

ATOMOVÁ FYZIKA – FYZIKA MIKROSVĚTA

Látka se skládá z atomů a molekul.

Pohled klasické mechaniky – podobnost stavby atomu s planetárním modelem \Rightarrow elektrony musí obíhat kolem jádra.

Diskrétní strukturu má elektrický proud (nabitě částice) i elektromagnetické vlnění (fotony).

Pohled elektrodynamiky – pohybující se náboje s nerovnoměrným pohybem (elektrony v obalu) musí vyzařovat elektromagnetické vlny či záření obecně a ztrácet energii.

Atom (není nedělitelný, jak odpovídá jeho název), má svou strukturu \Rightarrow existují elementární částice (částice s neznámou strukturou, která se chová jako celek).

1. Korpuskulárně vlnový dualismus

Lui de Broglieova hypotéza (1922) – co platí pro fotony, platí i pro elektrony (a další částice s nenulovou hmotností)

Fyzika mikrosvěta = kvantová fyzika

Energie E a hybnost p **fotonů** jsou určeny vztahy

$$E = \hbar\omega, \quad \vec{p} = \hbar\vec{k}, \quad |\vec{k}| = \frac{\omega}{f} = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Frekvence ω a vlnový vektor \vec{k} definují monochromatickou vlnu ve volném elektromagnetickém poli.

Vlnová rovnice částice (**vlnová funkce**)

$$\psi(\vec{x}, t) = \psi_0 \exp\left[-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p}\vec{x})\right],$$

kde ψ_0 je konstantní amplituda vlny (de Broglieovy) pohybu volné částice.

Pro **částice s nenulovou klidovou hmotností**

energie $E = \frac{1}{2}mv^2,$

hybnost $\vec{p} = m\vec{v}.$

Pro energii a hybnost fotonu platí relativistický vztah

$$E = mc^2,$$

který zaručuje, že se částice bude pohybovat rychlostí světla.

Pro částici s nenulovou hmotností platí vztah mezi hybností a energií

$$E = \frac{p^2}{2m}.$$

Pro fotony

$$\omega\lambda = 2\pi f\lambda = 2\pi c,$$

pro částice s nenulovou klidovou hmotností

$$\omega\lambda = 2\pi \frac{p}{2m}.$$

De Broglieova vlnová délka vlny pro částice s nenulovou klidovou hmotností

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

Od roku 1911 – **Rutherfordův experiment** (α částice pronikající 10^{-6} m tenkou kovovou fólií se jen málo odchýlí od původního směru) prokázal vnitřní strukturu atomu.

- Těžká a kladně nabitá jádra atomu je v atomu koncentrováno v malém prostoru o průměru přibližně 10^{-15} m.
- Elektrony tvoří obal atomu s průměrem 10^{-10} m a zajišťují elektrickou neutralitu atomu.

Pohled klasické mechaniky – podobnost stavby atomu s planetárním modelem \Rightarrow elektrony musí obíhat kolem jádra po eliptických drahách v počtu, zajišťujícím neutralitu atomu navenek.

Rozpor! – elektron obíhající kolem jádra vzbuzuje periodicky proměnné elektromagnetické pole, jehož změny se šíří prostorem jako elektromagnetické záření.

Nestabilita atomu – snižování energie elektronu \Rightarrow přibližování elektronu k jádru \Rightarrow pád do jádra

Představa Nielse Bohra (1913)

Atom nevysílá záření, pokud se nalézá v některém z diskretních stacionárních stavů o energii E_n ($n = 1, 2, 3, \dots$)

Atom vyzařuje jen při přechodu z jednoho z těchto stavů do druhého

2. Bohrův model atomu vodíku

Složení atomu H: 1 proton v jádru ($m_p, +e$), 1 elektron v obalu ($m_e, -e$).

Přitažlivá Coulombovská síla realizuje při oběhu elektronu kolem protonu dostředivou sílu

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2},$$

odtud pro poloměr vychází

$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e v^2}.$$

1. Bohrův postulát

Elektron obíhá kolem jádra jen v určitých *kvantových drahách*

$$2\pi m_e r v = n \cdot h \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Na kruhové dráze musí být celistvý počet vlnových délek de Broglieho vln elektronu

$$2\pi r = n \lambda.$$

Dosazením $\lambda = \frac{h}{m_e v}$ dostaneme předchozí rovnici.

Rovnicemi jsou určeny *kvantové dráhy* elektronů (pro daná n můžeme určit r a v)

$$v = \frac{e^2}{2\epsilon_0 h n}, r = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2},$$

n – **hlavní kvantové číslo** – určuje pořadí dovolené kvantové dráhy i energii elektronu v dané dráze.

2. Bohrův postulát

Pokud elektron obíhá po kvantové dráze, nevydává atom energii (elektron nevyzařuje energii) – **energie atomu je stálá**.

3. Bohrův postulát

Při přechodu elektronu z kvantové dráhy na jinou kvantovou dráhu o nižší energii vyzáří atom foton o energii rovné úbytku energie elektronu.

$$hf = E_n - E_m.$$

Opačný pochod (přechod elektronu z dráhy m na dráhu n), představující zvýšení energie elektronu, je možný pohlcením fotonu (**absorpce fotonu**) nebo nárazem hmotné částice (atomu, molekuly, elektronu, iontu) na atom.

Kinetická energie elektronu

$$E_k = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}.$$

Potenciální energie elektronu

$$E_p = -e\varphi,$$

kde φ je potenciál v místě dráhy

$$\varphi = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}$$

tedy pro potenciální energii platí

$$E_p = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Celková energie elektronu

$$E = E_k + E_p = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}.$$

Dosazením poloměru r z prvního postulátu dostaneme energii elektronu na kvantové dráze určené hlavním kvantovým číslem n

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}.$$

Celková energie elektronu na kvantové dráze je určena hlavním kvantovým číslem a **může nabývat jen diskrétních hodnot**.

Poznámka:

záporná hodnota celkové energie znamená, že kinetická energie elektronu na kvantové dráze nestačí k tomu, aby se elektron vyprostil z přitažlivosti jádra.

Zavedením **Rydbergovy konstanty (kmitočtu)**

$$N = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \quad (N = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1})$$

$$E_n = -Nh / n^2$$

Nejnižší energie přísluší stavu určenému hlavním kvantovým číslem $n = 1$ a s rostoucím n roste.

S využitím poslední rovnice dostaneme pro vyzářené kvantum při přechodu z hladiny n do m ($n > m$) energii

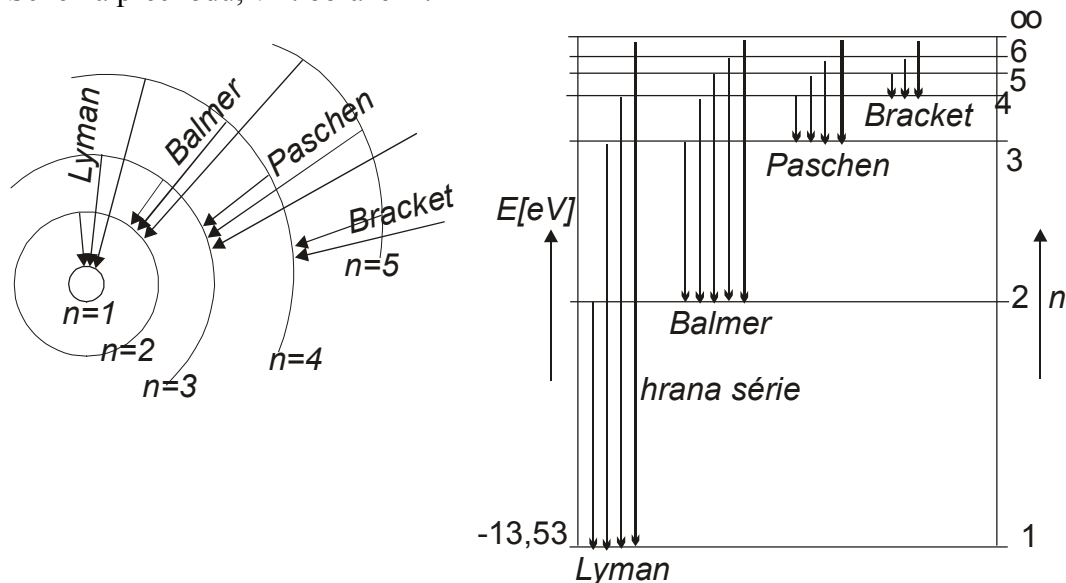
$$hf = Nh \left(-\frac{1}{n^2} + \frac{1}{m^2} \right)$$

