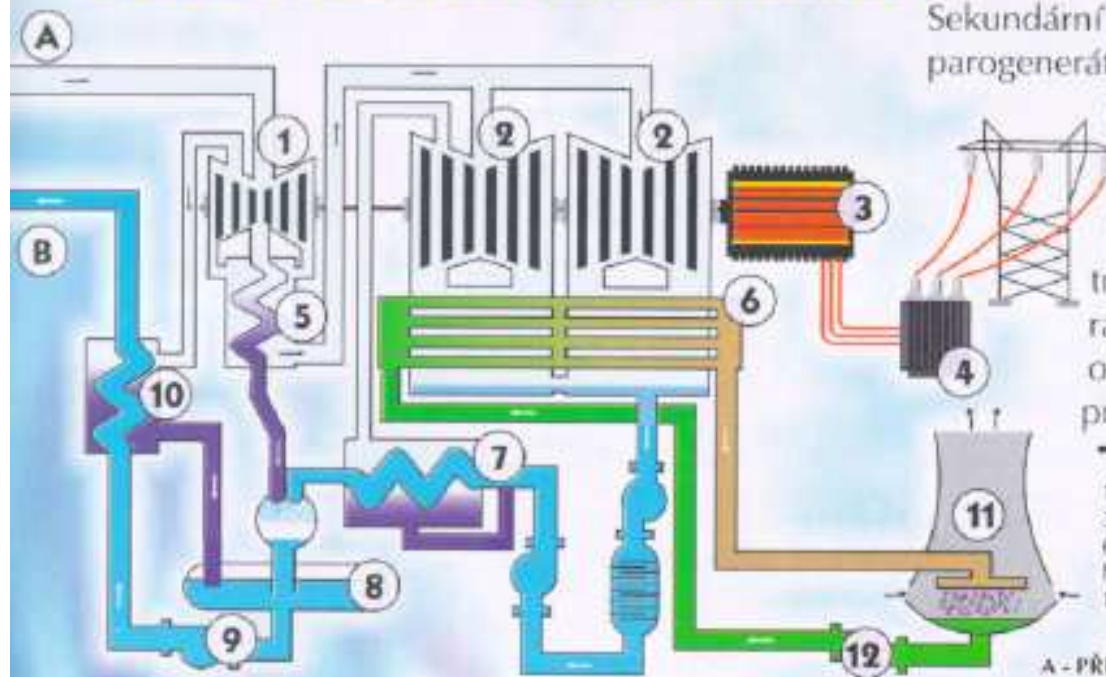
Zdrojem tepelné energie uvolňované při štěpení uranu je jaderné palivo umístěné v aktivní zóně reaktoru. Aktivní zóna reaktoru je složena z 312 palivových kazet a 37 regulačních kazet. V každé kazetě je umístěno 126 palivových proutků. V palivových proutcích jsou hermeticky uzavřeny tablety jaderného paliva. Teplo uvolňované v aktivní zóně je odváděno z reaktoru chladicí vodou, která proudí kolem palivových proutků prostřednictvím tzv. cirkulačních smyček připojených k reaktoru.

1 - REAKTOR • 2 - PAROGENERÁTOR • 3 - HLAVNÍ CÍRKULAČNÍ ČERPADLO
4 - HLAVNÍ UZÁVÍRACÍ ARMATURA • 5 - KOMPENZÁTOR OBJEMU
6 - BARBOTÁŽNÍ NÁDRŽ • 7 - ELEKTROOHŘÍVÁKY • 8 - SPRCHY KOMPENZÁTORU
OBJEMU • 9 - AKTIVNÍ ZÓNA • 10 - PALIVOVÁ KAZETA • 11 - ELEKTROPOHONY
REGULAČNÍCH KAZET • 12 - ABSORBČNÍ ČÁST REGULAČNÍ KAZETY
13 - PALIVOVÁ ČÁST REGULAČNÍ KAZETY • 14 - KONTEJNMENT VVER 440/213

A - VÝSTUP PÁRY NA TURBÍNU • B - VSTUP NAPÁJECÍ VODY



SEKUNDÁRNÍ OKRUH



Sekundární napájecí voda, která neustále zaplavuje trubky parogenerátoru, se mění na sytou páru o tlaku 4,61 MPa a teplotě 259 °C. Tato pára je vedena potrubím na turbínu. Na lopatkách turbíny expanduje a roztáčí kola rotorů. V kondenzátorech pod turbínou pára kondenzuje na titanových trubkách a jako voda se vrací zpět do parogenerátoru. Teplá voda z trubek kondenzátorů (třetí okruh vody) je vedena na chladicí věž, kde se proudícím vzduchem ochlazuje.

- 1 - VYSOKOTLAKÝ DÍL TURBÍNY • 2 - NÍZKOTLAKÝ DÍL TURBÍNY
- 3 - GENERÁTOR • 4 - TRANSFORMÁTOR • 5 - SEPARÁTOR - PŘIHRÍVÁNÍ
- 6 - KONDENZÁTOR • 7 - NÍZKOTLAKÉ OHŘÍVÁKY • 8 - NAPÁJECÍ NÁDRŽ
- 9 - NAPÁJECÍ ČERPADLO • 10 - VYSOKOTLAKÉ OHŘÍVÁKY
- 11 - CHLADICÍ VĚŽ • 12 - ČERPADLO CHLADICÍ VODY

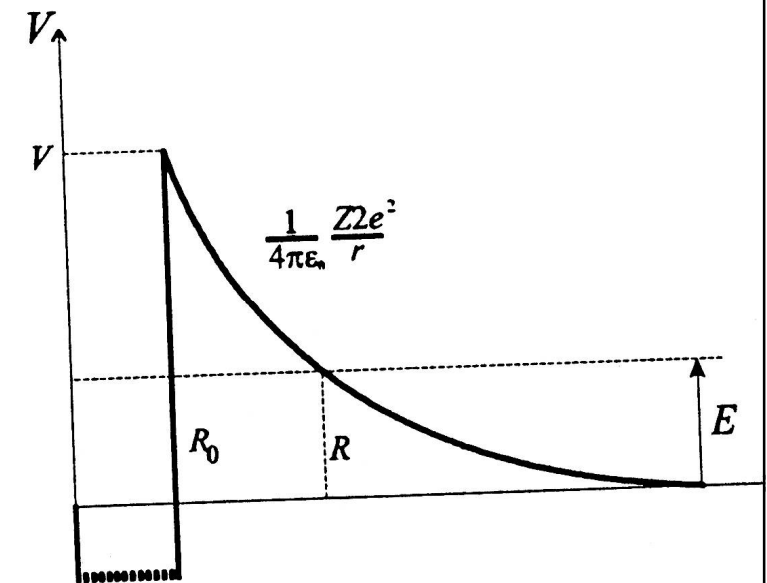
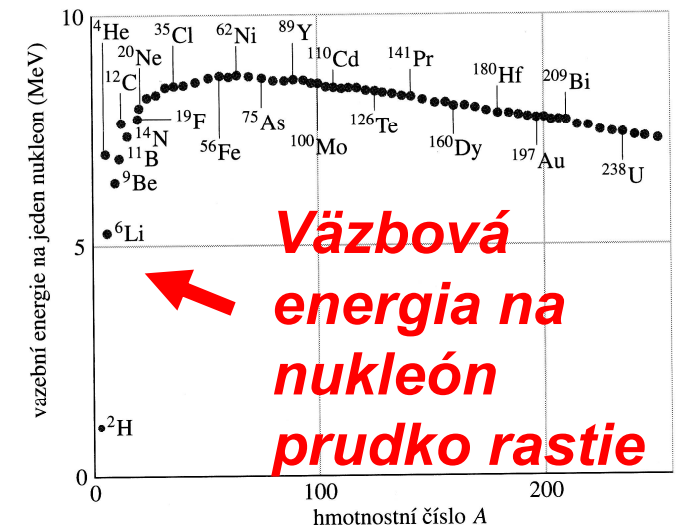
A - PŘÍVOD PÁRY Z PAROGENERÁTORU • B - VODA DO PAROGENERÁTORU

