

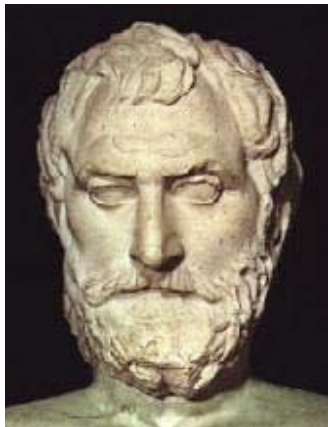
Atomová a jaderná fyzika

Karel Rauner, Západočeská Universita v Plzni

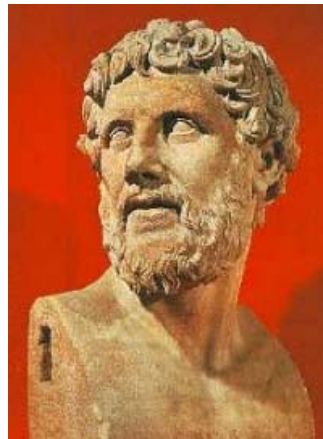
1. Vývoj představ o atomu

1. 1. Historie do objevu elektronu

- V. stol. př. K.



Leukippos (~460-370)

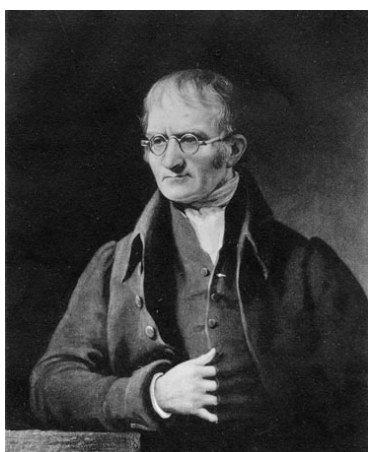


Demokritos (~470-371)

1. 1. Historie do objevu elektronu

- 1808 Dalton – zákon stálých poměrů slučovacíh
- 1811 Avogadro – molekula, Avogadrovo číslo

$$N = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$



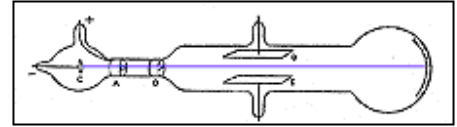
John Dalton (1766-1844)



Amadeo Avogadro (1776-1856)

1. 1. Historie do objevu elektronu

- 1833 – Faradayovy zákony elektrolýzy
- 1859 – objev katodových paprsků



$$F = 9,65 \cdot 10^4 \text{ C}$$



Michael Faraday (1791-1867)



J. J. Thomson (1856-1940)

1. 1. Historie do objevu elektronu

- 1898 – objev elektronu
- 1900 – George Johnstone Stoney – název elektron



J. J. Thomson (1856-1940)

$$\frac{e}{m} = 1,759 \cdot 10^{11} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$$

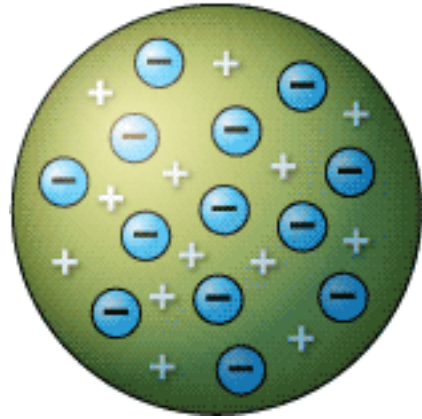


1. 2. První modely atomu

- 1898 – pudinkový model atomu: J. J. Thomson

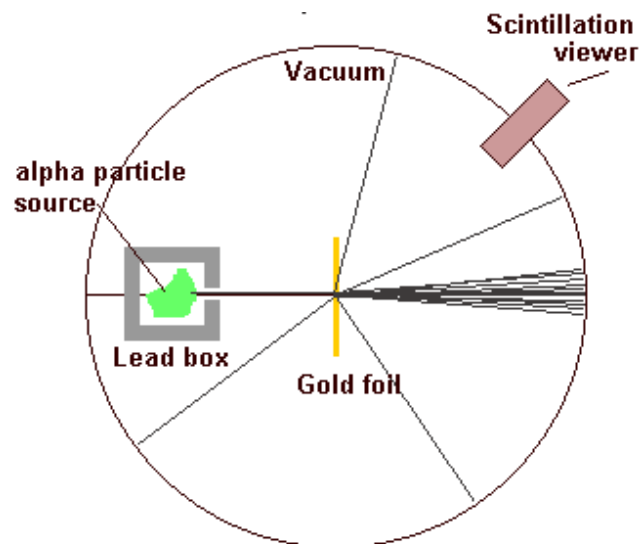


J. J. Thomson (1856-1940)

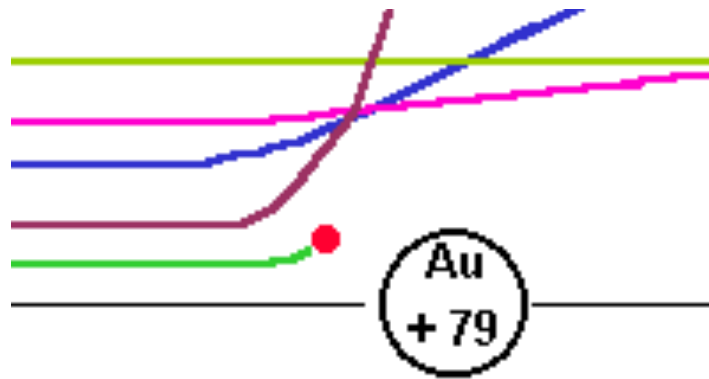


1. 2. První modely atomu

Rutherfordův experiment: 1910-1911



Vysvětlení Rutherfordova experimentu



©1999 Science Joy Wagon

Vysvětlení Rutherfordova experimentu

q - minimální vzdálenost částice α od jádra
 ε - excentricita hyperboly
 φ - úhel odchýlení α částice

$q = \varepsilon \cdot (1 + \cos \nu)$
 $\sin \nu = \frac{b}{\varepsilon} \Rightarrow \varepsilon = \frac{b}{\sin \nu}$
 $q = \frac{b}{\sin \nu} \cdot (1 + \cos \nu)$

zákon zachování energie

$$\frac{1}{2} Mv^2 = \frac{1}{2} Mv_0^2 + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{2Ze^2}{q}$$

$$1 = \frac{v_0^2}{v^2} + \frac{4Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 Mv^2} \cdot \frac{\sin \nu}{b(1 + \cos \nu)}$$

při označení $k = \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 Mv^2}$

$$1 = \frac{v_0^2}{v^2} + \frac{2k}{b} \cdot \frac{\sin \nu}{(1 + \cos \nu)}$$

1. 2. První modely atomu

Vysvětlení Rutherfordova experimentu

Zákon zachování momentu hybnosti:

$$Mvb = Mv_0q \Rightarrow \frac{v}{v_0} = \frac{b}{q} = \frac{\sin \nu}{1 + \cos \nu}$$

dosazením do posledního vztahu na předchozí straně:

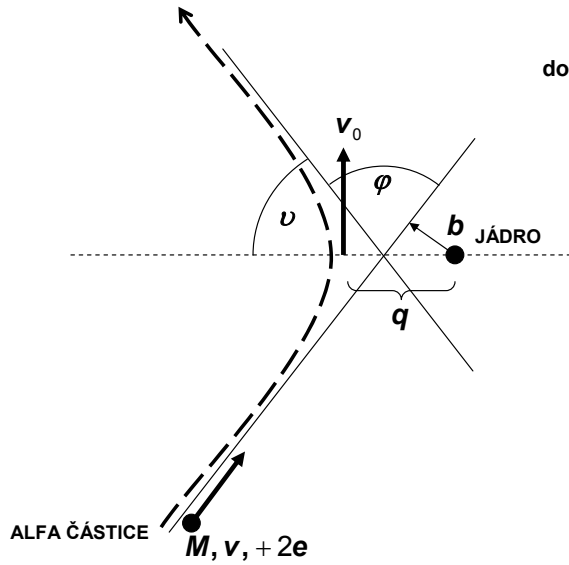
$$1 = \frac{\sin^2 \nu}{(1 + \cos \nu)^2} + \frac{2k}{b} \cdot \frac{\sin \nu}{(1 + \cos \nu)}$$

$$1 = \frac{1 - \cos^2 \nu}{(1 + \cos \nu)^2} + \frac{2k}{b} \cdot \frac{\sin \nu}{(1 + \cos \nu)}$$

$$1 = \frac{1 - \cos \nu}{1 + \cos \nu} + \frac{2k}{b} \cdot \frac{\sin \nu}{(1 + \cos \nu)}$$

$$1 + \cos \nu = 1 - \cos \nu + \frac{2k}{b} \cdot \sin \nu$$

$$2 \cos \nu = \frac{2k}{b} \cdot \sin \nu \Rightarrow \operatorname{tg} \nu = \frac{b}{k}$$

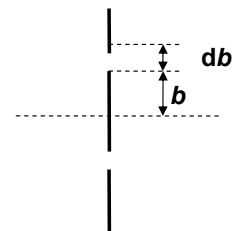
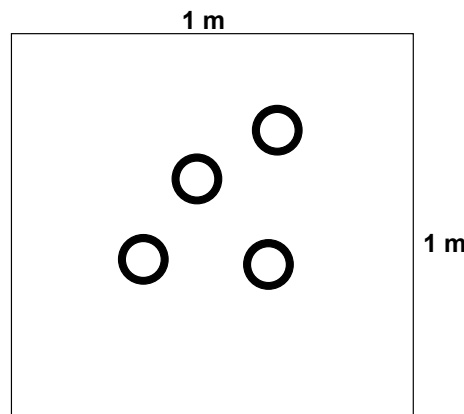


$$\varphi = \pi - 2\nu, \quad \nu = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2} \Rightarrow \frac{b}{k} = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2}\right)} = \frac{\cos \frac{\varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} = \operatorname{cotg} \frac{\varphi}{2}$$

1. 2. První modely atomu

Vysvětlení Rutherfordova experimentu

Jaká je pravděpodobnost odchýlení částice alfa do úhlu $(\varphi, \varphi + d\varphi)$



Odchýlení o úhly $(\varphi, \varphi + d\varphi)$

odpovídá dopadu do mezikruží $(b, b + db)$

plocha tohoto mezikruží $2\pi b \cdot db$

celková plocha mezikruží $P \cdot 2\pi b \cdot db$

kde P je počet atomů Au na ploše 1 m^2 . Pravděpodobnost odchýlení je dána

$$\frac{P \cdot 2\pi b \cdot db}{1}, \text{ protože } b = k \cdot \operatorname{cotg} \frac{\varphi}{2},$$

$$db = -\frac{k}{2} \cdot \frac{1}{\sin^2 \frac{\varphi}{2}} \cdot d\varphi,$$

$$dw = P \cdot \pi \left(\frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 Mv^2} \right) \cdot \frac{\cos \frac{\varphi}{2}}{\sin^3 \frac{\varphi}{2}} \cdot d\varphi,$$

1. 2. První modely atomu

Rutherfordův model atomu (planetární)

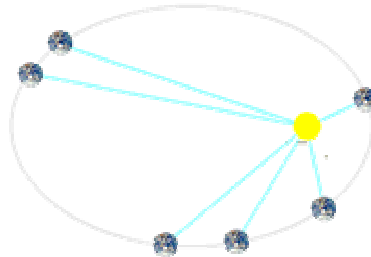
z podobnosti Coulombova zákona a zákona gravitačního:

$$\vec{F}_C = -\frac{Ze^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad \vec{F}_G = -\kappa \frac{Mm}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$$

vyplývá, že atom se musí řídit Keplerovými zákony:

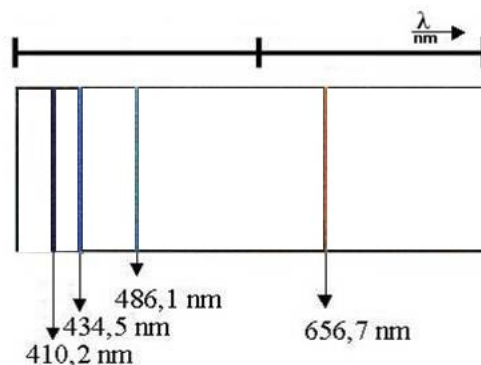
1. Elektrony se pohybují kolem jádra po elipsách, v jejichž společném ohnisku je jádro.
2. Průvodič elektronu opisuje ve stejných časových intervalech stejné plochy.

3. Platí $\frac{T^2}{a^3} = konst.$ kde T je oběžná doba, a je velká poloosa eliptické dráhy



1. 3. Poznatky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

- elektron se pohybuje po kruhové dráze – podléhá zrychlení (dostředivému), podle klasické elektrodynamiky musí vyzařovat energii ve formě elektromagnetického záření
- pokud by elektron padal do jádra a v něm se energie obnovovala, muselo by mít emitované záření spojité spektrum – spor se skutečností: čárové spektrum
- atomy v základním stavu nezáří

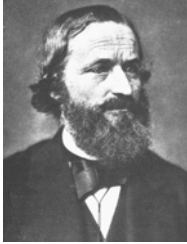


1. 3. Poznátky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 1. Záření absolutně černého tělesa

Kirchhoff: $\frac{E_\nu}{A_\nu} = f(\nu, T)$, E_ν spektrální zářivost tělesa

A_ν spektrální pohltivost tělesa, $A_\nu = 1 \Rightarrow$ absolutně černé těleso



Kirchhoff, G. (Gustav), 1824 - 1887



Wilhelm Karl Werner Wien (13.01.1864-30.08.1928)



John William Strutt alias Lord Rayleigh (12.11.1842-1919)

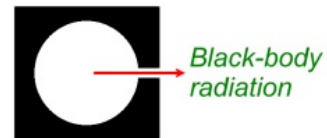
1. 3. Poznátky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 1. Záření absolutně černého tělesa

Rayleigh-Jeans: $f(\lambda, T) \cdot d\lambda = \frac{2\pi k T c}{\lambda^4} \cdot d\lambda$

$$f(\nu, T) \cdot d\nu = -\frac{2\pi k T}{c^2} \cdot \nu^2 \cdot d\nu$$

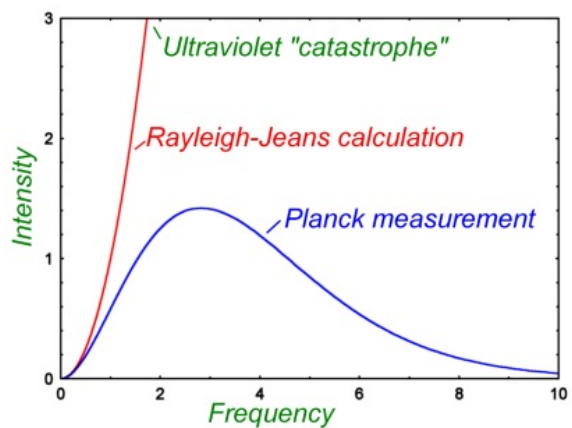
$$\int_0^\infty f(\nu, T) \cdot d\nu = -\frac{2\pi k T}{c^2} \cdot \int_0^\infty \nu^2 \cdot d\nu \rightarrow \infty$$



ultrafialová katastrofa



James Jeans (1877-1946)



1. 3. Poznátky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 1. Záření absolutně černého tělesa

Max Planck (1900): střední energie "oscilací" není kT , ale $\frac{h\nu}{e^{kT} - 1}$

$$\Rightarrow f(\nu, T) \cdot d\nu = - \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3 \cdot d\nu}{e^{kT} - 1}$$

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

kvantová emise: energie se z atomů vyzařuje jen ve formě oddělených porcí – kvant – energie



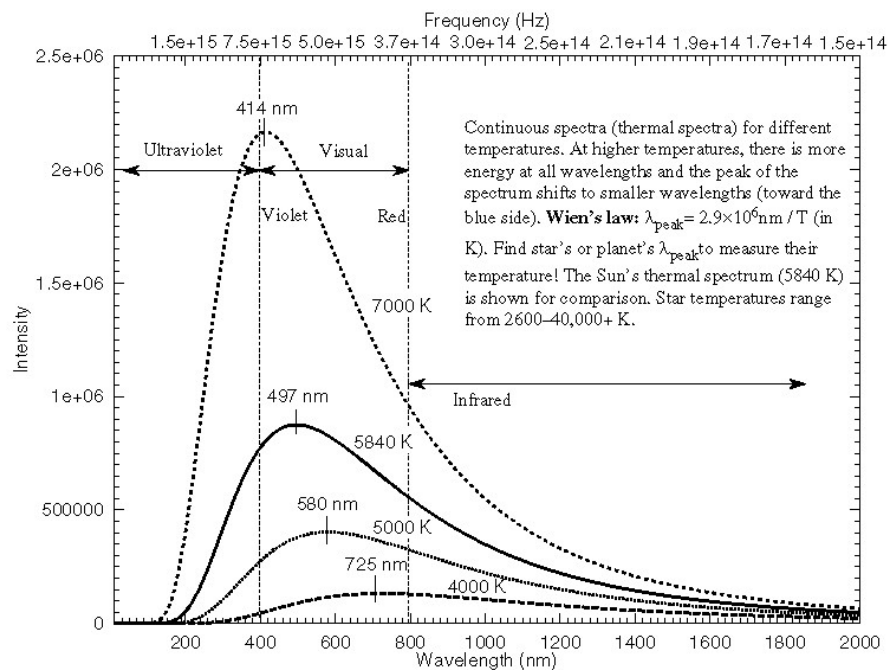
kvantum energie má velikost

$$h\nu$$

Max Karl Ernst Ludwig Planck
(23.04.1858-04.10.1947)

1. 3. Poznátky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 1. Záření absolutně černého tělesa



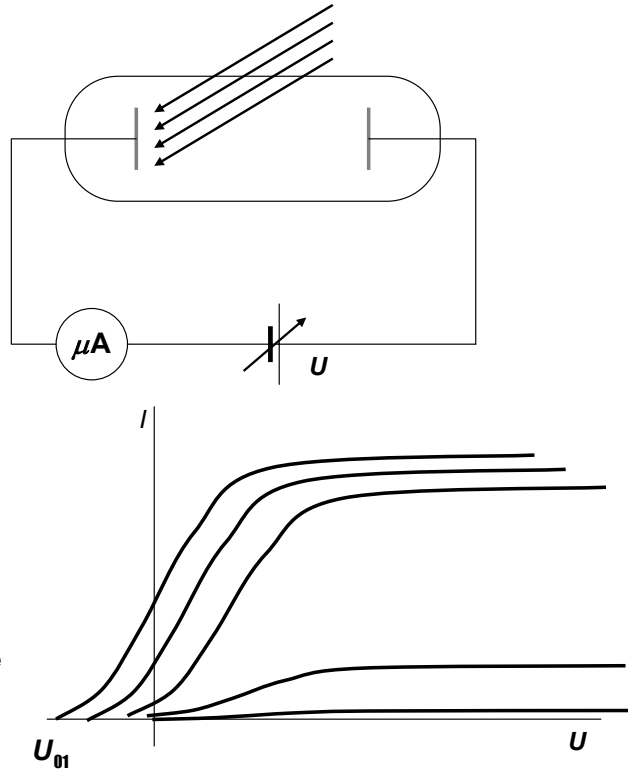
1. 3. Poznatky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 2. Fotoelektrický jev



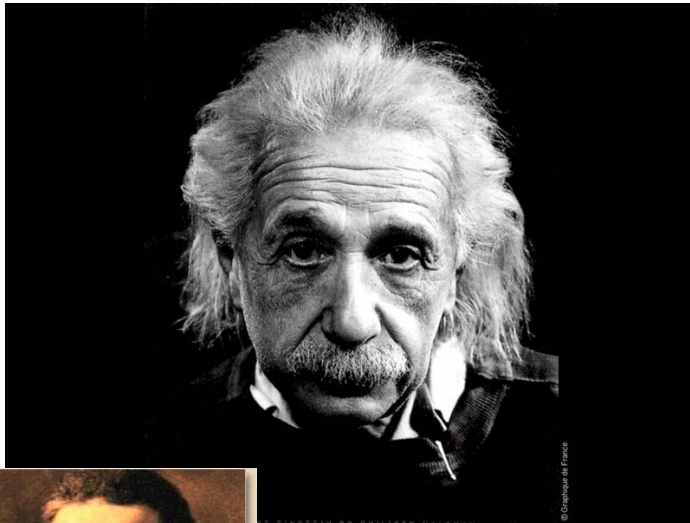
Philipp Lenard (1862–1947)

1898 Lenard a Thomson: při fotoelektrickém jevu jsou uvolňovány elektrony, jejich energie jsou úměrné frekvenci, ne intenzitě světla (jak odpovídalo klasické elektrodynamice)



1. 3. Poznatky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 2. Fotoelektrický jev



Albert Einstein (1879–1955)

1905 Einstein: světlo je v kvantech nejen uvolňováno, ale i absorbováno

$$h\nu = A + W_k$$

Energie kvanta se zčásti spotřebuje na výstupní práci elektronu z kovu (A), zbytek je kinetickou energií emitovaného elektronu.

Nobelova cena 1921

$$h\nu_{\min} = A \Rightarrow \nu_{\min} = \frac{A}{h}$$



kov	A / eV	kov	A / eV
Cs	1,81	Rb	2,16
K	2,22	Na	2,35
Pt	5,32		

1. 3. Poznatky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 2. Fotoelektrický jev

1905 Einstein: je-li světlo v kvantech volňováno i absorbováno, lze předpokládat, že se v kvantech i šíří: zavedení částice foton

foton má energii: $h\nu$

foton má klidovou hmotnost nulovou, protože se šíří rychlostí c

foton má hmotnost: $mc^2 = h\nu \Rightarrow m = \frac{h\nu}{c^2}$

foton má hybnost: $p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$

1. 3. Poznatky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 3. Comptonův jev (rozptyl)

1922 Compton: dopadá-li na hmotu monoenergetické rentgenové záření, rozptyluje se. Rozptýlené záření má přitom větší vlnovou délku než záření dopadající. Úhel, o který se rentgenové záření rozptýlí, souvisí jednoznačně se vzrůstem vlnové délky.

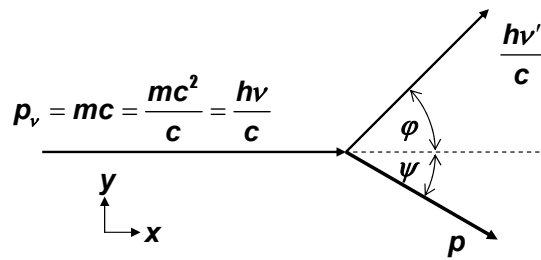
Význam děje: konečné potvrzení fotonu. Celý děj lze vysvětlit jako pružnou srážku fotonu a elektronu



Arthur Holly Compton (1892-1962)

1. 3. Poznátky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 3. Comptonův jev (rozptyl)



Zákony zachování hybnosti:

$$0 = \frac{hv'}{c} \cdot \sin \psi - p \cdot \cos \varphi$$

$$\frac{hv}{c} = \frac{c}{c} \cdot \cos \psi + p \cdot \sin \varphi$$

po umocnění a sečtení:

$$p^2 = \left(\frac{hv}{c}\right)^2 + \left(\frac{hv'}{c}\right)^2 - 2 \frac{h^2 v v'}{c^2} \cdot \cos \varphi$$

stejnou veličinu vypočítáme ze zákona zachování energie:

$$hv + m_0 c^2 = hv' + mc^2 \Rightarrow m = m_0 + \frac{h}{c^2}(v - v')$$

z relativistického vztahu pro hmotnost určíme rychlost:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \Rightarrow v^2 = c^2 \left(1 - \frac{m_0^2}{m^2}\right) \quad p^2 = m^2 v^2 = m^2 \cdot c^2 \left(1 - \frac{m_0^2}{m^2}\right) = c^2 (m^2 - m_0^2)$$

$$p^2 = c^2 \left[\frac{h^2}{c^4} \cdot (v - v')^2 + \frac{2m_0 h}{c^2} (v - v') \right]$$

1. 3. Poznátky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 3. Comptonův jev (rozptyl)

porovnání pravých stran podtržených rovnic:

$$\frac{h^2}{c^2} \cdot (v - v')^2 + 2m_0 h (v - v') = \left(\frac{hv}{c}\right)^2 + \left(\frac{hv'}{c}\right)^2 - 2 \frac{h^2 v v'}{c^2} \cdot \cos \varphi$$

$$(v - v')^2 + \frac{2m_0 c^2}{h} (v - v') = v^2 + v'^2 - 2v v' \cdot \cos \varphi$$

$$-2v v' + \frac{2m_0 c^2}{h} (v - v') = -2v v' \cdot \cos \varphi$$

$$v = \frac{c}{\lambda}, v' = \frac{c}{\lambda'} \Rightarrow -2 \frac{c^2}{\lambda \lambda'} + \frac{2m_0 c^3}{h} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right) = -2 \frac{c^2}{\lambda \lambda'} \cdot \cos \varphi$$

$$-1 + m_0 c (\lambda' - \lambda) = -\cos \varphi$$

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi)$$

$$1 - \cos 2 \frac{\varphi}{2} = 1 - \left(\cos^2 \frac{\varphi}{2} - \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right) = 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

$$\lambda' - \lambda = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

$$\frac{h}{m_0 c} \quad \text{Comptonova vlnová délka elektronu}$$

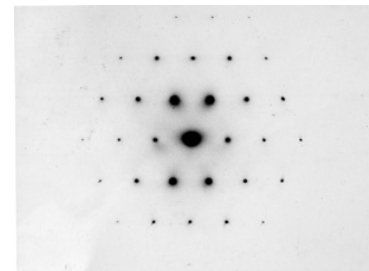
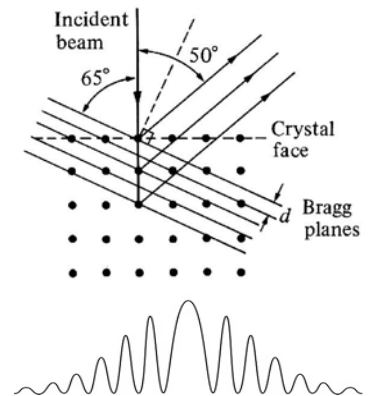
1. 3. Poznatky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 4. Vlnové vlastnosti částic

1927 Davisson, Germer: interference elektronů po odrazu na krystalových rovinách se řídí stejným zákonem, jako při pokusu s rentgenovým zářením



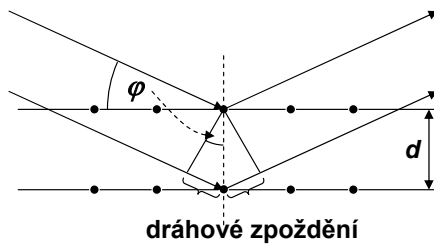
Clinton Davisson (1881-1958),
Lester Germer (1896-1971)



1. 3. Poznatky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 4. Vlnové vlastnosti částic

Vulfova-Braggova podmínka pro maximum interference s rentgenovým zářením:



$$n\lambda = 2d \sin\varphi \quad n \text{ pořadí maxima}$$

měření spekter:

- a) otáčení krystalu při konstantní energii elektronu
- b) změna energie elektronu při konstantním úhlu

zavedení vlnové délky pro částice:

$$E = h\nu = h\frac{v}{\lambda} \Rightarrow$$

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



Louis Victor Pierre Raymond duc de
Broglie (1892-1987)

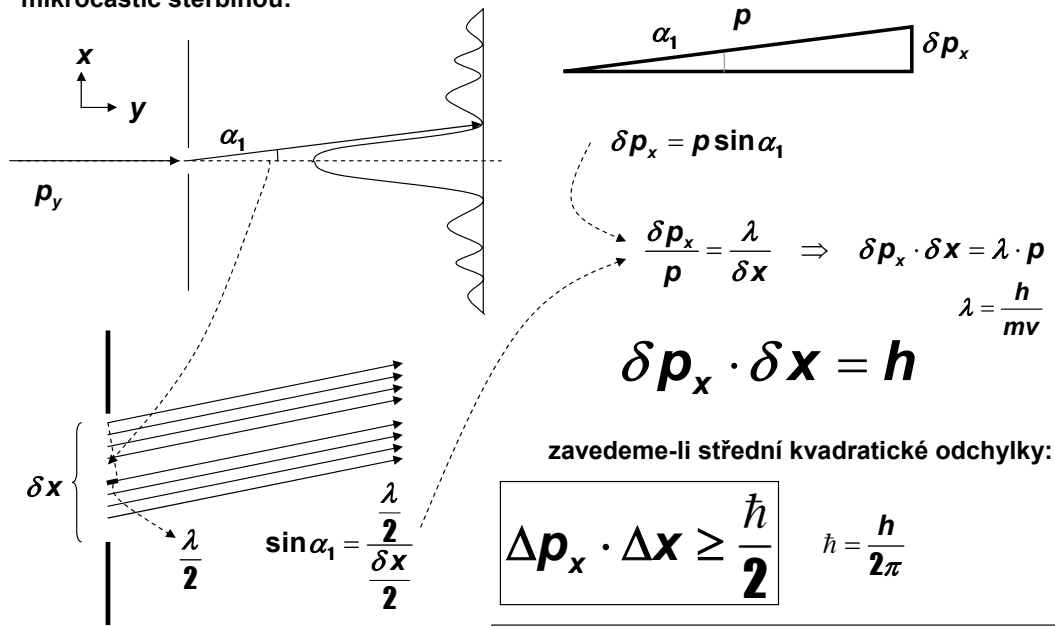
de Broglieova vlnová délka částice

dualismus vlna- částice

1. 3. Poznatky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 5. Ohyb mikročastic na štěrbíně

stejnou ekvivalenci jako při odrazu na krystalu můžeme nalézt i při průchodu mikročastic štěrbínou:



1. Heisenbergova relace neurčitosti

1. 3. Poznatky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 5. Ohyb mikročastic na štěrbíně



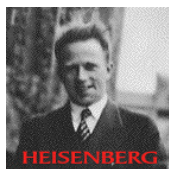
Werner Heisenberg (1901-1976)

$$E = \frac{p^2}{2m} \Rightarrow \Delta E = \frac{\partial E}{\partial p} \cdot \Delta p = \frac{p}{m} \cdot \Delta p$$

$$\Delta E = \frac{p}{m} \cdot \Delta p = m \cdot \frac{\Delta x}{\Delta t} \frac{1}{m} \cdot \Delta p$$

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$$

2. Heisenbergova relace neurčitosti



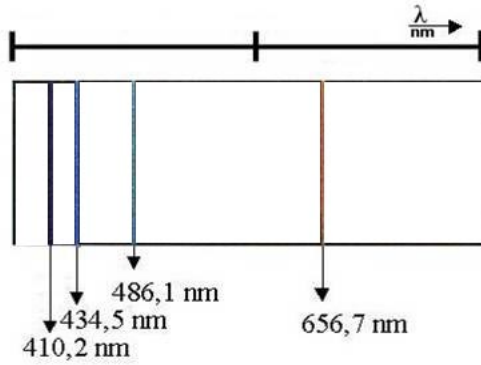
příklady:

dvojitý filosofický výklad

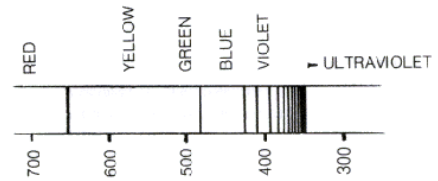
důsledky a projevy

1. 3. Poznatky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 6. Zákonitosti spektra atomu vodíku



1885: ve viditelné oblasti spektra 4 čáry
 později: v ultrafialové oblasti další čáry,
 které se zhušťují až k hraně série



Johann Jacob Balmer
 (1825-1898)

$$\lambda_H = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad n = 3, 4, 5, 6, \dots$$



P. A. (Per Axel) Rydberg (1860-1931)
 upravil vztah na:

$$\sigma_n = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \sigma_n = \frac{1}{\lambda_n} \text{ je vlnčet}$$

$$R_H = 1,0967758 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} \text{ je Rydbergův vlnčet}$$

1. 3. Poznatky a experimenty popírající klasickou mechaniku a elektrodynamiku

1. 3. 6. Zákonitosti spektra atomu vodíku

další zkoumání spektra v ultrafialové a infračervené oblasti:

- $k = 1$: Lymanova série UV
- $k = 2$: Balmerova série viditelné + UV
- $k = 3$: Paschenova série IR
- $k = 4$: Brackettova série IR
- $k = 5$: Pfundova série IR
- $k = 6$: Humphreyova série IR

$$\sigma_{kn} = R_H \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n > k$$

potvrzení Ritzova kombinačního principu:
 Vlnčet jakékoli spektrální čáry vodíku lze
 vyjádřit rozdílem vlnčetů jiných dvou čar.

$$\text{term: } T_n = \frac{R_H}{n^2} \Rightarrow \sigma_{kn} = T_k - T_n$$

$$\sigma_{kn} = \sigma_{kj} - \sigma_{jn}$$

1. 4. Bohrov model atomu

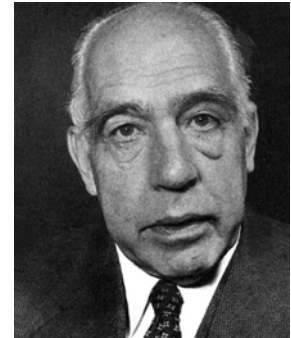
1913: 3 postuláty popírající částečně klasickou mechaniku a klasickou elektrodynamiku:

- I. Elektron může trvale kroužit kolem jádra atomu jen v takových kruhových drahách (kvantových), pro které 2π násobek momentu hybnosti elektronu vzhledem k jádru je celistvým násobkem Planckovy konstanty
- II. Pokud elektron obíhá v některé z kvantových drah, atom nezáří, jeho energie je stálá.
- III. Při přechodu elektronu na jinou kvantovou dráhu se vyzáří nebo pohltí foton, jehož energie je rovna změně energie elektronu:

$$2\pi mrv = nh, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad \text{je hlavní kvantové číslo}$$

$$h\nu_{nm} = E_n - E_k$$

Niels Henrik David Bohr
(1885-1962)



1. 4. Bohrov model atomu

klasickými postupy je možné vypočítat poloměr kruhové dráhy, rychlost elektronu a jeho energii:

$$2\pi mrv = nh, \quad \text{podmínka kruhové dráhy:} \quad \frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \Rightarrow r = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 mv^2}$$

Z je protonové číslo (pořadí v periodické soustavě)

$$v_n = \frac{Ze^2}{2\epsilon_0 h} \cdot \frac{1}{n} \Rightarrow r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m Ze^2} \cdot n^2 \quad r_1 = a_0 = 5,29167 \cdot 10^{-11} \text{ m je Bohrov poloměr}$$

$$E_n = T_n + W_p = \frac{1}{2} mv_n^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = \frac{mZ^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2} - \frac{mZ^2 e^4}{4\epsilon_0^2 h^2 n^2}$$

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

$$h\nu_{nm} = E_n - E_k \Rightarrow h \frac{c}{\lambda_{nm}} = E_n - E_k \Rightarrow \sigma_{nm} = \frac{mZ^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

porovnáním s Balmerovým vztahem $\sigma_{nm} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$

dostáváme pro $Z = 1$ Rydbergův vlnčet: $R_H = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c}$

1. 4. Bohrov model atomu

později zpřesnění – vliv pohybu jádra – vedlo k náhradě:

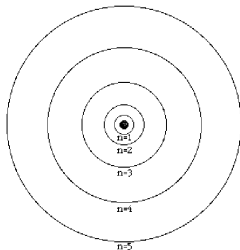
$$m \rightarrow \mu \quad \text{redukovaná hmotnost elektronu: } \mu = \frac{Mm_0}{M + m_0}$$

pak je možné pro $M \rightarrow \infty$: Rydbergova konstanta $R = \frac{m_0 e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3 c} = 1,0937309 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$

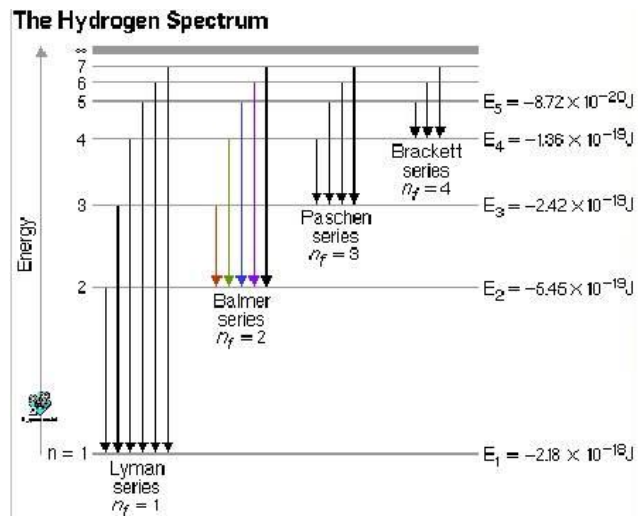
souhlas byl tak obrovský, že v roce 1932 Urey, Brickvedde a Murphy, když zjistili, že spektrální čáry vodíku jsou doprovázeny velmi blízkými slabými čarami s nepatrně vyšším vlnočtem, tak, jako by M bylo dvojnásobné, objevili první izotop vodíku: **deutérium**

1. 4. Bohrov model atomu

Bohrovy představy:



Grotrianův diagram:



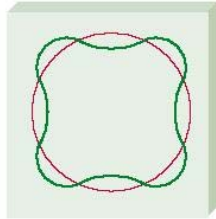
1. 4. Bohrov model atomu

Častá interpretace 1. Bohrova postulátu:

$$2\pi mrv = nh, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad \text{je hlavní kvantové číslo}$$

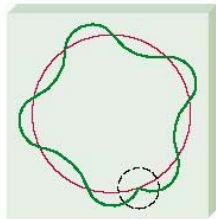
$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad \text{de Broglieova vlnová délka částice}$$

$$2\pi r_n = n \cdot \lambda \quad \text{připustné dráhy jsou pouze ty, kde délka kruhové dráhy je celistvým násobkem de Broglieovy vlnové délky elektronu}$$