a po úpravě **Balmerův vzorec**

$$f = N \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

určující frekvenci záření, které vysílá atom vodíku při přechodu elektronu z vyšší kvantové dráhy n do nižší kvantové dráhy m

Schéma přechodů, viz. obrázek .



- **Atom v základním (nevzbuzeném) stavu** – obíhá-li elektron na nejnižší kvantové dráze $n = 1$
- **Vzbuzený (excitovaný) stav** – dojde k němu po absorpci energie, nárazem molekuly (při vyšší teplotě) – atomu se musí dodat energie rovná rozdílu energií atomu v konečném a počátečním stavu.

Vezmeme-li v úvahu pohyb jádra atomu vodíku kolem společného těžiště, je třeba vynásobit v posledním vzorci Rydbergův kmitočet výrazem

$$\frac{1}{\left(1 + \frac{m_e}{m_p} \right)},$$

kde m_p je hmotnost jádra atomu vodíku (protonu).

Po dosazení platí

$$f = \frac{N}{1 + \frac{m_e}{m_p}} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Tento vztah Bohrovy teorie uspokojivě vyloží zákonitosti ve spektrech atomu vodíku.

Série čar – soubor spektrálních čar vzniklých přechodem elektronu do dané kvantové dráhy z ostatních drah s vyšším kvantovým číslem.

Skládá se z nekonečného počtu čar, které se blíží limitnímu kmitočtu (kmitočet pro $n \rightarrow \infty$) tzv. **hraně série**.

Série čar u atomu vodíku:

- **Lymanova série** – odpovídá $n = 1$ leží v UV oblasti spektra,

- *Balmerova série* – $n = 2$ leží zčásti v oblasti viditelné, ale její hrana je v UV,
- *Paschenova série* – $n = 3$,
- *Brackettova série* – $n = 4$,
- *Pfundova série* – $n = 5$, ležící všechny v infračervené oblasti spektra

KVANTOVÁNÍ ELEKTRONOVÝCH DRAH

Jemná struktura spekter atomů (A. Sommerfeld – předpoklad prostorového uspořádání drah elektronů)

Čáry ve skutečnosti nejsou jednoduché (singletní) – **dublety, triplety**

Veličiny charakterizující prostorovou orientaci oběžné dráhy:

- **moment hybnosti,**
- **magnetický moment elektronu.**

Elektron obíhající rychlostí v kolem jádra na přibližně kruhové dráze o r představuje proudovou smyčku

$$I = e \frac{v}{2\pi r},$$

kde $\frac{v}{2\pi r}$ udává, kolikrát prošel elektron daným bodem za jednotku času.

Magnetický moment μ_e

$$\mu_e = \pi r^2 I.$$

Dosazením za I dostaneme tzv. **orbitální magnetický moment**.

$$\mu_e = \frac{rev}{2} = \frac{e}{2m_e} \cdot m_e r v = \frac{e}{2m_e} \cdot M_l,$$

kde M_l – absolutní hodnota vektoru momentu hybnosti.

Vektorový zápis včetně uvažovaného záporného náboje elektronu

$$\vec{\mu}_e = -\frac{e}{2m_e} \cdot \vec{M}_l$$

Při hlavním kvantovém čísle n může moment hybnosti elektronu nabývat jen určitých diskrétních hodnot, určených **orbitálním kvantovým číslem (vedlejším kvantovým číslem)**

$$0 \leq l \leq n - 1$$

a je celistvým násobkem $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.

$$M_l = l \cdot \hbar.$$

n – určuje hlavní poloosu elipsy oběžné dráhy elektronu,

l – určuje vedlejší poloosu.

l – určuje velikost momentu hybnosti elektronu na dané dráze (orbitě).

Vysvětlení duplicity čar:

orbitální kvantové číslo se může měnit

$$\Delta l = \pm 1.$$

Podle kvantové teorie je hodnota momentu hybnosti

$$M_l = \hbar \sqrt{l(l-1)}, \text{ kde } l = 0, 1, 2, \dots, n-1.$$

Orbitální magnetický moment elektronu μ_e na dané kvantové dráze je celistvým násobkem tzv. **Bohrova magnetonu**

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e},$$

číselně $\mu_B = 9,273 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$.

Výklad **Zeemanova jevu** (štěpení spektrálních čar na několik složek při záření atomu v magnetickém poli) vedl k dalšímu kvantování.

Vysvětlení: v magnetickém poli se dráhy elektronů natočí tak, že průmět jejich magnetického momentu μ_e do směru pole je celistvým násobkem μ_B .

Průmět magnetického momentu elektronu do směru pole μ_Z

$$\mu_Z = m \cdot \mu_B,$$

kde m je **magnetické kvantové číslo**, pro něž platí podmínka

$$-l \leq m \leq l.$$

Z rovnic plyne

$$\mu_Z = \frac{e}{2m_e} \cdot M_Z,$$

kde M_Z – průmět momentu hybnosti elektronu do směru pole (osa z).

$$M_Z = m \cdot \hbar$$

Stern–Gerlachův pokus ukázal, že kromě orbitálního magnetického momentu (pohyb elektronu po oběžné dráze) má elektron **spinový magnetický moment**.

Spin (mají ho elektrony i jádra) je projevem kvantově mechanických vlastností částic.

Názorná představa, které se vysvětlení blíží:

- rotační osa elektronu je kolmá k rovině oběžné dráhy elektronu a elektron se kolem své osy otáčí v kladném nebo záporném smyslu (případně se rotační osa staví ve vnějším magnetickém poli souhlasně nebo nesouhlasně rovnoběžně s tímto polem).

Spin elektronu:

průmět do směru pole nabývá hodnot $+\frac{1}{2}\hbar, -\frac{1}{2}\hbar$.

Vlastní moment hybnosti elektronu M_S

$$M_S = s \cdot \hbar,$$

spinový magnetický moment elektronu

$$\mu_S = -\frac{e}{m_e} M_S = \pm \mu_B,$$

kde $s = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$.

Poznámka: existují částice s hodnotami spinového čísla $-1, 0, +1$.

ZÁKLADNÍ STAVY ATOMŮ, SOUSTAVA PRVKŮ

Pohybový stav elektronu je určen plně 4 kvantovými čísly:

- n – určuje jeho energii,
- l – orbitální moment hybnosti,
- m – orbitální magnetický moment,
- s – vlastní moment hybnosti (vlastní magnetický moment).

Nejnižší energie atomu vodíku přísluší první kvantové dráze ($n = 1$).

Není možné, aby základní stav (s minimální energií) zaujímaly ostatní atomy tak, že všechny elektrony budou v první kvantové dráze.

Pauliho vylučovací princip – řídí se jím rozložení elektronů v atomu.