Syntéza

- Reakcia, pri ktorej zlúčením dvoch ľahkých jadier do jedného ťažšieho → uvoľňuje energia
- **Problém** v prekonávaní **Coulombovskej potenciálnej bariéry**, obtiažnosť narastá so **Z**

$$U_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{R_{12}}$$

- Jadrové reakcie splynutia sa líšia spôsobom, akým sa tento val prekonáva (**termojadrové, studená syntéza**)



Termojadrová syntéza

- Prekonávanie Coulombovskej bariéry energiou tepelného pohybu
- Dva protóny $U_c \sim 400 \text{keV} \Rightarrow$ bariéra prekonaná pri $T \sim 10^9 \text{K}$ (izbovej teplote $T \sim 0.03 \text{eV}$)

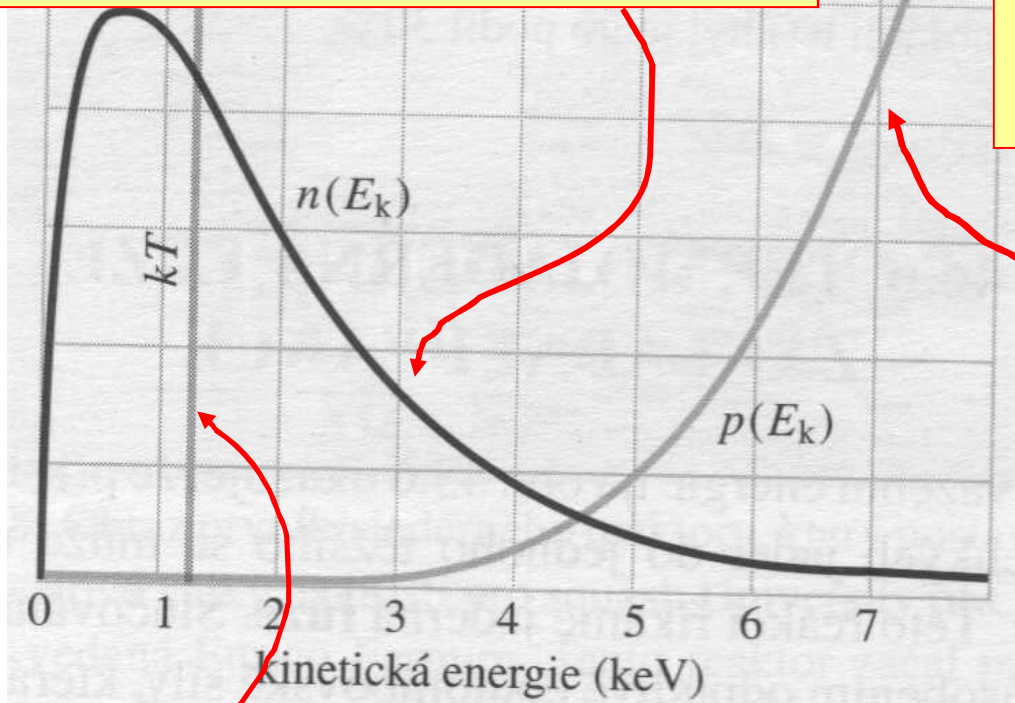
$$T \approx 1.16 \times 10^4 W_k (eV)$$

- Termojadrové reakcie prebiehajú aj pri nižších teplotách (**Slnko** – $10^7 \text{K} \sim 1.3 \text{keV}$)

1. *Energia sa určovala z najpravdepodobnejšej rýchlosti*
→ *distribúcia rýchlosti*
2. *Výška potenciálovej bariéry sa počítala z hodnoty maxima zodpovedajúcej krivky* → *tunelovanie*

Syntéza

n – koncentrácia protónov na jednotku energie v Slnku
Maxwellove rozdelenie



K tunelovaniu bariéry môže dochádzať aj pri energiách oveľa nižších ako je E_{\max} .

P – pravdepodobnosť prechodu bariérov

kT – najpravdepodobnejšia energia p

Celková reakčná rýchlosť na jednotku objemu

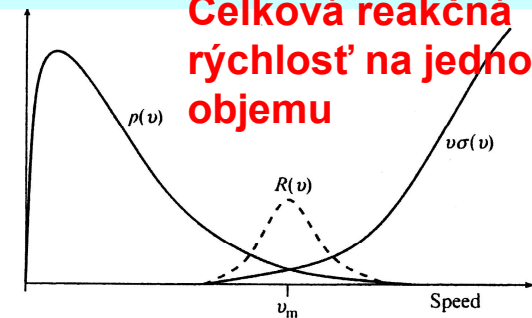


Figure 11.2 Qualitative plots showing the variation with speed of the Maxwell-Boltzmann probability distribution $p(v)$ and the fusion reaction rate $v\sigma(v)$. Their product $R(v)$ (shown dashed) is the integrand of Equation (11.1), which has a maximum at v_m corresponding to an effective thermal energy E_m .

\exists určitá energia p , pri ktorej sa bude fúzia uskutočňovať najčastejšie

$$p(v) \approx v^2 \exp\left[-\frac{mv^2}{2kT}\right]$$

Majme zmes dvoch plynov n_1 a n_2 :

pravdepodobnosť reakcie za jednotku času:

$$\frac{n_2 \sigma dx}{dt} = n_2 \sigma v$$

Celková reakčná rýchlosť na jednotku objemu

$$R = n_1 n_2 \sigma v$$

$$\langle v\sigma \rangle = \int p(v) v\sigma(v) dv$$

$$R = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle$$

Reakčná rýchlosť

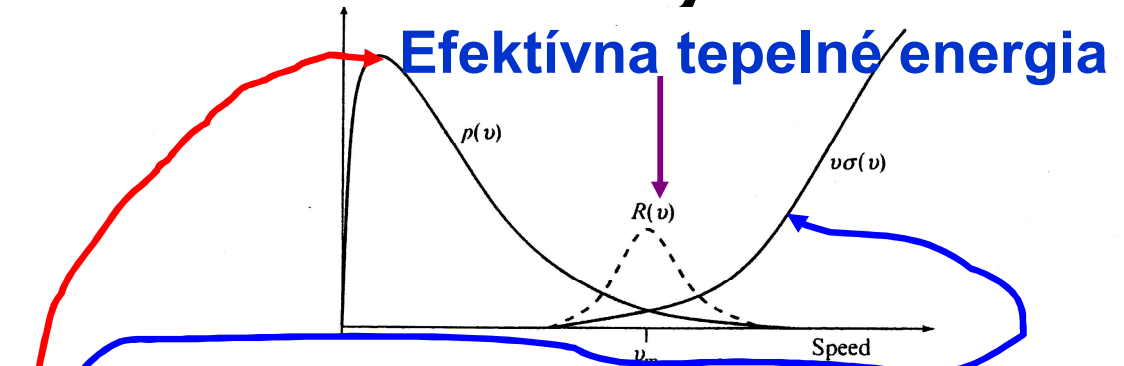


Figure 11.2 Qualitative plots showing the variation with speed of the Maxwell-Boltzmann probability distribution $p(v)$ and the fusion reaction rate $v\sigma(v)$. Their product $R(v)$ (shown dashed) is the integrand of Equation (11.1), which has a maximum at v_m corresponding to an effective thermal energy E_m .