(a)

povolená (kvantová) dráha pro $n = 4$

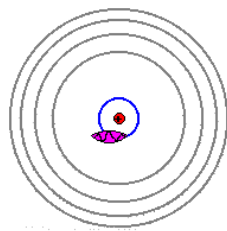


(b)

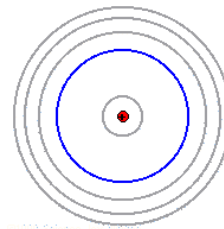
nepovolená dráha

1. 4. Bohrov model atomu

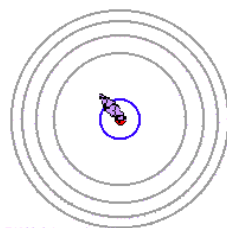
představa 3. Bohrova postulátu:



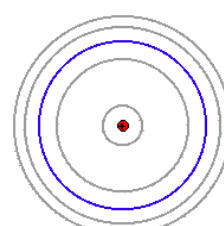
$n=\infty$	0.00eV
$n=5$	-0.54eV
$n=4$	-0.85eV
$n=3$	-1.51eV
$n=2$	-3.40eV
$n=1$	-13.6eV



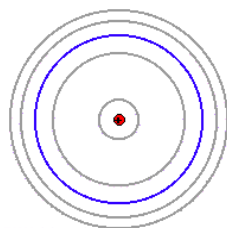
$n=\infty$	0.00eV
$n=5$	-0.54eV
$n=4$	-0.85eV
$n=3$	-1.51eV
$n=2$	-3.40eV
$n=1$	-13.6eV



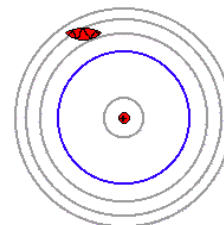
$n=\infty$	0.00eV
$n=5$	-0.54eV
$n=4$	-0.85eV
$n=3$	-1.51eV
$n=2$	-3.40eV
$n=1$	-13.6eV



$n=\infty$	0.00eV
$n=5$	-0.54eV
$n=4$	-0.85eV
$n=3$	-1.51eV
$n=2$	-3.40eV
$n=1$	-13.6eV



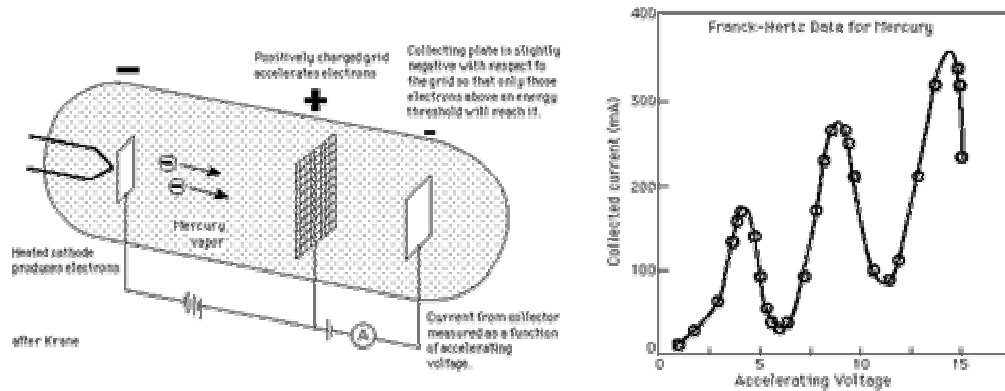
$n=\infty$	0.00eV
$n=5$	-0.54eV
$n=4$	-0.85eV
$n=3$	-1.51eV
$n=2$	-3.40eV
$n=1$	-13.6eV



$n=\infty$	0.00eV
$n=5$	-0.54eV
$n=4$	-0.85eV
$n=3$	-1.51eV
$n=2$	-3.40eV
$n=1$	-13.6eV

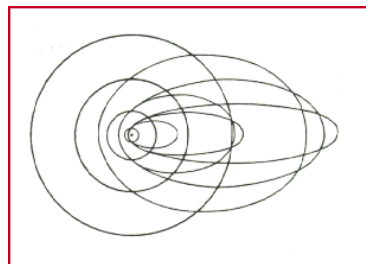
1. 4. Bohrov model atomu

Důležitý experiment potvrzující hladinové uspořádání kvantovaných energií v elektronech v atomech: **Franckův-Hertzův pokus – 1914 (James Franck, Gustav Hertz, Nobelova cena 1925)**



1. 5. Nedostatky Bohrova modelu atomu

1915 – Sommerfeld: spektrální čáry mají *jemnou strukturu*: každá čára se skládá z několika velmi blízkých čar. Domníval se, že je to způsobeno tím, že kromě povolených kruhových drah jsou možné i eliptické dráhy s různou excentricitou



Arnold Sommerfeld
(1868-1951)



Bohrův model je směsí klasických představ a postulátů, které jsou s klasickými představami ve sporu

Bohrův model nedokáže vysvětlit spektra jiných atomů než H, He⁺, Li²⁺, Be³⁺, B⁴⁺, ..., takzvaných izoelektronových atomů

Bohrův model nedokáže

- vysvětlit existenci molekuly H₂, O₂, ...
- zdůvodnit jevy, nastávající v atomech, které jsou ve vnějším elektromagnetickém poli
- vysvětlit různé intenzity spektrálních čar

1. 6. Základní představy, ze kterých vznikla kvantová mechanika

částice má vlnové vlastnosti = měla by být popsitelná stejně jako vlnění:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad \text{popis stacionárního vlnění} \quad \omega = 2\pi f = 2\pi \frac{v}{\lambda}$$

prostorová závislost

periodická časová závislost

funkce musí vyhovovat vlnové rovnici:

$$\Delta\Psi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2}$$

po dosazení: $e^{i\omega t} \Delta\psi = \frac{1}{v^2} \psi (-\omega^2) \cdot e^{i\omega t}$

$$\Delta\psi + \frac{\omega^2}{v^2} \psi = 0 \quad \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{h} = \frac{2\pi mv}{h} \quad \Delta\psi + \frac{4\pi^2 m^2 v^2}{h^2} \psi = 0$$

de Broglieova vlnová délka

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{1}{2} mv^2 \right) \psi = 0$$

$$W_{kin} = E - U$$

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi + U\psi = E\psi}$$

Schrödingerova rovnice

$\hat{H}\psi = E\psi$, \hat{H} je Hamiltonův operátor, operátor celkové energie

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

2. 1. 1. Vlnová funkce Ψ

postulát: Časový vývoj stavu soustavy dokonale popisuje vlnová funkce

n částic: $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_1, t)$ Ψ je bez přímého fyzikálního významu, zpravidla je komplexní

Ψ je řešením časové Schrödingerovy rovnice:

$$\boxed{i\hbar \frac{\partial\Psi}{\partial t} = \hat{H}\Psi}$$

\hat{H} je Hamiltonův operátor (celkové energie)

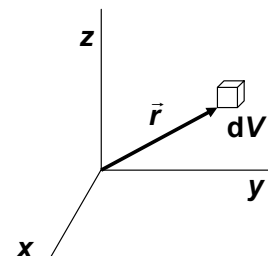
Ψ určuje stav jednoznačně, tj. lze z ní matematickými postupy získat veškeré dostupné informace o soustavě

$\Psi \cdot \bar{\Psi} = |\Psi|^2 = \rho$ je hustota pravděpodobnosti výskytu

$\rho \cdot dV$ je pro $n = 1$ pravděpodobnost toho, že v čase t je částice v objemu dV v místě popsaném průvodičem

$$\int |\Psi|^2 \cdot dV = 1 \quad (\text{integrace přes celý prostor})$$

normovací podmínka



2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

2. 1. 1. Vlnová funkce

při stacionárních dějích (silové pole je časově nezávislé), platí:

$\Psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t}$ kde ψ je řešením tzv. bezčasové Schrödingerovy rovnice:

$\hat{H}\psi = E\psi$, \hat{H} je Hamiltonův operátor, operátor celkové energie

pro jednu částici má Hamiltonův operátor tvar: $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U$.

každá vlnová funkce musí mít 4 následující vlastnosti:

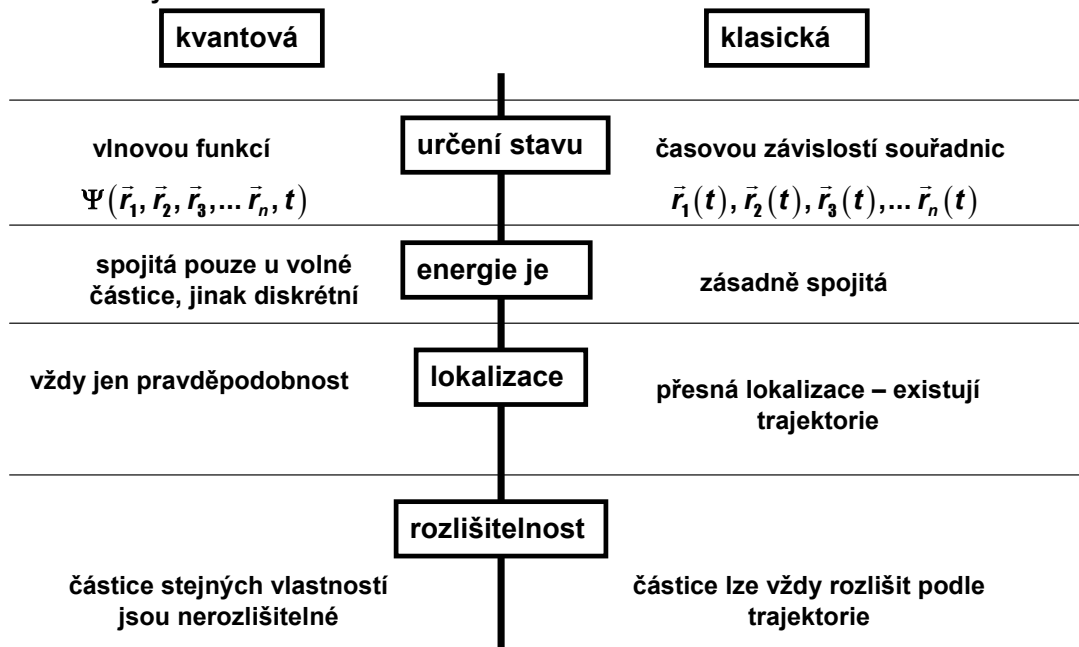
- jednoznačná
- spojitá
- konečná
- kvadraticky integrabilní

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

2. 1. 1. Vlnová funkce

hlavní rozdíly mezi kvantovou a klasickou mechanikou:



2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

2. 1. 2. Hodnoty fyzikálních veličin

Každé fyzikální veličině je v kvantové mechanice přiřazen operátor (postulát) dva operátory jsou postulovány: operátor souřadnice: $\hat{x} = x$.

a operátor složky hybnosti: $\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$

Operátory ostatních fyzikálních veličin se získávají tak, že se do klasického definičního vztahu dosadí postulované operátory. Příklad: operátor celkové energie

$$E = T + U = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m} \Rightarrow \hat{H} = \frac{1}{2m} \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} - i\hbar \frac{\partial}{\partial y} - i\hbar \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 + U = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U$$

Hodnoty, kterých může nabývat fyzikální veličina D reprezentovaná operátorem \hat{D} jsou charakteristickými hodnotami tohoto operátoru, získané řešením charakteristické rovnice:

$$\hat{D}f = \mathcal{D}f$$

f jsou charakteristické funkce, které slouží k výpočtu pravděpodobnosti příslušné hodnoty v daném stavu, musí být **jednoznačné** a **kvadraticky integrovatelné**

množina všech charakteristických hodnot se nazývá spektrum veličiny D

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

2. 1. 2. Hodnoty fyzikálních veličin

Spektrum může být: **spojité** (hybnost, souřadnice, čas, elektrický proud, ...)
diskrétní (moment hybnosti, elektrický náboj, ...)

Je-li f_i charakteristická funkce příslušná charakteristické hodnotě \mathcal{D}_i , je pravděpodobnost této hodnoty dána vztahem:

$$\sigma_i = \left| \int f_i^* \psi d\tau \right|^2 \quad \text{kde } f_i^* \text{ je komplexně sdružená funkce k } f_i, \psi \text{ je vlnová funkce popisující daný stav, } d\tau \text{ je element všech proměnných, integruje se přes celý uvažovaný objem a symbol } | \cdot | \text{ značí modul komplexního čísla}$$

Příklad: nalezení všech možných hodnot složky momenty hybnosti: $\hat{L}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}$

$$-i\hbar \frac{\partial f}{\partial \varphi} = \mathcal{L}_z f \quad \frac{df}{f} = \frac{\mathcal{L}_z}{-i\hbar} d\varphi \quad \frac{df}{f} = i \cdot \frac{\mathcal{L}_z}{\hbar} d\varphi \quad \ln f = i \cdot \frac{\mathcal{L}_z}{\hbar} \varphi + C \quad f = C \cdot e^{i \frac{\mathcal{L}_z}{\hbar} \varphi}$$

$$\text{jednoznačnost: } C \cdot e^{i \frac{\mathcal{L}_z}{\hbar} \varphi} = C \cdot e^{i \frac{\mathcal{L}_z}{\hbar} (\varphi + 2\pi)} = C \cdot \left[\cos\left(\frac{\mathcal{L}_z}{\hbar}(\varphi + 2\pi)\right) + i \sin\left(\frac{\mathcal{L}_z}{\hbar}(\varphi + 2\pi)\right) \right]$$

$$\mathcal{L}_z = m \cdot \hbar \quad \text{kde } m \text{ je celé číslo; tento vztah je 1. Bohrovým postulátem}$$

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

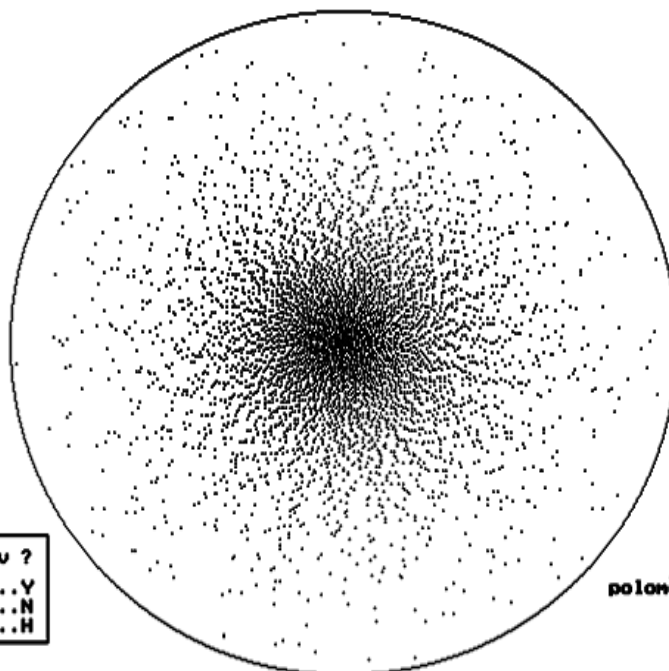
2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

atom vodíku v základním stavu

$$\psi_{100} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot e^{-\frac{r}{a_0}}$$

0.982

n=1
l=0
m=0



další stav ?
ano.....Y
ne.....N
rad.hust...H

poloměr je 3.0 a

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

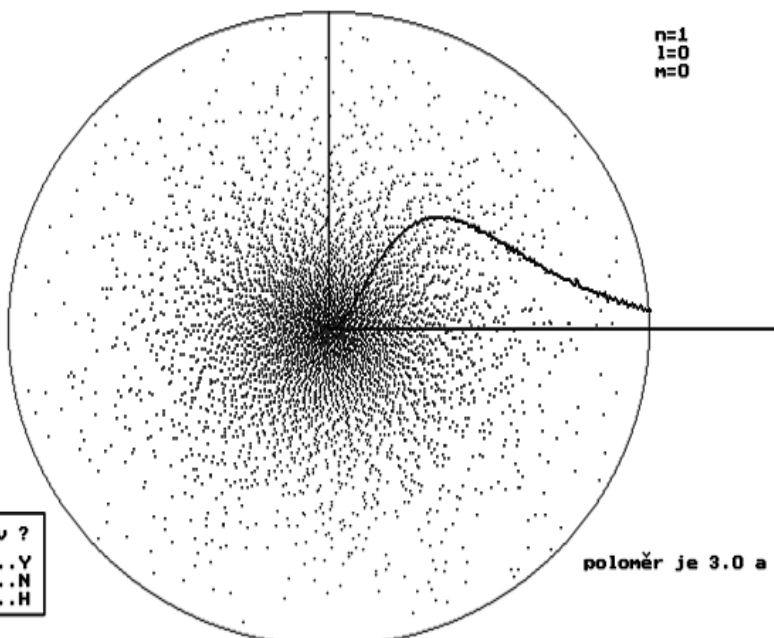
2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

radiální hustota pravděpodobnosti výskytu

$$P(r) = \frac{2}{\pi} \cdot \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-\frac{2r}{a_0}} \cdot r^2 \cdot \sin \nu \cdot d\nu d\varphi$$

0.982

n=1
l=0
m=0



další stav ?
ano.....Y
ne.....N
rad.hust...H

poloměr je 3.0 a

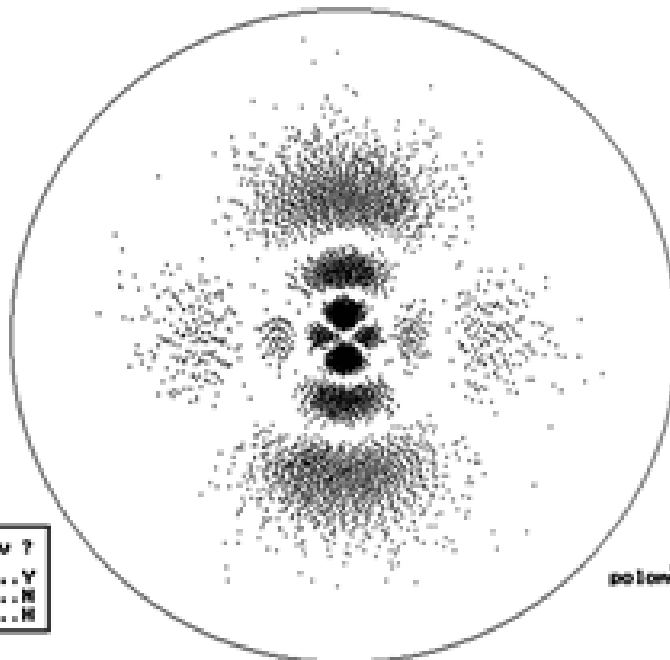
2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

excitovaný stav atomu vodíku
$$\psi_{520} = \sqrt{\frac{56}{78125}} \cdot \left(\frac{r}{a_0}\right)^2 \cdot \left[1 - \frac{2}{15} \cdot \frac{r}{a_0} + \frac{2}{525} \left(\frac{r}{a_0}\right)^2\right] e^{-\frac{r}{5a_0}} \cdot \frac{2}{\sqrt{11\pi}} (3\cos^2\vartheta - 1)$$

1.021

rad
1e2
rad



další stav ?
ano.....Y
ne.....N
rad. postup...H

poloměr je 10.0 a

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

2. 1. 2. Hodnoty fyzikálních veličin

souměřitelnost: V kvantové mechanice existují dvojice fyzikálních veličin, které nejsou současně měřitelné s libovolnou přesností (relace neurčitosti)

$$x, p_x \quad L_x, L_y \quad L_x, L_z \quad L_z, L_y$$

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

2. 1. 3. Princip totožnosti a Pauliův vylučovací princip

Částice se stejnými fyzikálními vlastnostmi jsou navzájem nerozlišitelné.

nelze zjistit výměny dvou částic, tj. nesmí se změnit rozložení hustoty pravděpodobnosti výskytu:

$$|\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|^2 = |\psi(\vec{r}_2, \vec{r}_1)|^2$$

existují dvě možnosti, jak tento vztah splnit:

$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \psi(\vec{r}_2, \vec{r}_1)$ částice, které se řídí tímto vztahem jsou **bosony**

$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -\psi(\vec{r}_2, \vec{r}_1)$ částice, které se řídí tímto vztahem jsou **fermiony**

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

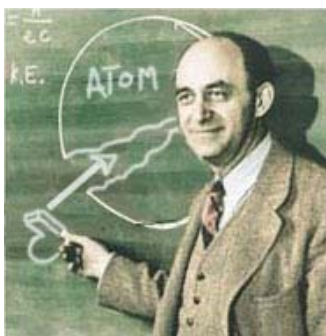
2. 1. 3. Princip totožnosti a Pauliův vylučovací princip

pro fermiony platí **Pauliův vylučovací princip**:

V soustavě stejných fermionů nemohou existovat 2 fermiony v totožném stavu.



Wolfgang Pauli (1900-1958)



Enrico Fermi (1901-1954)



Paul Dirac (1902-1984)

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

2. 1. 4. Spektra fyzikálních veličin

energie E : $\hat{H}\psi = E\psi$, liší se podle U (silového pole)

E — spojitá (volná částice)
diskrétní (kvantovaná)

elektron v poli jádra: $E_n = -\frac{\mu Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots$

jednorozměrná potenciálová jáma: $E_n = -\frac{h^2}{8ma^2} n^2 \quad n = 1, 2, 3, \dots$

lineární harmonický oscilátor: $E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) h\nu \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$

poslední dva případy: $E > 0$

hybnost p : spojitá ve všech složkách, všechny složky souměřitelné

moment hybnosti L : složky i velikost kvantovány, složky vzájemně nesouměřitelné

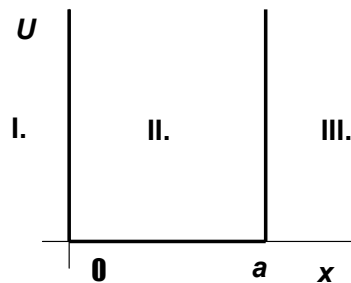
$$L = \sqrt{l \cdot (l + 1)} \cdot \hbar \quad l = 0, 1, 2, 3, \dots, l$$

$$L_z = m\hbar \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$$

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

2. 1. 5. Částice v jednorozměrné potenciálové jámě



$$U = \infty \quad x < 0 \quad \wedge \quad x > a$$

$$U = 0 \quad x \in \langle 0, a \rangle$$

$$\text{I. + III.} \quad \psi = 0$$

$$\text{II.} \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = E\psi \quad \frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\frac{2mE}{\hbar^2} \psi$$

$$\psi = C_1 e^{ikx} + C_2 e^{-ikx} \quad \text{kde } k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

$$\text{spojitost v } 0: \quad 0 = C_1 + C_2 \quad \text{spojitost v } a: \quad 0 = C_1 e^{ika} + C_2 e^{-ika}$$

$$C_1 = -C_2 \Rightarrow 0 = e^{ika} - e^{-ika} \Rightarrow 0 = 2i \sin ka \Rightarrow k_n = \frac{n\pi}{a} \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

$$\psi = C_1 e^{ikx} - C_1 e^{-ikx} = 2iC_1 \cdot \sin kx = C \cdot \sin kx = C \cdot \sin \frac{n\pi}{a} x \Rightarrow n \neq 0$$

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 1. Základní pojmy a zákonitosti kvantové mechaniky

2. 1. 5. Částice v jednorozměrné potenciálové jámě

$$\frac{n\pi}{a} = \frac{\sqrt{2mE_n}}{\hbar} \Rightarrow E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} \cdot n^2 \quad \boxed{E_n = \frac{h^2}{8ma^2} \cdot n^2}$$

určení konstanty ve vlnové funkci $\psi = C \cdot \sin \frac{n\pi}{a} x$

podmínkou normování: $\int_0^a |\psi|^2 dx = \int_0^a \psi \cdot \psi^* dx = 1$

$$|C|^2 \int_0^a \sin^2 \frac{n\pi}{a} x \cdot dx = |C|^2 \left(\frac{a}{2} - \frac{1}{2} \int_0^a \cos \frac{2n\pi}{a} x \cdot dx \right) = |C|^2 \left(\frac{a}{2} - \underbrace{\frac{1}{2} \left[\frac{a}{2n\pi} \sin \frac{2n\pi}{a} x \right]_0^a}_0 \right) = 1$$

$$C = \sqrt{\frac{2}{a}}$$

konečná podoba vlnové funkce:

$$\boxed{\psi_n = \sqrt{\frac{2}{a}} \cdot \sin \frac{n\pi}{a} x}$$

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 2. Vlastnosti elektronu v atomovém obalu

stav elektronu je jednoznačně určen 4 kvantovými čísly:

n – hlavní kvantové číslo – určuje energii elektronu v poli jádra:

$$\boxed{E_n = -\frac{\mu Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots}$$

l – vedlejší kvantové číslo – velikost orbitálního momentu hybnosti:

$$\boxed{L = \sqrt{l \cdot (l + 1)} \cdot \hbar \quad l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1}$$

m – magnetické kvantové číslo – složka orbitálního momentu hybnosti:

$$\boxed{L_z = m \cdot \hbar \quad m = -l, -l + 1, \dots, -1, 0, 1, \dots, l - 1, l}$$

m_s – spinové kvantové číslo – složka vlastního momentu hybnosti:

$$\boxed{S_z = m_s \cdot \hbar \quad m_s = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}$$

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 2. Vlastnosti elektronu v atomovém obalu

poznámky a komentář:

Spin – souhrnné označení vlastností mikročástic, které souvisejí s existencí vlastního momentu hybnosti. U klasických objektů vzniká vlastní moment hybnosti rotací kolem osy procházející těžištěm. U mikročástic je tato vlastnost postulována (spory s teorií relativity).

Proč není kvantována velikost spinového momentu hybnosti?

U každého momentu hybnosti může složka nabývat $2s + 1$ hodnot, kde s je kvantové číslo určující velikost momentu hybnosti. Protože v případě spinového momentu hybnosti je $2s + 1 = 2$, platí:

$$s = \frac{1}{2} \Rightarrow S = \sqrt{s \cdot (s + 1)} \cdot \hbar = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \hbar$$

Podle velikosti n se elektrony dělí do slupek: K, L, M, N, ...

Podle velikosti l se elektrony dělí do orbitů (drah): s, p, d, f, ...

Nejznámější projevy spinu: dublety ve spektru (Na 589,0 nm + 589,6 nm), Sternův-Gerlachův pokus

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 2. Vlastnosti elektronu v atomovém obalu

Pauliův vylučovací princip pro elektrony v atomovém obalu:

V elektronovém obalu atomu nemohou existovat dva elektrony, které by měly všechna 4 kvantová čísla stejná.

slupka	n	l	m	m_s
K	1	0	0	$\frac{1}{2}$
K	1	0	0	$-\frac{1}{2}$
L	2	0	0	$\frac{1}{2}$
L	2	0	0	$-\frac{1}{2}$
L	2	1	-1	$\frac{1}{2}$
L	2	1	-1	$-\frac{1}{2}$
L	2	1	0	$\frac{1}{2}$
L	2	1	0	$-\frac{1}{2}$
L	2	1	1	$\frac{1}{2}$
L	2	1	1	$-\frac{1}{2}$

Výpočet maximálního počtu elektronů v n -té slupce:

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2 \cdot (2l + 1) = 2 \cdot \frac{n}{2} \{ [2(n-1) + 1] + 1 \} = 2n^2$$

↑ počet možných m_s
↑ počet možných l
↑ počet možných m

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 3 Orbitální a spinový magnetický moment

Elektron s $l \neq 0$ má orbitální moment hybnosti (v klasické fyzice je to spojeno s křivočarým pohybem), má náboj (-e), z toho plyne, že se chová jako závit protékaný stejnosměrným elektrickým proudem, proto má i **orbitální magnetický moment**.

Poměr složek orbitálního magnetického momentu a orbitálního momentu hybnosti je konstantní:

$$\frac{M_z}{L_z} = -\frac{e}{2m_0} \Rightarrow M_z = -m \cdot \frac{e\hbar}{2m_0} \quad \boxed{M_z = -m\mu_B, \quad \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0}}$$
$$\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1} \quad \text{Bohrův magneton}$$

Mikročástice mají vlastní moment hybnosti a vlastní magnetický moment (jako postulát, později vyplynulo z relativistické kvantové teorie Diraca).

$$\boxed{\frac{M_{sz}}{S_z} = -\frac{e}{m_0} \Rightarrow M_{sz} = -m_s \cdot \frac{e\hbar}{m_0} = -2m_s \cdot \mu_B}$$

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 4. Energie elektronu v atomovém obalu

Základním vztahem pro energii je energie elektronu v poli jádra:

$$\boxed{E_n = -\frac{\mu Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots}$$

I když je v obalu jediný elektron, není uvedená energie jediným příspěvkem k celkové energii. Pokud má elektron nenulové vedlejší kvantové číslo, má i nenulový orbitální magnetický moment. Protože má zároveň i spinový magnetický moment, vzniká interakcí těchto momentů (které mohou být různě velké a různě orientované, přídavná energie, která může nabývat $2l + 1$ různých hodnot - spin-orbitální interakce – vysvětlení jemné struktury spektrálních čar. Z toho vyplývá, že energie elektronu závisí i na vedlejším, magnetickém a spinovém kvantovém čísle:

$$E = E_n + \Delta E_{ls}$$

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 4. Energie elektronu v atomovém obalu

V obalu je více elektronů: k předchozí energii přispívají další přidavné energie, které vznikají interakcí elektronů mezi sebou:

- Coulombovská interakce elektronů mezi sebou
- interakce orbitálních magnetických momentů $I_i \leftrightarrow I_j$
- interakce orbitálních a spinových magnetických momentů $I_i \leftrightarrow S_j$
- výměnné interakce
- interakce $I_i \leftrightarrow S_i$
- interakce $S_i \leftrightarrow S_j$
- interakce orbitálních a spinových magnetických momentů elektronů s magnetickým momentem jádra

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 5. Periodická soustava prvků

1869 Mendělejev



Prvky vypsál spolu s atomovými „vahami“ na papírky, seřazoval je do řádek. Když narazil na skokovou změnu v chemických a fyzikálních vlastnostech (F-Na, Cl-K), začal novou řádku. Hlavním úspěchem tohoto uspořádání byla předpověď nových prvků: ekaaluminium – gallium
ekabór – scandium
ekasalicium – germanium

Dimitrij Ivanovič
Mendělejev (1834-1907)

		Atomic number																																																			
		Symbol																																																			
		Atomic weight																																																			
		Metal																																																			
		Semimetal																																																			
		Nonmetal																																																			
1	H	1.008	2	He	4.003																																																
2	Li	6.941	3	Be	9.012	4	B	10.81	5	C	12.01	6	N	14.01	7	O	16.00	8	F	19.00	9	Ne	20.18																														
3	Na	22.99	10	Mg	24.31	11	Al	26.98	12	Si	28.09	13	P	30.97	14	S	32.07	15	Cl	35.45	16	Ar	39.95																														
4	K	39.10	19	Ca	40.08	20	Sc	44.96	21	Ti	47.88	22	V	50.94	23	Cr	52.00	24	Mn	54.94	25	Fe	55.85	26	Co	58.93	27	Ni	58.69	28	Cu	63.55	29	Zn	65.39	30	Ga	69.72	31	Ge	72.61	32	As	74.92	33	Se	78.96	34	Br	79.90	35	Kr	83.80
5	Rb	85.47	37	Sr	87.62	38	Y	88.91	39	Zr	91.22	40	Nb	92.91	41	Mo	95.94	42	Tc	98.91	43	Ru	101.1	44	Rh	102.9	45	Pd	106.4	46	Ag	107.9	47	Cd	112.4	48	In	114.8	49	Sn	118.7	50	Sb	121.8	51	Te	127.6	52	I	126.9	53	Xe	131.3
6	Cs	132.9	55	Ba	137.3	56	Lu	175.0	57	Hf	178.5	58	Ta	180.9	59	W	183.8	60	Re	186.2	61	Os	190.2	62	Ir	192.2	63	Pt	195.1	64	Au	197.0	65	Hg	200.6	66	Tl	204.4	67	Pb	207.2	68	Bi	209.0	69	Po	210.0	70	Rn	222.0			
7	Fr	87	88	Ra	226.0	89	Lr	262.1	90	Rf	261.1	91	Db	262.1	92	Sg	265.1	93	Bh	264.1	94	Hs	265.1	95	Mt	268	96	Uun	269	97	Uuq	272	98	Uub	277	99	Uut	289	100	Uuq	289	101	Uuh	289	102	Uus	289	103	Uuo	289			
8	La	138.9	57	Ce	140.1	58	Pr	140.9	59	Nd	144.2	60	Pm	145.9	61	Sm	150.4	62	Eu	151.9	63	Gd	157.3	64	Tb	158.9	65	Dy	162.5	66	Ho	164.9	67	Er	167.3	68	Tm	168.9	69	Yb	173.0	70											
9	Ac	89	90	Th	232.0	91	Pa	231.0	92	U	238.0	93	Np	237.0	94	Pu	244.1	95	Am	243.1	96	Cm	247.1	97	Bk	247.1	98	Cf	251.1	99	Es	252.0	100	Fm	257.1	101	Md	259.1	102														

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 5. Periodická soustava prvků

Hundova pravidla: pořadí zaplňování stavů se řídí součtem $n + l$, jsou-li 2 kombinace rovny, přednost má kombinace s menším n ; pokud je to možné, zaujímají elektrony stavy se stejným m_s

1s		1		
2s		2		
2p	3s	3		
3p	4s	4		
3d	4p	5s	5	
4d	5p	6s	6	
4f	5d	6p	7s	7
5f	6d	7p	8s	8

1s	2
2s, 2p	$2 + 6 = 8$
3s, 3p	$2 + 6 = 8$
4s, 3d, 4p	$2 + 10 + 6 = 18$
5s, 4d, 5p	$2 + 10 + 6 = 18$
6s, 4f, 5d, 6p	$2 + 14 + 10 + 6 = 32$
7s, 5f, 6d, 7p	$2 + 14 + 10 + 6 = 32$

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	
1	H	He																
2	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne										
3	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar										
4	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
5	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
6	Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
7	Fr	Ra	Lr	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Uun	Uuu	Uub	Uut	Uuq	Uup	Uuh	Uus	Uuo

valenční sféra, valenční elektrony:
chemické vlastnosti

elektronový oktet sp: netečné plyny
alkalické kovy

halogeny

lanthanoidy $_{57}\text{La} \rightarrow _{71}\text{Lu}$

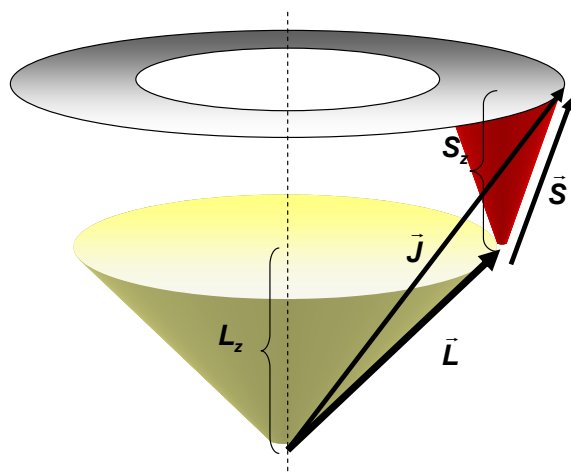
aktinoidy $_{89}\text{Ac} \rightarrow _{103}\text{Lw}$

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 6. Vektorový model atomu

zabývá se energií elektronového obalu pro atomy s více elektrony bez ohledu na velikosti jednotlivých kvantových čísel elektronů

Základní myšlenka: 1 elektron má 2 momenty hybnosti, které nejsou dokonale poznatelné, můžeme určit jen velikost a jednu složku. Součet těchto vektorů by byl „rozmazán“ daleko více než kterýkoli z původních vektorů.



2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 6. Vektorový model atomu

Celkový (úhrnný) moment hybnosti musí být kvantován jako každý jiný moment hybnosti:

$$J = \sqrt{j \cdot (j + 1)} \cdot \hbar \quad J_z = m_j \hbar$$

Velikost orbitálního momentu hybnosti je dána kvantovým číslem l , spinový může vůči němu zaujímat dva různé směry. Kvantové číslo j proto nabývá nejvýše dvou hodnot:

$$j = l + \frac{1}{2}, \left| l - \frac{1}{2} \right| \quad \left(\text{při } l = 0 \text{ je pouze } j = \frac{1}{2} \right)$$

Kvantové číslo m_j pak může nabývat $2j + 1$ hodnot:

$$m_j = -j, -j + 1, \dots, -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}, \dots, j - 1, j$$

Pro N elektronů je zavedení celkového momentu hybnosti všech elektronů ještě významnější, protože změna energie elektronového obalu závisí na změnách celého obalu. Při určování celkového momentu hybnosti elektronového obalu je vzhledem k neurčitosti možné použít dvou postupů:

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 6. Vektorový model atomu

Pro lehčí atomy je vhodnější způsob označovaný LS:

$$\vec{L} = \sum \vec{L}_i \quad \vec{S} = \sum \vec{S}_i \quad \vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

Pro těžší atomy je vhodnější způsob označovaný jj:

$$\vec{J}_i = \vec{L}_i + \vec{S}_i \quad \vec{J} = \sum \vec{J}_i$$

Kvantování všech 3 momentů hybnosti elektronového obalu:

$$\mathcal{L} = \sqrt{L \cdot (L + 1)} \cdot \hbar \quad \mathcal{L}_z = m_L \hbar \quad L = 0, 1, 2, \dots, \sum l_i \quad m_L = -L, \dots, -1, 0, 1, \dots, +L$$

$$\mathcal{S} = \sqrt{S \cdot (S + 1)} \cdot \hbar \quad \mathcal{S}_z = m_S \hbar \quad \begin{array}{l} \text{pro } n \text{ sudé: } S = 0, 1, 2, \dots, \frac{n}{2} \quad m_S = -S, \dots, -1, 0, 1, \dots, +S \\ \text{pro } n \text{ liché: } S = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots, \frac{n}{2} \quad m_S = -S, \dots, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \dots, +S \end{array}$$

$$\mathcal{J} = \sqrt{J \cdot (J + 1)} \cdot \hbar \quad \mathcal{J}_z = m_J \hbar \quad J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S| \quad m_J = -J, -J + 1, \dots, J - 1, J$$

2S + 1 hodnot pro $L > S$, 2L + 1 hodnot pro $S > L$

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 6. Vektorový model atomu

Stavy s různými čísly L, S, J mají různé energie.