V téže atomu může mít určitý pohybový stav (daný 4 kvantovými čísly) pouze jediný elektron (v téže dráze mohou obíhat pouze dva elektrony s opačným spinem).

Ve všech drahách příslušných k hlavnímu kvantovému číslu n může současně obíhat $s_n = 2n^2$ elektronů.

Obsazení jednotlivých slupek (s_n – počet elektronů obíhajících na drahách příslušejících n)

K	$n = 1$	$s_n = 2$
L	$n = 2$	$s_n = 8$
M	$n = 3$	$s_n = 18$
N	$n = 4$	$s_n = 32$
O	$n = 5$	$s_n = 50$
P	$n = 6$	$s_n = 72$

Pokud jsou v atomu obsazeny plně nejnižší slupky, říkáme, že atom je v základním (nevzbuzeném) stavu. Opačný stav = excitace.

Mendělejevova periodická tabulka prvků

Má 7 period, 9 grup.

Prvky téže grupy mají podobné vlastnosti (valenci).

Počet protonů v jádře (elektronů v obalu) Z – protonové číslo (atomové číslo).

Př. Grupa inertních plynů

He 2, Ne 10, Ar 18, Kr 36, Xe 54, Rn 86.

He, je obsazena sféra K,

Ne má obsazenou sféru K a L,

Ar má obsazenou K, L, a M jenom 8 elektrony (plné obsazení je 18 elektronů) – stačí obsazení drah s hodnotami orbitálního kvantového čísla $l = 0, 1$.

Magnetické kvantové číslo nabývá pro hodnotu $l = 0$ hodnoty $m = 0$ a pro $l = 1$ hodnoty $m = -1, 0, +1$. Vezmeme-li dvě možnosti spinového čísla s je to dohromady 8 elektronů.

Kr má sféru N obsazenou 8 elektrony (K,L,M jsou plně obsazeny),

Xe má sféru N obsazenou 18 elektrony, sféru O 8 elektrony (K,L,M, jsou obsazeny plně),

Rn má sféru O obsazenou 18 elektrony a sféru P 8 elektrony (K,L,M, jsou obsazeny plně).

Spektroskopické označení drah elektronových slupek

Orbitální kvantová čísla se označují

$s (l = 0)$

$p (l = 1)$

$d (l = 2)$

$f (l = 3)$

Př: stav $n = 3, l = 2$ je označen $3d$

Vnitřní elektrony – elektrony v **úplných slupkách**

Valenční elektrony – elektrony v **neúplné krajní obvodové slupky**.

Atomy s jedním obvodovým elektronem tvoří po odtržení valenčního elektronu **kladné jednomocné ionty** ($H^+, Li^+, Na^+, K^+ \dots$),

Atomy se dvěma obvodovými elektrony **kladné dvojmocné ionty** ($Be^{2+}, Mg^{2+}, Ca^{2+} \dots$).

Atomy prvků, kde do úplného obsazení vnější slupky chybí méně než polovina plného počtu elektronů, které by slupku obsadily, tvoří **záporné ionty** připoutáním jednoho nebo více elektronů ($F^-, Cl^-, O^{2-}, S^{2-} \dots$).

NÁSTIN KVANTOVÉ MECHANIKY

Vyhovující výklad de Broglieových vln podal Max Born.

Uvažujme difrakci elektronů a jejich registraci na fotografickou desku:

- malý počet elektronů \Rightarrow nepravidelný obraz,
- velký počet elektronů \Rightarrow analogický obraz jako v optice.

Z toho byla vyvozen závěr statistického výkladu de Broglieových vln \Rightarrow intenzita vln je v libovolném místě prostoru úměrná pravděpodobnosti výskytu částic v daném místě.

V obecném případě bude stav částice (souboru částic) popsán tzv. vlnovou funkcí
Vlnová rovnice částice (**vlnová funkce**)

$$\psi(\vec{x}, t) = \psi_0 \exp\left[-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p}\vec{x})\right],$$

Význam vlnové funkce:

Intenzita vlny určuje pravděpodobnost výskytu částice v určitém místě.

Intenzita vlny je úměrná druhé mocnině amplitudy

Druhá mocnina modulu vlnové funkce

$$|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*,$$

kde ψ^* je komplexně sdružená funkce k ψ

má význam, že pravděpodobnost dW , se kterou se částice nalézá v nekonečně malém objemu $dV = dx \cdot dy \cdot dz$

kolem bodu (x, y, z) je

$$dW = \psi \cdot \psi^* \cdot dx \cdot dy \cdot dz.$$

$|\psi|^2$ je tak hustotou pravděpodobnosti.

Musí platit

$$\int_V \psi \cdot \psi^* dV = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi \cdot \psi^* dx dy dz = 1,$$

neboť pravděpodobnost, že částice se vůbec někde vyskytuje se rovná jistotě (**normovací podmínka**).

Princip superpozice stavů

Může-li být nějaký systém (částice nebo soustava částic) ve stavu popisovaném funkcí ψ_1 a v jiném stavu ψ_2 , pak může být také ve stavu daném vlnovou funkcí, která je dána kombinací vlnových funkcí

$$\psi = c_1 \psi_1 + c_2 \psi_2,$$

kde c_1 a c_2 jsou konstanty.

Střední hodnotu libovolné fyzikální veličiny, jež je funkcí souřadnic $F(x, y, z)$ určíme podle definice pro náhodné veličiny ze vztahu

$$\bar{F}(x, y, z) = \int F(x, y, z) |\psi|^2 \cdot dx \cdot dy \cdot dz,$$

kde se integruje přes celý obor proměnných x, y, z .

Časový průběh vlnové funkce popisující soubor částic je určen ***Schrödingerovou rovnicí***

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \nabla \psi ,$$

∇ je Hamiltonův operátor (Nabla).

PRINCIP NEURČITOSTI

Heisenbergovy relace neurčitosti – důležitý závěr kvantové mechaniky

1. Vztah mezi souřadnicí a hybností částice

Neexistuje soubor, v němž by bylo možné, aby se současně nepřesnost určení hybnosti a nepřesnost určení souřadnice neomezeně blížily nule.

$$\Delta p_x \Delta x \approx h$$

Δp_x nepřesnost určení hybnosti na ose x ,

Δx nepřesnost určení souřadnice x polohového vektoru (polohy).

Čím menší je nepřesnost určení jedné veličiny (čím přesněji je veličina určena), tím větší je nepřesnost určení veličiny druhé.

Příklad: pozorování mikroskopem

rozlišovací mez SM je přibližně $d = \frac{\lambda}{A}$.

Tzn., že polohu pozorovaného detailu můžeme určit nejvýše s přesností

$$\Delta x \approx \lambda \text{ (bude-li } A = 1\text{)}.$$

Foton "dopadající" na pozorovaný detail se na něm rozptyluje a část své hybnosti $\frac{hf}{c}$ jí předává.

Předaná hybnost se pak řádově rovná hybnosti fotonu $\frac{hf}{c} = \frac{h}{\lambda}$ a tak částička (detail), o které jsme zpočátku předpokládali, že má nulovou hybnost, má následkem rozptylu fotonů hybnost

$$\Delta p_x \approx \frac{h}{\lambda}.$$

Předpokládáme-li, že $\Delta x \approx \lambda$, můžeme psát výše uvedenou relaci neurčitosti

$$\Delta p_x \Delta x \approx h.$$

2. Vztah neurčitosti mezi energií E a časem t

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx h.$$

Uvažujeme-li změnu energie atomu při vyzáření fotonu, pak známe energii fotonu pouze s přesností

$$\Delta E \approx \frac{h}{\Delta t},$$

kde Δt je doba, po kterou je atom v excitovaném stavu.