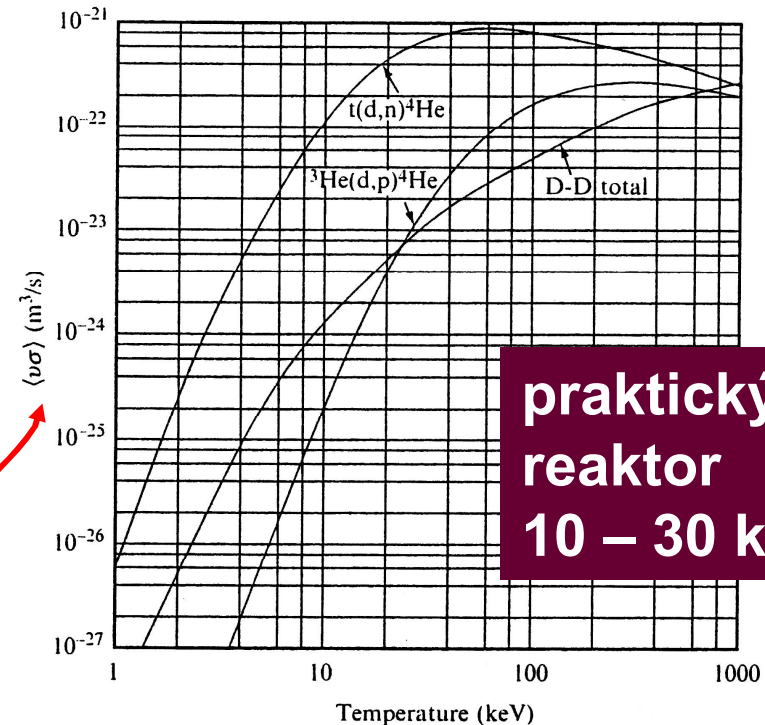


Figure 11.3 Values of the fusion reaction rate $v\sigma$, averaged over the Maxwell-Boltzmann distribution, for several fusion reactions. From Keefe (1982) p. 395.


Lawsonove kritérium

- Brzdové žiarenie $\sim T_k^{1/2}$, $Z^2 \Rightarrow {}^3\text{He}$ - menej atraktívne palivo

$$E_f = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle Q \tau \rightarrow \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle Q \tau$$

n-počet iónov

$$E_p = 3nkT$$


$$n\tau > \frac{12kT}{\langle v\sigma \rangle Q}$$

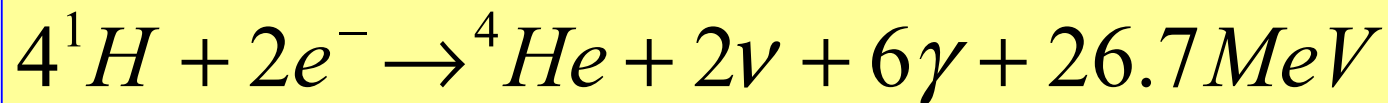
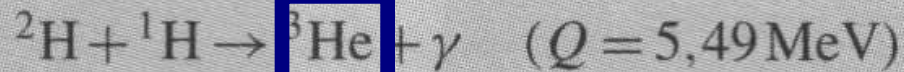
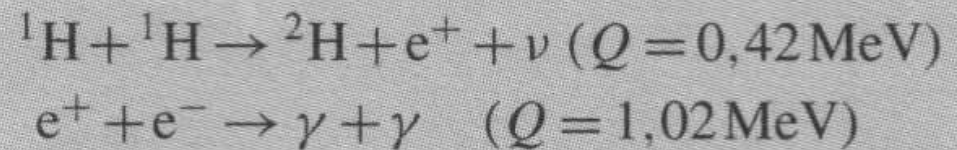
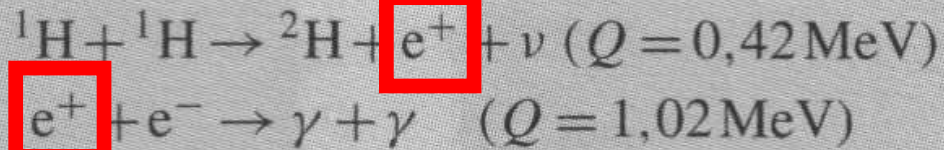
LAWSONOVE KRITÉRIUM