Plně obsazené orbity k, L, S, J nepřispívají (opačné orientace se odečtou).

Označení energetické hladiny: term $(n) 2S+1L_J$ multiplicita
↑ značí se písmeny S, P, D, ...

Ne všechny kombinace trojic LSJ jsou možné (Puliův vylučovací princip).

Příklad:

2 elektrony na orbitě p ($l = 1$)

teoreticky: $L = 0, 1, 2$
 $S = 0, 1$
 $J = 0, 1, 2, 3$ } 24 stavů

ve skutečnosti: $m = 1, m_s = \pm \frac{1}{2}$
 $m = 0, m_s = \pm \frac{1}{2}$
 $m = -1, m_s = \pm \frac{1}{2}$ } $\frac{6 \cdot 5}{2} = 15$ stavů

Kolika různých energií mohou tyto stavy nabývat?

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 6. Vektorový model atomu

Kolika různých energií mohou tyto stavy nabývat?

m_1	m_2	m_{s1}	m_{s2}	L	S	J	term
1	1	↑	↓	2	0	2	1D_2
1	0	↑	↑	1	1	2	3P_2
1	0	↓	↓	1	1	0	3P_0
1	0	↑	↓	1	0	1	1P_1
1	0	↓	↑	1	0	1	1P_1
1	-1	↑	↑	0	1	1	3S_1
1	-1	↓	↓	0	1	1	3S_1
1	-1	↑	↓	0	0	0	1S_0
1	-1	↓	↑	0	0	0	1S_0
0	0	↑	↓	0	0	0	1S_0
-1	0	↑	↑	1	1	0	3P_0
-1	0	↓	↓	1	1	2	3P_2
-1	0	↑	↓	1	0	1	1P_1
-1	0	↓	↑	1	0	1	1P_1
-1	-1	↑	↓	2	0	2	1D_2

základní term
(s minimální energií)

2. Kvantově-mechanický popis atomového obalu

2. 6. Vektorový model atomu

Pořadí příspěvků k energii od vzájemných interakcí:

Pro lehčí atomy LS:

1. výměnná energie
2. Coulombovské odpuzování
3. spin-orbitální interakce

Pro těžší atomy jj:

1. spin-orbitální interakce
2. Coulombovské odpuzování
3. výměnná energie

3. spektra atomů

3. 1. Optická spektra

Vznikají přechody valenčních elektronů.

Intenzity čar jsou dány pravděpodobností přechodů, které závisejí na způsobu excitace. Přesné výpočty umožňuje kvantová elektrodynamika využívající časového poruchového počtu.

3. 1. 1. Výběrová pravidla

Podle výpočtů kvantové mechaniky jsou pravděpodobnosti některých přechodů nulové - takovým přechodům se říká zakázané přechody.

$$\Delta l = \pm 1$$
$$\Delta m = 0, \pm 1$$
$$\Delta m_s = 0$$

pro stav s více elektrony:

$$\Delta S = 0$$
$$\Delta L = 0, \pm 1$$
$$\Delta J = 0, \pm 1 \text{ s výjimkou } J = 0 \rightarrow J = 0$$

3. Spektra atomů

3. 1. 1. Výběrová pravidla

Příklad na použití výběrových pravidel:

Kolik čar má jemná struktura čáry H_{α} ?

jde o přechod z $n = 3$ na hladinu $n = 2$, u jednoho elektronu jsou velká kvantová čísla totožná s malými

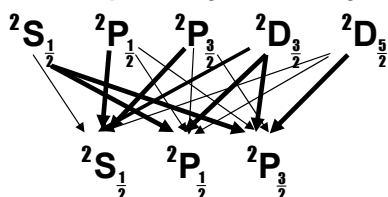
jeden elektron na $n = 3$ může být ve stavech daných kvantovými čísly:

$$L = 0, 1, 2; \quad S = \frac{1}{2}; \quad J = \left| L \pm \frac{1}{2} \right|$$

na $n = 2$ může být ve stavech daných kvantovými čísly:

$$L = 0, 1; \quad S = \frac{1}{2}; \quad J = \left| L \pm \frac{1}{2} \right|$$

povolené přechody mezi termy:



$$\Delta l = \pm 1 \Rightarrow S \rightarrow P, P \rightarrow S, D \rightarrow P$$

přechody zakázané podle: $\Delta J \leq 1 \Rightarrow \frac{5}{2} \times \frac{3}{2}$

přechody zakázané podle: $\Delta l \neq 0$

přechod zakázaný podle: $\Delta l \neq 2$

Sledovaná čára se skládá ze 7 čar jemné struktury: Lambův posuv.

3. Spektra atomů

3. 1. 1. Výběrová pravidla

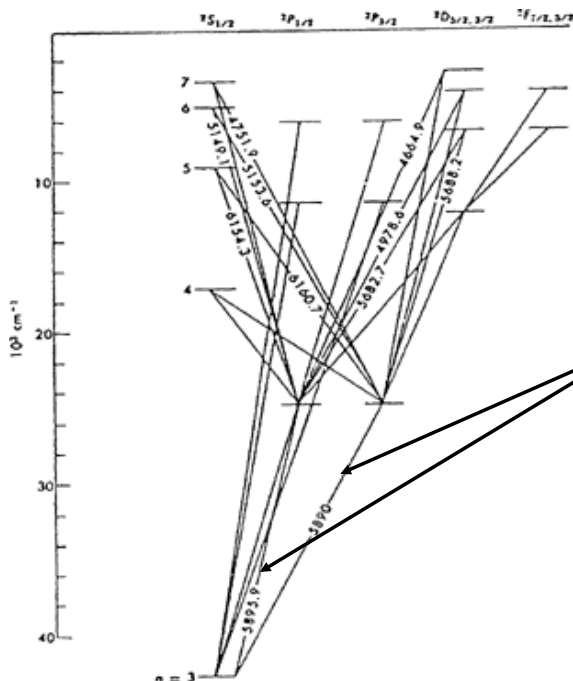


Schéma energetických hladin a povolených přechodů pro valenční elektron sodíku. Ve sloupcích jsou řazeny energetické hladiny podle hlavního kvantového čísla, sloupce odpovídají jednotlivým termům.

Sodíkový dublet: dvě žluté čáry stejné intenzity s velmi blízkou vlnovou délkou. Nepatrná odlišnost energie termů ${}^2P_{1/2}$ a ${}^2P_{3/2}$ je důsledkem rozdílné interakce mezi spinovým a orbitálním momentem (projev spinu).

3. Spektra atomů

3. 1. 2. Výměnné síly

Spektrum hélia:

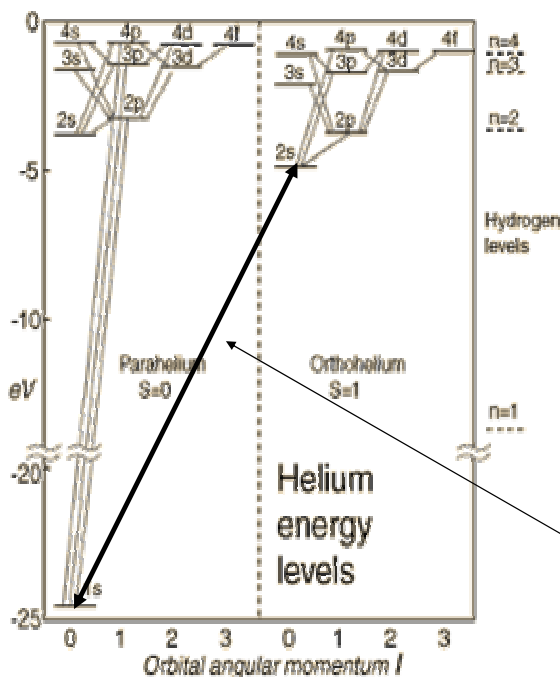


Schéma energetických hladin a povolených přechodů pro helium. Je nutné oddělit stavy $S = 0$ (parahelium) a stavy $S = 1$ (orthohelium). Vzhledem k výběrovému pravidlu pro S nejsou mezi nimi povolené přechody.

Coulombovské síly mezi elektrony jsou v obou případech stejné, rozdíly v energiích jsou tedy dány odlišnými interakcemi mezi stavy s paralelními spiny: $\uparrow\uparrow$ nebo $\downarrow\downarrow$ a spiny antiparalelními $\downarrow\uparrow$. Interakce spinových magnetických momentů jsou přitom slabší než rozdíly energií. Jediné vysvětlení: výměnné síly.

Toto je zakázaný přechod, který se může uskutečnit jen při srážce dvou atomů, při které dojde k výměně elektronů.

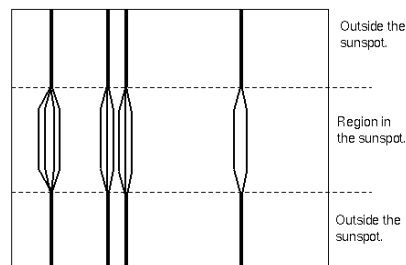
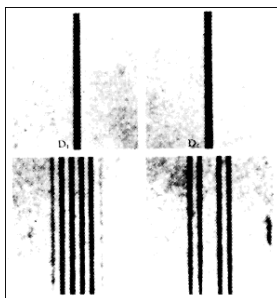
3. Spektra atomů

3. 1. 3. Magnetooptické jevy

Zeemanův jev (1896): štěpení spektrálních čar v magnetickém poli



Pieter Zeeman (1865-1943)



The Zeeman effect: a strong magnetic field splits the spectral lines into two or more components. The strength of the magnetic field can be measured from the amount of separation of the components. Sunspots are regions of strong magnetic fields.

V magnetickém poli interagují oba magnetické momenty elektronu s vnějším magnetickým polem. Má-li vnější magnetostatické pole změru z :

$$\Delta E = M_z B + M_{sz} B$$

$$\Delta E = m \mu_B B + 2m_s \mu_B B = \mu_B B (m + 2m_s)$$

3. Spektra atomů

3. 1. 3. Magnetooptické jevy

$$\Delta E = m\mu_B B + 2m_s\mu_B B = \mu_B B(m + 2m_s) \quad \Delta \nu = \frac{\mu_B B}{h}(\Delta m + 2\Delta m_s)$$

při zářivém přechodu

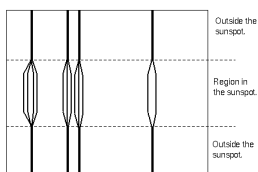
$$\nu = \nu_0 + \frac{\mu_B B}{h}(\Delta m + 2\Delta m_s) \quad \text{Protože platí výběrová pravidla} \quad \Delta m = 0, \pm 1$$

$$\Delta m_s = 0$$

budou frekvence odpovídající dovoleným přechodům:

$$\nu_1 = \nu_0 \quad \nu_2 = \nu_0 + \frac{\mu_B B}{h} \quad \nu_3 = \nu_0 - \frac{\mu_B B}{h}$$

Původní spektrální čára se rozštěpí na 3 čáry, z nichž jedna bude na původním místě, dvě budou symetricky odchýleny.



The Zeeman effect: a strong magnetic field splits the spectral lines into two or more components. The strength of the magnetic field can be measured from the amount of separation of the components. Sunspots are regions of strong magnetic fields.

Normální Zeemanův jev

3. Spektra atomů

3. 1. 3. Magnetooptické jevy

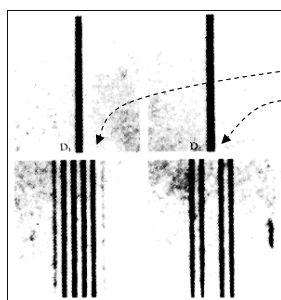
rozštěpení na jiný počet čar: magnetické momenty se skládají jinak než momenty hybnosti (poměr magnetických momentů je proti mechanickým dvojnásobný), proto

$\vec{\mu}$ není rovnoběžný s \vec{J}

Příspěvek k energii $\Delta E = g \cdot m_J \mu_B B$

g je Landeeho faktor $g = g(L, S, J)$

Každý energetický stav se v magnetickém poli štěpí na $2J + 1$ podstavů



sodíkový dublet ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ $4 + 2, 8$ kombinací – 2 (zakázané přechody) = 6 čar

${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ $2 + 2, 4$ kombinace = 4 čáry

Anomální Zeemanův jev

3. Spektra atomů

3. 1. 4. Spontánní a vynucené přechody

emisní přechod $\downarrow \begin{matrix} k \\ i \end{matrix}$ $\left\{ \begin{array}{l} \text{spontánní, pravděpodobnost } A_{ki} \\ \text{doba života excit. stavu } 10^{-8} \text{ s} \\ \text{vynucený (indukovaná emise), vzniká dopadem} \\ \text{fotonu s energií } h\nu = E_k - E_i \\ \text{pravděpodobnost přechodu } u(\nu) \cdot B_{ki} \end{array} \right.$

celková pravděpodobnost emisního přechodu: $A_{ki} + u(\nu) \cdot B_{ki}$

absorpční přechod $\uparrow \begin{matrix} k \\ i \end{matrix}$ pouze vynucený, pravděpodobnost $u(\nu) \cdot B_{ik}$

A_{ki}, B_{ki}, B_{ik} Einsteinovy koeficienty

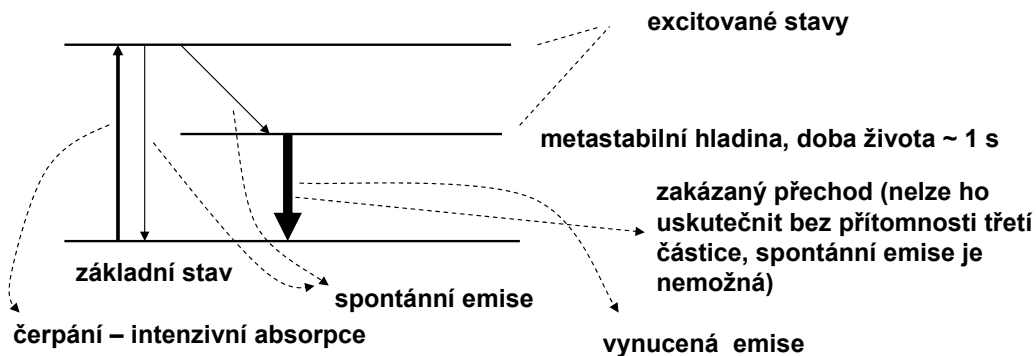
platí: $B_{ki} = B_{ik}$

Pravděpodobnost emise je vždy větší než pravděpodobnost absorpce.

3. Spektra atomů

3. 1. 4. Spontánní a vynucené přechody

Předchozí tvrzení platí pro libovolné 2 hladiny, v tříhadinovém systému je možné dosáhnout inverzního stavu.



Záření produkované vynucenou emisí je :

monochromatické

koherentní

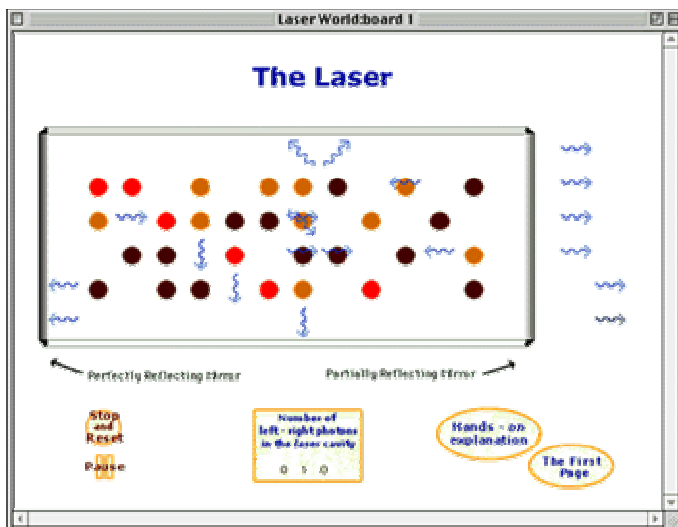
kolimované

3. Spektra atomů

3. 1. 4. Spontánní a vynucené přechody

laser Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

maser Microwave

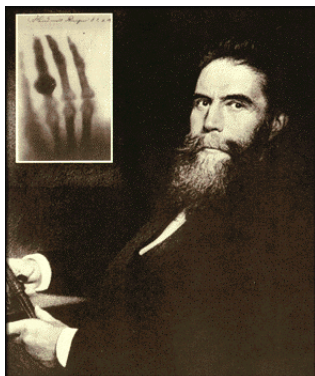


vhodná prostředí: rubín, CO₂, neodymové sklo, He+Ne, GaAs (polovodičové lasery)

3. Spektra atomů

3. 2. Rentgenová spektra

1895 – Roentgen: elektromagnetické záření s kratšími vlnovými délkami než ultrafialové: 10 až 0,01 nm



Wilhelm Conrad Röntgen (1845-1923)

ruka poraněná brokovnicí

3. Spektra atomů

3. 2. Rentgenová spektra



uspořádání podle Coolidge

3. Spektra atomů

3. 2. Rentgenová spektra

a) brzdné záření: spojité spektrum, nezávisí na materiálu antikatody

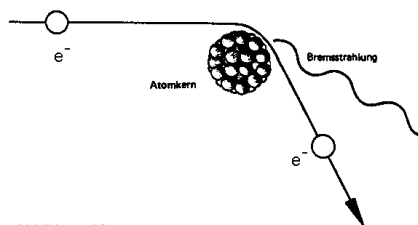
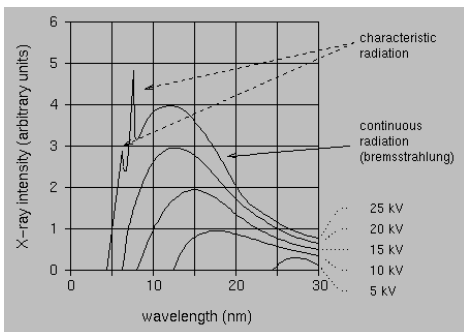
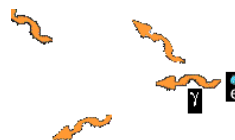


Abbildung 13:
Zur Bremsstrahlung
In der Nähe eines positiv geladenen Atomkerns
wird ein Elektron abgebremst. Dabei verliert es
Energie, die es in Form von Bremsstrahlung abgibt.



$$eU = h\nu \Rightarrow \lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}$$

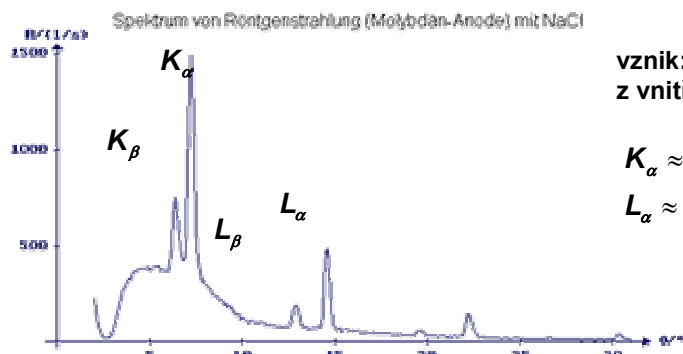
krátkovlnná hranice

$$U = 25 \text{ kV} \Rightarrow \lambda_{\min} = 0,05 \text{ nm}$$

3. Spektra atomů

3. 2. Rentgenová spektra

b) charakteristické záření: čárové spektrum, závisí na materiálu antikatody



vznik: excitace elektronu v atomu z vnitřních vrstev: série



frekvence čar charakteristického Roentgenova spektra popsal Moseley:

$$\sqrt{\nu} = C \cdot (Z - \rho)$$

konstanta čáry

vyjadřuje odstínění slupky, ze které elektron přechází od jádra

vztah je ve shodě se vztahem Balmerovým:

$$\sigma = \frac{\nu}{c} = \Delta \frac{(Z - \rho_i)^2}{n_i^2}$$

3. Spektra atomů

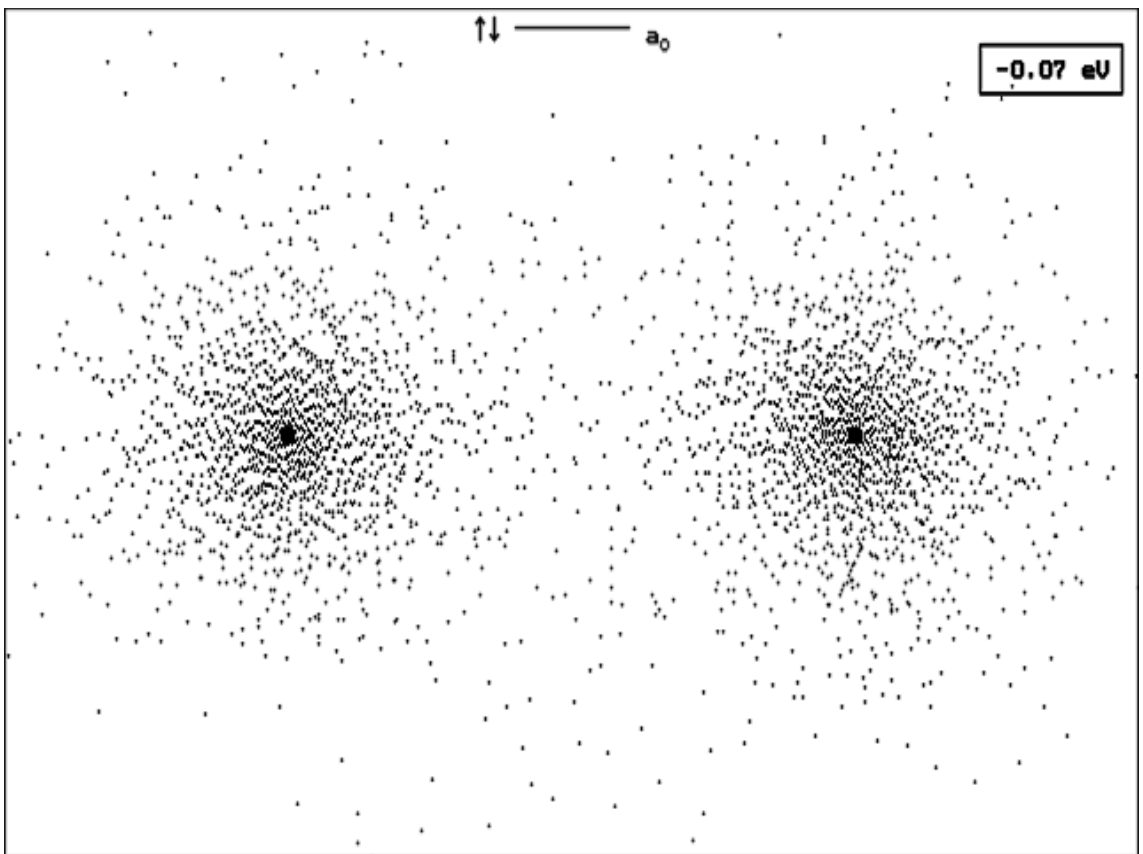
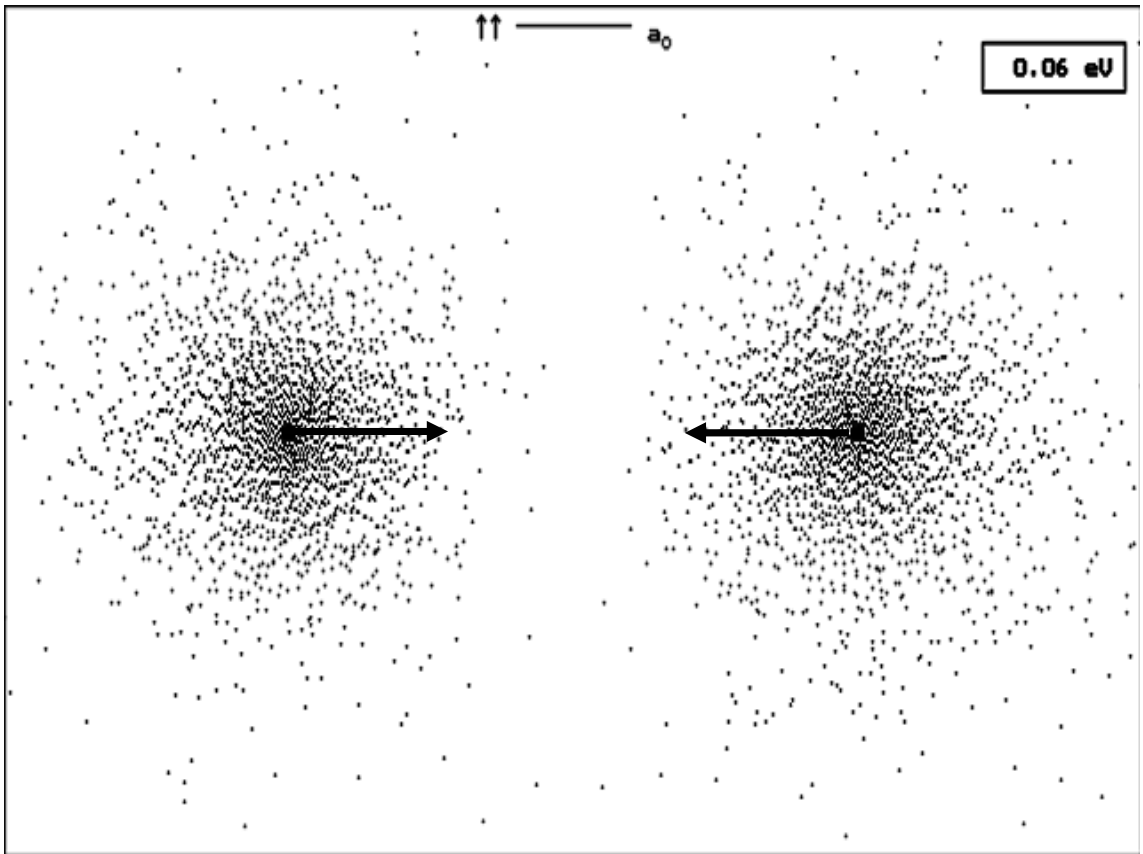
3. 3. Molekuly – stavba a spektrum

3. 3. 1. Stavba molekul

vazba: interakce elektronů ve valenční („vnější“) slupce

- 2 krajní případy vazeb: 1) iontová (heteropolární) - NaCl
2) kovalentní (homeopolární) – H₂

soustava 2 atomů vodíku s elektrony, jejich spiny jsou paralelní a antiparalelní



3. Spektra atomů

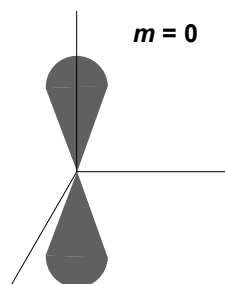
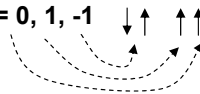
3. 3. Molekuly – stavba a spektrum

3. 3. 1. Stavba molekul

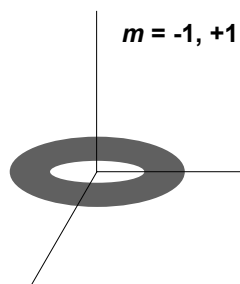
stavba složitějších molekul – H₂O

O – ve valenční slupce 6 elektronů: 2 ve stavu s (vykompenzovány, vazby se neúčastní)

4 ve stavu p: $m = 0, 1, -1$



$m = 0$



$m = -1, +1$

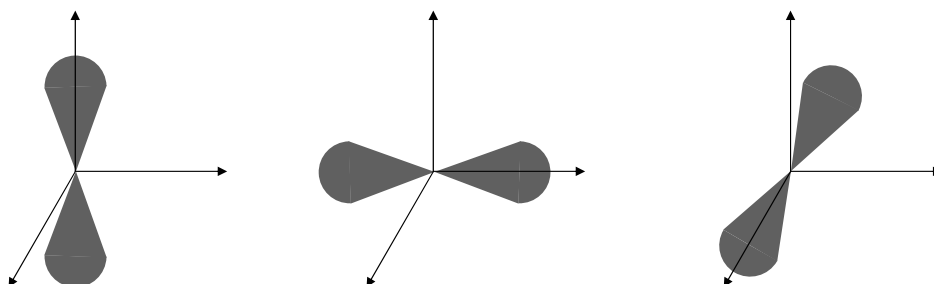
pro sdílení elektronů nevhodnější

3. Spektra atomů

3. 3. Molekuly – stavba a spektrum

3. 3. 1. Stavba molekul

Stavy všech 4 p elektronů jsou různé, mají však prakticky stejnou energii. Kvantová mechanika pak umožňuje sestavit další vlnové funkce lineární kombinací všech 6 možných stavů. Hustoty pravděpodobnosti těchto 6 možných stavů pak mají tvar symetrický podle jednotlivých os:

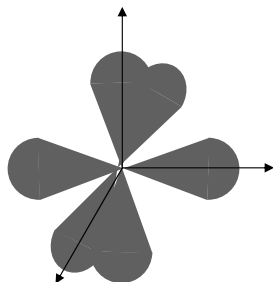


3. Spektra atomů

3. 3. Molekuly – stavba a spektrum

3. 3. 1. Stavba molekul

Stavy všech 4 *p* elektronů jsou různé, mají však prakticky stejnou energii. Kvantová mechanika pak umožňuje sestavit další vlnové funkce lineární kombinací všech 6 možných stavů. Hustoty pravděpodobnosti těchto 6 možných stavů pak mají tvar symetrický podle jednotlivých os:



v jednom z rovnocenných „laloků“ musí být dva elektrony s opačnými spiny, ten se vazby neúčastní, ve zbylých lalocích je po jednom elektronu s totožnými spiny

atom vodíku má jediný elektron ve stavu *s*, které jsou kulově symetrické:

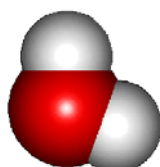
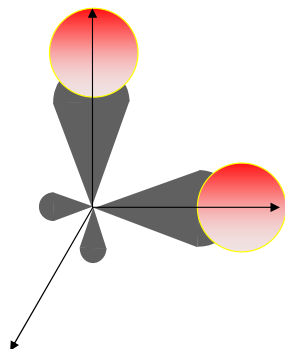


2 atomy vodíku se spiny elektronů opačnými, než mají 2 samotné valenční elektrony kyslíku se pak mohou vázat na atom kyslíku:

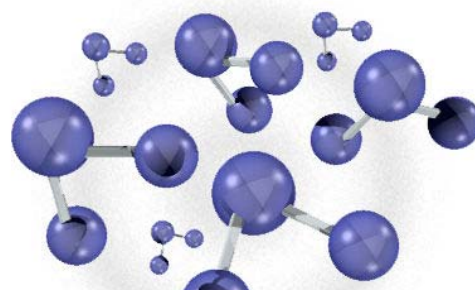
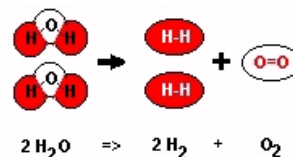
3. Spektra atomů

3. 3. Molekuly – stavba a spektrum

3. 3. 1. Stavba molekul



atomy vodíku by měly svírat úhel 90°, ve skutečnosti se elektrony se stejnými spiny 2 atomů vodíku odpuzují, proto skutečný úhel je 104,5°



3. Spektra atomů

3. 3. Molekuly – stavba a spektrum

3. 3. 1. Stavba molekul

molekula metanu: CH_4 ; uhlík v základním stavu 2mocný: $2s: \downarrow \uparrow$ $2p: \uparrow \uparrow$

uhlík v excitovaném stavu 4mocný: $2s: \uparrow$ $2p: \uparrow \uparrow \uparrow$, jedna vazba by měla být odlišná

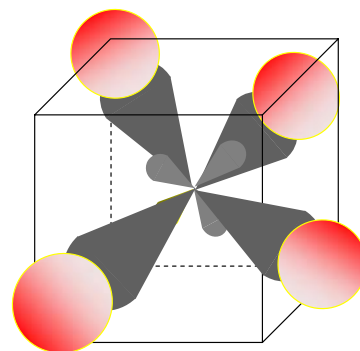
vysvětlení opět v kombinaci 4 vlnových funkcí, lineární kombinaci stavů různých

orbitů nazýváme **hybridizací**

4 částečně obsazené orbity uhlíku míří do vrcholů pravidelného 4stěnu, k nim se vážou 4 atomy vodíku (sp^3 hybridizace):

dosud popisované vazby souvisejí s prolínáním oblaků hustoty pravděpodobnosti, říkáme jim

vazba σ ($s-p$, $s-s$, $p-p$)

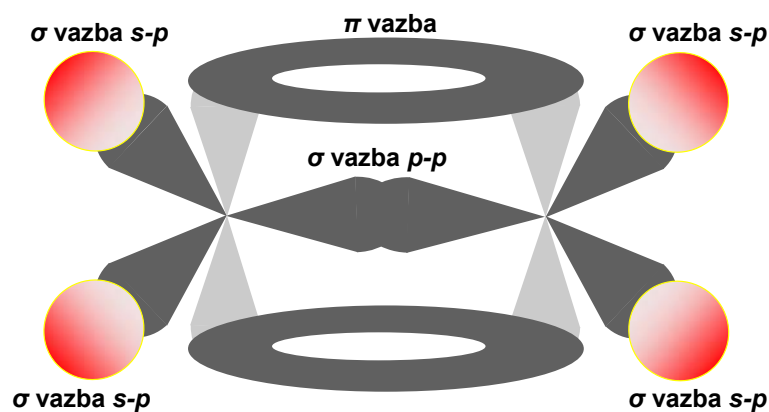


3. Spektra atomů

3. 3. Molekuly – stavba a spektrum

3. 3. 1. Stavba molekul

etén: $\text{H}_2\text{C}=\text{CH}_2$; příklad sp^2 hybridizace a ukázka vzniku vazby π

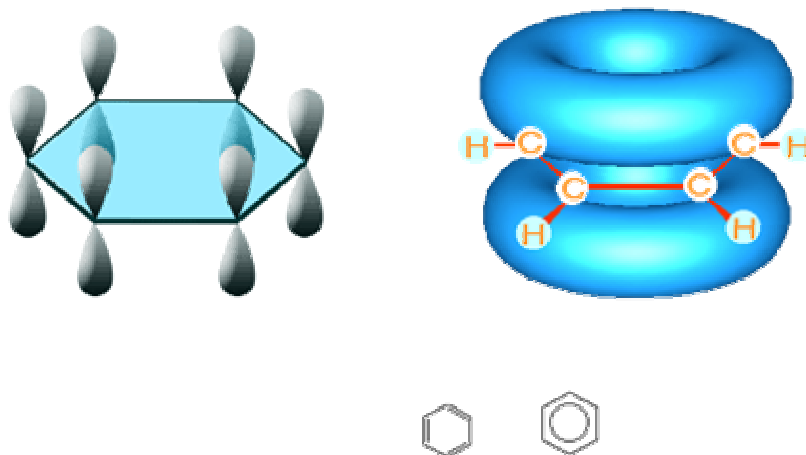


3. Spektra atomů

3. 3. Molekuly – stavba a spektrum

3. 3. 1. Stavba molekul

benzen: sp^2 hybridizace na σ vazby mezi atomy uhlíku a vazbu C-H, orbity p_z vytvoří celkovou vazbu π nad všemi atomy uhlíku



3. Spektra atomů

3. 3. Molekuly – stavba a spektrum

3. 3. 2. Molekulová spektra

K dosavadní energii jednoatomové molekuly – E_c – energie elektronové konfigurace, která je mnohem složitější vlivem interakcí mezi elektrony jednotlivých atomů, se přičítají další 2 energie:

E_r – energie rotace molekuly kolem osy procházející těžištěm,

E_o – energie kmitání (oscilace)

N atomů v molekule má $3N$ stupňů volnosti:

3 pro translaci (souřadnice těžiště),

2-3 pro rotaci (lineární x nelineární molekula),

$3N-5$ nebo 6 pro oscilace.

$$E = E_c + \left(\frac{1}{2} + v \right) \cdot \hbar \nu_v + \frac{\left(\sqrt{J(J+1)} \cdot \hbar \right)^2}{2I}$$

je zjednodušený vztah pro celkovou energii molekuly:

$v = 0, 1, 2, \dots$ je vibrační kvantové číslo, ν_v je kmitočet vibrací,

$J = 0, 1, 2, \dots$ je vnitřní kvantové číslo celé molekuly.