Vztah neurčitosti udává hranice použitelnosti pojmů klasické fyziky

- na elementární částice se nemůžeme dívat jako na částice v klasické mechanice,
- relace neurčitosti popisuje skutečnou vlastnost existujících elementárních částic a ukazuje, že jejich vlastnosti jsou odlišné od vlastností hmotných bodů klasické fyziky.

Podobnost rozdílů mezi **klasickou mechanikou** a **kvantovou mechanikou** jako mezi **geometrickou optikou** a **vlnovou optikou**

RADIOAKTIVNÍ ZÁŘENÍ

r.1869 – **H. Becquerel** objevil, že některé prvky vysílají zvláštní druh záření – **radioaktivní záření**

- **Rozpad atomu** – radioaktivní prvky mění svou chemickou podstatu (mění se na atom jiného prvku – tedy původ záření je v jádře atomu),

1. Časová závislost radioaktivního rozpadu

Pravděpodobnost rozpadu atomu radioaktivního prvku dp za dobu dt roste s časem

$$dp = \lambda dt,$$

kde λ je **rozpadová konstanta** (charakteristická pro různé radioaktivní prvky).

Mějme n atomů určitého radioaktivního prvku.

Za dobu dt se radioaktivním rozpadem přemění $n \cdot dp = n \cdot \lambda dt$ atomů a původní počet atomů látky se za čas dt změní (ubude –)

$$dn = -n \cdot dp = -n \cdot \lambda dt.$$

Po integraci

$$n = n_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

kde n_0 – počet atomů radioaktivní látky v čase $t = 0$.

• Aktivita

Aktivitou radioaktivního prvku rozumíme počet atomů, které se přemění za jednu sekundu

$$\frac{dn}{dt} = -\lambda n.$$

Jednotkou je **becquerel (Bq)** = $1s^{-1}$.

Měrná aktivita = aktivita hmotnostní jednotky radionuklidu ($Bq \cdot kg^{-1}$).

- **Poločas rozpadu T** (konstanta charakterizující rychlost radioaktivních přeměn) doba, za níž se rozpadne polovina původního počtu atomů

Rozpadový zákon $\frac{n_0}{2} = n_0 \cdot e^{-\lambda T}.$

Po logaritmování

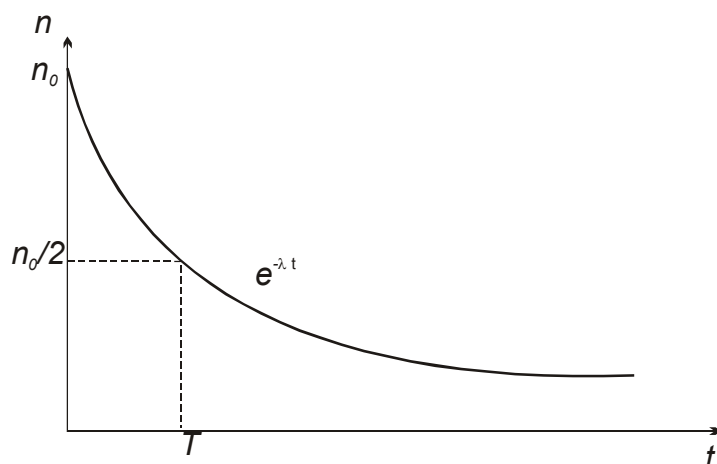
$$\lambda T = \ln 2,$$

neboli

$$T = \frac{1}{\lambda} \ln 2.$$

Znázornění grafické

Rozpadovým zákonem se řídí všechny druhy radioaktivního rozpadu α, β, γ



2. Druhy radioaktivního záření – druhy rozpadu

Úvod

Z (počet protonů v jádře) – **atomové číslo prvku (protonové číslo)**

Hmotnostní jednotka – 1/12 hmotnosti izotopu ^{12}C

Fyzikální atomová hmotnost – hmotnost atomu vyjádřená v hmotnostních jednotkách

A – hmotnostní (nukleonové) číslo – fyzikální atomová hmotnost zaokrouhlená na nejbližší celé číslo. Udává počet nukleonů v jádře (protony a neutrony).

Počet atomů nebo molekul v jednom kilomolu je vždy stejný a je dán **Avogadrovým číslem N** ($6,025 \cdot 10^{26}$)

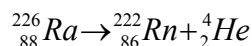
Jádro prvku J o atomovém čísle Z a hmotnostním čísle A označujeme

$${}^A_Z J$$

- **Záření α** – emise částic α (${}^4_2\text{He}$ – helion)

vyletují z jádra rychlostí $\approx 1/10 c$

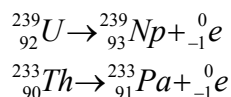
Příklad α rozpadu:



- **Záření β** – tvořeno elektrony nebo pozitrony
dosahují 99% c

Při β přeměnách jádro uvolňuje jeden elektron (záporný elementární náboj). Hmotnost elektronu je zanedbatelná ve srovnání s hmotností jádra (A se nemění), atomové číslo se však o jednotku zvýší.

Příklad:



Poznámka k vysvětlení emise elektronů z jádra: jádro obsahuje nadbytek neutronů a jejich uvolněním vznikne proton (+) a elektron(-) a elementární částice zvaná **neutrino**, která odnáší část energie a zajišťuje vyrovnání energetické bilance spojené s rozpadem.

- **Záření γ**

Fotony o energii větší než má tvrdé rentgenové záření ($\lambda = 10^{-4}$ až 10^{-1} nm).

Záření γ má značnou pronikavost.

Vzniká rovněž při rozpadech α , β , samo ale nemění ani pořadové číslo ani hmotnostní číslo prvku.

Jedním z hlavních výsledků objevu radioaktivity bylo zjištění prvků, kterým říkáme **izotopy** – prvky, které mají stejné atomové, ale různé nukleonové číslo (izotopy existují prakticky u všech prvků, většina je radioaktivních).

Přirozená radioaktivita – vyskytující se v přírodě.

Umělá radioaktivita (indukovaná) – vyvolaná uměle v reaktorech, urychlovačích apod.

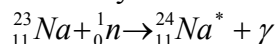
Bombardování jader některých stabilních prvků intenzivním proudem částic α , deutronů a zejména neutronů mohou vzniknout nové prvky – **radioizotopy**.

Tímto způsobem můžeme získat radioaktivní izotopy těch prvků, u nichž se v přírodě vyskytují jen izotopy stálé.

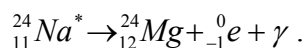
Pro radioizotopy platí stejné zákony (rozpadový zákon), které platí pro přirozenou radioaktivitu.

Příklad:

ostřelování stabilního izotopu sodíku neutrony



vzniká radioaktivní izotop Na (s hvězdičkou), který se radioaktivním rozpadem β mění na hořčík



Využití radioizotopů v medicíně a technické praxi.

3. Dozimetrie ionizujícího záření

Podstatou dozimetrie je kvantitativní vyjádření celkové energie záření pohlcené v objemu o určité hmotnosti nebo celkového náboje iontů jednoho znaménka, vytvořeného v tomto objemu.

- **Absorbovaná dávka** – podíl energie pohlcené objemovým elementem

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m}$$

jednotkou je gray (Gy) = $1\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$.

- **Ozáření (expozice)** – celkový náboj iontů určitého znaménka vzniklých účinkem záření v objemovém elementu

$$X = \frac{\sum Q}{\Delta m}$$

Jednotkou je $\text{C}\cdot\text{kg}^{-1}$.

- **Dávková rychlost** (dávkový příkon) D je střední přírůstek dávky ΔD v časovém intervalu

$$D = \frac{\Delta D}{\Delta t}.$$

Jednotkou je W.kg^{-1} .