Uvoľnená energia je väčšia ako energia potrebná na vytvorenie plazmy

Termojadrová fúzia na Slnku

p-p reťazec

„pomalé“: 1 fúzia na 10^{26} p-p zrážok, dominuje pružný odraz

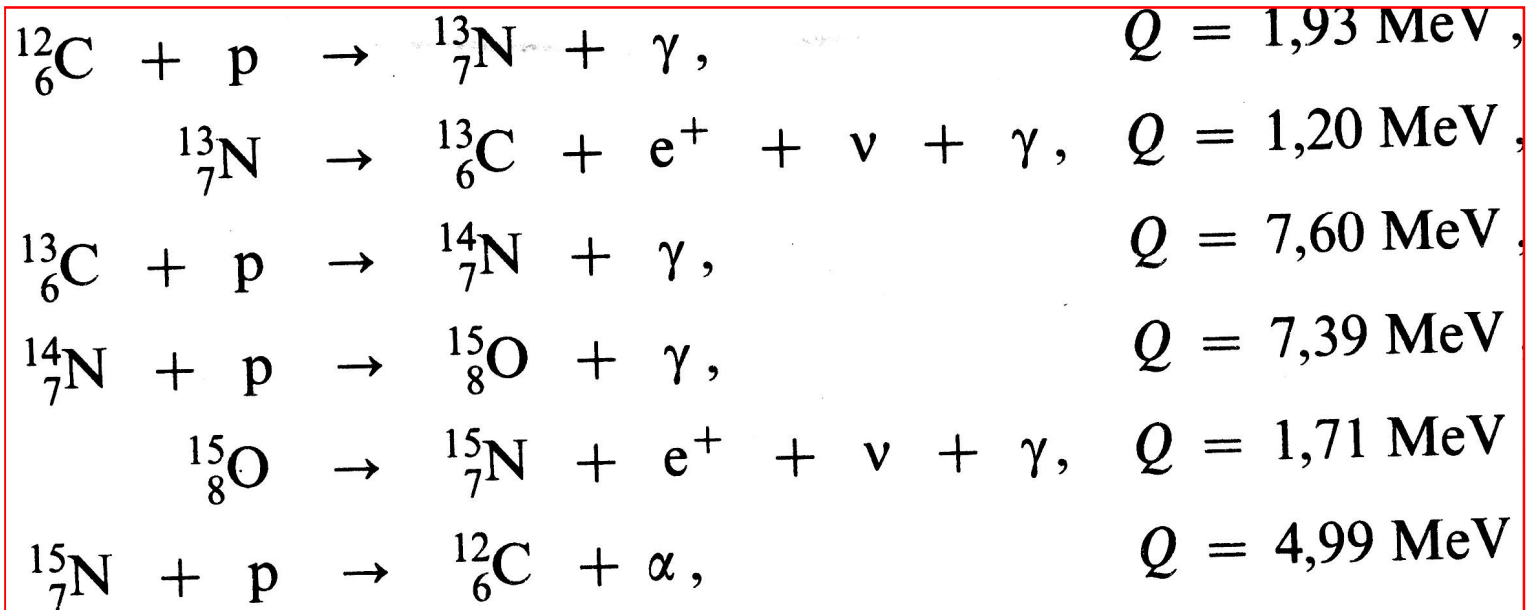


palivo

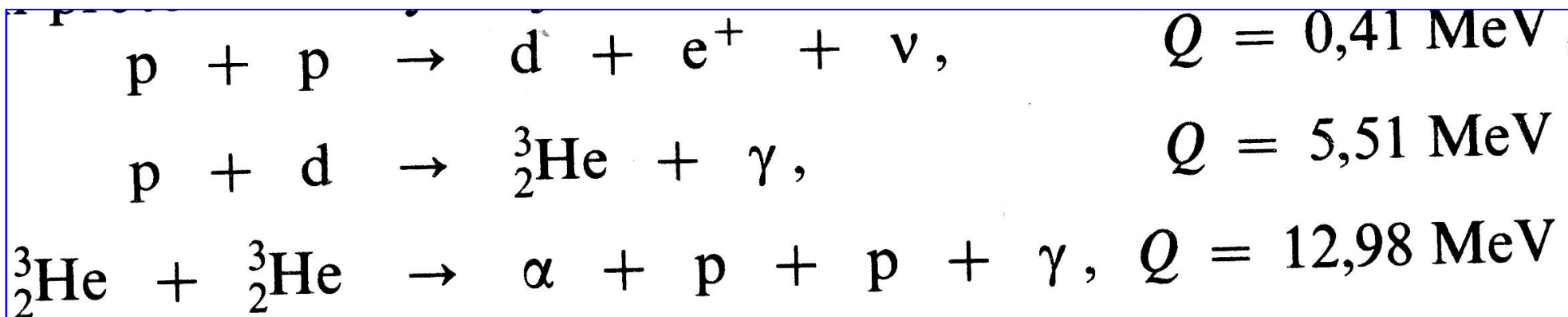
popol

Uhlíkovo – dusíkový cyklus

Katalyzátory C,N



Protón - protónový cyklus



Základné reakcie riadenej termofúzie

		<u>Reaction</u>	<u>Q value (MeV)</u>
malý σ , γ - odnáša energiu	(1)	$p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	5.49
	(2)	$d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$	23.85
	(3)	$d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$	3.27
	(4)	$d + d \rightarrow t + p$	4.03
	(5)	$d + \boxed{t} \rightarrow {}^4\text{He} + n$	17.59
	(6)	$d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$	18.35

d+d fúzia

d+t fúzia

**Najvhodnejšie
reakcie pre
použitie na
Zemi**

- 1 – malý σ , γ - odnáša energiu
- 3,4 pravdepodobnejšie ako 1,2; produkujú nabité častice, ktoré neunášajú energiu z reaktora
- D-T , podobná Coul.bariéra ako DD, ale σ vyššie, T – radioaktívny, treba vyrábať v štíepnom reaktore
- 6 – neaktivuje prostredie n, ale vyššia Coulom. bariéra

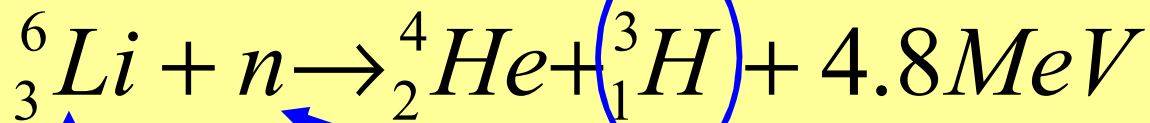
Riadená termionukleárna syntéza - palivo

- **Zdroj deutéria** – morská voda

H:d=5000:1 v mori 10^{15} ton d

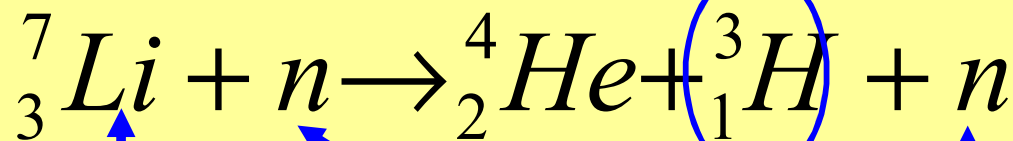
- **Zdroj trícia** – $H(3,1)$ $T_{1/2}=10y \Rightarrow$ vymreté, výroba z Li :

Deutérium je prítomné vo vode, každý liter vody obsahuje 33 mg deutéria. Po zlúčení tohto množstva s trícium sa uvoľní energia ako spálením 340 l benzínu



${}^6\text{Li}$ ~ 7 % prírodného

pomalé n



${}^7\text{Li}$ ~ 93 % prírodného

rýchle n

pomalé n

Trícium sa môže vyrábať **vo vnútri elektrárne**, nie je potrebné ho do elektrárne dodávať, okrem naštartovania novej fúznej elektrárne.

Riadená termojadrová fúzia

Pre úspešný návrh reaktora musia byť splnené nasledovné podmienky:

- **Vysoká hustota častíc** – zabezpečuje dostatočný počet d-d zrážok
- **Vysoká teplota plazmy** – zabezpečuje dostatočnú E na prekonanie bariéry
- **Dlhodobé udržanie plazmy** s potrebnou hustotou a teplotou, aby došlo k fúzii dostatočného množstva paliva

LAWSONOVE KRITÉRIUM - aby sa zapálila samostatne sa udržiavajúca termojadrová reakcia

Pre úspešný chod termojadrového reaktoru pracujúceho s d-t reakciami je nutné: $n\tau > 10^{20} \text{ s m}^{-3}$

Riadená termionukleárna syntéza

Cesty k realizácii:

1. dlhodobé ohrievanie $\tau \geq 0.1$ s plazmy s hustotou $n \geq 10^{15}$ častíc/cm³, $T = 10^8$ K
2. krátkodobé rýchle ohriatie $\tau \sim 10^{-9}$ s hustej plazmy $n \geq 10^{24}$ častíc/cm³, $T \sim 10^8$ K

Spôsoby realizácie

- **Magnetické udržiavanie plazmy**

Tokamak – plazma sa udržiava vhodne tvarovaným magnetickým poľom – magnetické sily pôsobiace na nabité častice tvoriace plazmu zabraňujú plazme v dopade na stenu nádoby