3. Spektra atomů

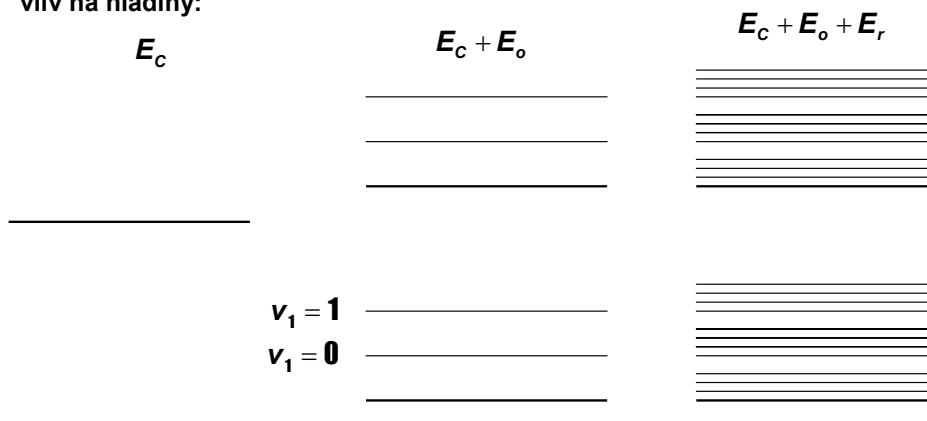
3. 3. Molekuly – stavba a spektrum

3. 3. 2. Molekulová spektra

z výpočtů: $\Delta E_c \gg \Delta E_o \gg \Delta E_r$

další komplikace: I (moment setrvačnosti) je závislý na kmitání,
v není celočíselné, protože vazebné síly nejsou přesně elastické

vliv na hladiny:



z jedné čáry vzniká molekulární pás čar

3. Spektra atomů

3. 3. Molekuly – stavba a spektrum

3. 3. 2. Molekulová spektra

a) rotační pásy – vznikají přechody mezi různými rotačními stavy: $E_c = \text{konst.}$ $E_o = \text{konst.}$

velmi malá energie, vlnové délky velmi vysoké (daleká IR oblast až radiové vlny:
HCl 0,5 mm)

výběrové pravidlo $\Delta J = \pm 1$

b) vibrační pásy – vzhledem k $\Delta E_o \gg \Delta E_r$ jsou vždy doprovázeny rotačními přechody,
proto někdy vibračně-rotační pásy, řídí se výběrovým pravidlem $\Delta v = \pm 1$

c) elektronově-vibrační pásy – vzhledem k $\Delta E_c \gg \Delta E_o \gg \Delta E_r$ jsou vždy doprovázeny
vibračními i rotačními přechody, řídí se výběrovým pravidlem $\Delta J = 0, \pm 1$ $J = 0 \not\rightarrow J = 0$

4. Atomové jádro

4. 1. Hmotnost atomových jader

Hmotnosti atomů jsou v poměru malých celých čísel, protože téměř celá hmotnost atomu je v jádře, musí být hmotnosti jader vyjádřitelné přibližně násobkem jisté malé hmotnosti.

atomová hmotnostní jednotka $u = 1,660\,43 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \approx 931,478 \text{ MeV}$

z definice (1/12 hmotnosti neutrálního atomu uhlíku 12) vyplývá:

$$u = \frac{10^{-3}}{N_a} \quad N_a \text{ Avogadrovo číslo}$$

relativní atomová hmotnost: $A_r = \frac{m_a}{u}$

nukleonové (hmotnostní) číslo: $A = [A_r + 0,5]$ [] – celá část

označení konkrétního jádra (atomu): ${}^A_Z X$

4. Atomové jádro

4. 1. Hmotnost atomových jader

měření hmotnosti atomů: **hmotnostní spektrografy**

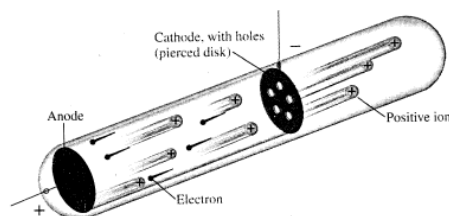
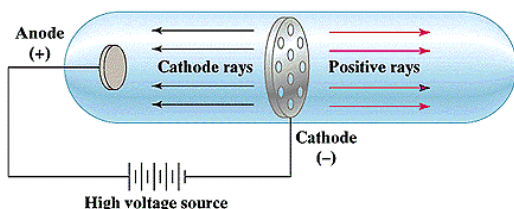
obecně vychází jejich princip z chování nabitě částice s hmotností m a s nábojem q , která se pohybuje v kombinaci elektrického a magnetického pole:

$$m\ddot{\vec{r}} = q \cdot \left\{ \vec{E} + \left[\dot{\vec{r}} \times \vec{B} \right] \right\} \quad \vec{E} \text{ je intenzita elektrického pole}$$

\vec{B} je magnetická indukce

trajektorie závisí na poměru $\frac{q}{m}$ (specifickém náboji)

atomy je nutné ionizovat: ideálním zdrojem jsou anodové (kanálové) paprsky

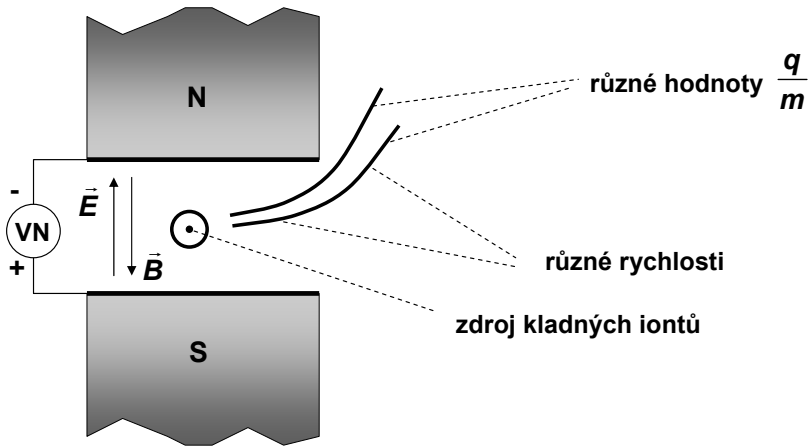


4. Atomové jádro

4. 1. Hmotnost atomových jader

Thomsonův hmotnostní spektrograf

1913: příčné \vec{E} a příčné rovnoběžné \vec{B}

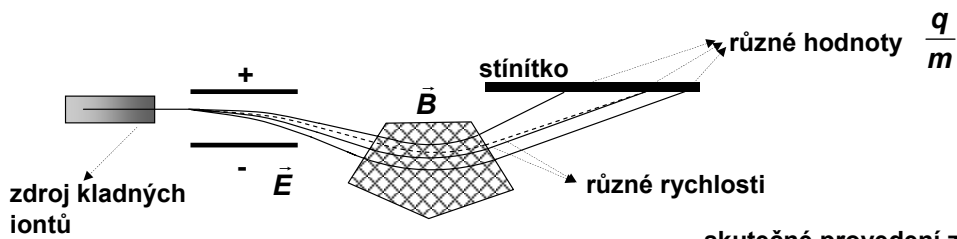


4. Atomové jádro

4. 1. Hmotnost atomových jader

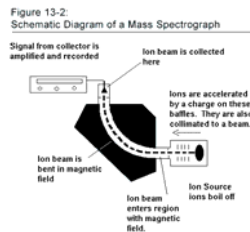
Astonův hmotnostní spektrograf

1918: příčné \vec{E} a příčné kolmé \vec{B}



zlepšení: místo dopadu nezávisí na rychlosti iontu (fokusace magnetickým polem)

skutečné provedení z roku 1919

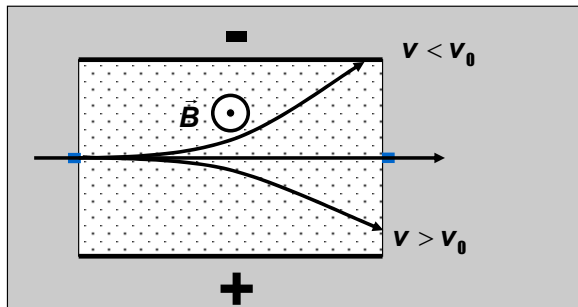


4. Atomové jádro

4. 1. Hmotnost atomových jader

Bainbridgeův hmotnostní spektrograf

filtr rychlostí

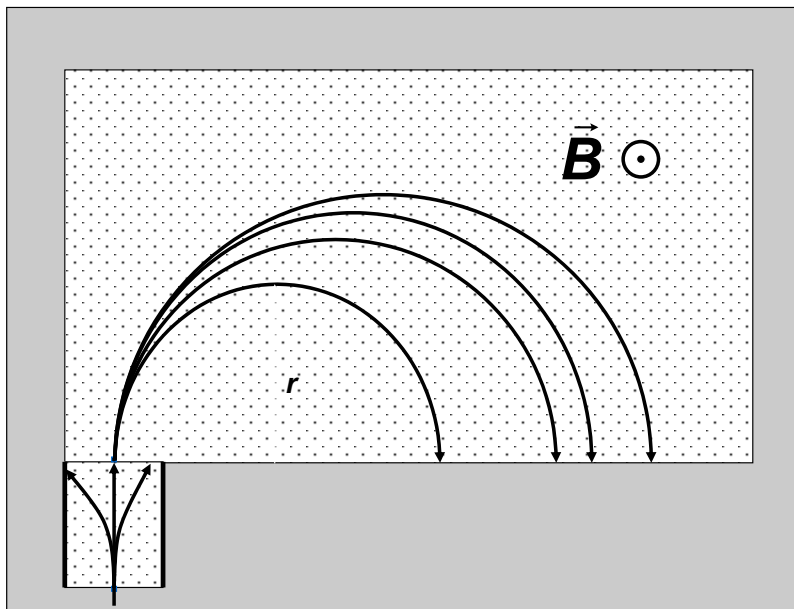


$$q \cdot E - q \cdot v_0 \cdot B = 0$$

$$v_0 = \frac{E}{B}$$

4. Atomové jádro

4. 1. Hmotnost atomových jader



magnetický analyzátor

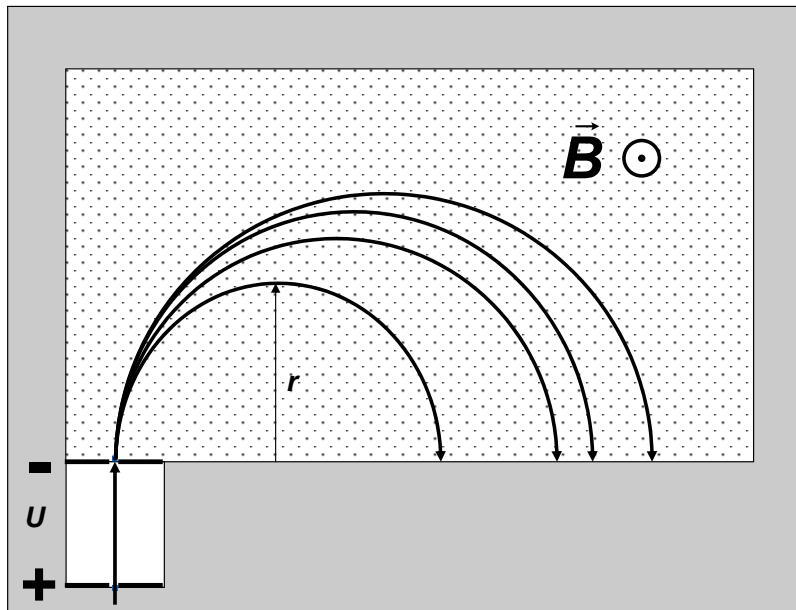
$$\frac{mv_0^2}{r} = q \cdot v_0 \cdot B$$

$$r = \frac{mv_0}{qB}$$

4. Atomové jádro

4. 1. Hmotnost atomových jader

Bleakneyův hmotnostní spektrograf



filtr rychlostí – malá účinnost, zde se ionty získávají s nepatrnou energií a urychlují se:

$$\frac{mv^2}{2} = q \cdot U$$

$$\frac{mv^2}{r} = q \cdot v \cdot B$$

$$v = \frac{q \cdot r \cdot B}{m}$$

$$\frac{mr^2q^2B^2}{2m^2} = q \cdot U$$

$$\boxed{\frac{m}{q} = \frac{r^2B^2}{2U}}$$

separace izotopů

4. Atomové jádro

4. 2. Vývoj představ o složení jader

1896 Becquerel – radioaktivní záření – z některých atomů vycházejí elektrony s energiemi až 1 MeV, ty nemohou pocházet z obalu, musejí vycházet z jádra

1 hypotéza: jádro A_ZX tvoří A protonů a $A - Z$ elektronů:

$$\text{celkový náboj: } A \cdot e + (A - Z) \cdot (-e) = Ze$$

tato představa vede ke dvěma sporům:

Jádro ${}^{14}_7\text{N}$ obsahuje podle hypotézy celkem 21 částic (14 protonů a 7 elektronů), všechny částice jsou fermiony, jádro by mělo být také fermionem a skupina jader by se měla řídit statistickým rozdělení Fermiho-Diracovým a podléhat Pauliho vylučovacímu principu.

z experimentů: jádro je bosonem – dusíková katastrofa

2. spor vyplývá z relací neurčitosti: má-li být elektron lokalizován v jádře s rozměrem 10^{-15} m, musí být jeho neurčitost v hybnosti:

$$\Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2\Delta x} \cong 5 \cdot 10^{-20} \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1} \quad \text{proto jeho energie může dosahovat:}$$

$$W_k = \sqrt{(\Delta p_x)^2 c^2 + W_0^2} - W_0 \cong 1,4 \cdot 10^{-11} \text{ J} = 100 \text{ MeV} \quad \text{z beta rozpadu však jen } \sim 1 \text{ MeV}$$

4. Atomové jádro

4. 2. Vývoj představ o složení jader

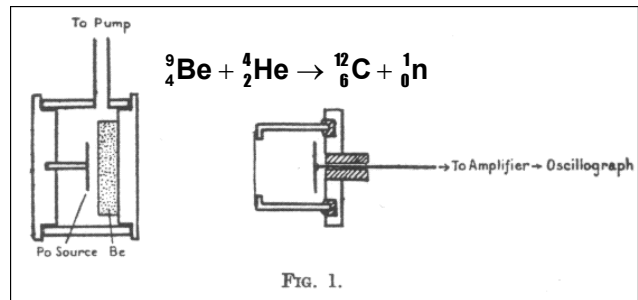
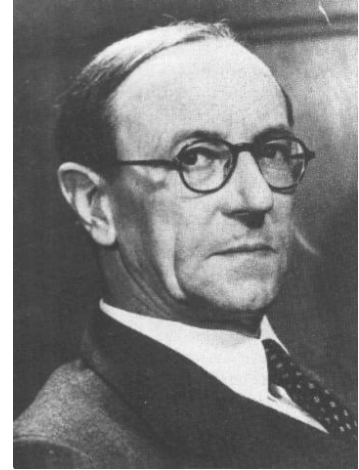
1931 – Ivaněnko a Heisenberg: teorie o neutronu



Werner Heisenberg (1901-1976)

1932 – experimentální důkaz:
Chadwick

James Chadwick (1891-1974)



4. Atomové jádro

4. 2. Vývoj představ o složení jader

A_ZX obsahuje Z protonů $A - Z$ neutronů (${}^{14}_7N$ obsahuje tedy pouze 14 fermionů, proto je bosonem)

A_ZX obecný název pro konkrétní hodnoty: **nuklid**

skupiny nuklidů se stejným Z : **izotopy** daného prvku

skupiny nuklidů se stejným A : **izobary**

skupiny nuklidů se stejným $A - Z$: **izotony**

částice	m / u	mc^2 / MeV	spin	doba života / s	mag. moment / μ_J
proton	1,007 276 61	938,2796	$\frac{1}{2}$	$> 10^{-37}$	2,79
neutron	1,008 665 2	939,5731	$\frac{1}{2}$	918 ± 14	1,91
elektron	$5,4893 \cdot 10^{-4}$	0,511004	$\frac{1}{2}$	stabilní	1836,5

$$\mu_J = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0505 \cdot 10^{-27} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1} \quad \text{jaderný magneton}$$

4. Atomové jádro

4. 3. Vazebná energie

$$B = Z \cdot m_H c^2 + (A - Z) m_n c^2 - m_J c^2$$

hmotnost atomu vodíku

hmotnost neutronu

hmotnost jádra

vazebné energie elektronů lze zanedbat ~ 1000 eV

$\frac{B}{A}$ vazebná energie na 1 nukleon

$\frac{B}{c^2}$ hmotnostní deficit

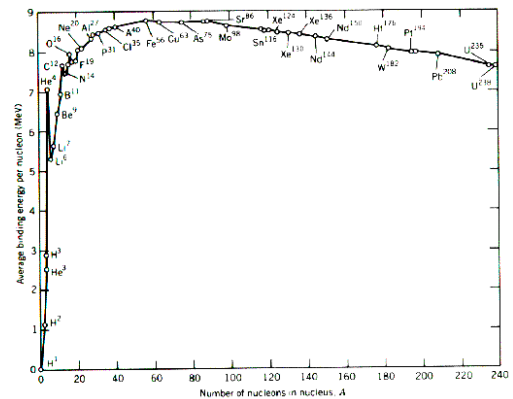
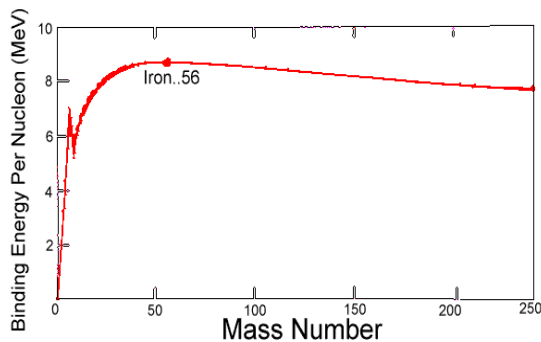
$\frac{B}{A}$ míra stability jádra (energie, kterou by bylo nutné vynaložit k rozložení jádra na jednotlivé nukleony)

síly způsobující přitažlivou interakci mezi nukleony: **jaderné síly** (jedny za 4 základních sil v přírodě)

kdyby měly jaderné síly stejný charakter jako síly gravitační, muselo by $\frac{B}{A}$ lineárně vzrůstat s velikostí A (byly by nenasycené)

4. Atomové jádro

4. 3. Vazebná energie



nasycenost jaderných sil ~ omezený dosah

pokles pro velké A : vliv rostoucích odpudivých Coulombovských sil mezi protony

z grafu: dvě možnosti uvolňování jaderné energie: slučování (syntéza lehkých jader a štěpení těžkých jader)

nasycenost jaderných sil ~ nasycení kovalentní vazby, stejný charakter, tj. výměnné síly

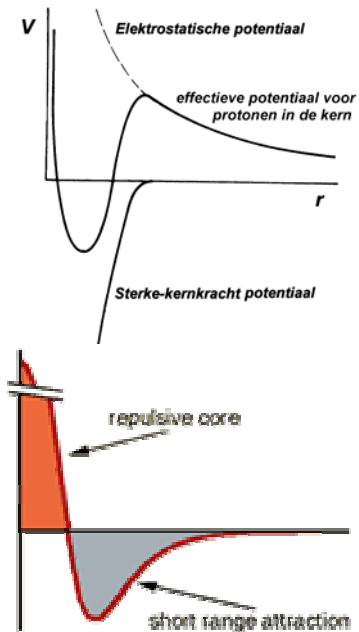
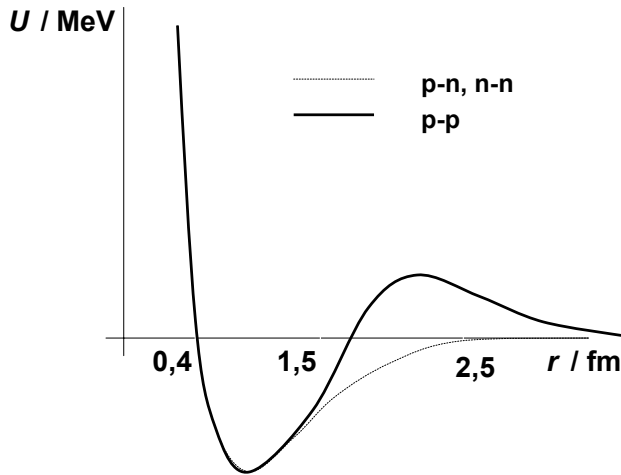
4. Atomové jádro

4. 4. Jaderné síly

anomální Rutherfordův rozptyl: u lehkých jader rozptylujícího prvku docházelo k změně energie částice alfa, z toho vyplynulo, že dosah jaderných sil, do jejichž vlivu se částice alfa dostala je menší než 10^{-14} m

Základní vlastnosti jaderných sil:

1. mají krátký dosah



4. Atomové jádro

4. 4. Jaderné síly

2. jsou nábojově nezávislé

3. dosahují nasycení

Vyplyvá to jednak z grafu vazebné energie na jeden nukleon, jednak z krátkého dosahu: jeden nukleon se váže pouze s nukleony, které jsou v dosahu jaderných sil.

4. jsou spinově závislé

5. mají tenzorový charakter

Jaderné síly závisejí nejen na orientaci spinů nukleonů, ale i na úhly mezi těmito momenty hybnosti a jejich spojnicí.

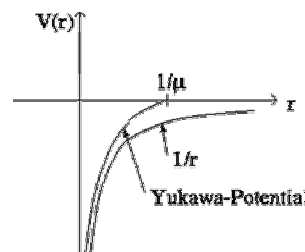
Podstata jaderných sil: 1935 Yukawa

$$U(r) = -g \frac{e^{-\alpha r}}{r}$$

g je konstanta

r je vzdálenost nukleonů

$\frac{1}{\alpha}$ je parametr s rozměrem délky



Hideki Yukawa (1907-1981)



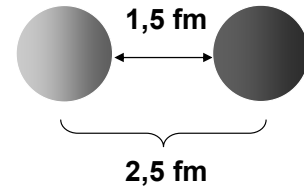
4. Atomové jádro

4. 4. Jaderné síly

vlastnosti jaderných sil naznačují, že jde o výměnné síly, $\frac{1}{\alpha}$ je vlnová délka zprostředkující částice dělená 2π :

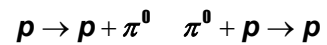
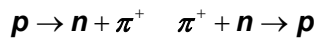
$$\frac{1}{\alpha} = \frac{\hbar}{mc}$$

$$m = \frac{\hbar}{\frac{1}{\alpha} c} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{1,5 \cdot 10^{-15} \cdot 3 \cdot 10^8} = 2,34 \cdot 10^{-28} \text{ kg} = 257 m_e$$



Zprostředkující částice má hmotnost mezi elektronem a nukleonem, Yukawa ji nazval **mezon**

experimentální objev těchto částic: 1947, protože bylo později objeveno více částic tohoto typu, dnes **mezon π (pion)**



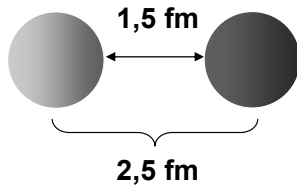
tyto interakce se neuskutečňují, doba života π^0 je o 8 řádů kratší ($\sim 10^{-16}$ s)

4. Atomové jádro

4. 4. Jaderné síly

Odhad hmotnosti mezonu π je možné provést i na základě relací neurčitosti:

za předpokladu, že mezon přelétá maximální možnou rychlostí: $\sim c$, lze psát:



$$\Delta x = c \cdot \Delta t = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ m} \quad \Delta E \cdot \Delta t \cong \frac{\hbar}{2} \quad \Delta E = m_\pi \cdot c^2$$

$$m_\pi \cong \frac{\hbar}{2c \cdot (c \cdot \Delta t)} = \frac{\hbar}{2c \cdot \Delta x} = 1,2 \cdot 10^{-28} \text{ kg} = 118 m_e$$

tj. polovina odhadu z Yukawovy vlnové délky. Skutečná hmotnost pionu je $273 m_e$.

Z interakcí vyplývá, že spin pionu je 0. Je to tedy boson.

4. Atomové jádro

4. 4. Jaderné síly

Další vlastnosti jaderných sil:

Další vlastnosti jaderných sil:

Separční energie je energie potřebná k odtržení neutronu nebo protonu od jádra.

Charakteristiky jádra jsou: A počet nukleonů, Z počet protonů, A-Z počet neutronů.

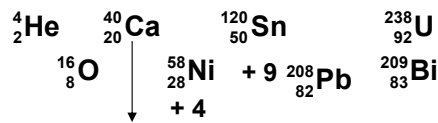
$$S_n = [m(Z, N - 1) + m_n - m(Z, N)] \cdot c^2 = B(Z, N) - B(Z, N - 1)$$

Párová energie je rozdíl dvou sousedních separačních energií:

$$\delta_n = S_n(Z, N) - S_n(Z, N - 1)$$

Separční energie vykazuje maxima obdobná maximům ionizační energie u elektronových oblaků.. Extrémně stabilní jsou jádra, u kterých počet protonů, neutronů nebo nukleonů dosahuje některého z magických čísel:

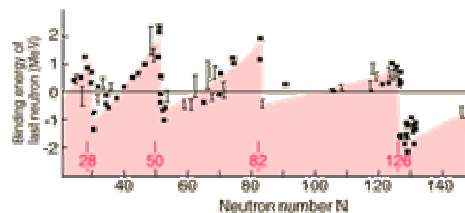
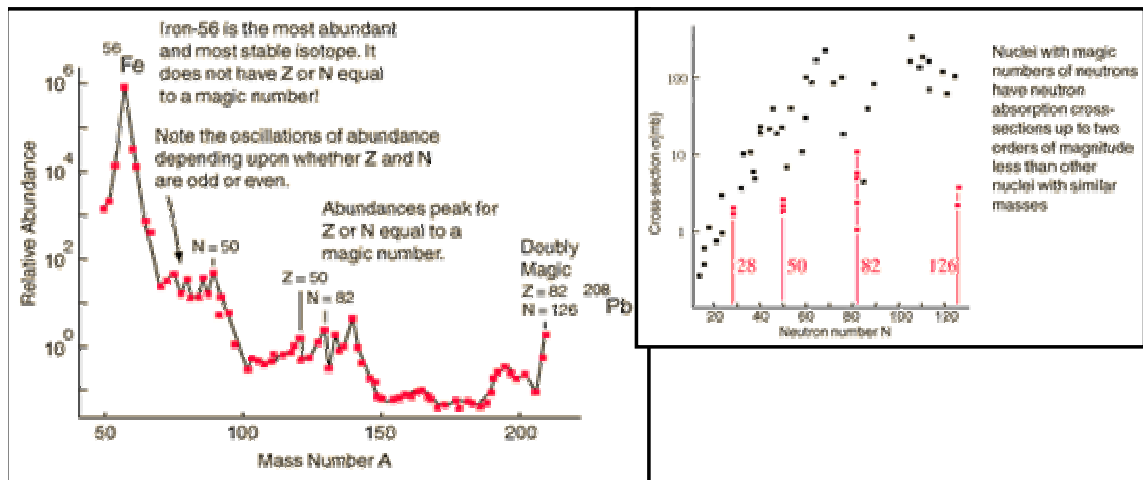
2, 8, 20, 28, 50, 82, 126



V jádře musí existovat také jakási slupková struktura s kvantovanými energiemi.

4. Atomové jádro

4. 4. Jaderné síly



4. Atomové jádro

4. 5. Kapkový model jádra

z různých experimentů pro poloměr jádra: $R = r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}$ $r_0 = 1,25 \cdot 10^{-15} \text{ m}$

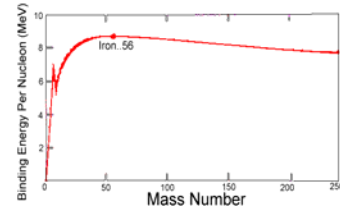
Objem jádra je úměrný počtu nukleonů, nukleony se chovají jako nestlačitelné, jádro se chová jako kulová kapka nestlačitelné jaderné kapaliny.

Z této představy a dalších experimentů lze sestavit poloempirickou formuli pro výpočet hmotnosti jader (pro vazebnou energii):

a) Pro většinu jader platí, že $\frac{B}{A}$ je zhruba konstantní,

proto můžeme vyjádřit v nejhrubším přiblížení:

$$B_1 = a_v \cdot A, \quad a_v \text{ je konstanta objemové energie } B_1$$



b) Nukleony na povrchu „kapky“ se mohou vázat, jen s omezeným počtem dalších nukleonů, vazebná energie se snižuje:

$$B_2 = -a_s \cdot A^{\frac{2}{3}}, \quad a_s \text{ je konstanta povrchové energie } B_2$$

c) Vazebná energie se snižuje odpudivou Coulombovskou silou mezi protony:

$$B_3 = -a_c \cdot Z^2 A^{-\frac{1}{3}}, \quad a_c \text{ je konstanta Coulombovské energie } B_3$$

4. Atomové jádro

4. 5. Kapkový model jádra

d) Při malých hodnotách A je jádro nejstabilnější, je-li $Z = A/2$

$$B_4 = -a_a \cdot \frac{\left(Z - \frac{A}{2}\right)^2}{A}, \quad a_a \text{ je konstanta asymetrické energie } B_4$$

e) Z hodnot separačních energií vyplývá, že nejstabilnější jádra mají sudý počet protonů a sudý počet neutronů – jsou **sudo-sudá**.

$$B_5 = \begin{cases} a_p \cdot A^{\frac{1}{3}}, & \text{pro jádra ss} \\ 0, & \text{pro ls a sl jádra, } a_p \text{ je konstanta paritní energie } B_5 \\ -a_p \cdot A^{\frac{1}{3}}, & \text{pro jádra ll} \end{cases}$$

Poznámka: existují jen 4 stabilní **lichá-lichá** jádra: ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$

Vazebná energie jádra: $B = \sum_{i=1}^5 B_i$

Hmotnost jádra:

$$m(Z, A) = Zm_H + (A - Z)m_n + \frac{1}{c^2} \left[-a_v A + a_s A^{\frac{2}{3}} + a_c \cdot Z^2 A^{-\frac{1}{3}} + a_a \frac{\left(Z - \frac{A}{2}\right)^2}{A} - B_5 \right]$$

4. Atomové jádro

4. 5. Kapkový model jádra

poslední vztah je tzv. Weizsäckerova formule pro výpočet hmotnosti jader. Pro $A > 30$ je přesnost lepší než 1 %

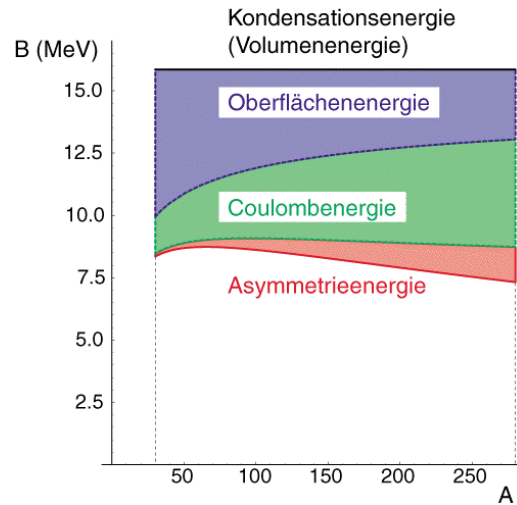


Carl-Friedrich von Weizsäcker (1912-)

$$a_v = 15,75 \text{ MeV}, a_s = 17,8 \text{ MeV},$$

$$a_c = 0,711 \text{ MeV}, a_a = 93,2 \text{ MeV},$$

$$a_p = 11,2 \text{ MeV},$$



4. Atomové jádro

4. 6. Moment hybnosti atomového jádra

O existenci svědčí velmi jemná struktura spektrálních čar (hyperjemná), vznikající interakcí magnetických momentů elektronu v obalu s magnetickým momentem jádra.

Vzhledem ke kvantovému charakteru stavu elektronů je opět moment hybnosti jádra dán kombinací dílčích orbitálních momentů hybnosti \vec{l}_i jehož průmět je vždy celočíselným násobkem \hbar a spinovým momentem hybnosti \vec{s}_i , jehož průmět je vždy poločíselný (nukleony jsou fermiony).

Celkový moment hybnosti i -tého nukleonu: $\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i$

Celkový moment hybnosti jádra: $\vec{J} = \sum_{i=1}^A \vec{l}_i + \vec{s}_i$

Tento moment hybnosti musí být kvantován podle obecných vztahů:

$$|\vec{J}|^2 = I \cdot (I + 1) \hbar^2 \quad J_z = m_I \hbar$$

$$m_I = -I, -I + 1, \dots, I - 1, I$$

$$I \begin{cases} 0, 1, 2, 3, \dots & \text{pro licho-lichá jádra} \\ 1/2, 3/2, 5/2, \dots & \text{pro s-l a l-s jádra} \\ 0 & \text{pro sudo-sudá jádra} \end{cases}$$

Číslo I se říká spin jádra.

4. Atomové jádro

4. 7. Magnetický moment jádra

Moment hybnosti + náboj \Rightarrow magnetický moment jádra.

$$\vec{\mu} = g\mu_J\vec{J}$$

g je gyromagnetický faktor, není kvantován, nabývá hodnot - 4 až + 6

$$\mu_J = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0505 \cdot 10^{-27} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$$

proton: $g = 5,58$ neutron: $g = -3,82$

g není kvantován \Rightarrow možnost analýzy

NMR – nukleární magnetická rezonance (jaderná m. r.) - tomografy

4. Atomové jádro

4. 7. Magnetický moment jádra

Princip NMR: zkoumaná látka se umístí do magnetostatického pole, jádro změní energii o:

$$W = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu_z B \quad (\text{je-li magnetické pole orientováno ve směru osy } z)$$

dosazením za složku jaderného magnetického momentu: $\mu_z = g\mu_J m_I \hbar$

$$W = -g\mu_J m_I \hbar \cdot B \quad m_I \text{ může nabývat } 2I + 1 \text{ hodnot}$$

rozdíl dvou sousedních energií: $\Delta W = g\mu_J \hbar \cdot B$

měření ΔW (a tím i g): na vzorek se vyše paprsek kolmý k magnetostatickému poli, jestliže

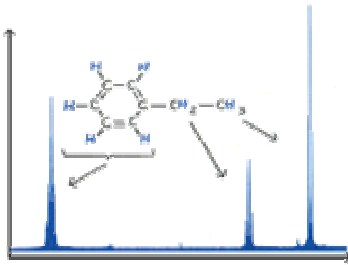
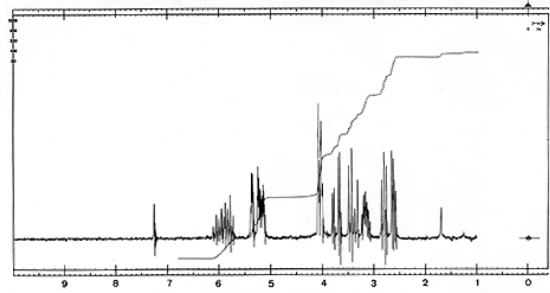
$h\nu < \Delta W$ nedochází k absorpci, jestliže $h\nu = \Delta W$ je absorpce maximální, pak

lze měřením frekvence zjistit velikost g a tím identifikovat atom

Při známém g lze měřit magnetickou indukci.

4. Atomové jádro

4. 7. Magnetický moment jádra



A proton NMR spectrum of a solution containing a simple organic compound, ethyl benzene. Each group of signals corresponds to protons in a different part of the molecule.



4. Atomové jádro

4. 8. Slupkový model jádra

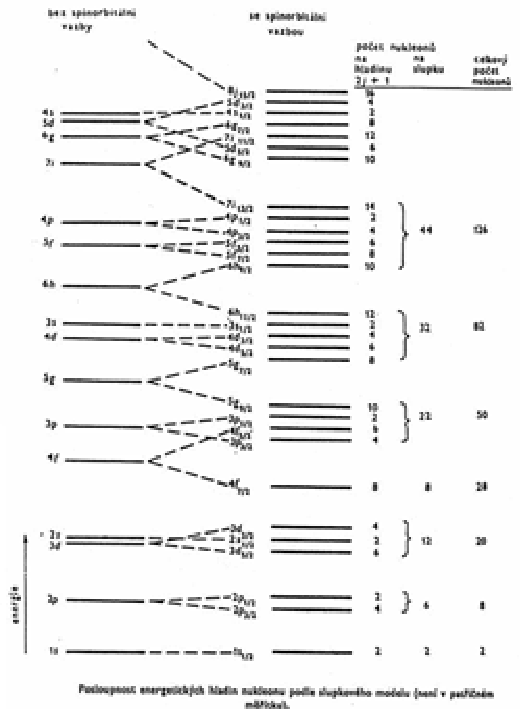
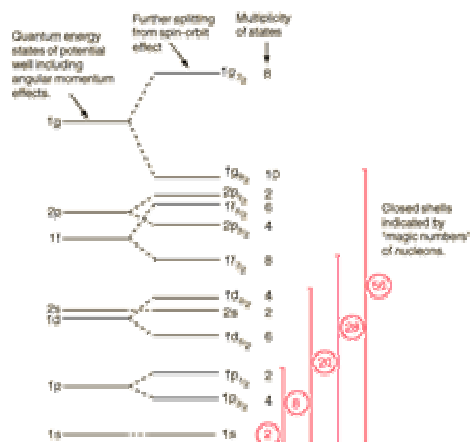
1949 Mayerová, Jensen

2, 8, 20, 28, 50, 82, 126



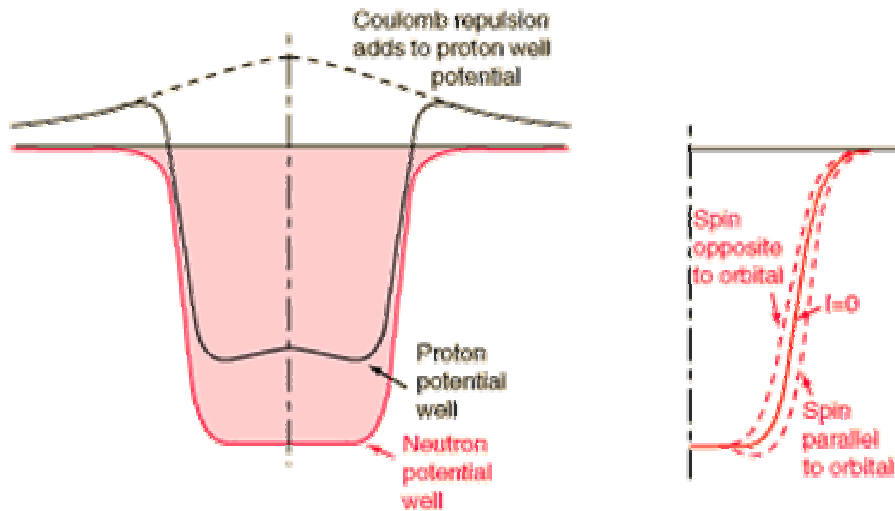
počty elektronů ve slupkách:

2, 6, 12, 8, 22, 32, 44



4. Atomové jádro

4. 8. Slupkový model jádra



slupkový model vysvětlil:

- velikost jaderných sil
- velikost magnetického momentu jader
- stabilita, nebo radioaktivita

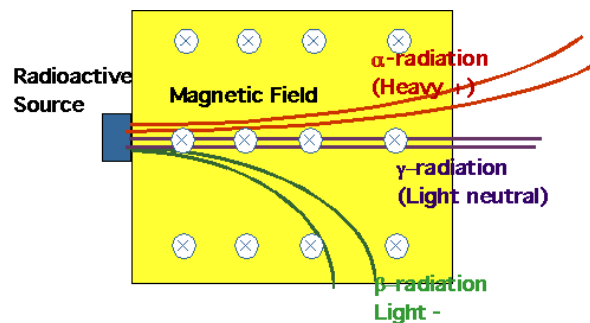
5. Radioaktivita

5. 1. Objev, základní vlastnosti záření

1896 Henri Antoine Becquere (1852-1908)

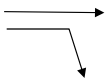

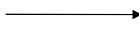


- z některých látek vychází neviditelné pronikavé záření
- záření má 3 složky
- nedá se ovlivnit žádnými fyzikálními ani chemickými procesy
- po roce 1911 \Rightarrow musí pocházet z jádra atomu
- Rutherford: je pouze průvodním jevem přeměny jader



5. Radioaktivita

5. 1. Objev, základní vlastnosti záření

vlastnost	α	β	γ	způsob zjištění
náboj	+2e	-e	0	v magnetickém poli
rychlost	$20 \cdot 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	0,3 – 0,998 c	c	hmot. spektroskopy
schopnost ionizace / i. p. / cm vzduchu	10^5	60 - 100	1	detektory
pronikavost	5 cm vzduch, 0,1 mm Al	3-5 mm Al	velká – nedá se odstínit	detektory
způsob šíření				zobrazovací detektory

5. Radioaktivita

5. 2. Rozpadový zákon

přeměny jader typu α , β – v procesu je skryta obrovská energie

jeden rozpad jádra uranu 5 MeV, v 1 gramu je $2,5 \cdot 10^{21}$ atomů, při úplném rozpadu by se uvolnila energie $12,5 \cdot 10^{27} \text{ eV} = 2 \cdot 10^9 \text{ J} = 550 \text{ kWh}$

hledaly se způsoby, jak rozpad urychlit, nedá se však ničím ovlivnit

aktivita: počet rozpadů za 1 s: A , jednotkou je
1 becquerel = 1 bq = 1 rozpad za sekundu

aktivita závisí pouze na druhu radioaktivního se jádra a na počtu jader N :

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N$$

rozpadová konstanta, pro různé nuklidy 10^{-30} až 10^{20} s^{-1}

z diferenciální rovnice \Rightarrow rozpadový zákon

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

$$A = \lambda N_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

5. Radioaktivita

5. 2. Rozpadový zákon

Místo nepraktické rozpadové konstanty se spíše používá „poločas rozpadu“: T - doba, za kterou se rozpadne právě polovina původního počtu radioaktivních atomů.