- **Expoziční rychlost** (expoziční příkon) – přírůstek expozice v časovém intervalu

$$X = \frac{\Delta X}{\Delta t}.$$

Jednotkou je A.kg^{-1}

- **Dávkový ekvivalent** má význam modifikované dávky, která lépe koreluje s velikostí nebo pravděpodobností biologického účinku různých druhů ionizujícího záření.

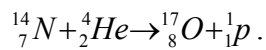
$$H = D \cdot Q \cdot N,$$

kde Q je **jakostní faktor** charakterizující kvalitu záření z hlediska biologického účinku
 N další faktory.

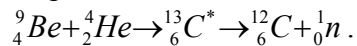
Jednotkou je sievert (Sv).

PŘEDSTAVY O SLOŽENÍ JADER, HMOTNOSTNÍ ÚBYTEK

První umělou transmutaci (přeměnu) jader, při které byl objeven *proton* (prováděl Rutherford 1919)

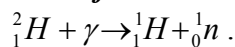


Manželé Curieovy zjistili (1932), že bombardováním atomových jader berylia heliony vzniká neutrální záření – proud *neutronů*.



Radioaktivní izotop ${}^{13}_6C^*$ se rozpadá ve stabilní izotop ${}^{12}_6C$ a uvolní se neutron.

rok 1934 – transmutace tzv. *foto dezintegrace deuteria*



Celková hmotnost jádra není přesně rovna součtu hmotností protonů a neutronů v jádře.

Vysvětlení pomocí *vazební energie* (energie dodaná jádru k tomu, aby se rozdělilo na protony a neutrony).

Jaderné částice jsou v jádře drženy *jadernými silami*, kterými se navzájem přitahují. Tyto síly mají krátký dosah (s rostoucí vzdáleností prudce klesají). V prostoru jádra jsou však tak velké, že převyšují coulombovské síly mezi elektrickými náboji (odpudivé síly mezi protony).

Příklad: jádro deuteria 2_1H .

Dodáme-li jádru deuteria jadernou energii rovnou právě vazebné energii, dojde k oddělení neutronu o hmotnosti m_n a protonu o hmotnosti m_p .

Soustavě složené z volného neutronu a volného protonu přísluší energie

$$(m_n + m_p)c^2,$$

zatímco jádru deuteria o hmotnosti m_j

$$m_j c^2.$$

Podle zákona zachování energie musí platit

$$m_j c^2 + W \rightarrow (m_n + m_p)c^2,$$

kde W je vazebná energie.

Z rovnice plyne

$$\Delta m_j = \frac{W}{c^2} = (m_n + m_p) - m_j,$$

kde Δm_j je tzv. *hmotnostní rozdíl* – rozdíl mezi *hmotností částic tvořících jádro* a *hmotností jádra*.

Vazebná energie = energii uvolněné (kterou získáme) při vytvoření jádra z protonů a neutronů.

Pro deuterium:

$$\Delta m_j = 0,00236 \text{ hmotnostních jednotek}$$

$$W_D = 28,2 \text{ MeV.}$$

Obecně pro hmotnostní rozdíl jádra složeného ze Z protonů a $(A - Z)$ neutronů pak dostáváme

$$\Delta m_j = Z \cdot m_p + (A - Z)m_n - m_j$$

Úpravou, kdy přičteme k 1. členu na pravé straně $Z \cdot m_e$ a současně od posledního členu na pravé straně stejný výraz odečteme, dostaneme

$$\Delta m_j = Z \cdot m_H + (A - Z)m_n - m_A,$$

kde $m_H = m_p + m_e$ (hmotnost atomu vodíku)

a $m_A = m_J + Z \cdot m_e$ (hmotnost atomu prvku A_ZJ).

Z hmotnostního rozdílu vypočítáme energii

$$W = \Delta m_j \cdot c^2.$$

Vazebná energie je mírou stability jádra

- **kladná** u stabilních prvků
- **záporná** jen u nestabilních (radioaktivních) prvků

Radioaktivní záření γ – částicím tvořícím jádro mohou rovněž jako elektronům v obalu příslušet různé energetické stavy. Tak může při přemístění protonů nebo neutronů z vyšší energetické hladiny na nižší dojít k vyzáření fotonu.

TRANSMUTACE PRVKŮ

K transmutaci prvků může dojít pouze tedy je-li energie částice, která transmutaci vyvolává (helion, foton, neutron) dostatečně velká.

Dostatečnou energii částic můžeme získat pouze v *urychlovačích částic* (cyklotronech, synchrotronech...)

Základní zákony transmutací

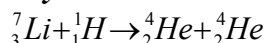
- zákon zachování energie a hmotnosti,
- zákon zachování elektrického náboje,
- zákon zachování hybnosti,
- zákon zachování spinu (vektorový součet spinů před reakcí = vektorovému součtu spinů po reakci).

Nejdůležitější typy nukleárních reakcí (*transmutací prvků*)

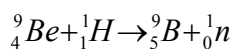
Reakce vyvolané urychlenými heliony byly popsány v minulé kapitole.

- *urychlenými protony*

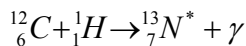
lze z jádra uvolnit *heliony*



nebo *neutrony*

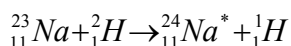


provázené zářením γ

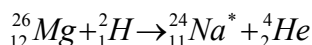


- *deuterony*

uvolnění protonu a vznik radioaktivního izotopu

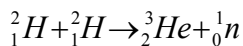


uvolnění helionu



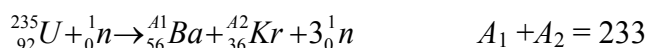
- *ostřelování deuteronů deuterony*

vznikají neutrony



Velmi účinnými činiteli pro transmutace prvků se ukázaly *neutrony*, které vedly k objevu štěpení uranu.

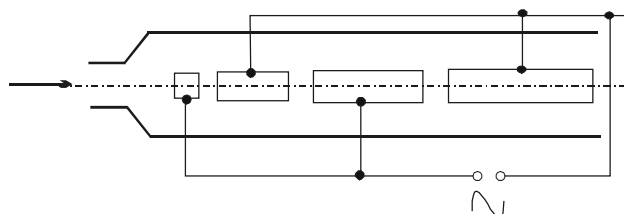
Štěpení jader těžkých prvků (izotopů ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{233}_{92}\text{U}$ a plutonia) – vede k uvolnění energie řádově 200 MeV.



URYCHLOVAČE IONTŮ A ELEMENTÁRNÍCH ČÁSTIC

Urychlovat můžeme pouze částice, které nesou elektrický náboj (elektrony, protony, kladné a záporné ionty)

Vysokofrekvenční lineární urychlovače



Např. řada kovových sousedních trubec ve vakuu.