- **Inerciálne udržiavanie**

otlkávanie pevnej tabletky paliva zo všetkých strán intenzívnym **laserovým zväzkom** → odparenie materiálu spôsobí vznik **rázovej vlny** smerujúcej dovnútra tablety, ktorá stlačí jadro tabletky a zvýši v ňom hustotu aj teplotu

Tokamak

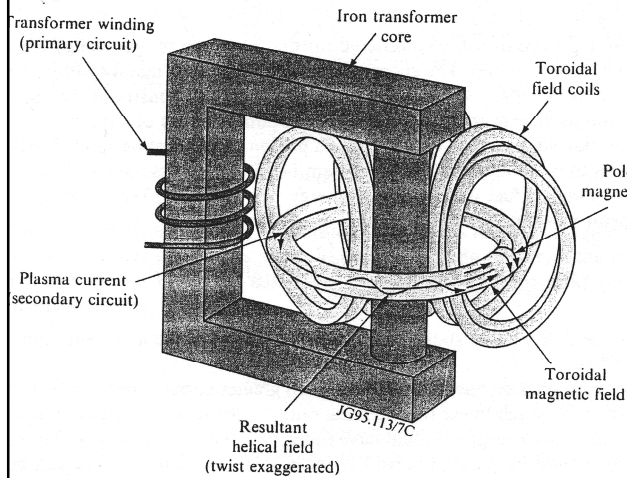
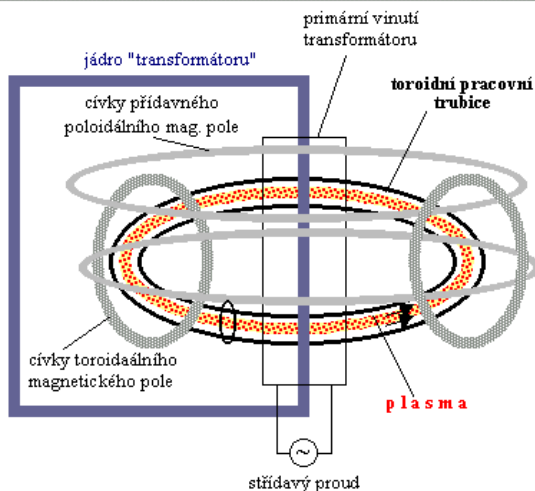


Schéma tokamaku

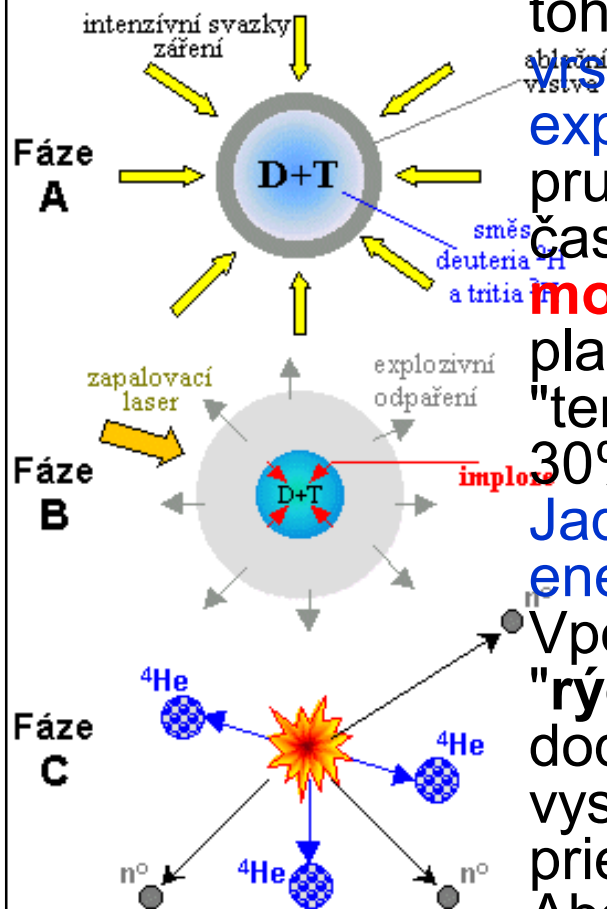


Plasma má dobrú el. vodivosť takže sa v nej indukuje vysoký el. prúd ktorý spôsobuje indukčný ohrev plazmy na veľmi vysokú teplotu (cca 100 miliónov stupňov), a súčasne vytvára magnetické pole v tzv. poloidálnom smere so siločiarami smerujúcimi pozdĺž kratšieho obvodu trubice.

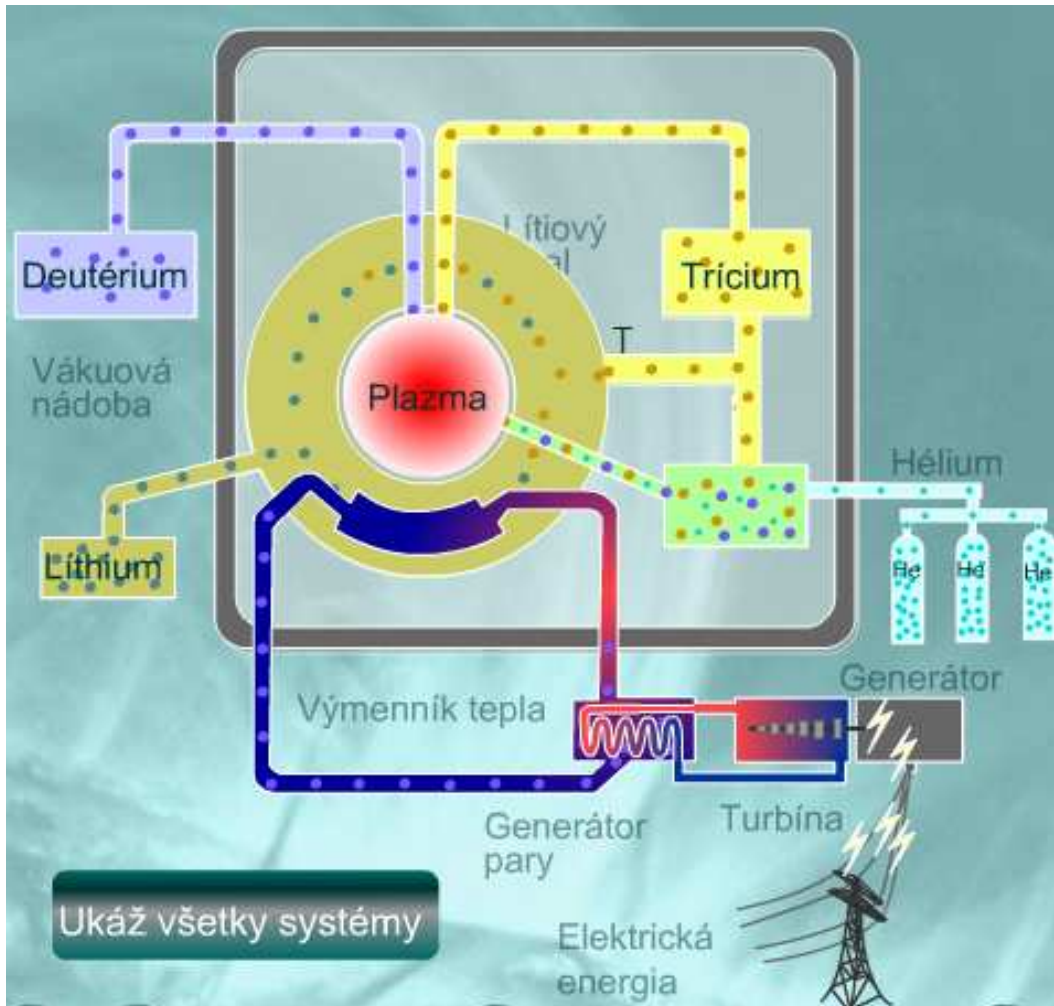
Tieto dve navzájom kolmé mag. polia vytvárajú vo vnútri toroidnej komory akúsi **magnetickú nádobu**, ktorá nedovoľuje únik častíc tepelným pohybom k stenám komory. Tokamak pracuje v cyklickom **pulznom režime**. Na začiatku cyklu sa do evakuovanej toroidnej komory napustí ionizovaný plyn **D+T** s hustotou cca 10^{15-18} častíc/cm³. Potom sa privedie striedavý prúd do primárneho vinutia a indukovaným prúdom mnoho tisíc až miliónov ampérov sa plazma zahreje na cca 10^8 stupňov (okrem indukovaného ohrevu sa používa aj dodatočný vysokofrekvenčný ohrev) Časť uvoľnenej energie zahrieva steny trubice (odvádza sa chladičom) väčšina je odvedená **vysokoenergetickými neutrónmi, ktoré sa zachytia obálkou reaktoru z Li, chladeného vodou → trícium.**