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-\lambda T} \quad T = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

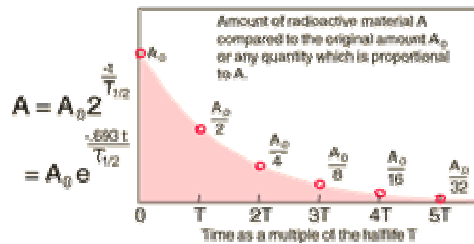
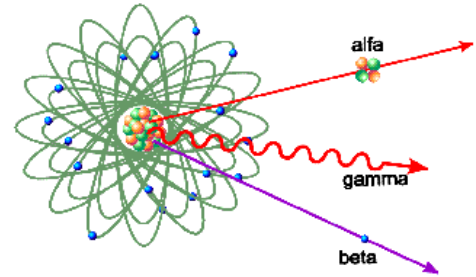
pro různé nuklidy je T od 10^{-20} s do 10^{20} roků

střední doba života $\tau = \frac{1}{\lambda}$

problém: proč se nerozpadnou najednou všechny radioaktivní atomy?

pravděpodobnostní charakter rozpadu napovídá, že se jedná o kvantově mechanické děje:

- α rozpad je tunelovým jevem
- β rozpad je projevem slabých interakcí



5. Radioaktivita

5. 3. Radioaktivní přeměny

Rutherford: radioaktivní záření je projevem přeměny (rozpadu) atomových jader.



přirozená radioaktivita: radioaktivita nuklidů vyskytujících se v přírodě

nejtěžší stabilní nuklid: ${}^{209}_{83} \text{Bi}$ od ${}_{84} \text{Po}$ jsou všechny prvky radioaktivní
 A se při obou druhích radioaktivní přeměny mění buď o 4 nebo se nemění.

přirozeně radioaktivní nuklidy jsou proto součástí 4 radioaktivních řad:

- řada typu $4n$: thoriová ${}^{232}_{90} \text{Th} \rightarrow {}^{208}_{82} \text{Pb}$
- řada typu $4n+1$: neptuniová ${}^{241}_{94} \text{Pu} \rightarrow {}^{209}_{83} \text{Bi}$ v přírodě již neexistuje
- řada typu $4n+2$: uranová ${}^{238}_{92} \text{U} \rightarrow {}^{206}_{82} \text{Pb}$
- řada typu $4n+3$: aktiniová ${}^{235}_{92} \text{U} \rightarrow {}^{207}_{82} \text{Pb}$

Ize jednoduše vypočítat, ke kolika přeměnám α a ke kolika přeměnám β v řadě došlo

5. Radioaktivita
5.3. Radioaktivní přeměny

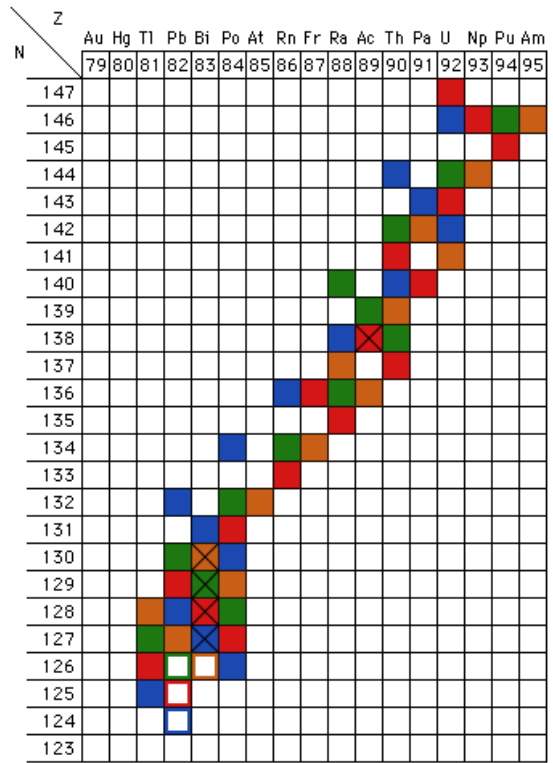
- řada typu $4n$: thoriová ■

$${}_{90}^{232}\text{Th} \rightarrow {}_{82}^{208}\text{Pb}$$
- řada typu $4n+1$: neptuniová ■

$${}_{94}^{241}\text{Pu} \rightarrow {}_{83}^{209}\text{Bi}$$
- řada typu $4n+2$: uranová ■

$${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow {}_{82}^{206}\text{Pb}$$
- řada typu $4n+3$: aktiniová ■

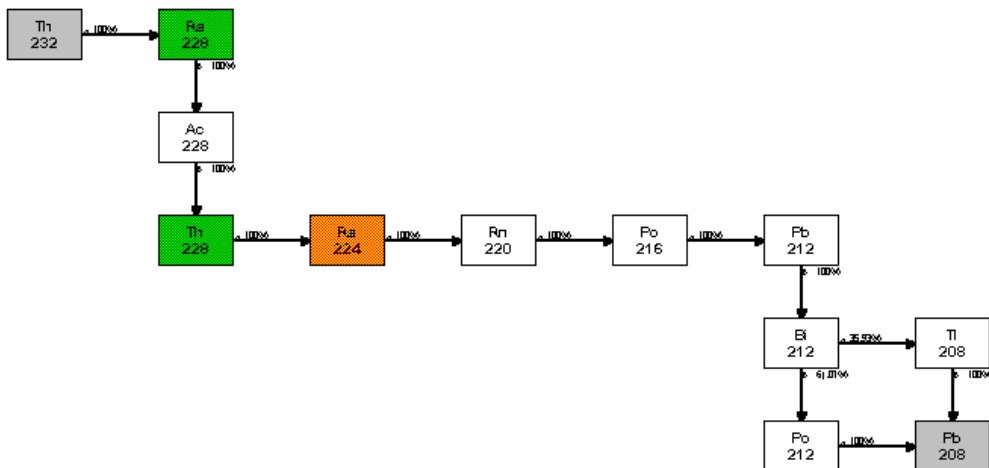
$${}_{92}^{235}\text{U} \rightarrow {}_{82}^{207}\text{Pb}$$



Ize jednoduše vypočítat, ke kolika přeměnám α a ke kolika přeměnám β v řadě došlo

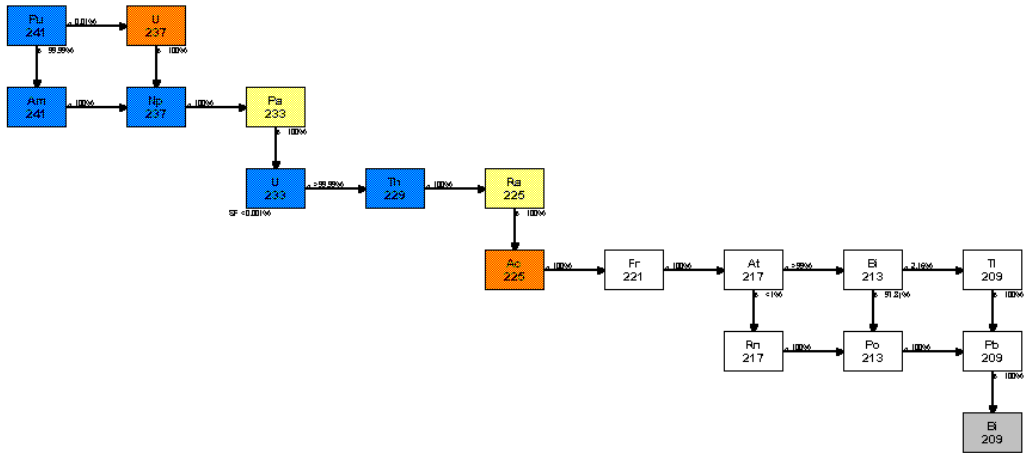
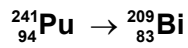
5. Radioaktivita
5.3. Radioaktivní přeměny

- řada typu $4n$: thoriová
$${}_{90}^{232}\text{Th} \rightarrow {}_{82}^{208}\text{Pb}$$



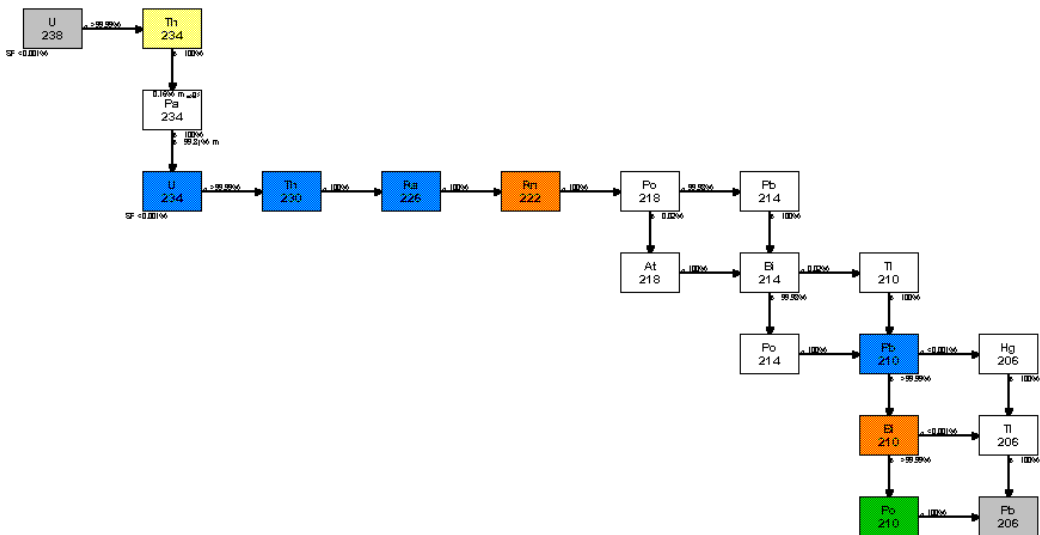
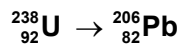
5. Radioaktivita
5.3. Radioaktivní přeměny

- řada typu $4n+1$: neptuniová



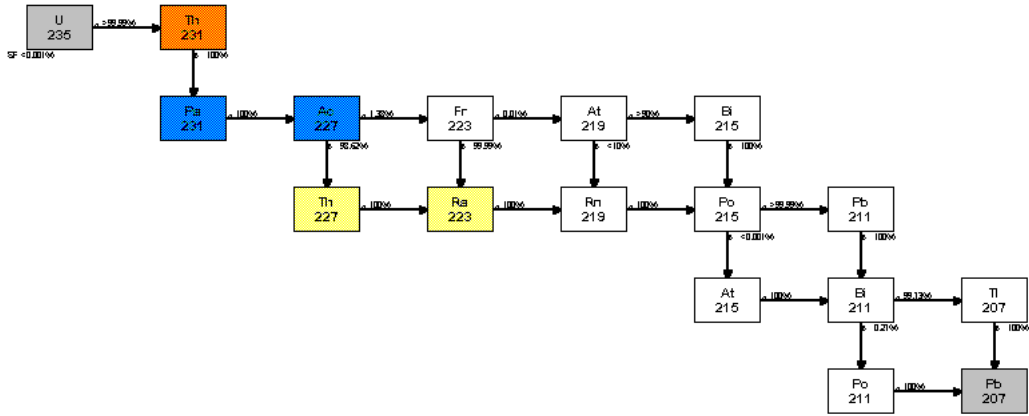
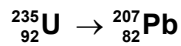
5. Radioaktivita
5.3. Radioaktivní přeměny

- řada typu $4n+2$: uranová



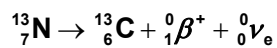
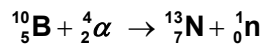
5. Radioaktivita
5.3. Radioaktivní přeměny

• řada typu $4n+3$: aktiniová



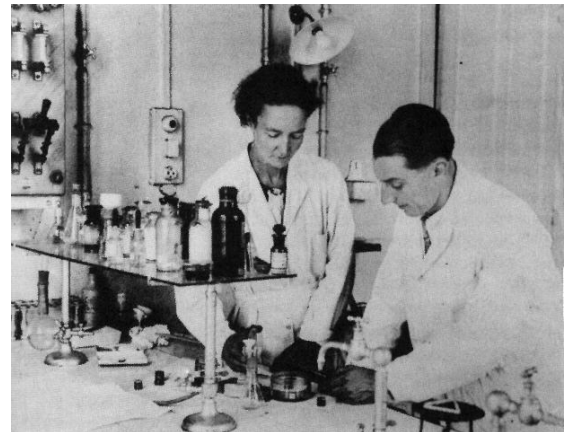
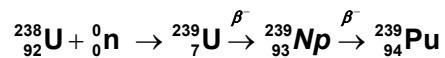
5. Radioaktivita
5.4. Umělá radioaktivita

1934 manželé Joliot-Curieovi



jaderná reakce, pozitronový rozpad

dnes - nejefektivnější způsob:
ozařování neutrony



[Frédéric Joliot](#)



[Irène Joliot-Curie](#)

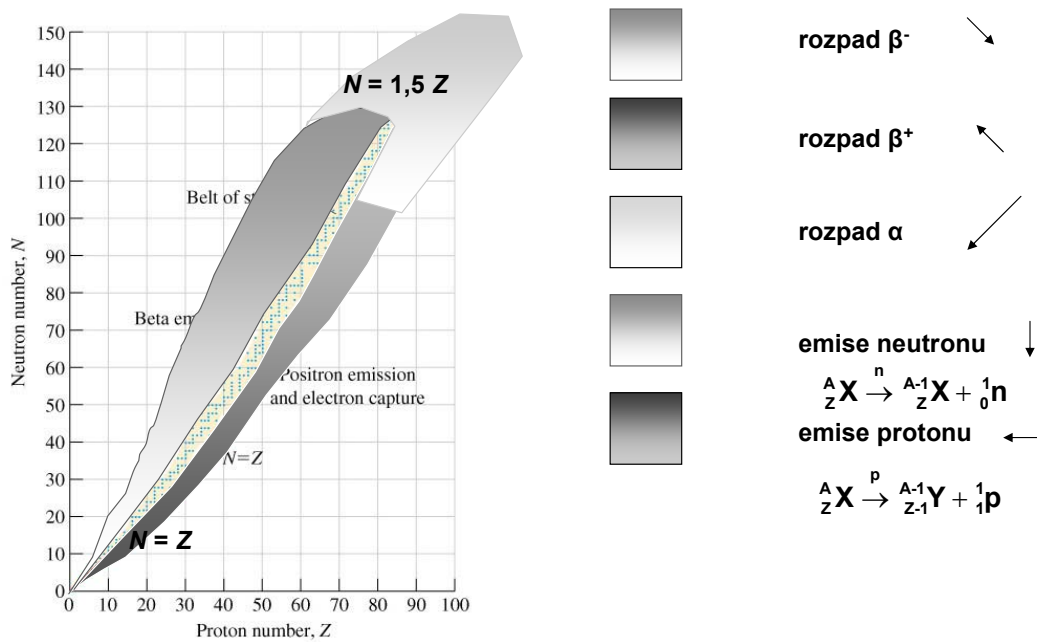
Frédéric Joliot (1900-1958),

Irène Joliot-Curie (1897-1956)

5. Radioaktivita

5. 5. Diagram stabilních nuklidů

jádro je radioaktivní, je-li separační energie pro emitovanou částici < 0



5. Radioaktivita

5. 6. Postupný rozpad, radioaktivní rovnováha

Jaká je bilance při postupném rozpadu?

$1 \rightarrow 2 \rightarrow 2 \rightarrow \dots \rightarrow i \rightarrow \dots s$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1$$

$$N_1 = N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t} = c_{11} \cdot e^{-\lambda_1 t}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2$$

řešení druhé diferenciální rovnice: homogenní rovnice:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 \cdot N_2 \Rightarrow N_{2h} = c_{22} \cdot e^{-\lambda_2 t}$$

partikulární řešení navrhujeme ve tvaru:

$$N_{2p} = c_{21} \cdot e^{-\lambda_1 t} \quad \text{dosazením:}$$

$$-\lambda_1 \cdot c_{21} \cdot e^{-\lambda_1 t} = \lambda_1 \cdot c_{11} \cdot e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 \cdot c_{21} \cdot e^{-\lambda_1 t} \quad \text{odtud:}$$

$$c_{21} = \frac{\lambda_1 \cdot c_{11}}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

z počáteční podmínky: $N_2(0) = 0$

$$0 = c_{21} + c_{22} \Rightarrow c_{22} = -c_{21}$$

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1 \cdot N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda_{i-1} \cdot N_{i-1} - \lambda_i \cdot N_i$$

$$\frac{dN_s}{dt} = \lambda_{s-1} \cdot N_{s-1}$$

5. Radioaktivita

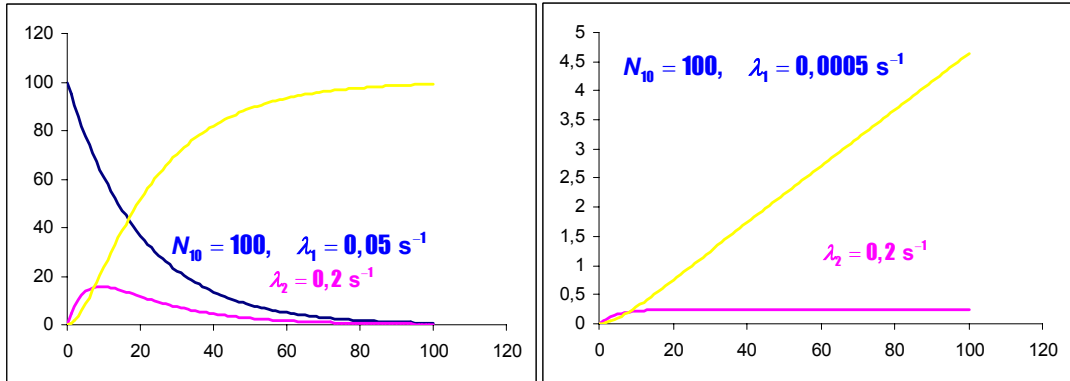
5. 6. Postupný rozpad, radioaktivní rovnováha

řešení i - té rovnice:

$$N_i(t) = \sum_{j=1}^i c_{ij} e^{-\lambda_j t} \quad c_{ij} = c_{i-1,j} \frac{\lambda_{i-1}}{\lambda_i - \lambda_j} \quad c_{ii} = -\sum_{k=1}^{i-1} c_{ik}$$

řešení s - té rovnice (jako i - tá pro $\lambda_s = 0$)

$$N_s(t) = c_{ss} + \sum_{j=1}^{s-1} c_{sj} e^{-\lambda_j t} \quad c_{sj} = -c_{s-1,j} \frac{\lambda_{s-1}}{\lambda_j} \quad c_{ss} = c_{10} = N_{10}$$



5. Radioaktivita

5. 6. Postupný rozpad, radioaktivní rovnováha

je-li $\lambda_1 \ll \lambda_2$
$$N_2(t) = \frac{\lambda_1 \cdot N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \cong \frac{\lambda_1 \cdot N_{10}}{\lambda_2} \cdot (1 - 0)$$

N_2 je proto v malých časech konstantní a platí:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_1}{T_2}$$

zákon radioaktivní rovnováhy

podmínka $\lambda_1 \ll \lambda_2$ je splněna ve všech rozpadových řadách, v historických dobách existuje u přírodních radioaktivních nuklidů rovnováha

5. Radioaktivita

5. 6. Postupný rozpad, radioaktivní rovnováha

Příklad: Před 3 miliardami let byl vytvořen 1 kg čistého U238. Jaké je zastoupení jednotlivých nuklidů rozpadové řady v současnosti?

nuklid	poločas rozpadu / rok	poměrné zastoupení	počet atomů v současnosti	aktivita / Bq	Z	A	hmotnost / kg
U 238	4500000000	0,63	1,59E+24	7,78E+06	92	238	6,30E-01
Th 234	0,0657	9,198E-12	2,33E+13	7,78E+06	90	234	9,04E-12
Pa 234	0,000764	1,07E-13	2,71E+11	7,78E+06	91	234	1,05E-13
U 234	250000	0,000035	8,86E+19	7,78E+06	92	234	3,44E-05
Th 230	75000	0,0000105	2,66E+19	7,78E+06	90	230	1,01E-05
Pa 226	1600	2,24E-07	5,67E+17	7,78E+06	88	226	2,13E-07
Rn 222	0,0105	1,47E-12	3,72E+12	7,78E+06	86	222	1,37E-12
Po 218	0,00000589	8,246E-16	2,09E+09	7,78E+06	84	218	7,55E-16
Pb 214	0,0000513	7,182E-15	1,82E+10	7,78E+06	82	214	6,45E-15
Bi 214	0,000038	5,32E-15	1,35E+10	7,78E+06	83	214	4,78E-15
Po 214	5,07E-12	7,098E-22	1,80E+03	7,78E+06	84	214	6,38E-22
Pb 210	22	3,08E-09	7,79E+15	7,78E+06	82	210	2,72E-09
Bi 210	0,0137	1,918E-12	4,85E+12	7,78E+06	83	210	1,69E-12
Po 210	0,383	5,362E-11	1,36E+14	7,78E+06	84	210	4,73E-11
Pb 206	∞	0,36995	9,36E+23	0	82	206	3,20E-01
celkem			2,53E+24	1,09E+08			0,95
He 4			7,49+E24	0	2	4	4,98E-02

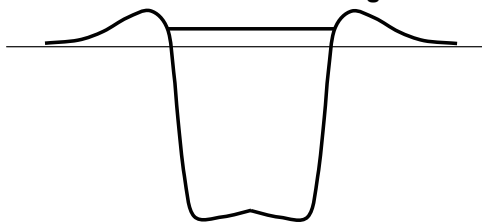
5. Radioaktivita

5. 7. Rozpad α

Nutná a postačující podmínka pro rozpad alfa: nejnižší energetická hladina částice α v jádře je >0 :

průběh potenciálu částice α v okolí jádra

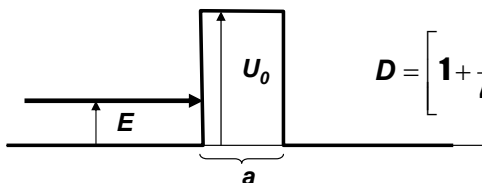
energetická hladina $E_\alpha > 0$



Přestože částice α má energii kladnou, nemůže opustit jádro klasickým způsobem, brání jí v tom Coulombovská bariéra.

TUNELOVÝ JEV

při pravouhlé bariéře:



$$D = \left[1 + \frac{U_0^2}{4E \cdot (U_0 - E)} \cdot \sinh^2 \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \cdot (U_0 - E) \cdot a} \right]^{-1}$$

5. Radioaktivita
5.7. Rozpad α

Při bariéře obecného tvaru se používá numerického postupu: bariéra se aproximuje velkým počtem pravoúhlých bariér a výsledná pravděpodobnost se určí součinem:

$$D_i = \left[1 + \frac{U_{0i}^2}{4E \cdot (U_{0i} - E)} \cdot \sinh^2 \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \cdot (u_{0i} - E) \cdot a_i} \right]^{-1} \quad D = \prod D_i$$

Celková pravděpodobnost úniku částice α přes Coulombovskou bariéru je pak:

$$\lambda = \lambda_\alpha \cdot \lambda_p \cdot D$$

pravděpodobnost toho, že částice α je na povrchu jádra
pravděpodobnost vzniku částice α v jádře

Přibližný tvar pro výpočet λ byl znám již před kvantovou mechanikou:

$$\lambda \text{ je velmi malé (} 10^{-20} \text{ až } 10^{-50}\text{), proto } \sinh^2 x \cong \frac{e^{2x}}{4}, \quad \frac{U_{0i}^2}{16E \cdot (U_{0i} - E)} \approx 1$$

$$D = e^{-G}, \quad G = \frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \cdot \int_R^{R_E} \left(\frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} - E \right)^{\frac{1}{2}} dr \quad G - \text{Gamowův faktor}$$

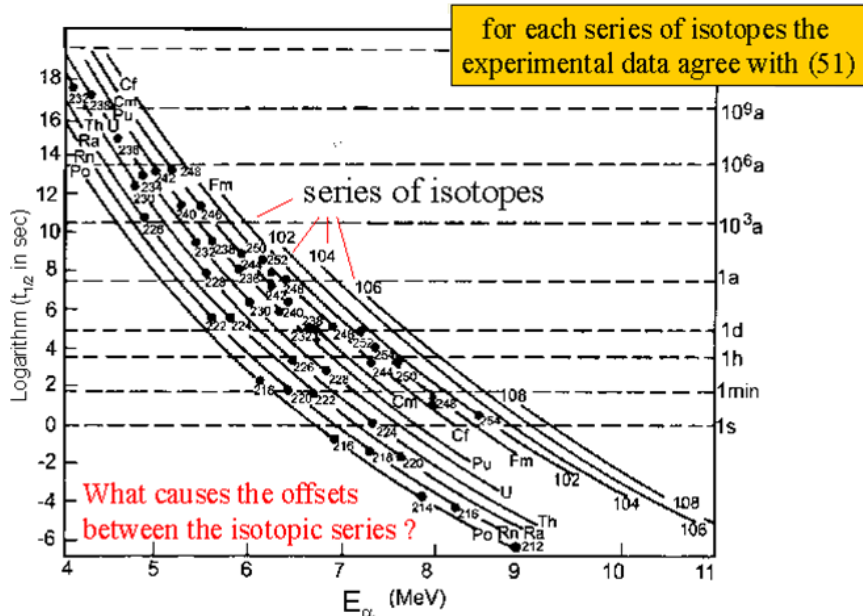
5. Radioaktivita
5.7. Rozpad α

$$\ln \lambda = -a_1 \frac{Z}{\sqrt{E}} + a_2$$

a_1, a_2 konstanty jednotlivých rozpadových řad

čím větší energii má částice α , tím menší je poločas rozpadu

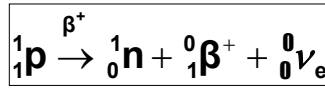
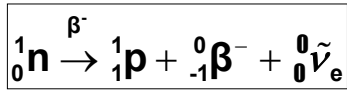
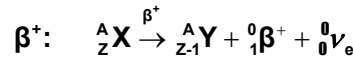
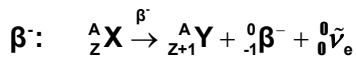
Geigerovo-Nuttalovo pravidlo:



5. Radioaktivita

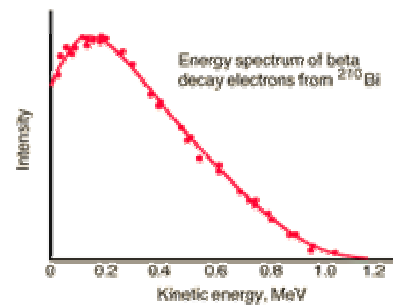
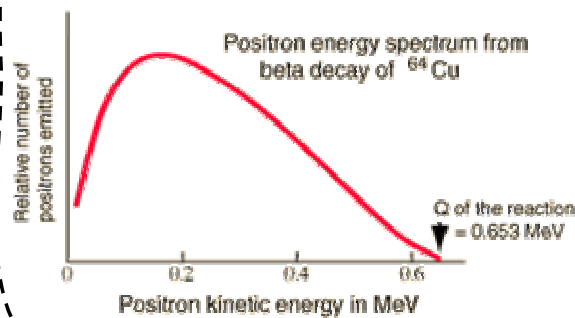
5. 8. Přeměna β

podstatou přeměny nukleonů



bez neutrina by byl porušen zákon zachování energie, hybnosti, momentu hybnosti

neutrino: W. Pauli 1934



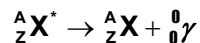
→ probíhá i u volného neutronu s poločasem rozpadu 11,7 minut

5. Radioaktivita

5. 9. Ostatní druhy radioaktivních přeměn

a) vznik záření γ

po primární přeměně α , β může vzniknout jádro v excitovaném stavu, ze kterého přechází do základního vyzářením fotonu:

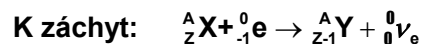


Excitované jádro má kvantované hodnoty energie \Rightarrow spektrum γ je čárové, má několik charakteristických energií, lze tedy poznat, o jaké jádro jde. Na tom je založena spektrální gama analýza.

Zvláštní případ: gama foton vykoná při průletu obalem fotoelektrický jev: předá veškerou svoji energii obalovému elektronu; z atomu pak vylétá elektron ze zcela přesnou energií (na rozdíl od beta přeměny) – **elektronová konverze**

b) K záchyt

Jádra s přebytkem protonů mohou pohltnout elektron ze slupky K a změnit tak proton na neutron (obdoba pozitronové přeměny):



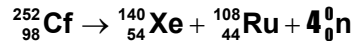
c) emise neutronu, emise protonu

5. Radioaktivita

5. 9. Ostatní druhy radioaktivních přeměn

d) spontánní štěpení

Velmi těžká jádra se mohou spontánně rozdělit na 2 lehčí. Velmi vzácně může tento děj probíhat i u uranu 238 a 235 (tisíciny procenta), běžnější je u Cf252 s poločasem rozpadu 2,64 roku. Protože se při štěpení uvolňuje několik neutronů, používá se tento nuklid jako zdroj neutronů.

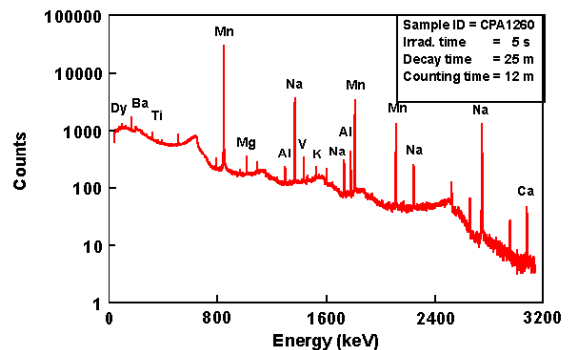
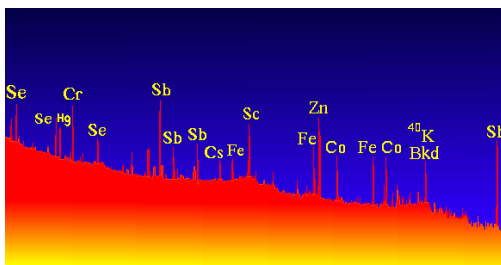
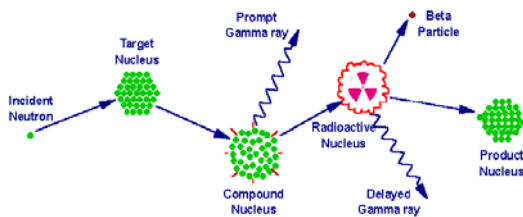


5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

a) neutronová aktivační analýza - Neutron activation analysis (NAA)

Neutrony velmi snadno pronikají do jader: neexistuje pro ně Coulombovská bariéra. Jádro se dostane do excitované stavy: vyžáří charakteristický foton gama. V jádru je pak přebytek neutronů a jádro se tak zpravidla stane radioaktivním, nejčastěji β^- . Zbytek energie se pak může vyžářit ještě dalším fotonem gama. Analýzou všech produktů se identifikuje původní atom.

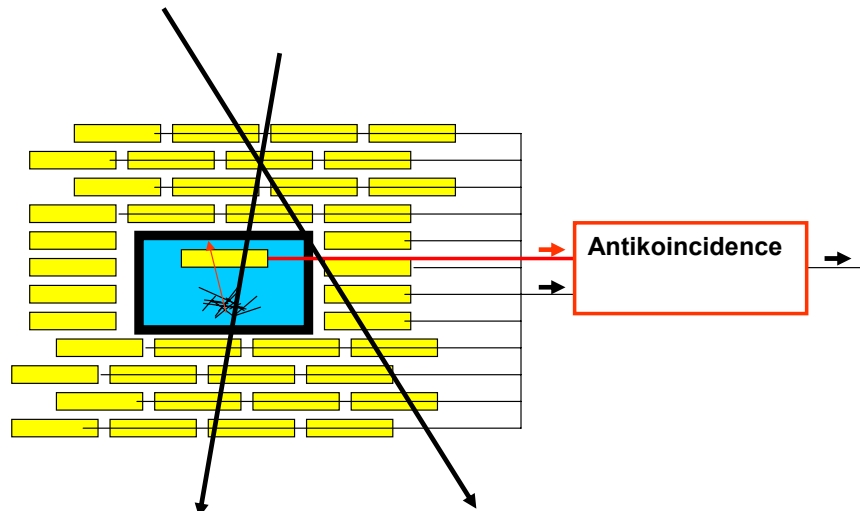


5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

a) neutronová aktivační analýza - Neutron activation analysis (NAA)

Problém řešený v roce 1962: byl Napoleon při vyhnanství na Svaté Heleně otráven?



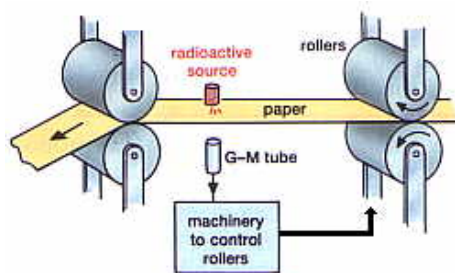
Ve vlasech Napoleona byl zjištěn arzén v koncentraci 13krát vyšší (0,000 15 %).

5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

b) měření a kontrola tenkých vrstev

využívá se záření α nebo β : zářič je na jedné straně kontrolovaného materiálu (papír, látka, plech, ...), na druhé straně je detektor; ve zpětné vazbě se ovládá výrobní zařízení

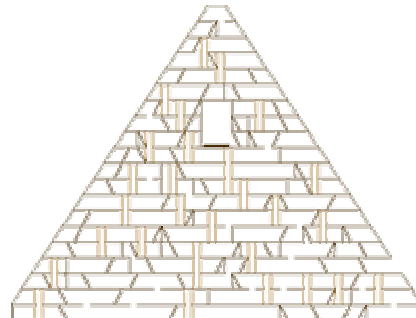
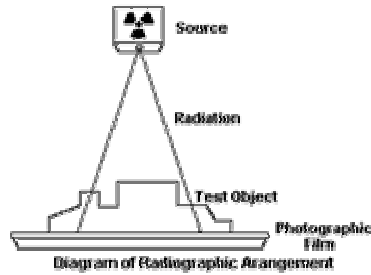


5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

c) defektoskopie

využívá se záření γ , případně neutronů, prozařují se velké vrstvy materiálu (silné ocelové odlitky, pyramidy)



5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

d) lékařství - diagnostika

Do organismu se vpraví malé množství radioaktivního nuklidu s velmi krátkým poločasem rozpadu (minuty, hodiny). Sleduje se cesta nuklidu organismem, rychlost metabolismu, ukládání prvků v orgánech. Některé patologické struktury pak koncentrují zvolenou kontrastní látku, která je pak na snímku zdůrazněna.

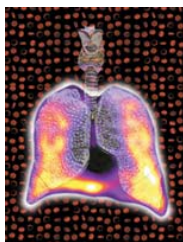
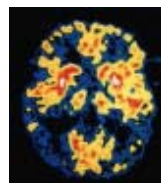
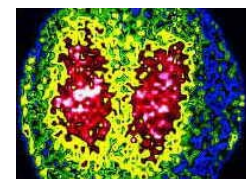


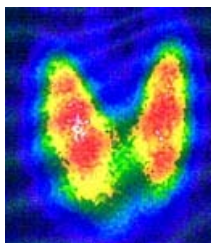
diagram plic po vdechnutí radioaktivního aerosolu s techneciem 99



Alzheimerova choroba



mozek s tumorem



sledování ukládání derivátů mastných kyselin v myokardu

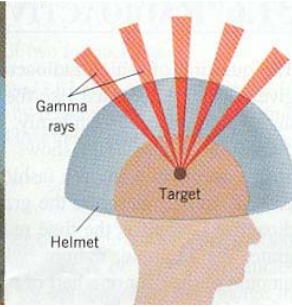
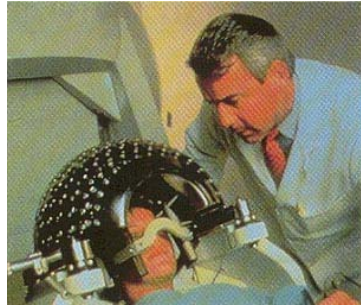


5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

e) lékařství - terapie

je založena na možnosti směrování paprsku radioaktivního záření, či na jeho omezeném doletu, případně na schopnosti většího zachycení záření v postižené tkáni



princip Leksellova gama nože



příklady zařízení pro směrové ozařování

5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

e) lékařství - terapie



lineární urychlovač

5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

f) sterilizace a konzervace

využívá se hlavně záření γ (Co^{60}) proti mikrobům, škůdcům (červotoč), plísním, kvasinkám, zabraňuje se kažení potravin, klíčení brambor apod.