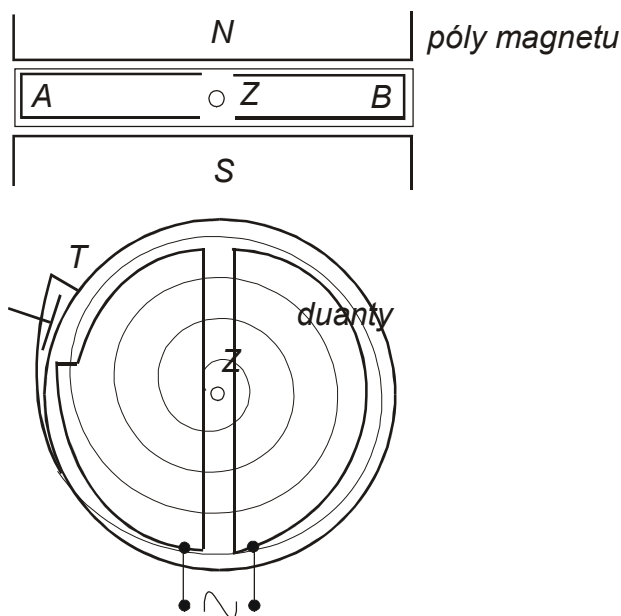
- liché válce jsou připojeny k jednomu pólu vf. zdroje,
- sudé válce k druhému pólu vf. zdroje napětí,
- délka trubec narůstá tak, aby při dané frekvenci zdroje bylo elektrické pole v mezerách maximální právě v okamžiku, kdy částice mezerou prochází, a tak byla při každém průchodu další mezerou dále urychlena (elektrony 20 GeV, protony 800 MeV)

Kruhové urychlovače

Urychlení se dosahuje silným příčným magnetickým polem.

- *cyklotron*,
- *betatron*.

Princip cyklotronu (podle Lawrence 1932):



- v silném magnetickém poli jsou 2 duanty (duté poloválce),
- mezi nimi je mezera.
- Duanty jsou připojeny ke zdroji střídavého napětí,
- v mezeře je relativně nevelké střídavé elektrické pole.
- Vložení nabitě částice do středu mezery.

- Následkem síly elektrického pole je částice vtažena do 1. duantu a pohybuje se určitou počáteční rychlostí v ,
- uvnitř duantu, kde elektrické pole nepůsobí, částice opíše půlkružnici o poloměru R_1

$$m \frac{v^2}{R_1} = q \cdot B \cdot v$$

odtud
$$R_1 = \frac{mv}{qB}.$$

- Frekvence, s níž částice projdou půlkružnicí v prvním duantu

$$f = \frac{v}{2\pi R_1} = \frac{qB}{2\pi m}$$

Frekvence oběhu nezávisí na její rychlosti, tedy ani na jejím poloměru. Může být tedy v mezeře při vhodné volbě frekvence urychlovacího napětí mezi duanty opět urychlena elektrickým polem, takže vletí do druhého duantu s větší rychlostí v_2 .

- V druhém duantu se bude pohybovat opět po kružnici (nyní o poloměru $R_2 = \frac{mv_2}{qB}$, který je větší než R_1 při stejné frekvenci),
- Částice projde po spirále a získá dostatečnou rychlost.

Správná funkce cyklotronu je podmíněna správnou volbou frekvence urychlovacího napětí v mezeře mezi duanty, která se musí rovnat frekvenci oběhu částice = **podmínka rezonance**.

Poznámka: popis platí pro částici se stejnou hmotností. Při rychlostech částic blízkých se c , závisí hmotnost částice na její rychlosti (relativistické efekty) a s rostoucí hmotností klesá frekvence oběhu částic.

Z toho vyplývá podmínka **modulace frekvence** urychlovacího napětí, aby byla stále v rezonanci s frekvencí oběhu částice – **synchrociklotrony**.

Synchrotrony

Urychlovače s pevnou kruhovou drahou (dále urychlují již urychlené částice)

Dosahované energie urychlených částic:

u synchrociklotronů až 1 GeV u protonů, 800 MeV u deutronů a 2 GeV u částic α .

u synchrotronů se energie blíží až ke 100 GeV.

Betatron

Slouží k urychlování elektronů.

Časově proměnné magnetické pole vytváří vířivé elektrické pole, které se využívá k urychlování.

V elektromagnetu je umístěna vakuovaná prstencová trubice (toroid z porcelánu nebo skla).

Střídavý proud procházející vinutím elektromagnetu vyvolává v toroidu indukované elektrické pole, které urychluje v toroidu elektrony, získané termoemisí.

V betatronu se dosahuje energie elektronů řádově 100 MeV. Pro větší rychlosti je třeba synchronizace vzhledem k narůstající hmotnosti.

MÍROVÉ VYUŽITÍ JADERNÉ ENERGIE

Energie získaná nukleární reakcí

- **Exoenergická (exotermická)** – energie kladná,
- **Endoenergická (endotermická)** – reakce vyžadují určitou minimální energii (fotodezintegrace)

Při exoenergické jaderné reakci dochází k zisku energie (jaderné, nukleární) ve formě přírůstku kinetické energie vzniklých jader nebo částic.

Nejjednodušší případem je **samovolný rozpad** (uvedeno dříve).

Uvolněná energie při jaderné reakci (transmutaci prvků) je tím větší, čím je **větší rozdíl mezi průměrnou klidovou hmotností nukleonů jader do reakce vstupujících a vystupujících**.

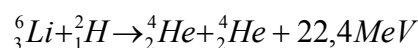
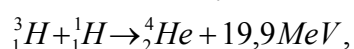
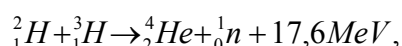
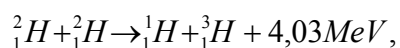
Dvě možnosti:

- **Jaderná syntéza nejlehčích jader (izotopů vodíku, lithia) v jádra těžší.**
- **Přeměna nejtěžších jader (např. uranu) na jádra lehčí.**

Termonukleární energie

Je možné ji získat jadernou syntézou jader lehčích prvků.

Příklady reakcí:



Obtíž je v tom, že reakci je nutné provádět při velmi vysoké teplotě (zvýšení pravděpodobnosti zásahu jádra ostřelujícími částicemi) – **termonukleární reakce**.

Řízená termonukleární reakce – přes všechny snahy nebyla uskutečněna (Tokamak apod.)

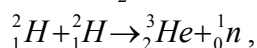
Neřízená termonukleární reakce – vodíková bomba (výbuch směsi D a T)

Termonukleární reakce v přírodě – Slunce

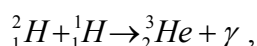
Spektrálním měřením bylo zjištěno složení hmoty Slunce:

75% Vodík, 24% Helium, 1% ostatní prvky (C, N, O atd.)

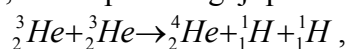
Jádra vodíku (protony) se spojují v deuteron za vzniku pozitronu a neutrina, vzniklé deuterony vytváří jádra lehkého hélia ${}^3_2\text{He}$



nebo reagují s protony



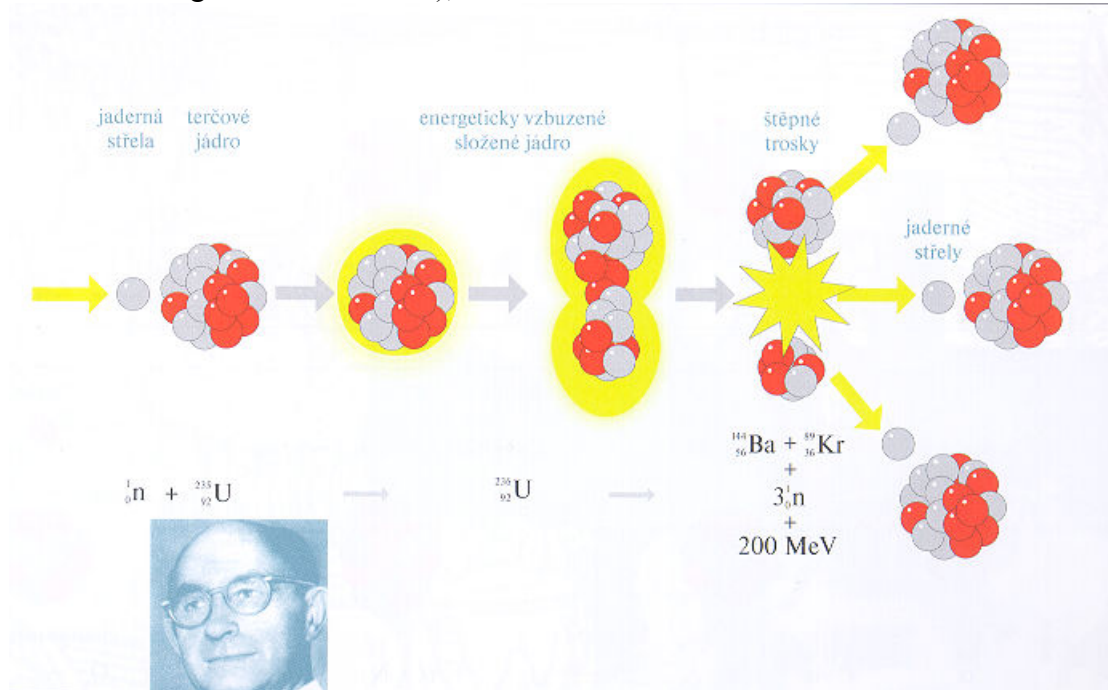
za vzniku jádra lehkého hélia, která spolu reagují podle rovnice