Inerciálna fúzia

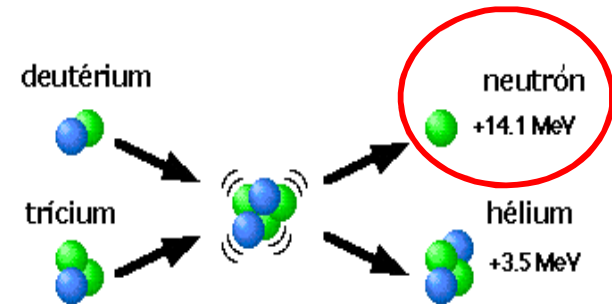
Malá kapsle jadrového paliva, obsahujúce niekoľko miligramov D+T, je z niekoľkých smerov ožarovaná vysoko výkonnými impulzmi žiarenia (lasery) (Fáza A). Absorbácia tohto žiarenia bude viesť k **prudkému nahriatiu povrchovej vrstvy kapsle** (tzv. ablátoru), ktorá sa prudke **odparí a expanduje** do priestoru. V dôsledku ZZ akcie reakcie - **prudká expanzia má za následok rýchle stlačenie vnútornej časti kapsle D+T** - vzniká efekt "**sférického raketového motora**" - Fáza B. V silne stlačenej a adiabaticky zahriatej plazmy vo vnútri kapsle môže dôjsť k syntéze D a T - k akejosi "**termonukleárnej mikro-explózii**" (Fáza C), v ktorej sa cca 30% množstva zmesi D+T zlučí na 4He a vylietavajúce n. **Jadrá hélia a neutrony vylietavajú s vysokou kinetickou energiou** (celkovo $17,6\text{MeV}$ /1fúzi). V poslednom období sa robia pokusy s dodatočným "**rýchlym zapálením**" syntézy: stlačená plazma je dodatočne ožiarená krátkou dávkou žiarenia z vysokovýkonného lasera, koncentrovaného do lúča s priemerom $\gg 1\text{mm}$, kde intenzita predstavuje cca 10^{17}W/cm^2 . Absorbovaná energia prudko zvýši teplotu plazmy, čo môže viesť k účinnejšiemu zapáleniu termosyntézy. Reaktor by pracoval v rýchlom pulznom režime, v ktorom, by do ohniska laserových lúčov boli vrhané malé kapsle jadrového paliva (D+T) a synchronne spúšťanie laserov v každej kapsle by vyvolalo termonukleárnu fúziu



Komponenty fúznej elektrárne



Energia je odnášaná hlavne neutrónmi. Pri zrážkach ju neutróny odovzdajú časticiam v obale. Chladiaca zmes (hélium alebo voda) odvádza teplo z obalu do výmenika tepla. Tam je generovaná para, ktorá poháňa elektrický generátor.



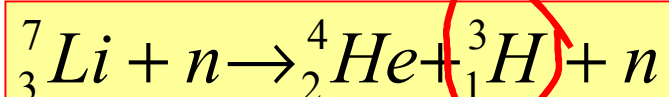
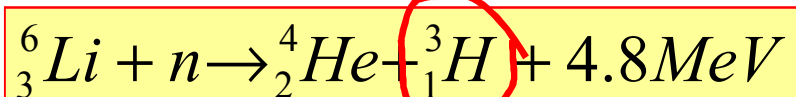
Z komory sa odoberá zmes fúzneho paliva a produkt reakcie He. Palivo je oddelené od He a vratené späť do plazmy. Hélium je oddelené a ukladané

Deutérium a trícium sú privádzané do vákuovej nádoby, kde sa uvoľňuje fúzna energia. Energia je odvádzaná do obalu, kde neutróny reagujú s Li a vzniká trícium. Teplo odvádzané z obalu sa používa na produkciu pary, ktorá poháňa turbínu elektrického generátora.

Prednosť syntézy

Výhody syntézy v porovnaní so štiepením:

1. Podstatne **vyššia energetická účinnosť** na hmotnostnú jednotku paliva zhruba 10 krát vyššia ako pri štiepných reakciách.
2. **Čistota** - nedochádza k ohrozeniu rádioaktivitou, produkty vznikajúce pri jadrovej syntéze v zásade nie sú radioaktívne (výsledným "odpadom" je neškodné **hélium**). Rádioaktívne ${}^3\text{H}$ v budúcich reaktoroch sa bude vyrábať a spotrebúvať **v uzavretom cykle**:



ktoré se potom spaľuje syntézou s deuteriom na neaktívne **hélium**.

3. **Bezpečnosť prevádzky** – štiepny reaktor má vo vnútri nadkritické množstvo štiepneho paliva počas celej prevádzky, termojadrový reaktor bude palivo dostávať postupne po malých množstvách, pričom **akákoľvek porucha naruší optimálne podmienky a reakciu samovoľne zastaví**.

Popol fúznej reakcie – hélium sa odčerpáva, je to neškodný inertný plyn. Fúzna elektrárňa s výkonom 1000 MW bude produkovať ročne len 250 kg tohto plynu.

Neriadená syntéza vodíková bomba

zmes **trícia a deutéria**, popr. lítia a deutéria s **jadrovou rozbuškou** (napr. explozívna štiepna reakcia U-235 alebo Pu-239 t.j. výbuchom menšej atómovej bomby) prudko zahreje na teplotu okolo 100 mil. stupňou, čím dôjde k explózii **termonukleárnej reakcie**, za uvoľnenia mnohonásobne väčšej energie, než u štiepnej atómovej bombe.