5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

g) biologie, chemie – metoda značených atomů

Je obdobná lékařské diagnostice: do organismu nebo do chemické reakce se místo běžného izotopu vpraví radioizotop, sleduje se cesta organismem, chemickou reakcí (chemie jednoho atomu). V biologii se zkoumá metabolismus, ukládání stopových prvků, v chemii se zkoumá struktura molekul, průběhy chemických reakcí.

5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

h) archeologie

Využívá několika radionuklidů, které vznikají v přírodě a ukládají se v určitých strukturách. Nejznámějším je příklad radiouhliku C 14 s poločasem rozpadu 5720 let. Ten vzniká v atmosférickém CO₂ a dostává se do živých organismů – u rostlin asimilací, u živočichů po jídání rostlin, či živočichů živících se rostlinami. Po odumření organismu se začíná radiouhlík rozpadat a jeho množství v pozůstatcích klesá. Z poměru C14 a C12 lze určit, před kolika lety organismus odumřel.



V Alpách byly nalezeny pozůstatky „ledového muže“. Normální obsah C14 je 0,23 Bq na 1 gram. V ledovém muži byla aktivita jen 0,121 Bq na 1 gram, tedy asi polovina aktivity živého organismu. Z toho plyne, že ledový muž zahynul přibližně před 5700 lety.

5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

h) archeologie



Turínské plátno, do kterého by měla být údajně zahalena mrtvola Ježíše Krista po sejmutí z kříže. V roce 1988 bylo zkoumáno radiouhlikovou metodou a bylo zjištěno, že je staré 608-728 let, tj. z let 1260 až 1360. V této době se o Turínském plátně poprvé psalo. Zastánci pravosti tvrdí, že radiouhlík se v plátně obnovil zachycením sazí při požáru z uvedených let.

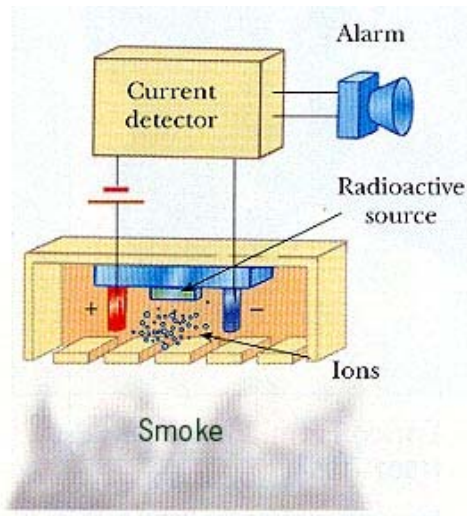
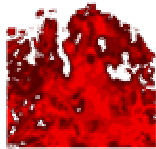


U fosilií starých například 80 milionů let není radiouhliková metoda využitelná.

5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

i) detektory kouře a ohně



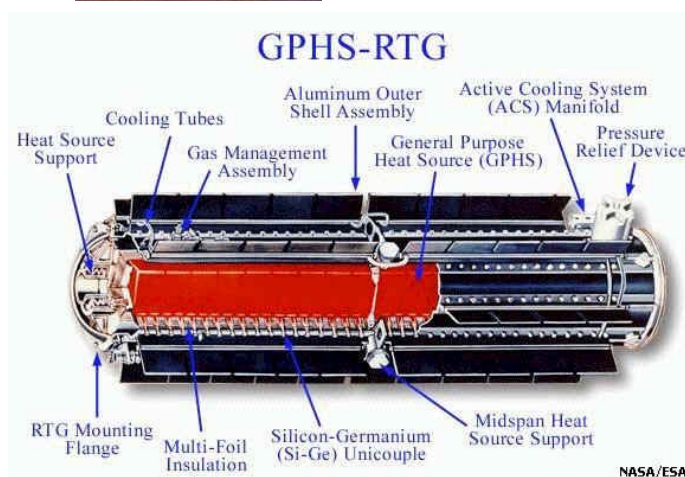
5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

j) zdroje energie



170 gramů plutonia rozžhavených teplem uvolňovaným při radioaktivním rozpadu v grafitovém držáku



Jaderná baterie pro kosmický výzkum – elektrická energie se uvolňuje termoelektrickým jevem z rozdílu teplot: radioaktivní látka izolovaná uvnitř válce – vnější chladiče. Jako termočlánky slouží polovodičové spoje Si-Ge. Poskytuje výkon 628 W po 11 letech (sonda Cassini-Huygens)

5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

k) zemědělství

šlechtitelství: k vyvolání mutací u rostlin a živočichů – ustupuje cílenému genovému inženýrství

zjišťování vlhkosti obilí na vjezdu do silových skladů

5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

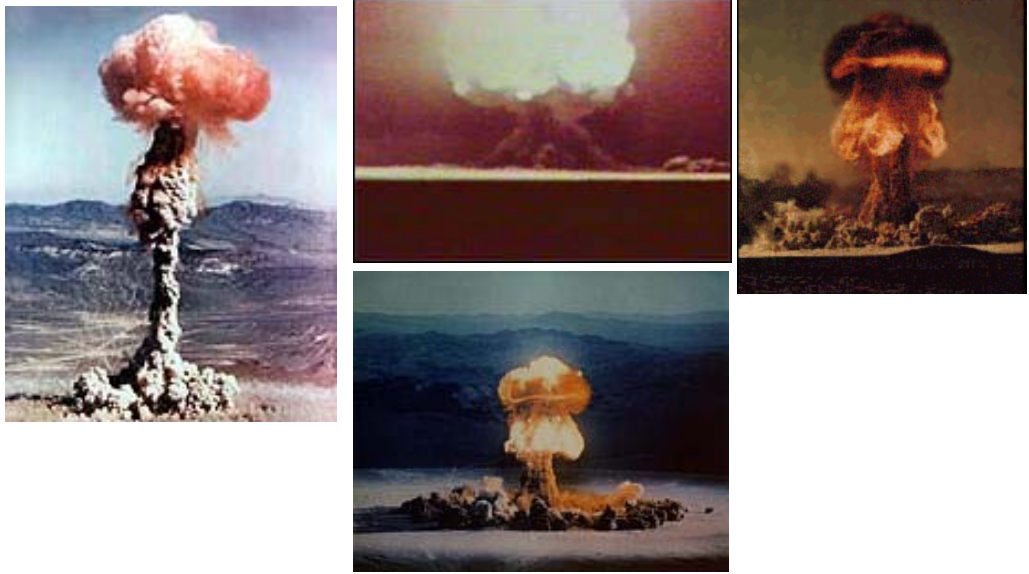
l) fyziologické účinky jaderného záření



5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

I) fyziologické účinky jaderného záření



5. Radioaktivita

5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

I) fyziologické účinky jaderného záření

dávka = energie pohlcená organismem, jednotkou 1 gray: $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$
ekvivalentní dávka = přepočítaná podle účinnosti typu záření, jednotka sievert: Sv

•Vysoké dávky nad 30 Sv poškodí centrální nervový systém tak, že smrt nastává nevyhnutelně během hodin nebo několika dnů. Mezi příznaky patří nevolnost, prudké zvracení, dezorientace, kóma.

•Nižší dávky od 10 do 30 Sv způsobí těžká poškození vnitřních orgánů, zejména trávicího ústrojí. V prvních hodinách následuje nevolnost a zvracení. Pak se uvnitř zažívacího traktu objeví vředy, doprovázené ztrátou tekutin a infekcemi. Smrt nastává během několika týdnů, většinou kvůli neschopnosti poškozených buněk vystýlky střeva vytvořit dělením novou generaci.

•Dávky mezi 1 a 10 Sv vyvolají zpočátku nevolnosti a zvracení. Poté následuje období, kdy se pacientu uleví. Polovina nemocných však nakonec umírá na vážné poškození buněk v kostní dřeni, které zásobují organismus krví.



5. Radioaktivita

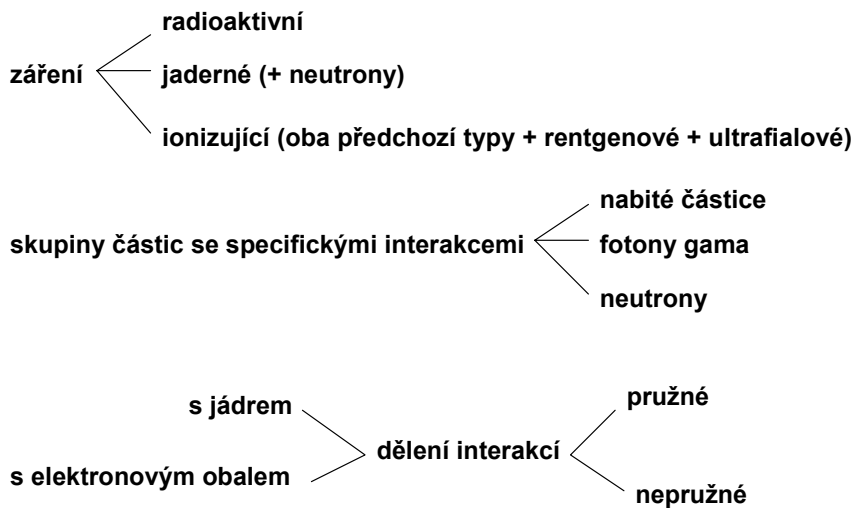
5. 10. Využití radioaktivity a fyziologické účinky

I) fyziologické účinky jaderného záření

obvyklá roční dávka z okolní přírody (z toho bývá asi 20% od stavebních materiálů, zvláště radon; více "zespoda", například od skalního podloží, méně "shora" od kosmického záření - asi 0,25 mSv na hladině moře, 1.5 mSv ve 4000 m, do toho patří vnitřní ozáření od zářičů, které sníme nebo vdechneme - něco přes 1 mSv)	0,4 - 4 mSv (ale i 50 mSv)
let dopravním letadlem (za letovou hodinu)	0,004 mSv
roční příspěvek jaderné elektrárny na okolí	< 0.02 mSv
roční příspěvek uhelné tepelné elektrárny na okolí	< 0.06 mSv
jeden rentgenový snímek plic	< 0.03 mSv
kontrastní vyšetření žaludku nebo střev	0.1 - 30 mSv
dovolená roční dávka pro pracovníky se zářením	50 mSv
mírnější projevy nemoci z ozáření (projevy na kůži, padání vlasů, ztráta imunity)	500 mSv
smrtelná dávka (jednorázově)	několik Sv

6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 1. Základní pojmy



Dolet: přímá vzdálenost, kterou urazí částice v daném materiálu do doby, ve které klesne energie částice na úroveň střední kinetické energie molekul látky $\sim \frac{3}{2} kT$.

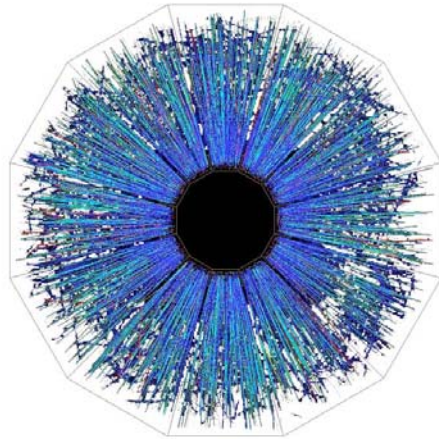
6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 2. Interakce záření α

Téměř 100 % energie ztrácejí alfa částice **ionizací**. Jsou to nepružné srážky s elektronovým obalem. K vytvoření jednoho iontového páru ve vzduchu spotřebuje alfa částice průměrně energii 32,6 eV.

Alfa částice s energií 5 MeV vytvoří proto ve vzduchu 150 000 iontových párů.

Šíří se přímočaře (s výjimkou Rutherfordova rozptylu), hmotnost elektronu je příliš malá na to aby se při ionizaci změnil směr.

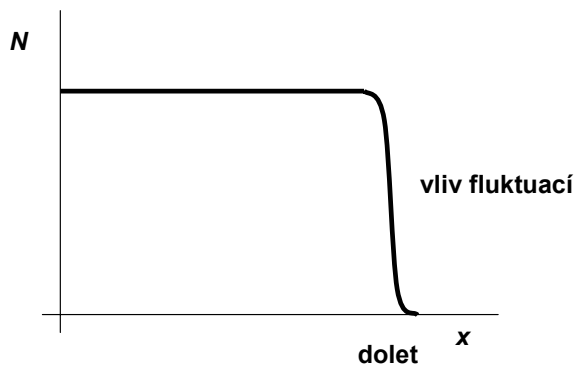


6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

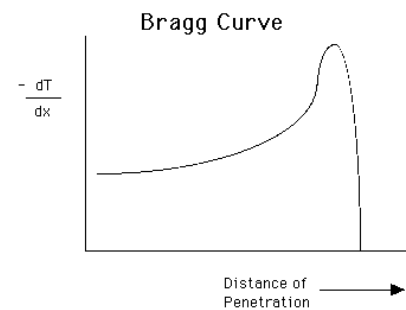
6. 2. Interakce záření α

absorpční křivka

N – počet částic, které proletí materiálem tloušťky x



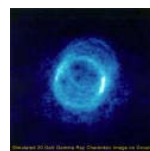
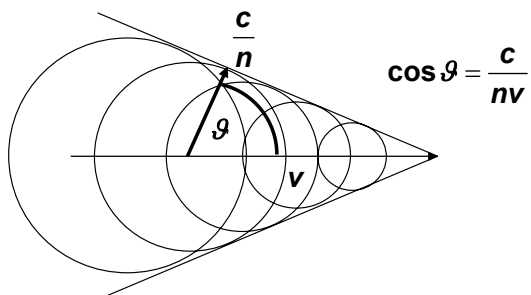
Braggova křivka



6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

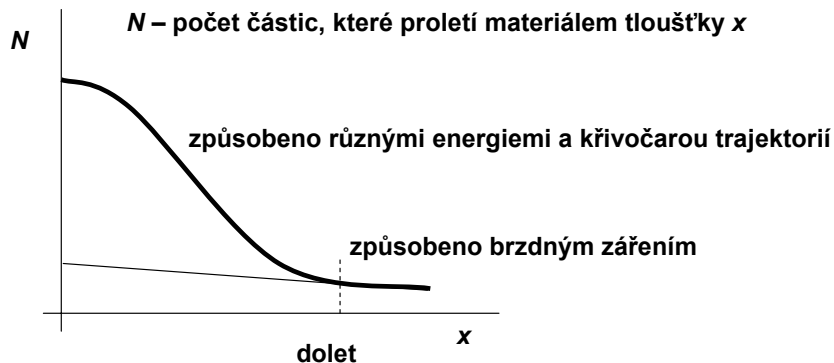
6. 3. Interakce záření β

- ionizace — podstatně menší než u částic α
- pružné srážky s elektronovým obalem
- pružné srážky s jádry
- brzdné záření – vzniká zpomalováním nabitých částic; ztráta energie je přímo úměrná $(\ddot{x})^2$ proto je nepřímo úměrná m^2 , u α částic je proto brzdné záření zanedbatelné; je to záření gama a rentgenové
- Čerenkovovo záření – provází částici β , která se v optickém prostředí pohybuje rychleji než světlo



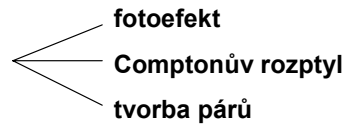
6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 3. Interakce záření β



6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 4. Interakce záření γ

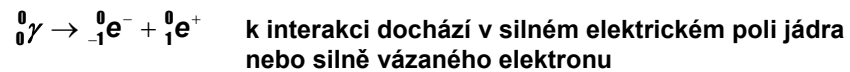


a) fotoefekt – nepružná srážka s elektronovým obalem, ionizace probíhá hlavně z vnitřních slupek \Rightarrow je doprovázeno rentgenovým zářením, probíhá hlavně při malých energiích

$$h\nu = A + W_k \quad \text{výstupní práce je zanedbatelná}$$

b) Comptonův rozptyl – pružná srážka s elektronovým obalem (kapitola 1. 3. 3)

c) tvorba párů – probíhá pouze u fotonů, pro které $h\nu > 2m_0c^2$



6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

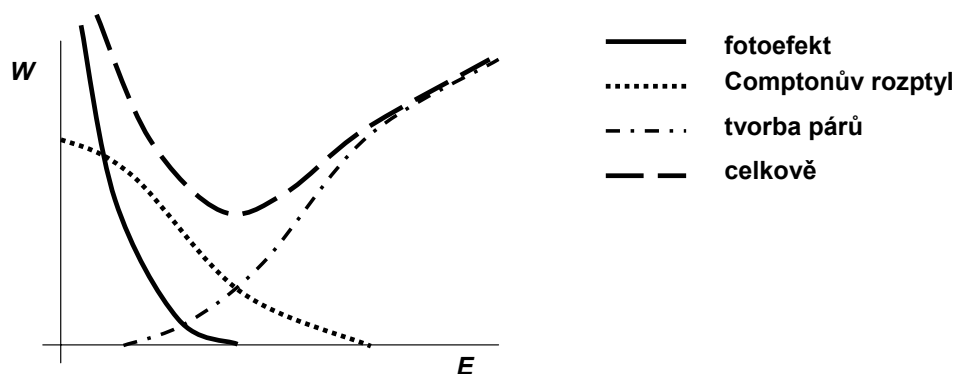
6. 4. Interakce záření γ

pro intenzitu paprsku monochromatického záření γ , které projde materiálem tloušťky x platí:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad \mu \text{ je lineární absorpční koeficient}$$

někdy se zavádí polotloušťka: $X_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$

závislost pravděpodobnosti jednotlivých interakcí na energii γ :

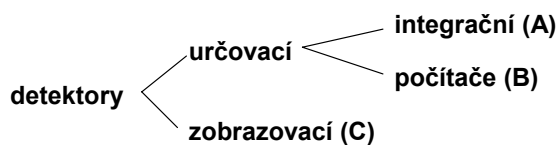


6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 1. Rozdělení detektorů

využívá se účinků jaderného záření při průchodu hmotou, kromě popisovaných i jejich dalších důsledků: luminiscence, fotografických účinků

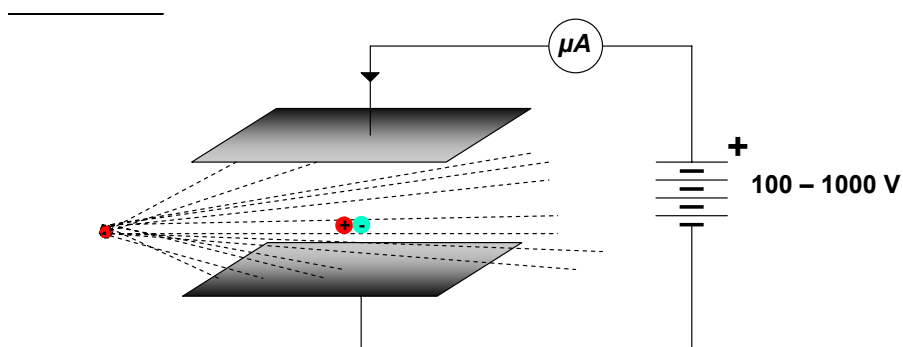


6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 2. Ionizační komora

princip: měření elektrického proudu mezi dvěma elektrodami, oddělenými plynem, ve kterém dochází vlivem záření k ionizaci



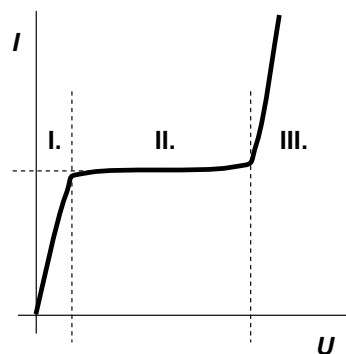
náplň: vzduch, argon, metan (různé tlaky)

6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 2. Ionizační komora

charakteristika: závislost proudu na napětí při konstantním zdroji ionizujícího záření



uvolní-li se za 1 s mezi elektrodami N jednomocných iontových párů, je proud na plošně charakteristiky:

$$I_0 = 2eN$$

hodí se k detekci silně ionizujícího záření: α a β

lze upravit i k detekci záření γ : silný kovový obal, pro detekci neutronů je obal parafínový

výhody: jednoduchost, v uspořádání pro α a β necitlivost na γ

nevýhody: malá citlivost, není možné určit druh a energii částic

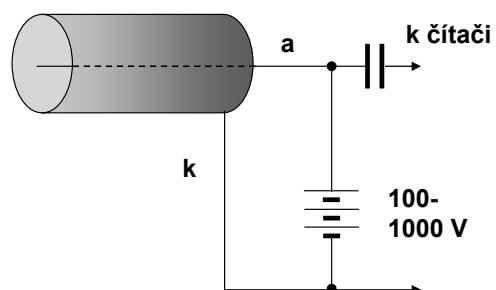


Ionization Chamber

6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

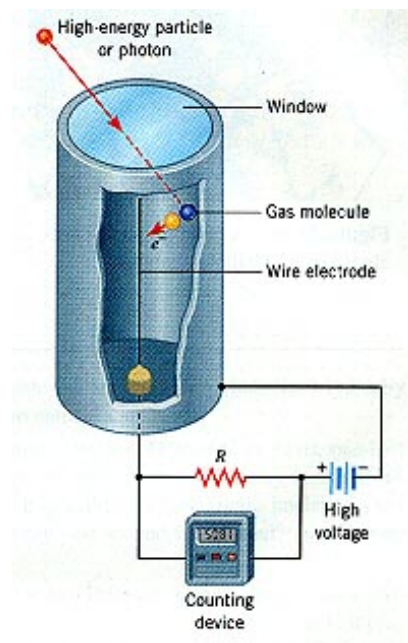
6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 3. Geigerův-Müllerův počítáč



náplň: argon s tlakem několika set Pa + halogenové páry nebo alkoholové páry

princip: vnitřní zesílení v plynu: $\sim 10^8 \times$



6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

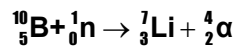
6. 5. 3. Geigerův-Müllerův počítač

princip: vnitřní zesílení v plynu: $\sim 10^8 \times$

- primární ionizace náplně po průletu částice podél její trajektorie
- urychlení iontů hlavně v okolí drátové anody (silné elektrické pole)
- sekundární ionizace
- vznik primárního jiskrového výboje podél trajektorie ionizující částice
- ultrafialové záření z primárního jiskrového výboje ionizuje celou plynovou náplň
- jiskrový výboj se rozšíří na celý prostor trubice, rezistorem prochází proud, zvýšené napětí se přenáší do čítače
- halogenové nebo alkoholové páry pohlcují ultrafialové záření, zároveň se snižuje napětí na elektrodách \Rightarrow výboj se zháší, trubice je připravena registrovat další částici pro detekci α a β mají vstupní slídové okénko

k detekci záření γ : silný kovový obal

k detekci záření neutronů: náplň BF_3 , ve kterém probíhá jaderná reakce



výhody: jednoduchost, spolehlivost, možnost průtokového měření, A nebo B (elektronicky), možnost spojování ve velké komplexy

nevýhody: nelze měřit energie (lze u proporcionálních počítačů), poměrně velká mrtvá doba, malá účinnost (25 % pro α a β , jen 5 % pro γ)

6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 4. Scintilační detektor (B)

historický předchůdce: spintariskop



částice α vyvolávají v sulfidu zinečnatém scintilace (důsledek rekombinace iontů v pevné optické látce nebo jako zpětný jev k excitaci), scintilace se pozorují lupou

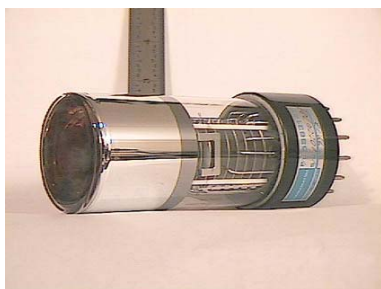
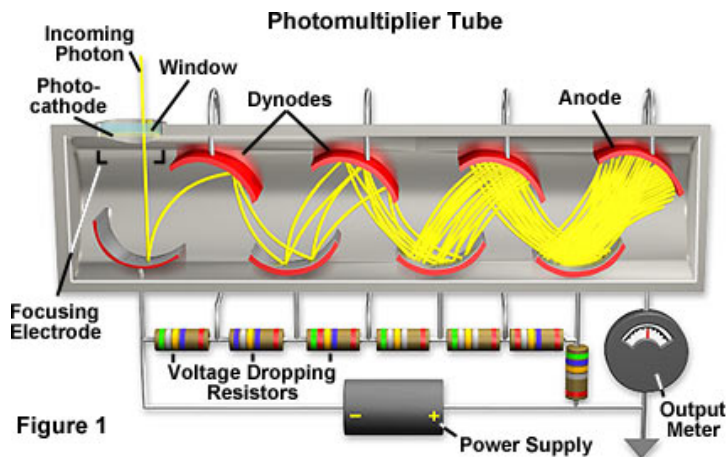
nevýhody: lidský faktor, nutnost přizpůsobení citlivosti oka na tmou (alespoň 15 minut)

elektronické snímání záblesků: fotonásobičem

6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 4. Scintilační detektor



6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 4. Scintilační detektor

zesílení $\sim 10^{10}$ krystaly: pro α ZnS, pro β NaI (TI), pro γ organické látky, kapaliny

výhody: detekce všech druhů záření, impuls je úměrný energii, lze měřit energie, vysoká účinnost: α a $\beta \sim 100\%$, $\gamma \sim 50\%$, volbou krystalu je možno dosáhnout necitlivosti na ostatní druhy záření, velmi malá mrtvá doba: $\sim 10^{-9}$ s, možnost spojování ve velké komplexy a zkoumání obrovských objemů

nevýhody: složitější elektronika, velké rozměry čidla

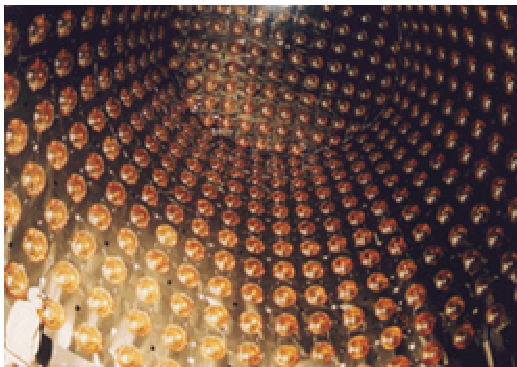
6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 5. Čerenkovův počítač (B)

obdoba scintilačního počítače, pouze mechanismus vzniku záblesků je jiný

aktivní látka: plexisklo, voda, ...

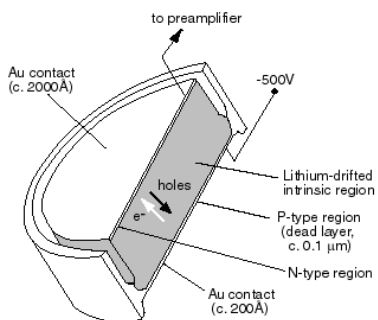


6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 6. Polovodičový detektor (B)

obdoba ionizační komory, místo plynu polovodič, místo ionizace vnitřní fotoelektrický jev, místo iontů dvojice nositelů elektrického proudu: elektron-díra



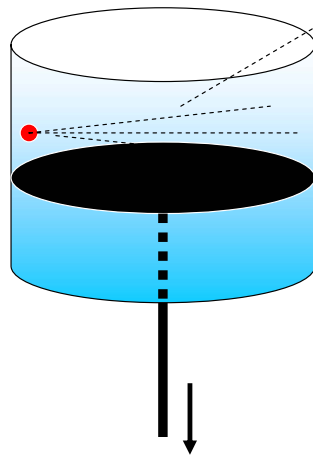
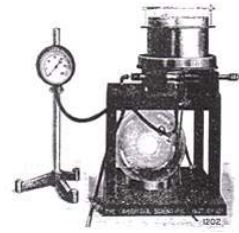
výhody: velmi malé rozměry, malá mrtvá doba, velká účinnost ~ 100 %, malé napětí

nevýhody: náročná elektronika

6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 7. Wilsonova mlžná komora (C)

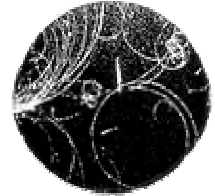
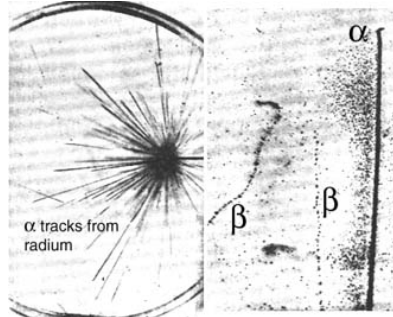


pára nasycená

$$pV^\kappa = konst. \quad V \uparrow \Rightarrow p \downarrow$$

$$pV = RT \Rightarrow RTV^{\kappa-1} = konst. \Rightarrow T \downarrow$$

pára přesycená se snahou kondenzace



6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

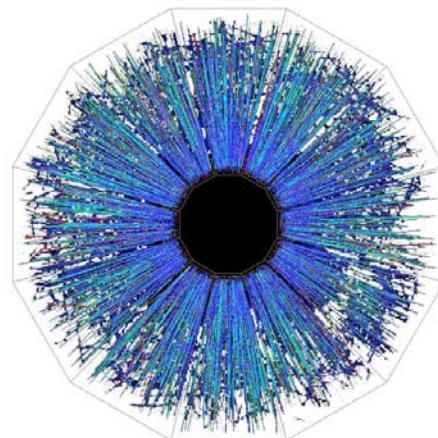
6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 7. Wilsonova mlžná komora (C)

odstranění prachu elektrickým polem

výhody: zobrazením trajektorie lze měřit dolet, s přidavným magnetickým polem energii, náboj, hmotnost, lze sledovat interakce (Rutherfordův rozptyl, jaderné reakce, apod.)

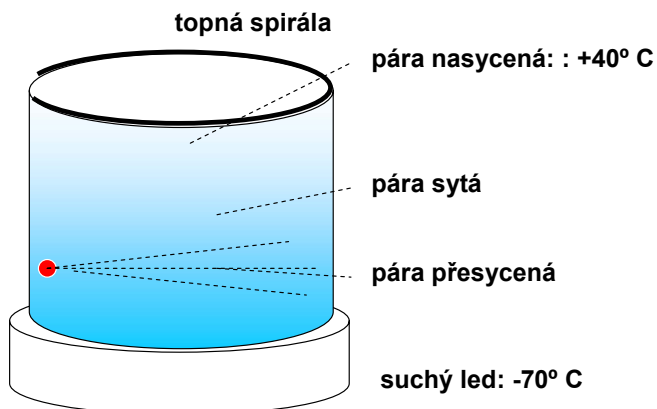
nevýhody: indikace v jediném okamžiku, pak je komora neschopná dalšího zobrazení, protože se po návratu pístu stává pára nenasycená, je nutné počkat několik sekund



6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 8. Difúzní mlžná komora (C)



výhody: zobrazením trajektorie lze měřit dolet, s přidavným magnetickým polem energii, náboj, hmotnost, lze sledovat interakce (Rutherfordův rozptyl, jaderné reakce, apod.), kontinuální provoz

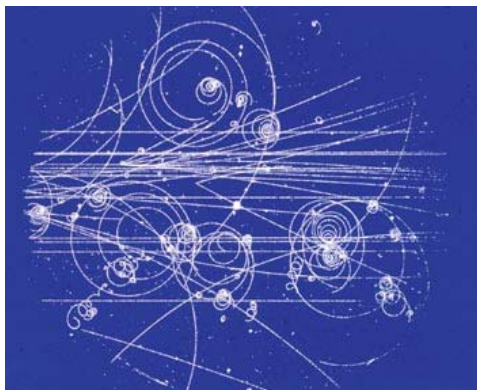
nevýhody: nutnost intenzivního chlazení dolní podstavy

6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 9. Bublínková mlžná komora (C)

využívá přehřáté kapaliny a toho, že var nastává na iontech; požívaná kapalina: vodík, hélium, éter, freon, objem až několik m³



výhody: zobrazením trajektorie lze měřit dolet, s přidavným magnetickým polem energii, náboj, hmotnost, lze sledovat interakce (Rutherfordův rozptyl, jaderné reakce, apod.), možnost impulzního i kontinuálního provozu

nevýhody: částice musí mít velkou energii, nutnost chlazení

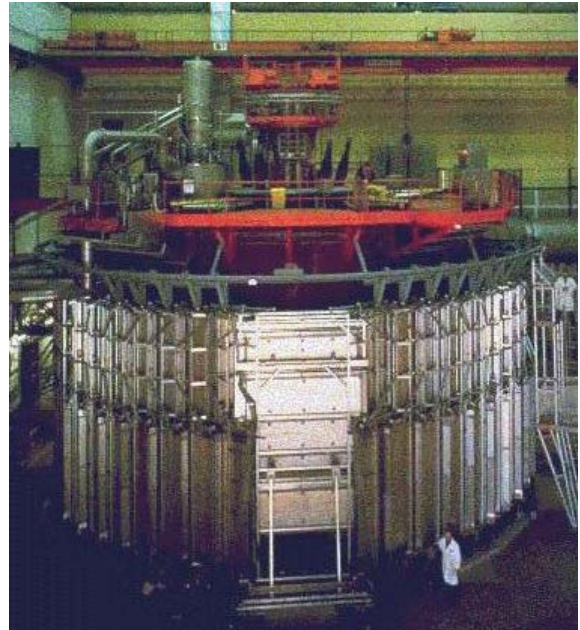
6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 9. Bublínková mlžná komora (C)



BEBC – Big European Bubble Chamber
v CERNu

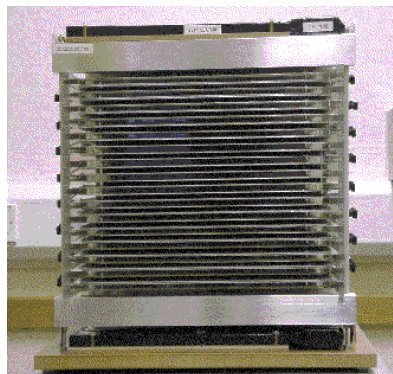
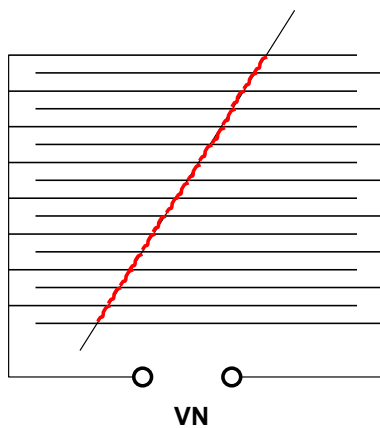


6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

6. 5. 10. Jiskrová komora (C)

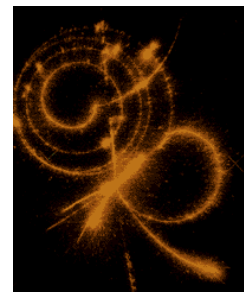
soustava elektrod se sendvičovým uspořádáním a velmi vysokým napětím



výhody: jednoduchost, spolehlivost

rozpad pionu v
jiskrové komoře

nevýhody: částice musí mít velmi vysokou energii

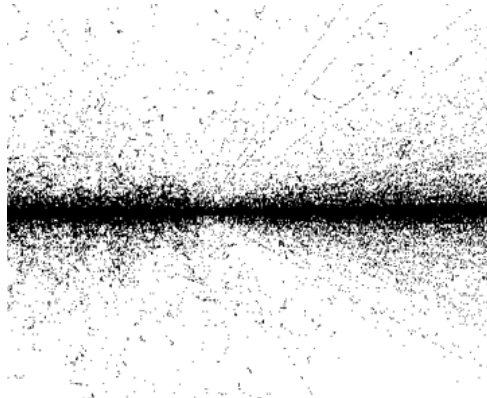


6. Interakce jaderného záření s hmotou, detektory

6. 5. Detektory jaderného záření

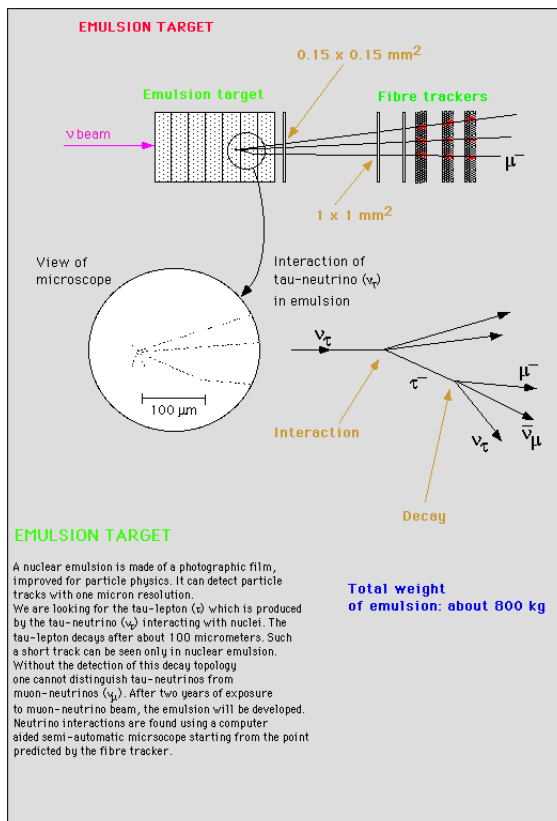
6. 5. 11. Fotografické detektory

dozimetrické emulze, krystalové dozimetry (A)
fotografické emulze (C)



výhody: jednoduchost, spolehlivost, bez zdrojů, schopnost dlouhodobé činnosti

nevýhody: částice musí mít velmi vysokou energii

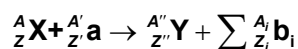


800 kg fotografické emulze využité k zkoumání interakcí tauonového neutrina. Výsledkem je generace tauonu, který se rozpadá po 100 mikrometrech. Tento snímek byl získán z emulze, která byla ozařována 2 roky

7. Jaderné reakce

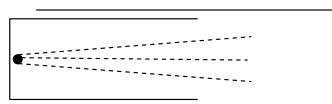
7. 1. Druhy jaderných reakcí

a) transmutace: je vyvolána interakcí částice a jádra, výsledkem je nové jádro, které není v periodické tabulce příliš vzdáleno od jádra původního a jedna nebo několik dalších částic:

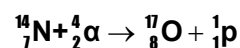


symbolický zápis $\text{X}(\text{a}, \sum \text{b}_i)\text{Y}$

nejčastější reakce: $(\text{p}, \text{d}), (\text{p}, \alpha), (\text{p}, \text{n}), (\text{p}, \gamma)$
 $(\text{n}, \text{p}), (\text{n}, \alpha), (\text{n}, \gamma), (\text{n}, 2\text{n})$
 $(\text{e}, \text{n}), (\text{e}, 2\text{n})$
 $(\gamma, \text{n}), (\gamma, 2\text{n})$
 $(\alpha, \text{p}), (\alpha, \text{n}), (\alpha, 2\text{n})$
 $(\text{d}, \text{p}), (\text{d}, \alpha), (\text{d}, \text{n})$



první jaderná reakce uskutečněná vědomě: Rutherford 1919

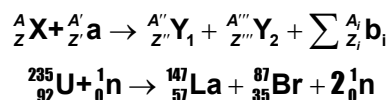


k uskutečnění většiny jaderných reakcí je třeba, aby částice s měla velmi vysokou energii

7. Jaderné reakce

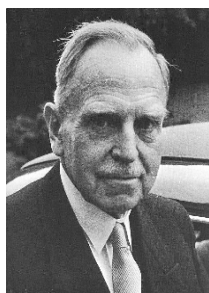
7. 1. Druhy jaderných reakcí

b) štěpení: původní jádro se působením částice rozštěpí na dvě nová (značně vzdálená v periodické soustavě) a několik nových částic



objev 1939 Hahn a Strassmann

protože se zpravidla uvolňuje několik neutronů, vyplývá z toho možnost řetězové reakce



Otto Hahn (1879-1968)



Fritz Strassmann (1902-1980)

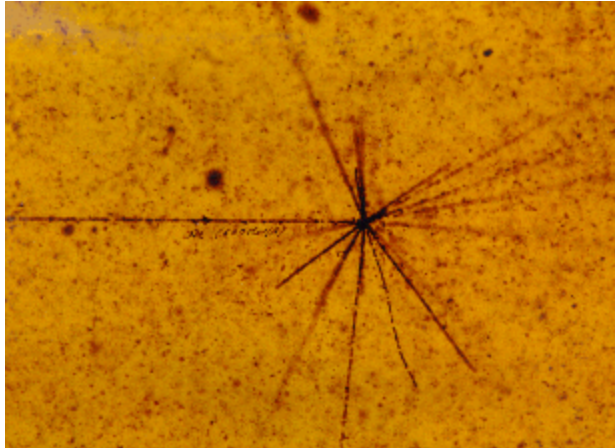
7. Jaderné reakce

7. 1. Druhy jaderných reakcí

c) tříštění: původní jádro se působením částice změní na jiné jádro, značně vzdálené v periodické soustavě prvků a mnoho nukleonů



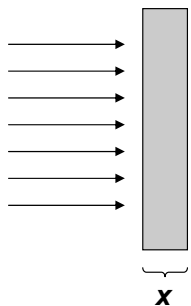
podmínkou je velmi vysoká energie dopadající částice (> 100 MeV)



7. Jaderné reakce

7. 2. Účinný průřez jaderné reakce

vyjadřuje pravděpodobnost reakce



C – počet jaderných reakcí v terčíku za 1 s
 $C \sim n, N, x, S$ (za předpokladu, že x je menší než dolet)
 $C = \sigma \cdot n \cdot N \cdot x \cdot S$
 $[\sigma] = \frac{\text{s}^{-1}}{\text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{m} \cdot \text{m}^2} = \text{m}^2$ σ – účinný průřez

n – počet dopadajících částic za 1 sekundu na 1 m^2

S – plocha terčíku

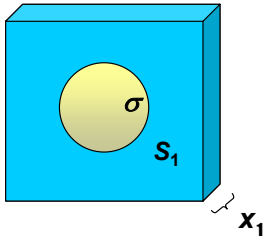
N – počet jader v terčíku na 1 m^3

7. Jaderné reakce

7. 2. Účinný průřez jaderné reakce

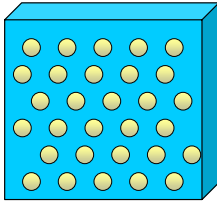
geometrický význam účinného průřezu:

z terčíku vybereme S a x takové, aby odpovídalo 1 atomu, na tento terčíček bude dopadat 1 částice za sekundu



$$\sigma = \frac{C}{n \cdot N \cdot x_1 \cdot S_1} = \frac{C}{\frac{1}{S_1} \cdot N \cdot \frac{1}{N}} = S_1 \cdot (\text{pravděpodobnost reakce})$$
$$\frac{\sigma}{S_1} = \text{pravděpodobnost reakce}$$

celý problém je převeden do geometrického modelu: nahradíme-li každý atom ploškou rovnou účinnému průřezu, je pravděpodobnost reakce dána poměrem ploch



protože geometrický rozměr jádra je řádu 10^{-14} m, používá se pro účinný průměr nestandardní jednotka:

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$$

velikost účinného průřezu pro různé reakce může být od 0 do několika tisíc barnů

7. Jaderné reakce

7. 3. Zákony zachování při jaderných reakcích

a) zákon zachování elektrického náboje: $\sum Z_{1i} = \sum Z_{2i}$

b) zákon zachování počtu nukleonů (bude zobecněn v kapitole o elementárních částicích)

$$\sum A_{1i} = \sum A_{2i}$$

c) zákon zachování hmotnosti a energie:

součet energií (včetně klidových) se před a po reakci rovnají

$$\sum m_{1i} \cdot c^2 > \sum m_{2i} \cdot c^2 \text{ je reakce exoenergetická}$$

$$\sum m_{1i} \cdot c^2 < \sum m_{2i} \cdot c^2$$

je reakce endoenergetická; částice, která reakci vyvolá, musí mít alespoň prahovou energii:

$$\sum m_{2i} \cdot c^2 - \sum m_{1i} \cdot c^2$$

d) zákon zachování hybnosti ve všech složkách

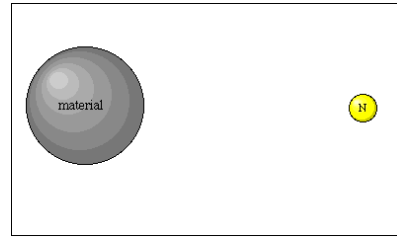
e) zákon zachování momentu hybnosti ve všech složkách

7. Jaderné reakce

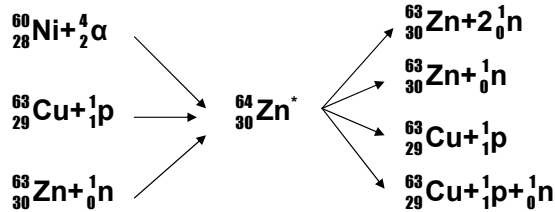
7. 4. Mechanismus jaderných reakcí

a) přímý proces:

typická doba procesu je $\frac{10^{-14}}{10^8} = 10^{-22}$ s



b) nepřímý proces (přes složené jádro):

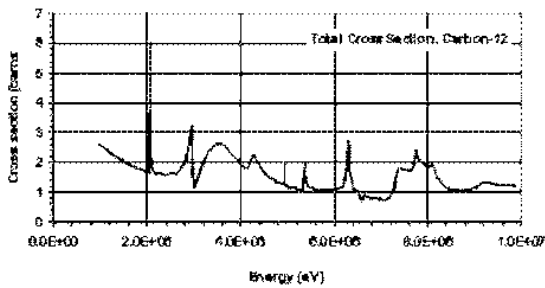


typická doba procesu je 10^{-16} s

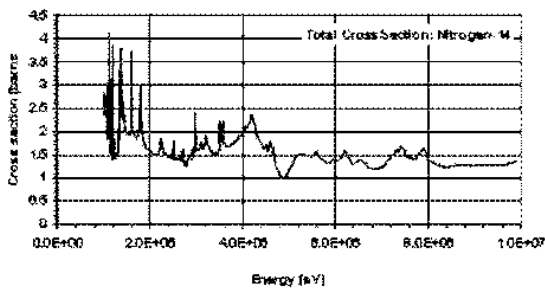
7. Jaderné reakce

7. 4. Mechanismus jaderných reakcí

účinný průřez v závislosti na energii částice vykazuje „rezonance“



je to jen další důkaz slupkového modelu jádra

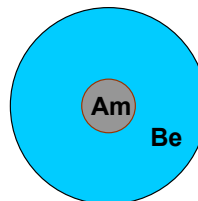
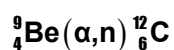


záchyt neutronu s různými energiemi

7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 1. Zdroje neutronů



reakce, která vedla k objevu neutronu je základem zdrojů neutronů typu Ra-Be, Am-Be

spontánní štěpení ${}^{252}_{98}\text{Cf}$ s poločasem rozpadu 2,6 roku

jaderné reaktory: běžně $\sim 10^{15}$ neutronů na 1 cm^2 za sekundu

jaderné výbuchy: až 10^{22} na 1 cm^2 za sekundu

7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 2. Interakce neutronů

protože závisí na energii neutronů, dělí se neutrony:

rychlé: $> 100 \text{ keV}$, střední ($100 \text{ eV} - 100 \text{ keV}$), pomalé ($0,025 \text{ eV} - 100 \text{ keV}$), tepelné

a) pružný rozptyl, ztráta energie největší u vodíku

b) nepružný rozptyl: jaderná reakce $X(n, n)X^* \xrightarrow{\gamma} X$

c) radiační záchyt: jaderná reakce $X(n, \gamma)X$

d) ostatní jaderné reakce $(n, p), (n, \alpha), (n, 2n),$

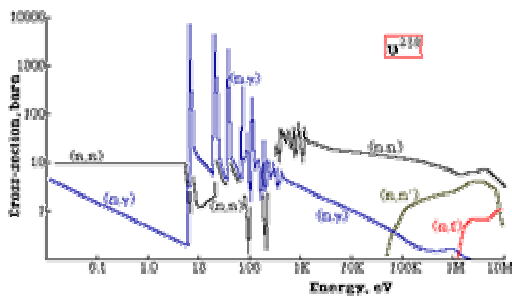
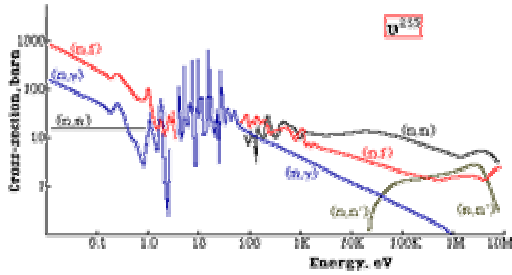
e) štěpení

7. Jaderné reakce

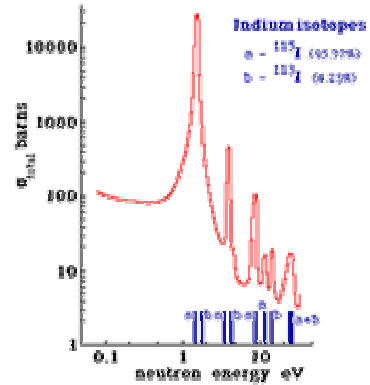
7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 3. Účinné průřezy interakcí neutronů

$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$ $\sigma_s = \sigma_e + \sigma_i$ $\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f$ t – totální, s – rozptyl, a - absorpce, e – pružná, i – nepružná, c – transmutační, f - štěpná



do 0,1 eV platí „zákon $1/v$ “: účinný průřez je nepřímo úměrný rychlosti, pak nastávají rezonanční záchyty



výrazné maximum pro 1,44 eV (30 000 bn)

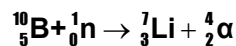
7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 3. Účinné průřezy interakcí neutronů

tepelné neutrony nejlépe pohlcuje kadmium, účinný průřez dosahuje 1000 barnů
pro neutrony nad 1 MeV je účinný průřez roven geometrickému průřezu jader ~ 1 bn

detekce neutronů: běžnými detektory s využitím reakce (n,α) , například



případně s využitím štěpení (detektory se obalují uranem, případně se plní plynem s obsahem uranu)

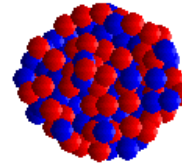
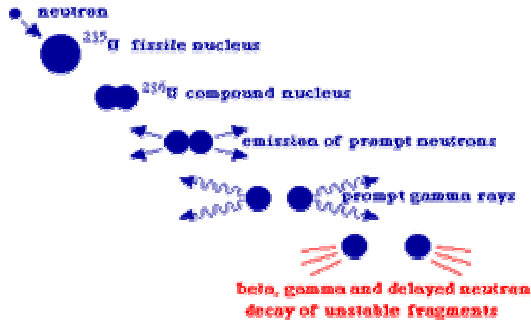
aktivační metoda: využívá se velkých účinných průřezů pro jaderné reakce, používá se zlato (zlatá fólie se vystaví toku neutronů, indukovaná aktivita je úměrná toku neutronů)

7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 4. Štěpná reakce

je možné štěpit všechna těžká a střední jádra, nejlépe neutrony
průběh: typický je přes složené jádro:



i když jde o reakci exoenergetickou (uvolňuje se energie), musíme zpravidla dodat jistou energii, která je zapotřebí k „přeštípnutí“ jádra: excitační energie W_{ex}

existují jen 5 jader, pro která je excitační energie záporná, to znamená, že štěpení může vyvolat i tepelný neutron:



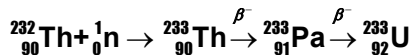
7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

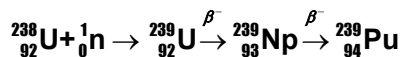
7. 5. 4. Štěpná reakce

U235 je v přírodním uranu zastoupen 0,715 %

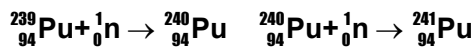
U233 se vyrábí v jaderných reaktorech z thoria 232:



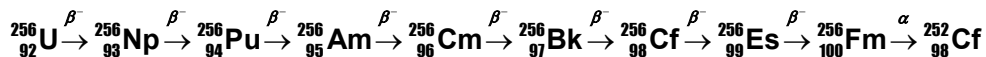
Pu239 se vyrábí v jaderných reaktorech z uranu 238:



Pu241 se vyrábí v jaderných reaktorech z plutonia 239:



Cf 252 se vyrábí z U256, které vzniká při podzemním jaderném výbuchu?



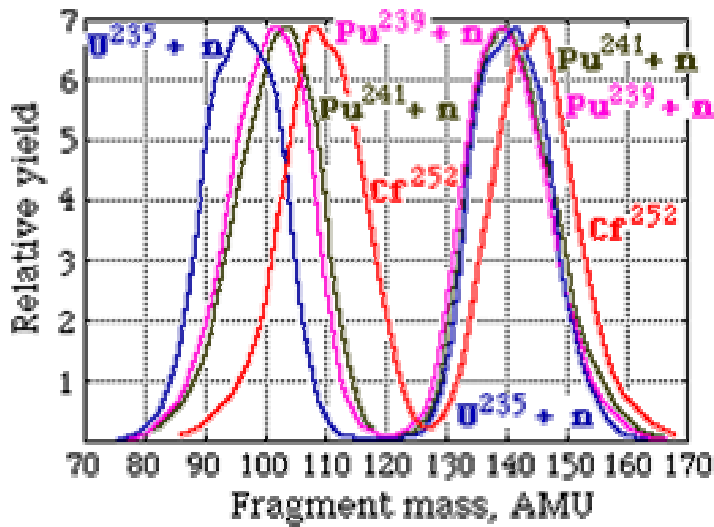
poločas rozpadu je 2,64 roku, použití v neutronových pumách?

7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 5. Produkty štěpení

U235 se štěpí 40 různými způsoby, uvolněná energie je vždy asi 200 MeV, uvolňují se přitom 2 nebo 3 neutrony, 99 % okamžitě, 1 % zpozděně (fragменты = vzniklá jádra jsou radioaktivní β^- nebo emisí neutronu)



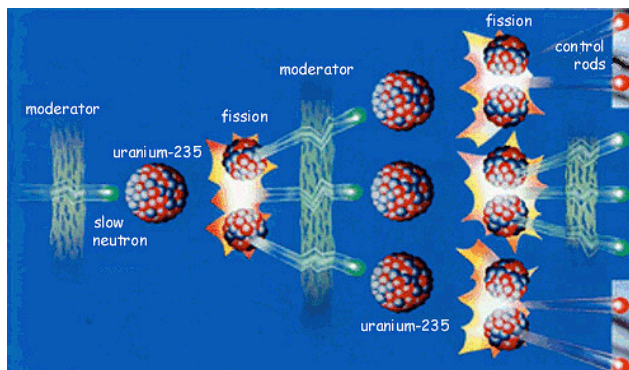
z energie štěpení připadá na fragменты asi 162 MeV, energie neutronů je 0,1 až 10 MeV, 10 MeV odnášejí neutrína

7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 6. Řetězová reakce

produkce více než jednoho neutronu při 1 štěpení umožňuje uskutečnit řetězovou reakci:



neutrony uvolněné štěpením mohou:

- vyvolat další štěpení
- absorpčně zaniknout
- uniknout ze soustavy

multiplikační faktor: střední počet štěpení vyvolaných neutrony z jednoho štěpení - k

n – počet štěpení v soustavě za 1 sekundu

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(k-1)}{\tau}$$

τ – počet štěpení v soustavě za 1 sekundu

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

7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 6. Řetězová reakce

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

Příklad: $n_0 = 10^4$, $\tau = 10^{-5}$ s, $t = 1$ s

$$k = 0,9, \quad n(1) = 10^{-4339}$$

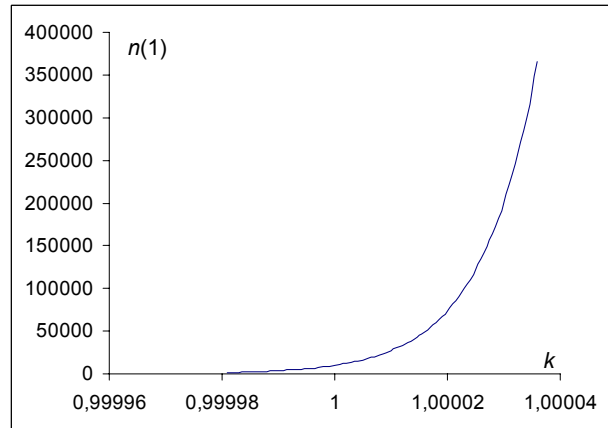
$$k = 1, \quad n(1) = 10^4$$

$$k = 1,1, \quad n(1) = 10^{4337}$$

$$k = 1,001, \quad n(1) = 10^{47}$$

$$k = 1,00001, \quad n(1) = 10^{4,43} = 2,7 \cdot 10^4$$

$$k = 1,000001, \quad n(1) = 10^{4,043} = 1,1 \cdot 10^4$$



7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 7. Kritická velikost štěpné soustavy

předpokládáme nejprve nekonečně velkou soustavu obsahující štěpný materiál a moderátor – materiál, který zpomaluje neutrony k zvýšení účinného průřezu pro štěpení)

v této soustavě vyvolá 1 neutron 1 štěpení

η – střední počet neutronů vzniklých štěpením ($\eta > 1$)

ε – koeficient rozmnožení rychlými neutrony: neutrony ze štěpení vznikají jako rychlé, ty jsou schopny štěpit i další materiál (zpravidla U 238), který je v soustavě

p – pravděpodobnost úniku rezonanční absorpci ($p < 1$)

f – koeficient tepelného využití (ani pomalý neutron nemusí vyvolat štěpení, může být zachycen v dalších materiálech soustavy, případně může být neštěpně absorbován ($f < 1$))

$$k_{\infty} = \eta \varepsilon p f$$

je-li soustava konečná, přistupuje ještě pravděpodobnost P – pravděpodobnost, že neutron během zpomalování neunikne ze soustavy

$$k = k_{\infty} \cdot P$$

dosáhne-li se vhodným uspořádáním soustavy $k_{\infty} > 1$, je možné velikostí a tvarem soustavy regulovat velikost P a tím dosáhnout $k = 1$: kritické velikosti k

7. Jaderné reakce

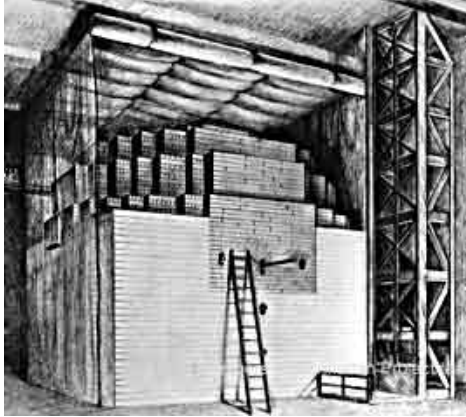
7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 7. Kritická velikost štěpné soustavy

Kritická velikost nelze dosáhnout jakoukoli kombinací přirozeného uranu a obyčejné vody, která má příliš velký absorpční účinný průřez.

Kritická velikost lze dosáhnout s přírodním uranem pouze v kombinaci s grafitem nebo těžkou vodou.

Poprvé se kritická velikost dosáhlo v prosinci 1942 v Chicagu = Enrico Fermi (na stadionu pro squash).



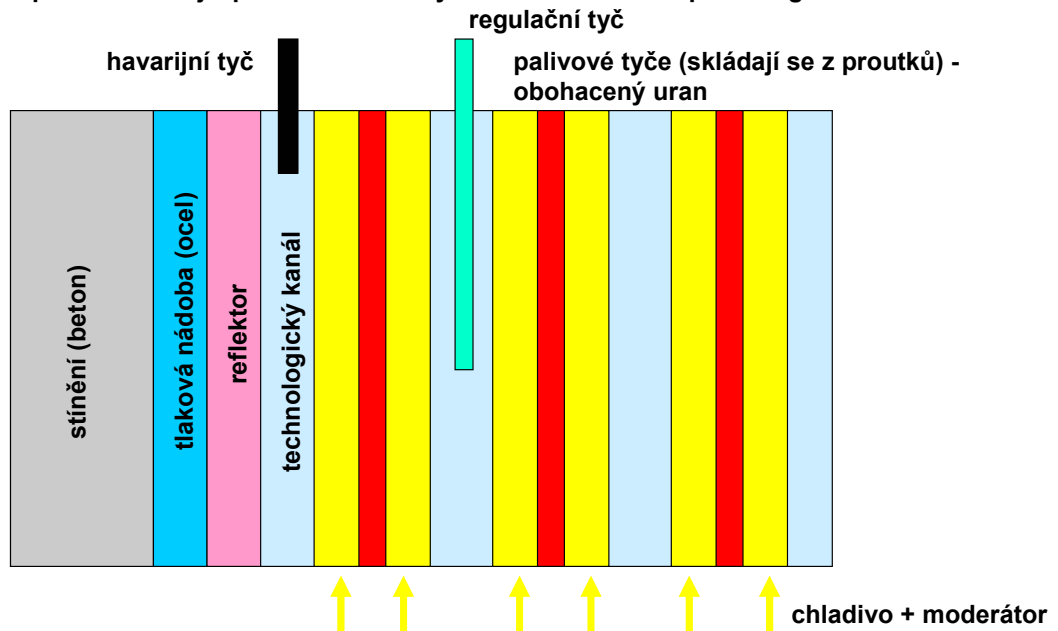
regulace výkonu: reaktor se udržuje podkritický na okamžitých neutronech, potřebný příspěvek dodávají zpožděné neutrony z neutronového rozpadu fragmentů.

7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 8. Jaderný reaktor a energetika

regulace výkonu: reaktor se udržuje podkritický na okamžitých neutronech, potřebný příspěvek dodávají zpožděné neutrony z neutronového rozpadu fragmentů.

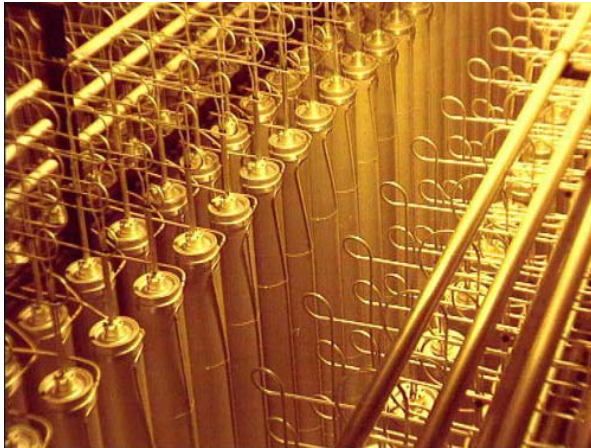


7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 8. Jaderný reaktor a energetika

obohacování uranu: difúze, destilace, superodstředivky



zásobárna vzorků pro ultraodstředivku – milion g, U 238 se hromadí na okrajích, U235 ve středu rotující trubice, 60 000 otáček, obvodová rychlost 450 m/s

7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 8. Jaderný reaktor a energetika

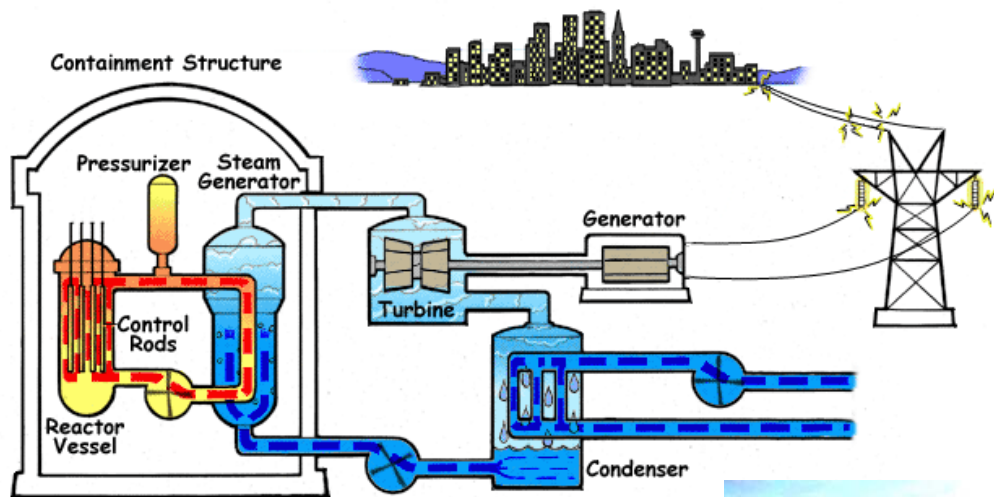


schéma běžné jaderné elektrárny



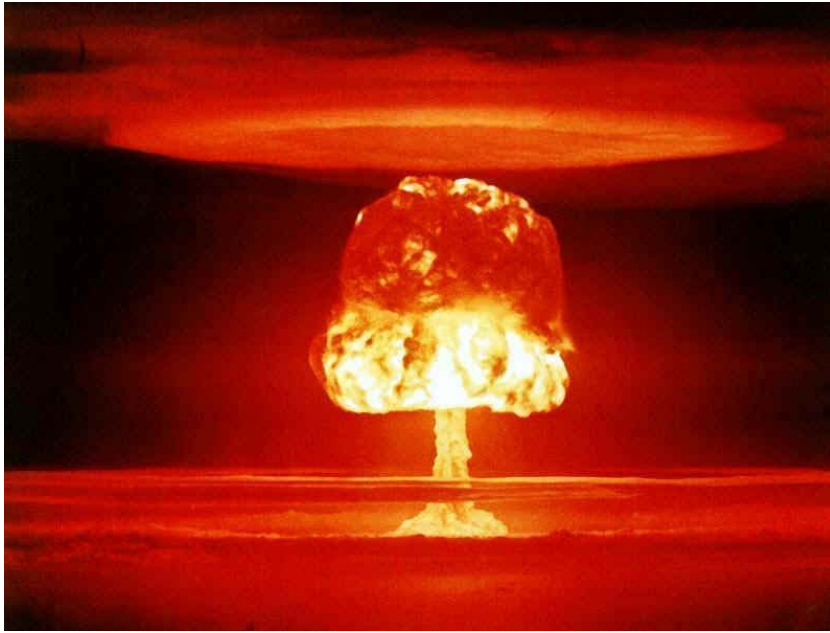
Temelín

7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 8. Jaderný reaktor a energetika

atomová bomba – štěpná:

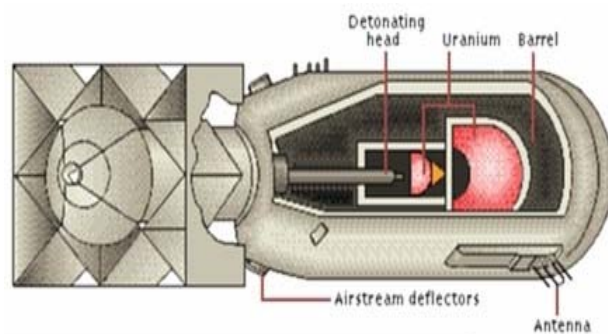
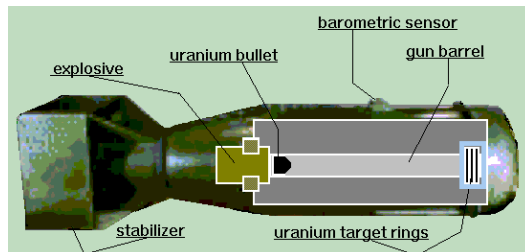


7. Jaderné reakce

7. 5. Reakce neutronů

7. 5. 8. Jaderný reaktor a energetika

atomová bomba – štěpná:



7. Jaderné reakce

7. 6. Termonukleární reakce

štěpení: 1 MeV/nukleon, syntéza: 4 MeV/nukleon:

zásadní potíže: dostat k sobě jádra přes Coulombovskou bariéru elektronových obalů i jader tak blízko, aby začaly působit jaderné síly (10^{-14} m)

potenciální energie dvou jader vodíku (protonů) v uvedené vzdálenosti:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{1,6 \cdot 10^{-38}}{12,5 \cdot 8,9 \cdot 10^{12} \cdot 10^{-14}} = 2,5 \cdot 10^{-14} \text{ J}$$

kdyby se této teploty mělo dosáhnout zahřátím, byla by teplota:

$$\frac{3}{2} kT = 2,5 \cdot 10^{-14} \Rightarrow T = \frac{1,7 \cdot 10^{-14}}{1,38 \cdot 10^{-23}} = 1,2 \cdot 10^9 \text{ K}$$

proto termonukleární reakce

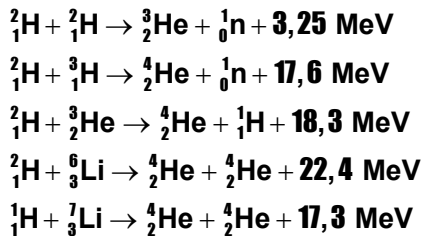
reakcí se zatím daří dosáhnout:

- ve hvězdách
- ve vodíkové bombě
- v malém v laboratoři (pomocí urychlovačů, metodou tokamaků, laserovou metodou)

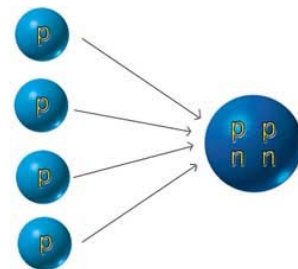
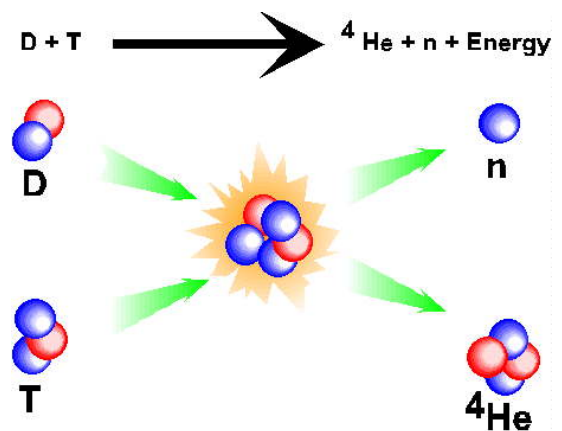
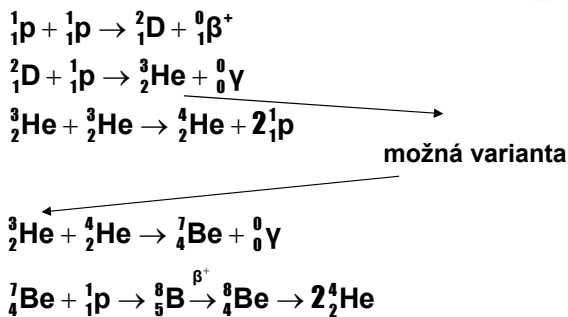
7. Jaderné reakce

7. 6. Termonukleární reakce

příklady jaderné syntézy:



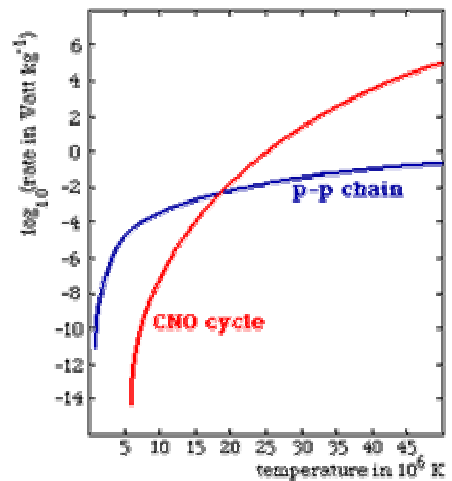
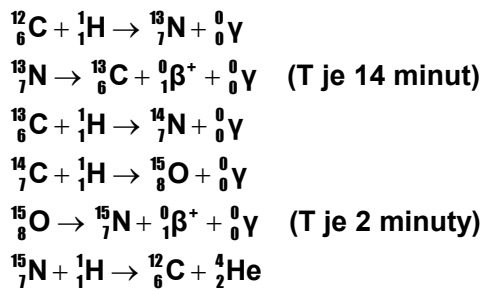
ve hvězdách: proton - protonový cyklus



7. Jaderné reakce

7. 6. Termonukleární reakce

další možný proces ve hvězdách: uhlíko-dusíkový cyklus (CNO)

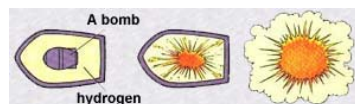
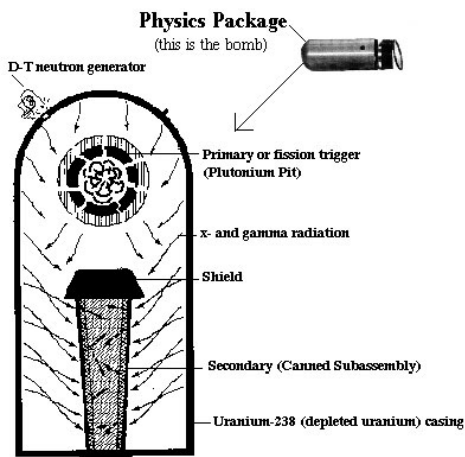


termonukleární bomba: jako roznětka slouží štěpná bomba, obal je ze směsi izotopů vodíku a lithia

7. Jaderné reakce

7. 6. Termonukleární reakce

termonukleární bomba: jako roznětka slouží štěpná bomba, obal je ze směsi izotopů vodíku a lithia

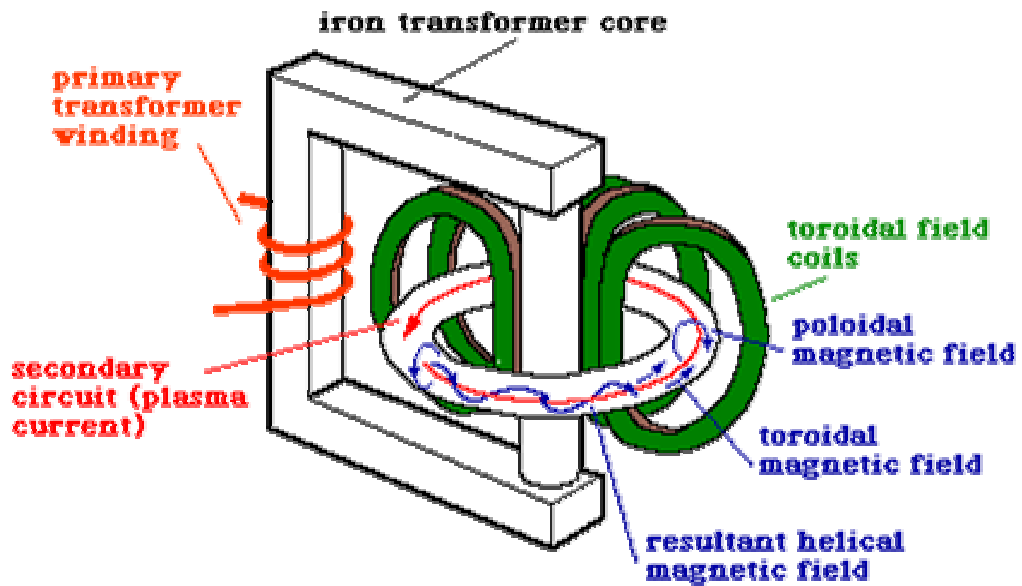


7. Jaderné reakce

7. 6. Termonukleární reakce

laboratorní metody k získání řízené termonukleární reakce:

a) metoda tokamaků (ТОроидная КАмера МАгнитная)

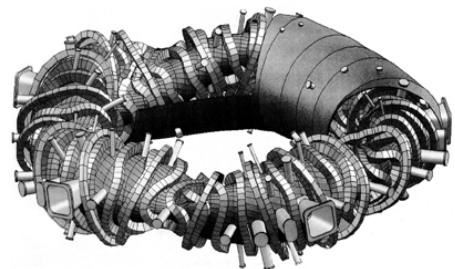
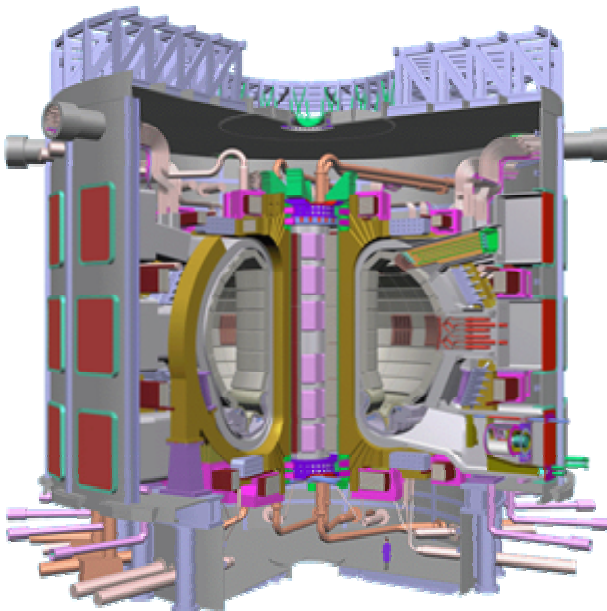


7. Jaderné reakce

7. 6. Termonukleární reakce

K udržení syntézy je nutné splnit tzv. Lawsonovo kritérium, které spojuje dosaženou teplotu při dané hustotě plasmy s energií reakce a časem, po který se daří udržet dosaženou teplotu.