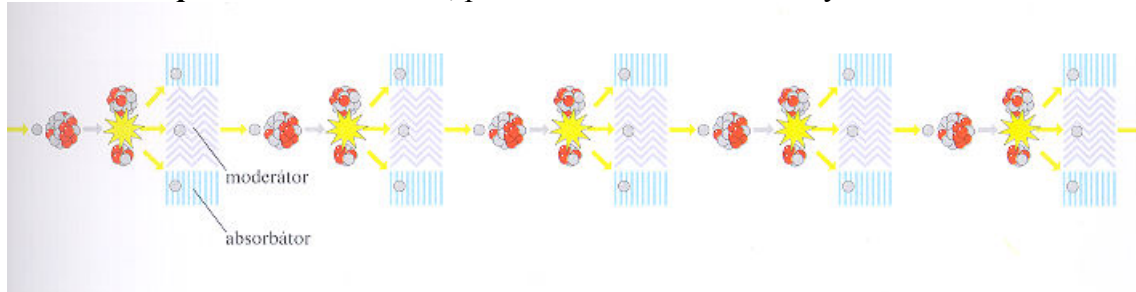
tzn. vznikají jádra hélia a protony, které začaly řetěz jaderných přeměn (**proton-protonový cyklus**)

JADERNÁ ENERGETIKA

Teoreticky byla zvládnuta jak **štěpná lavinovitá jaderná reakce** (uvolnění obrovského množství energie ve zlomku času),



tak **řízená štěpná řetězová reakce**, při níž dochází k uvolnění využitelného množství energie.



První reaktor spustil 2. 12. 1942 v Chicagu **Enrico Fermi**

Podstata využití štěpné reakce v **jaderném reaktoru** je "zkrocení" reakce do podoby, kdy každé další štěpení je vyvoláno vždy 1 neutronem (zpomaleným v **moderátoru**).
Reakce s **násobícím koeficientem 1** připomíná nekonečný řetěz – **řetězová reakce**.

Podstata jaderných elektráren

V elektrárně potřebujeme **teplo** k výrobě páry, která roztáčí **turbogenerátor**.
"Jaderné" **teplo** je zkroceno v **jaderných reaktorech**.

1. testovací reaktor v USA 1951 dodal elektřinu do sítě,
1. jaderná elektrárna v SSSR v Obminsku u Moskvy.

V elektrárně tepelné nám k ohřevu vody slouží přímo kotel, pod kterým se topí.

V elektrárně jaderné k přeměně vody na páru slouží **primární okruh**

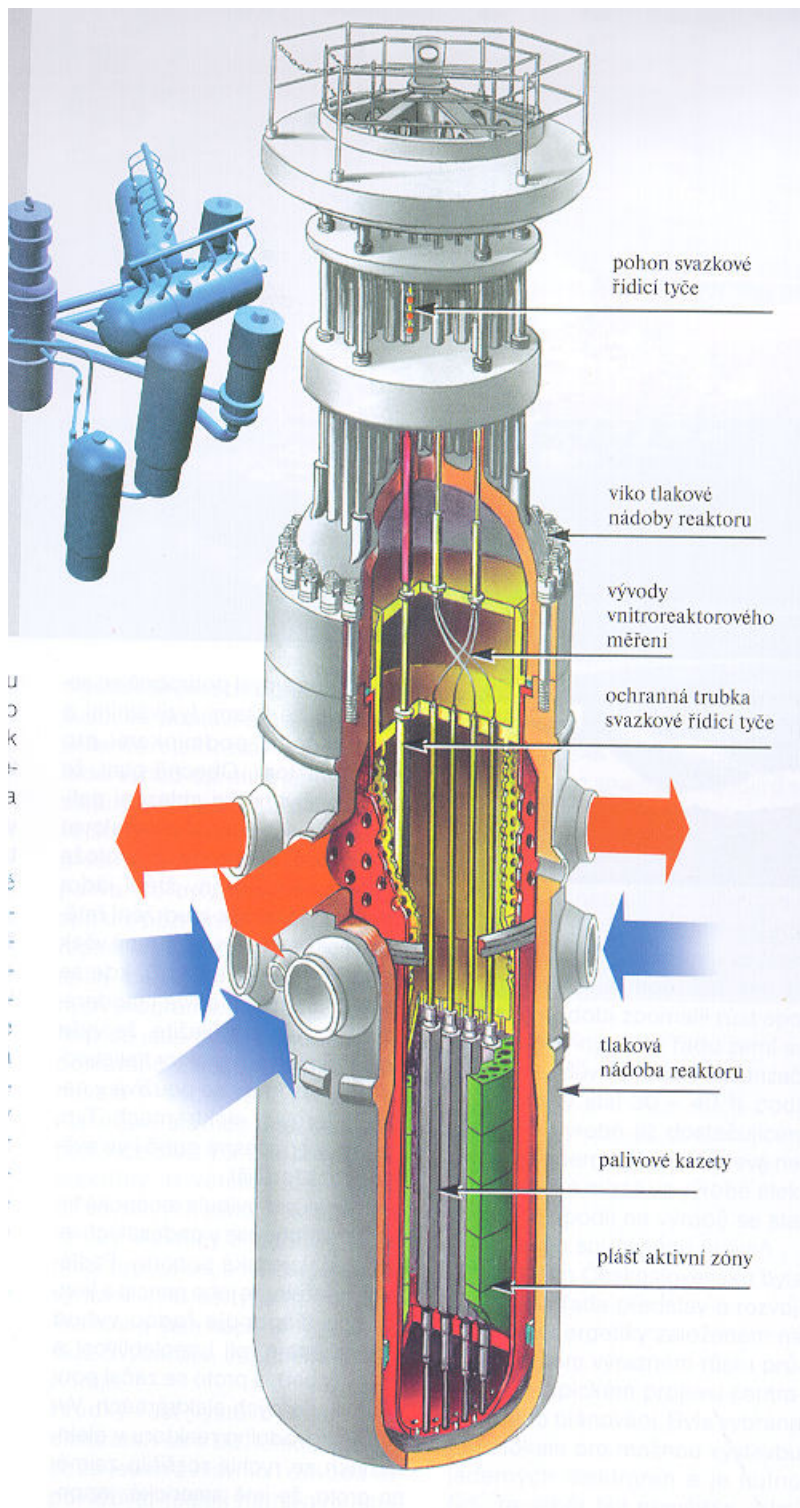


Primární okruh – uzavřená soustava, v níž teplo vznikající v jaderném reaktoru ohřívá vodu, která ve výměníku předává své teplo do dalšího **sekundárního okruhu**, jehož součástí je turbína



Jaderný reaktor

Aktivní zóna tlakovodního reaktoru je tvořena (u VVER 440)
 312 palivovými kazetami,
 37 regulačními kazetami,
 každá kazeta obsahuje 126 palivových proutků,
 v palivových proutcích jsou hermeticky uzavřeny tablety jaderného paliva.