Domov > 4 Vznik fúznej elektrárne > 2 Komponenty fúznej elektrárne > 3 Zohrievanie plazmy

Komponenty fúznej elektrárne

Zohrievanie plazmy

Na dosiahnutie extrémne vysokých teplôt 100 miliónov °C sa používajú rôzne metódy zohrievania: elektrický prúd v plazme, zväzok neutrálnych častíc s vysokou energiou a mikrovlnné žiarenie. V praxi sa používajú všetky metódy spolu, keďže slúžia aj na ovplyvnenie správania plazmy.

Pri prechode myšou cez diagram sa zviditeľnia funkcie jednotlivých spôsobov ohrevu plazmy.



Toto CD bolo čiastočne financované Európskou komisiou.

Obsah



Domov



Zavrieť CD



▪ Mapa CD ▪

▪ Kontakt ▪

▪ FAQ ▪

▪ Linky ▪

▪ Videá ▪

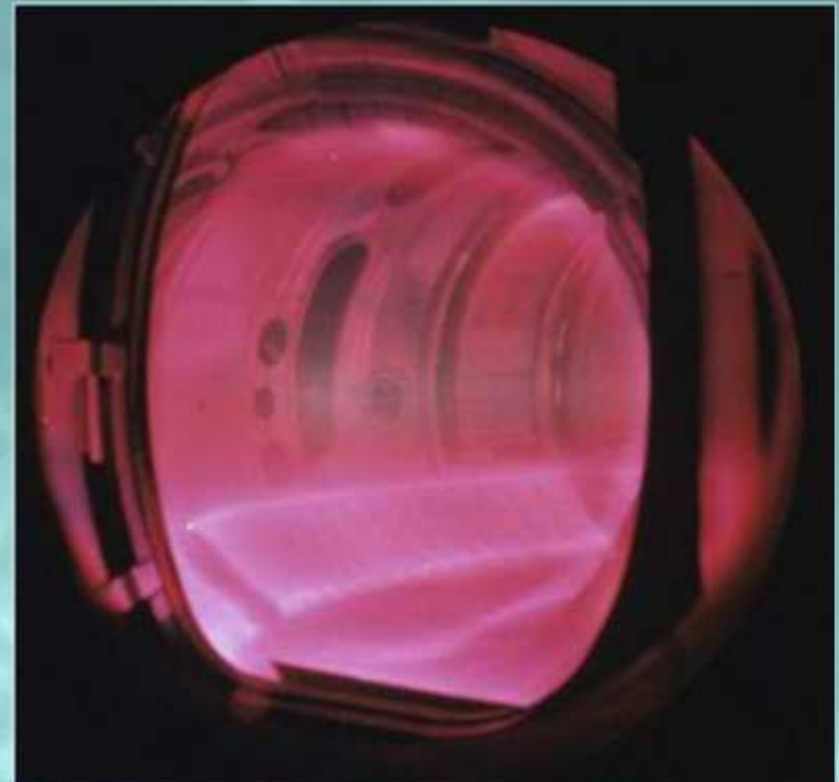
▪ Obrázky ▪

Bezpečnosť fúznej elektrárne

Fúzia sa nemôže vymknúť spod kontroly

Vo fúznom reaktore sa atómy zlučujú a uvoľňuje sa energia. Proces zlučovania nie je reťazová reakcia, takže nehrozí vymknutie sa spod kontroly. Tak, ako horák v kuchyni, aj fúzny reaktor potrebuje dodávanie paliva po celý čas prevádzky. V každom momente je vo fúznom reaktore práve toľko paliva, koľko postačuje na niekoľko sekundové trvanie fúznych reakcií. Takže fúziu možno jednoducho zastaviť vypnutím prísunu paliva. Nebezpečenstvo explózie nehrozí.

Iným bezpečnostným aspektom je teplo generované aktívanými materiálmi v stenách nádoby. Štúdie ukazujú, že nárast teploty by nebol nebezpečný ani v prípade nepravdepodobnej úplnej straty chladiacej látky.



Magnetické udržiavanie plazmy

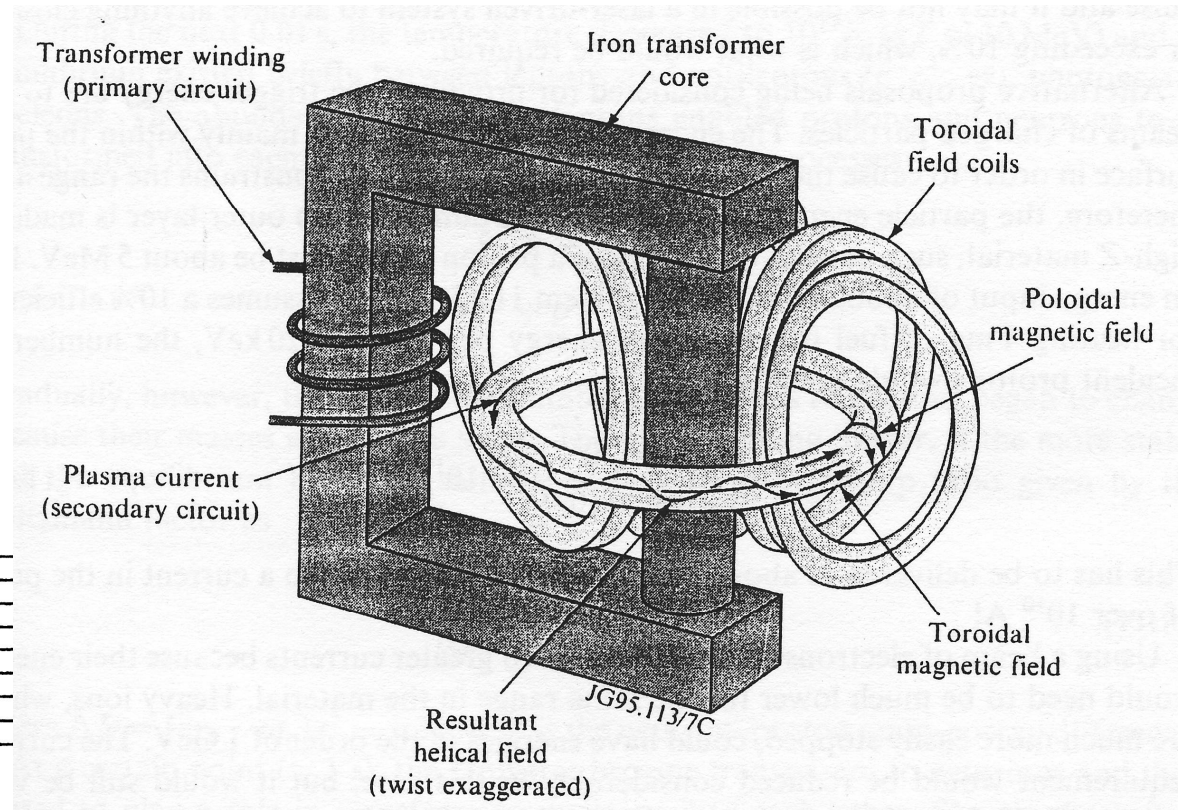
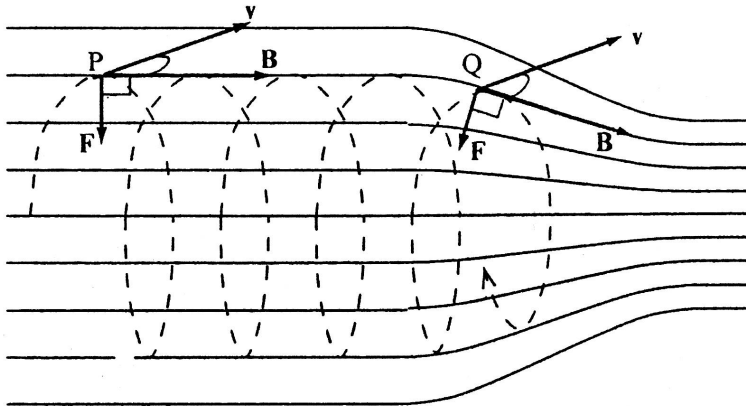
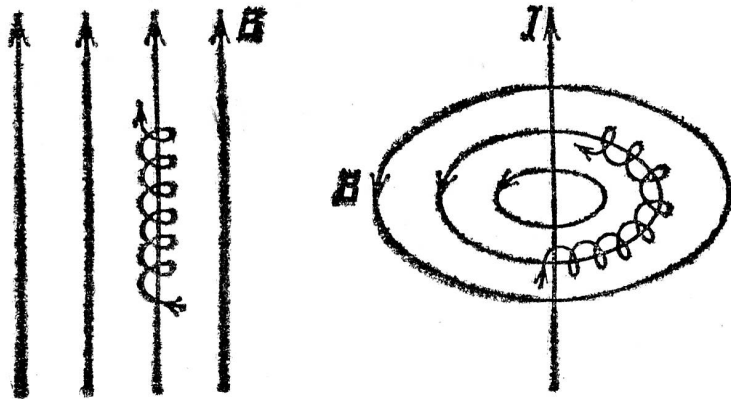
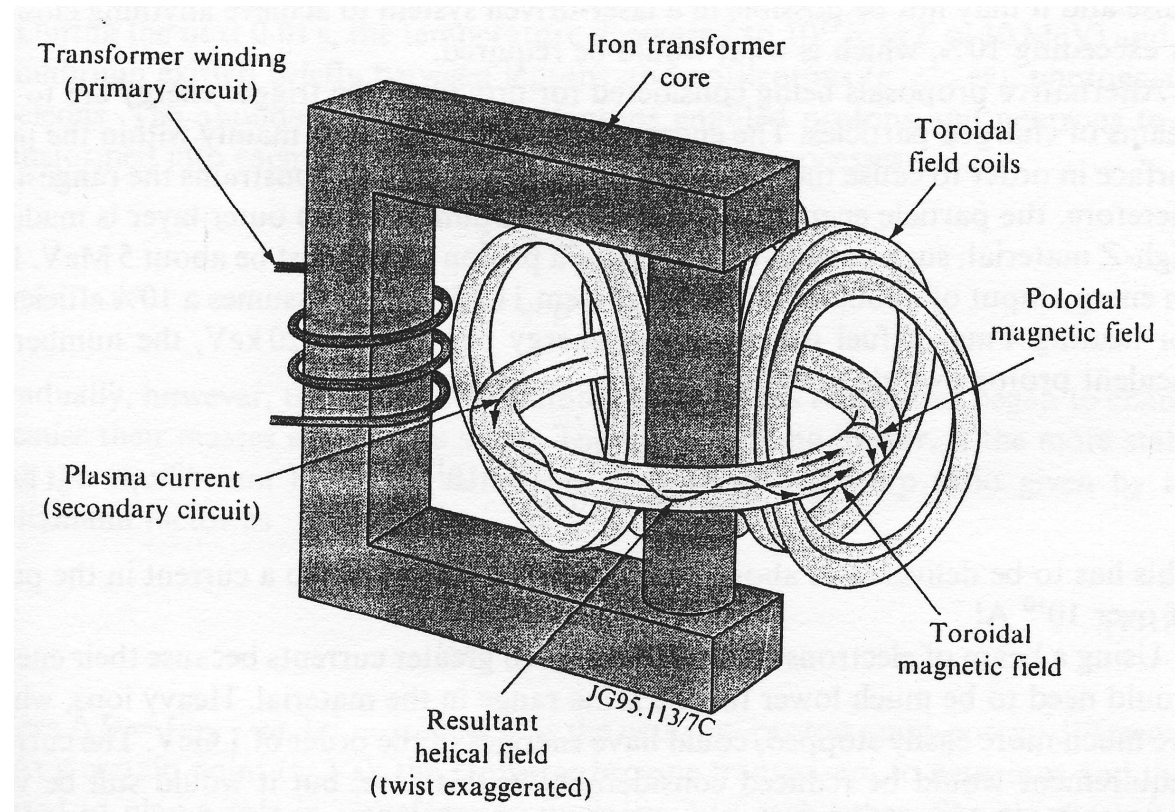
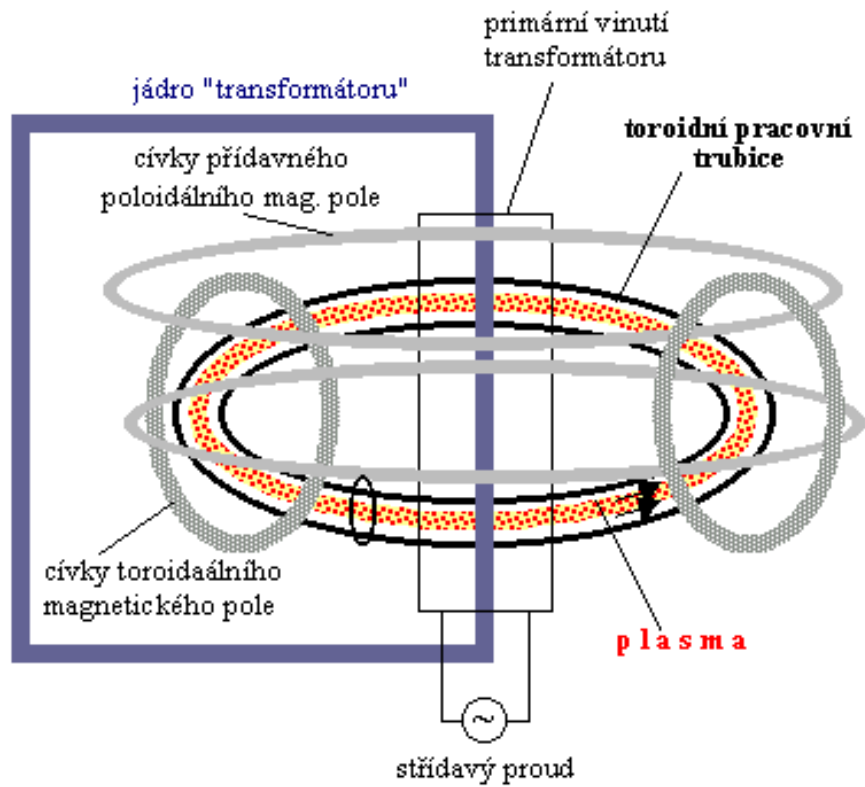


Schéma tokamaku



Tokamak