Parametry jaderných elektráren **Dukovany** a **Temelín**

	Dukovany	Temelín
počet bloků	4	2
reaktor	tlakovodní VVER 440	tlakovodní VVER 1000
elektrický výkon	440 MW	981 MW
počet palivových kazet	349	163
počet palivových proutků v kazetě	126	312

Jaderná energetika ve světě a v ČR

Ve většině zemí překročil podíl výroby elektřiny z jádra 30% celkové produkce, ve Francii dokonce 75 % (více jak 30% dále Belgie, Švédsko, Japonsko, Jižní Korea).

V ČR dodávají Dukovany 20% české elektřiny.

1 kWh za 60 haléřů (včetně rezervy na likvidaci elektrárny, uložení jaderných odpadů, likvidaci použitého jaderného paliva).

Vliv jaderných elektráren na životní prostředí, porovnání rizik.

Absence skleníkového efektu

druh rizika-příčina úmrtí	počet na 10 ⁶ obyvatel/rok
rakovina	3000
dopravní nehody	100
těžba hornin, plynu a uhlí	1000
úrazy elektrickým proudem	10
násilné činy	50
pracovní úrazy	70
přírodní katastrofy	1
emise škodlivin z uhelných elektráren	3
jaderná energetika (výstavba, regenerace paliva)	0,01

při spálení 1,5 t paliva	kg CO ₂	kg SO ₂	kg NO _x	kg CO	kg popela
UHLÍ	4800	6	11	4,5-20	220
PLYNU	2300		4	0,5-3	
URANU	0	0	0	0	0

ROČNÍ PŘÍSPĚVKY K OZÁŘENÍ PRŮMĚRNÉHO JEDINCE Z PŘÍRODNÍCH A UMĚLÝCH ZDROJŮ

přírodní zdroje	dávkový ekvivalent
kosmické záření (gama)	0,30 mSv
terestriální záření (ze zemské kůry) K, U,...	0,35 mSv
vnitřní radiace (⁴⁰ K, ¹⁴ C), dýchání (²²² Rn), přijímání tekutin (draslík, uhlík)	0,30 mSv
umělé zdroje	
lékařská diagnostika	0,60 mSv
stavební materiály (Rn)	1-3 mSv
globální spad ze zkoušek před 40-50 lety	0,01 mSv
sledování televize, cestování letadlem	0,01 mSv
jaderná energetika	0,001 mSv

Jaderná elektrárna musí odolat:

- zemětřesení,
- pádu letadla,
- teroristickému útoku (?)

Bariéry:

1. hermetické uzavření paliva v palivových proutcích a kazetách,
2. Reaktor a primární okruh je mimořádně těsný (odolává tlaku 150 atm., teplotě 300⁰ C),
3. Při porušení potrubí primáru je bariérou hermeticky obestavba (kontejnment).
4. Systémy jsou zdvojené a ztrojené.

ELEMENTÁRNÍ ČÁSTICE, KOSMICKÉ ZÁŘENÍ

Známe:

elektron (e)

proton (p)

neutron (n)

foton (γ)

v roce 1934 byl objeven **pozitron** – antičástice k elektronu (stejný ale opačný náboj a stejná hmotnost)

anihilace po srážce elektronu a pozitronu – vznikají 2 fotony

$$e^+ + e^- = 2\gamma$$

materializace je děj opačný.

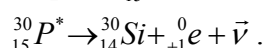
Další antičástice

antiproton

antineutron

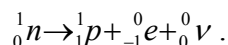
Částice a antičástice se liší nábojem a opačným magnetickým momentem.

Emise pozitronů po β rozpadu ${}_{15}^{30}P^*$.



Existence **neutrino** při β rozpadu

u slabě vázaných neutronů dochází k rozpadu na proton, elektron a neutrino



Díky neutrinu mohly být splněny předpoklady zákona zachování energie, hybnosti, hmotnosti a spinu.

Neutrino – částice s klidovou hmotností téměř nulovou a polovičním spinem.

Antineutrino – se účastní pozitronového rozpadu β .

Fotony – jejich vznik provází změny stavů atomů.

Při výkladu jaderných sil, poutajících nukleony v jádře se vyskytuje pojem elementární částice **mezon**. (Mezony byly poprvé objeveny v kosmickém záření)

Kosmické záření

- **primární složka KZ** – přichází z mezihvězdného prostoru, pohlcuje se v atmosféře Země a reaguje s atomovými jádry atmosféry, dává tak vzniknout
- **sekundární složce KZ** (zde je možné pozorovat mezony μ).

Mezony π (piony) – silně nestabilní a rozpadávají se na mezony μ

- neutrální mezon π^0 , (hmotnost $264,1 m_e$, doba života 10^{-16} s)
- kladný mezon π^+ , (doba života 10^{-8} s)
- záporný mezon π^- , (doba života 10^{-8} s)

Mezony μ^+ a μ^- (miony) doba života 10^{-6} s, hmotnost $206,7 m_e$, neutrální mezon μ^0 neexistuje.

Nejdůležitější schémata rozpadů mezonů μ a π jsou:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu, \pi^0 \rightarrow 2\gamma, \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}, \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}, \pi^0 \rightarrow p + p^+, \mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu},\end{aligned}$$

Existence různých nábojů jaderných mezonů je odůvodněna různým nábojem nukleonů, jejichž soudržnost je podmíněna existencí mezonů π .

Byly rovněž objeveny **těžké mezony K (kaony)**, s hmotností $965 m_e$. Jsou to dvě neutrální částice K_1^0, K_2^0 (k oběma existují antičástice) a mezony K^+ a K^- .

Mezony K jsou nestabilní a jejich produkty jsou mezony μ a π .

Další těžkou, nestabilní částicí je **hyperon Λ^0** s antičásticí $\bar{\Lambda}^0$ a hyperony $\Sigma(\Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-)$ s odpovídajícím tripletem hyperonů. Hmotnost hyperonů Σ je $2330 m_e$. Hmotnost hyperonu Λ^0 je $2183 m_e$.

Základní schémata rozpadu hyperonů:

$$\begin{aligned}\Lambda^0 &\rightarrow p + \pi^-, \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \nu, \Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0, \\ \Lambda^0 &\rightarrow n + \pi^0, \Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+, \Sigma^- \rightarrow n + \pi^-\end{aligned}$$

Souhrn:

Elementární částice:

- **foton** – klidová hmotnost je nulová, spin je = 1 (boson)
- leptony** (fermiony s 1/2 spinem)
 - **lehké částice** – elektron, neutrino, mezony μ
- hadrony** (reagují silně)
 - **středně těžké** – mezony π a K ,
 - **těžké částice (baryony)** – nukleony, hyperony,

Experimenty, v nichž byl studován rozptyl leptonů na protonech, popř. neutronech ukázaly, že tyto hadrony jsou složeny z **partonů**. Nabité partony jsou totožné s částicemi, které nazýváme **kvarky**.

Kvarkový model předpokládá, že

- baryony jsou složeny ze 3 kvarků,
- mezony jsou složeny z páru kvark–antikvark

Jednotlivé **druhy kvarků** je zvykem označovat jako "**vůně**".

Vlastnosti kvarků – "barva" (červená, žlutá, modrá), "půvab", "pravda", "krása".