Pro reakci deuteria a tritia je potřebná teplota 50 milionů kelvinů, součin koncentrace částic a potřebného času pak musí dosáhnout $10^{20} \text{ m}^{-3}\text{s}$, v současnosti se dosahuje $10^{18} \text{ m}^{-3}\text{s}$ při teplotě 20 milionů K, na jiném tokamaku 50 milionů K při $10^{17} \text{ m}^{-3}\text{s}$.



7. Jaderné reakce

7. 6. Termonukleární reakce

Koncepce tokamaku se zrodila koncem padesátých let v Sovětském svazu a u jeho zrodu stál L. A. Arcimovič. Je to v podstatě transformátor, jehož sekundární cívka má jeden závit ve tvaru toroidní trubice. Plazma z deuteria a tritia se nachází uvnitř toroidního dutého vakuového prstence. Elektrický proud primárního obvodu transformátoru indukuje elektromotorické napětí v sekundárním obvodu. V plynu D+T v toroidní trubici vznikne výboj, plyn se ionizuje a indukovaný proud jej zahřívá na vysokou teplotu. Magnetické pole tohoto proudu udrží vzniklé plazma v ose toroidu, takže se nedotýká stěn komory. Díky magnetickému poli se tepelné zatížení stěn sníží na technologicky zvládnutelnou hodnotu, a tak se předpokládá chlazení stěn na teploty 1000-1300 °C. Rozměry reaktoru a jeho výkon závisí obvykle na vlastnostech materiálů, které tvoří plášť reaktoru, nikoli na vlastnostech plazmatu. Předpokládá se, že elektrický výkon těchto reaktorů by byl 2-3 GW.

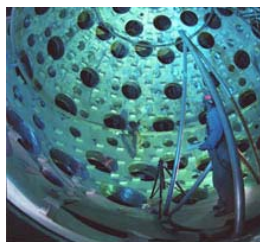
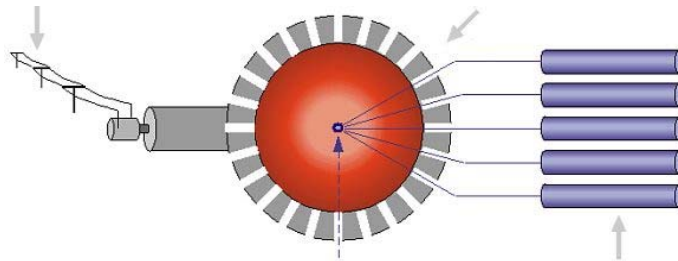
Tokamak pracuje v pulzním režimu. Do vyčerpané prstencové vakuové nádoby se napustí pracovní plyn s hustotou částic 10^{18} - 10^{21} m⁻³. Proudem tisíců až milionů ampérů se plyn zahřeje do teplot 1-2 keV. K dosažení potřebné teploty okolo 10 keV je potřeba použít doplňkový ohřev: např. ohřev absorpcí elektromagnetické iontové cyklotronové vlny ionty, ohřev cyklotronní elektronovou rezonancí, vstřikováním neutrálního svazku - také pro dodání paliva, ohřev parametrickými vlnami - využitím intenzivních mikrovlnných nebo infračervených laserových svazků.

http://www.vesmir.cz/04_98/207.htm

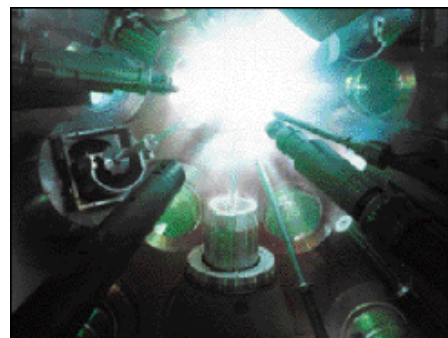
7. Jaderné reakce

7. 6. Termonukleární reakce

U tokamaků se dosahuje velkých časů, ale malé hustoty. Laserová fúze je cestou, při které se dosahuje extrémních hustot po velmi krátký čas. Základem jsou jakési brikety, které jsou najednou ozářeny impulsem z mnoha výkonných laserů.

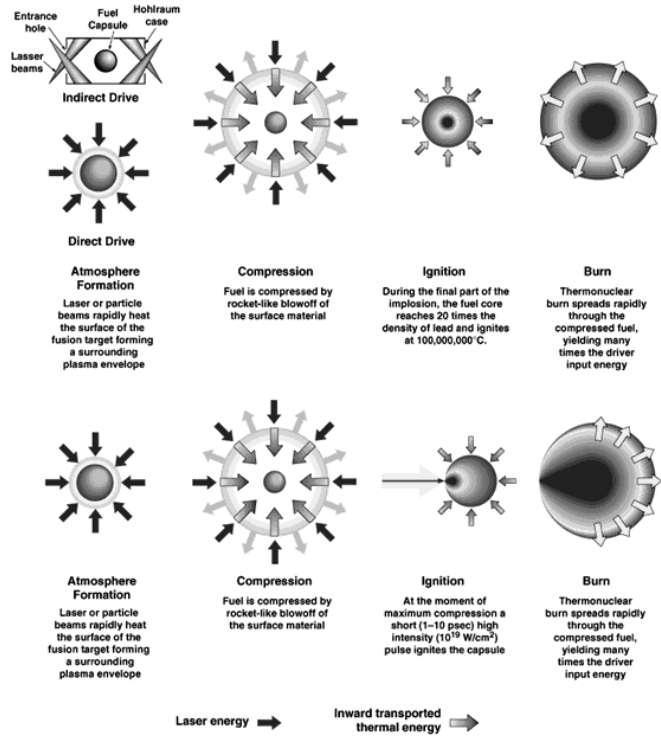
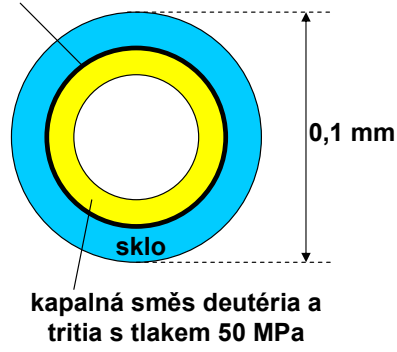


192 laserů



7. Jaderné reakce

7. 6. Termonukleární reakce chemicky černěné zlato



rychlost imploze 300 km/s

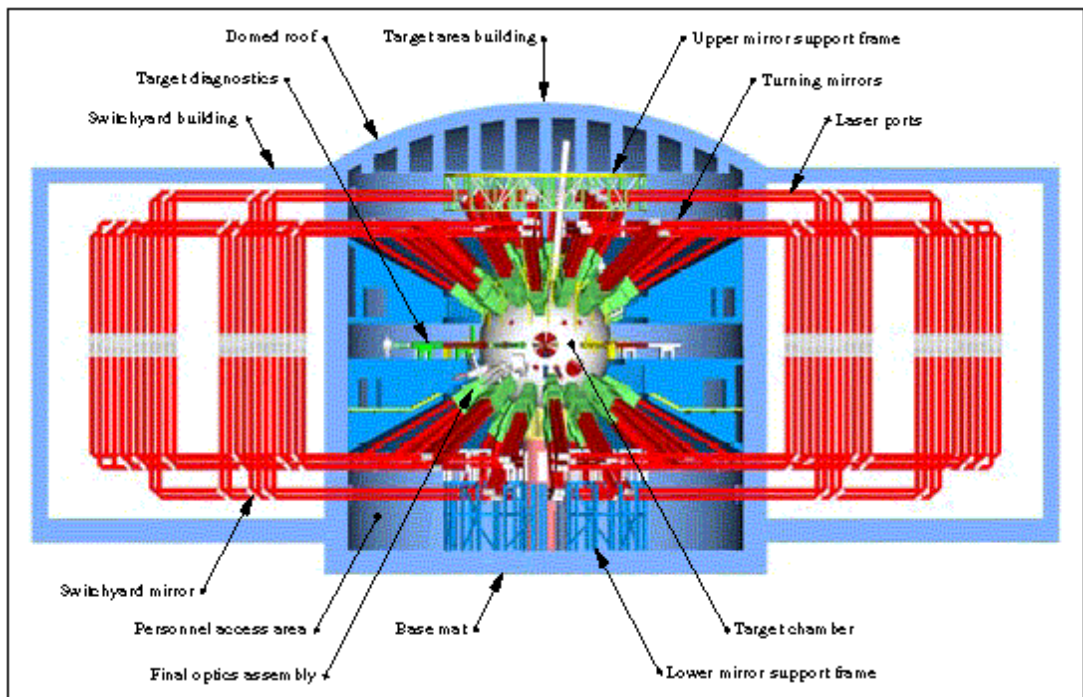
10^{10} termonukleárních reakcí
okamžitý výkon 250 TW
(milionkrát víc než klasické výbušniny)

10 x za sekundu

stálý výkon 0,1 W

7. Jaderné reakce

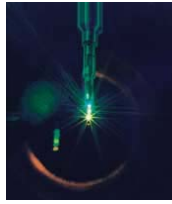
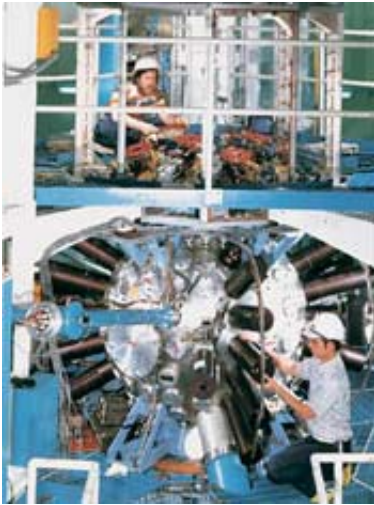
7. 6. Termonukleární reakce



7. Jaderné reakce

7. 6. Termonukleární reakce

nejnadějnější experiment: SHIVA a SHIVA NOVA dnes slouží výzkumu svařování pomocí soustředěných laserových paprsků



snímek exploze z roku 1986, v tomto okamžiku produkuje 100x více energie než všechny elektrárny na Zemi



8. Fyzika velkých energií, elementární částice

8. 1. Urychlovače

8. 1. 1. Van de Graafův urychlovač

Van de Graafův zdroj vysokého napětí

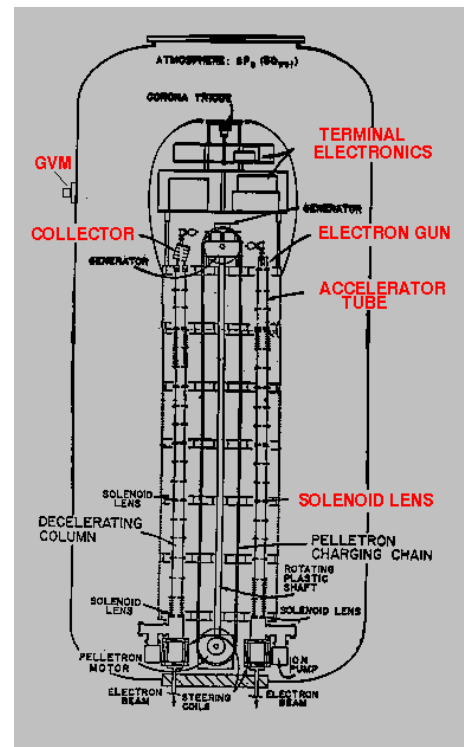
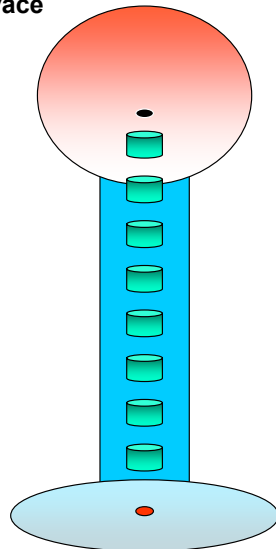
blokové schéma skutečného Van de Graafova urychlovače

výhody:

- jednoduchý
- vysoká účinnost
- velké proudy

nevýhody:

- malé energie
- rozměrný



8. Fyzika velkých energií, elementární částice
8. 1. Urychlovače
8. 1. 1. Van de Graafův urychlovač



8. Fyzika velkých energií, elementární částice
8. 1. Urychlovače
8. 1. 1. Van de Graafův urychlovač



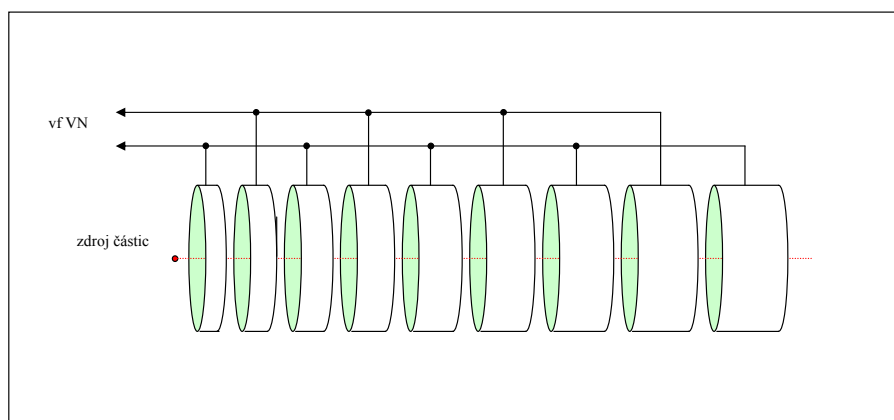
8. 1. 1. Van de Graafův urychlovač

Urychlovač elektronů na energii 6 MeV. Je v nádobě výšky 10 m, průměru 35 m, která je naplněna freonem s tlakem 0,6 MPa. Dosahuje se proudu 2 A.



8. 1. 2. Lineární urychlovač

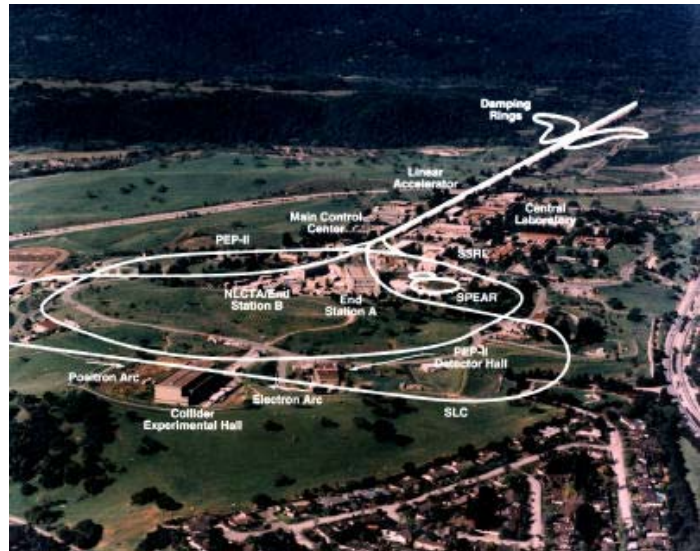
princip: Na kovové elektrody ve tvaru válcového pláště, které jsou střídavě propojeny, je přivedeno vysoké napětí vysoké frekvence. Částice se urychluje vždy v každé mezeře, uvnitř elektrod se pohybuje rovnoměrným přímočarým pohybem.



8. 1. 2. Lineární urychlovač

Lineární urychlovač - SLAC (Stanford Linear Accelerator) Kalifornie

- délka 3 km
- pracuje i jako colider
- elektrony a pozitrony
- vstupní energie 30 MeV
- konečná energie 50 GeV
- kolizní energie 100 GeV
- může i protony
- 245 klystronů po 67 MW



8. 1. 2. Lineární urychlovač

Terčíková metoda a metoda srážek

Terčíková metoda: jedna částice se urychlí a narazí do jiné částice, která je součástí klidového terčíku. Energie srážky je přitom úměrná

$$E \sim \sqrt{2E_{\check{c}} \cdot M_t \cdot c^2}$$

Př.: $E_{\check{c}} = 200 \text{ GeV}$, $M_t \cdot c^2 = 1 \text{ GeV}$, pak energie srážky je **20 GeV**

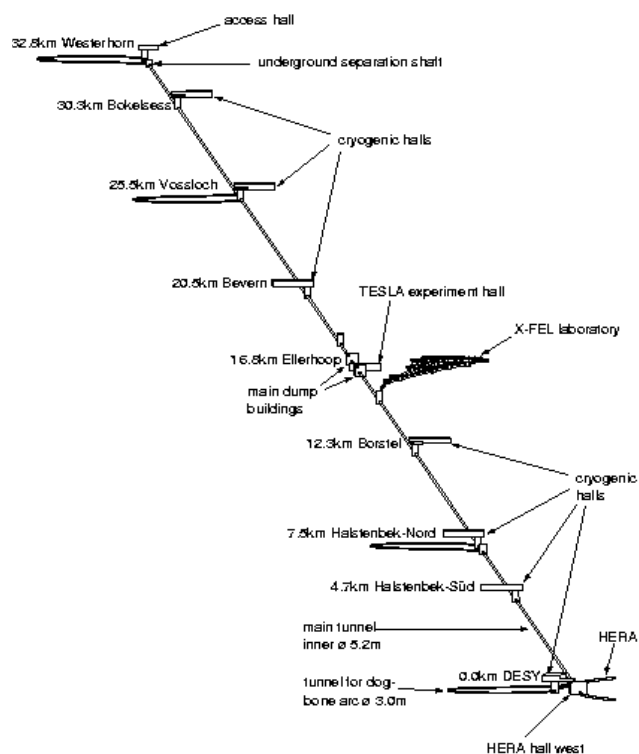
Metoda srážek (coliderey): urychlí se dva svazky částic a nesměřují se proti sobě. Energie srážky je přitom úměrná

$$E \sim 2\sqrt{E_{\check{c}1} \cdot E_{\check{c}2}}$$

Př.: $E_{\check{c}1} = 200 \text{ GeV}$, $E_{\check{c}2} = 200 \text{ GeV}$, pak energie srážky je **400 GeV**

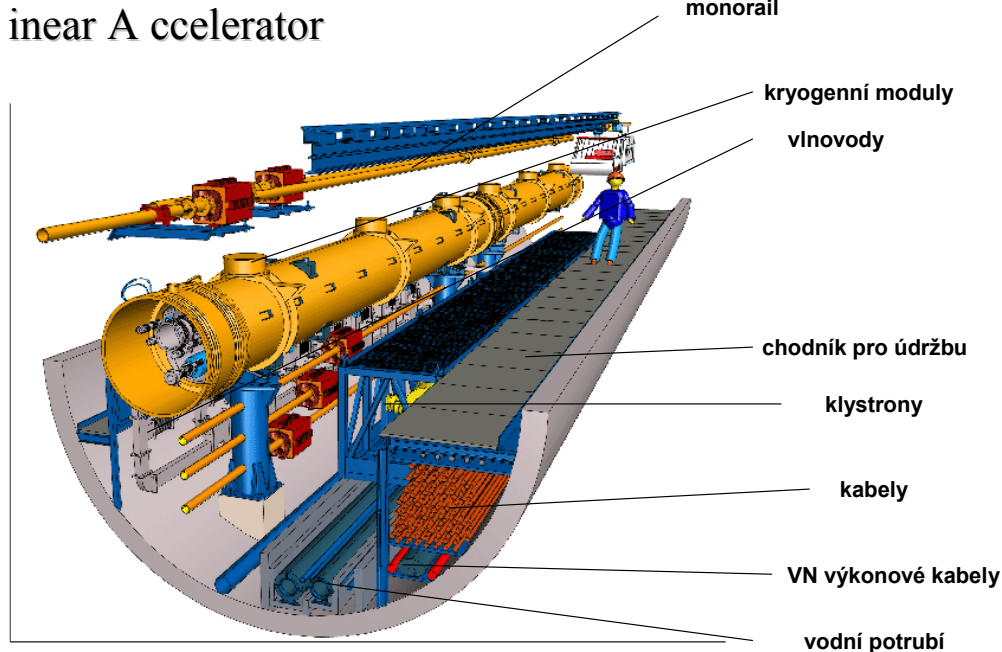
8. 1. 2. Lineární urychlovač

TESLA



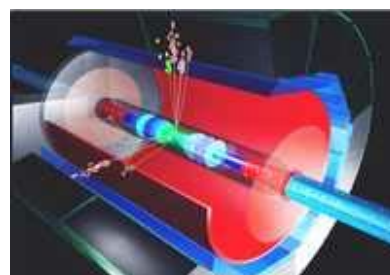
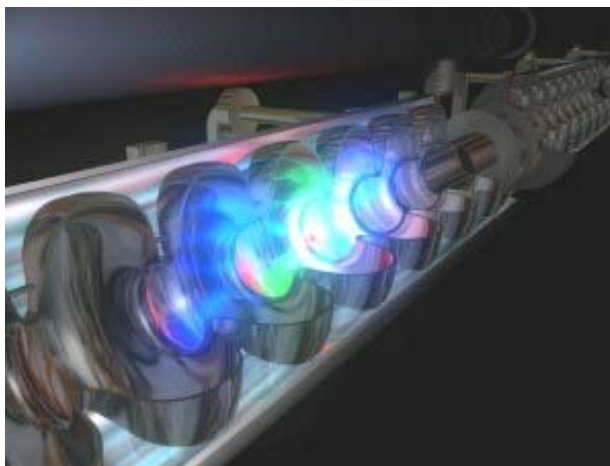
8. 1. 2. Lineární urychlovač

TESLA T era E lectron V olt E nergy S uperconducting L inear A ccelerator



8. 1. 2. Lineární urychlovač

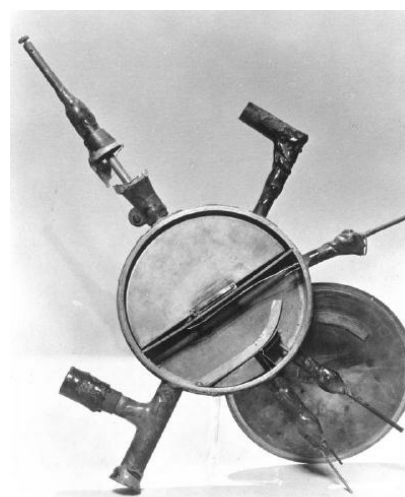
TESLA



8. 1. 3. Cyklotron

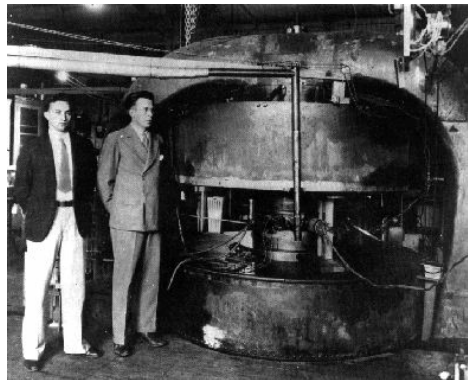
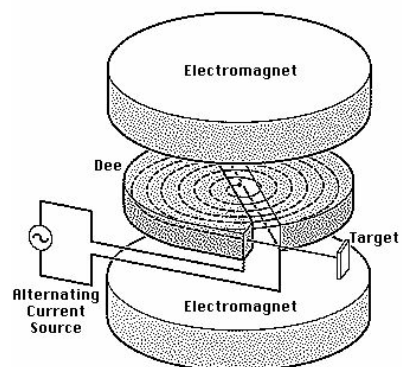
První cyklotron, zkonstruoval
Ernest O. Lawrence v r. 1929

Ernest Lawrence (1901-1958)



8. 1. 3. Cyklotron

Cyklotron - Ernest Lawrence (1901-1958)



M. S. Livingston a Ernest Lawrence 1932

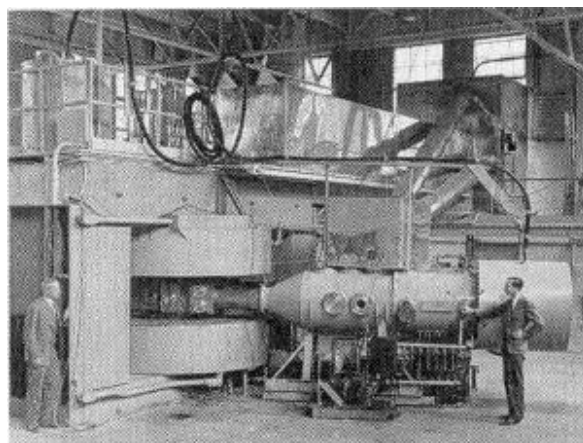
8. 1. 3. Cyklotron

výhody:

- malé rozměry
- kontinuální provoz

nevýhody:

- malá účinnost
- potřeba magnetického pole
- relativistické efekty omezují energii



8. 1. 3. Cyklotron

Řešení relativistického zpoždění v cyklotronu

přechod na impulsní provoz:

- během urychlování snižovat frekvenci - fázotron
- během urychlování zvyšovat indukci magnetického pole - synchrocyklotron

zachování kontinuálního provozu s konstantním polem:

- využití gradientu magnetického pole (magnetické pole od středu vzrůstá),
příklad řešení: FFAG (Fixed-Field Alternating-Gradient) - TRIUMF Kanada

8. 1. 3. Cyklotron

Synchrocyklotron - první urychlovač v CERNu (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) - 600 MeV 1957



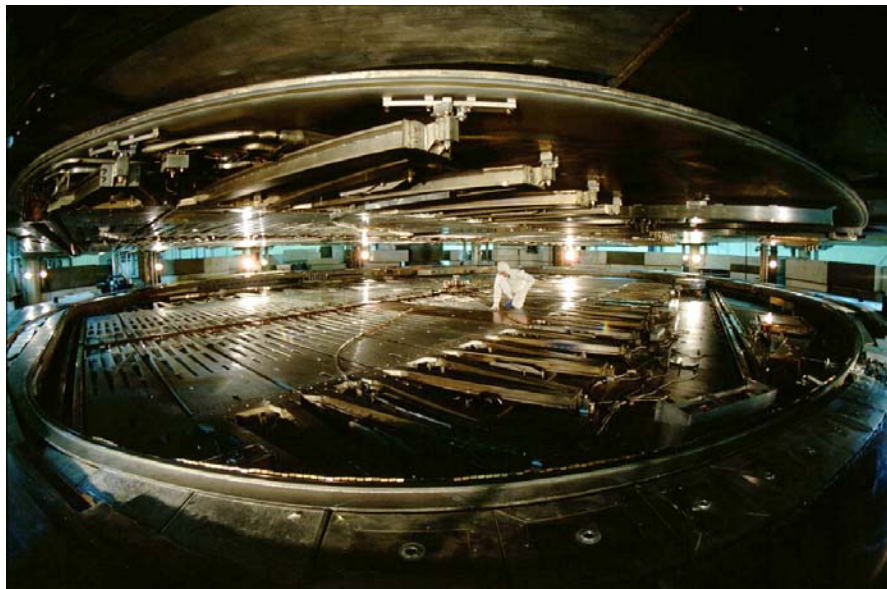
8.1.3. Cyklotron

Triumpf 1972 (Vancouver - Kanada) - protony 520 MeV



8.1.3. Cyklotron

Cyklotron - TRIUMF

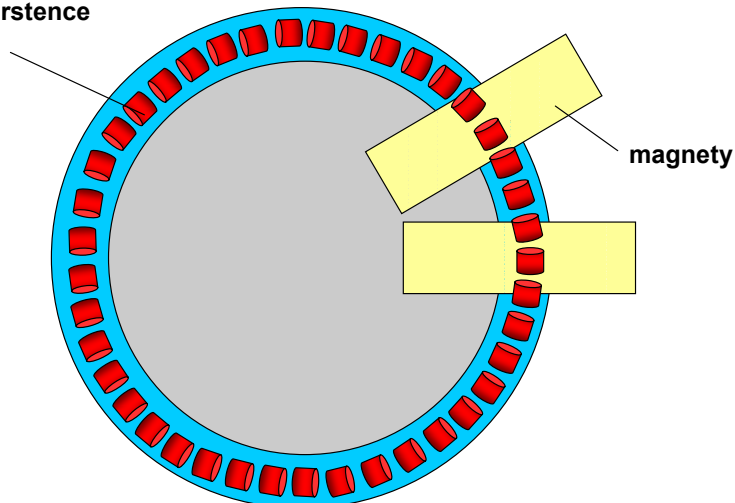


8. 1. 3. Kruhové urychlovače (synchrofázotron, synchrotron, bevatron, kosmotron)

princip: Kdyby byl lineární urychlovač nekonečně dlouhý, elektrody by se již neprodlužovaly, jejich délka by se ustálila na

$$s = v \cdot t \cong c \cdot \frac{T}{2} = \frac{c}{2f}, \text{ pro frekvenci 1 GHz je to 15 cm}$$

urychlující prstence



8. 1. 3. Kruhové urychlovače (synchrofázotron, synchrotron, bevatron, kosmotron)

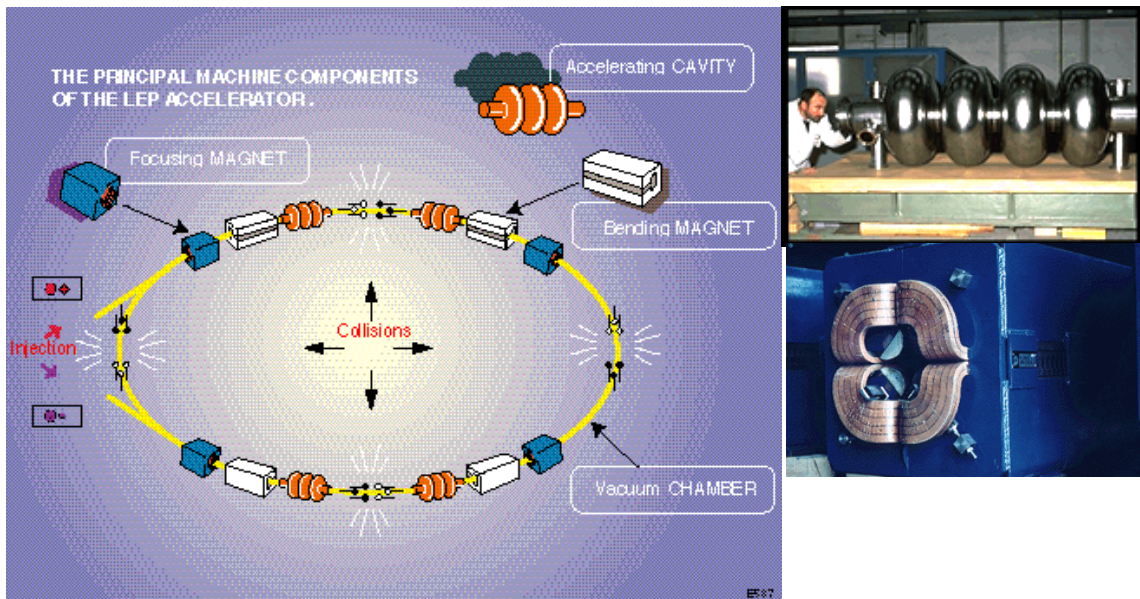
synchrofázotron - Dubna

- urychluje protony na 10 GeV
- průměr 36 m
- vakuová trubice 2 m x 0,5 m
- rozměry magnetů 7,5 x 5,3 m
- hmotnost magnetů 36 000 tun
- na 1 urychlení 4,5 milionu otáček
- napájen vlastní elektrárnou
- objev antiprotonu, antineutronu



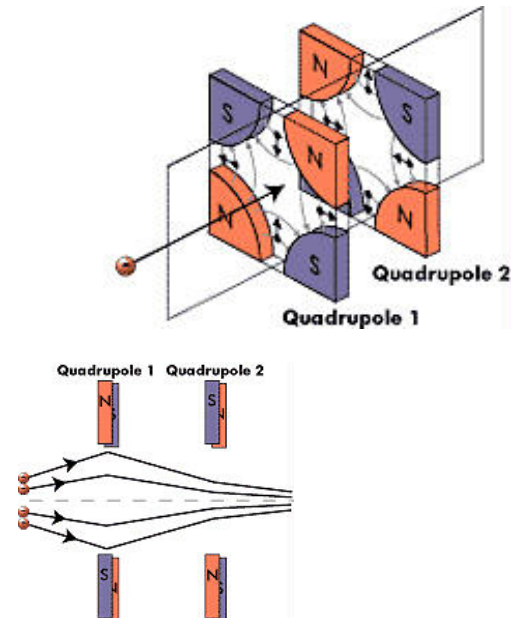
8. 1. 3. Kruhové urychlovače (synchrofázotron, synchrotron, bevatron, kosmotron)

synchrotron - kruhový urychlovač se silnou fokusací



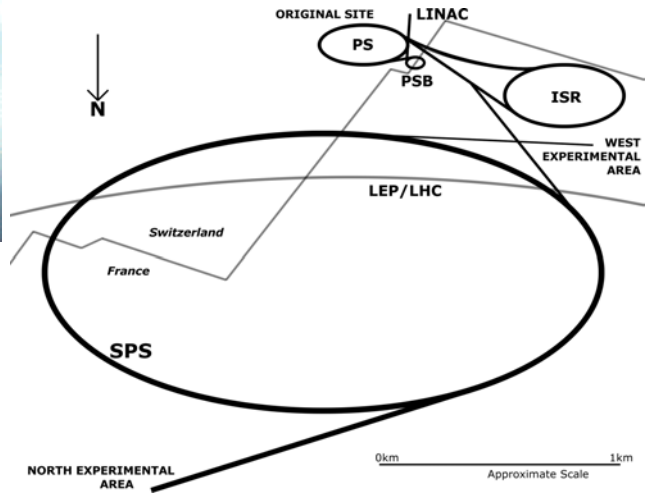
8. 1. 3. Kruhové urychlovače (synchrofázotron, synchrotron, bevatron, kosmotron)

synchrotron - fokusace svazku kvadrupólovými magnety



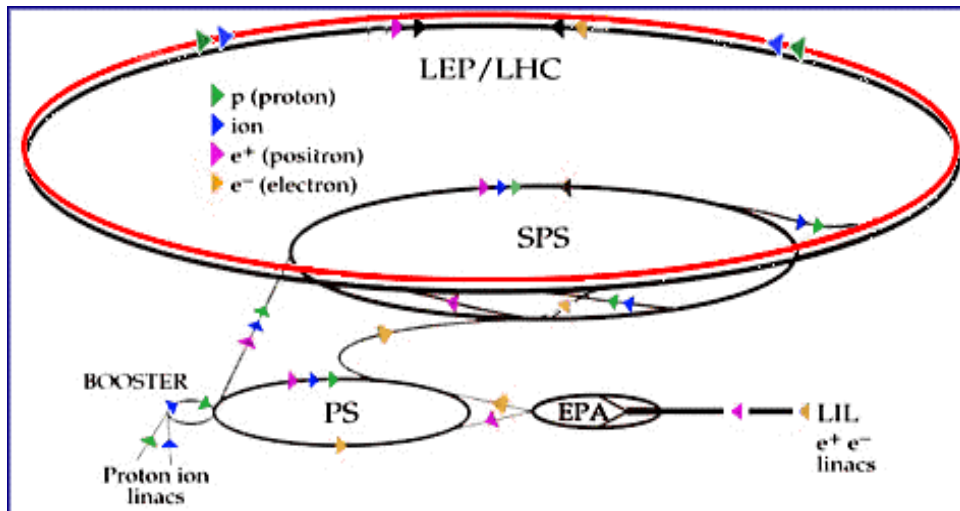
8. 1. 3. Kruhové urychlovače (synchrofázotron, synchrotron, bevatron, kosmotron)

SPS - Super Proton Synchrotron (CERN - Švýcarsko, Francie)



8. 1. 3. Kruhové urychlovače (synchrofázotron, synchrotron, bevatron, kosmotron)

LEP - CERN



LEP (Large Electron-Positron Collider - CERN - délka 27 km)



LEP - CERN

- urychluje v jednom systému elektronu a pozitrony na energie 90-208 GeV
- 100 metrů pod zemí
- 4 detektory na kolizních místech: ALEPH, DELPHI, OPAL, L3
- hlavní úspěchy při studiu intermediálních bosonů W a Z
- 2000 - hon na Higgsův boson (předpokládaná klidová energie 115 GeV)
- existenci Higgsůva bosonu předpokládá standardní model:
měla by to být velmi hmotná neutrální částice, která vysvětluje rozpor mezi velmi vysokou hmotností bosonů W a Z a nulovou hmotností fotonu
- chod LEP ukončen 8. 11. 2000 po 11 letech

největší urychlovače současnosti

TEVATRON FERMILAB (USA) 1000 GeV

HERA DESY (Hamburg) 820 GeV Deutsches Elektronen-Synchrotron

SPS CERN (Švýcarsko) 450 GeV

LHC - Large Hadron Collider (ve výstavbě)

**CERN (Švýcarsko) 7 TeV, dvojice protonů
14 TeV, jádra olova 1150 TeV**

LHC - Large Hadron Collider

- ve výstavbě - přestavba LEP (dokončeno 2004)
- CERN (Švýcarsko)
- energie protonu 7 TeV, dvojice protonů 14 TeV, jádra olova 1150 TeV
- napájení magnetů supravodivě proudem 23 MA

8. 1. 3. Kruhové urychlovače (synchrofázotron, synchrotron, bevatron, kosmotron)

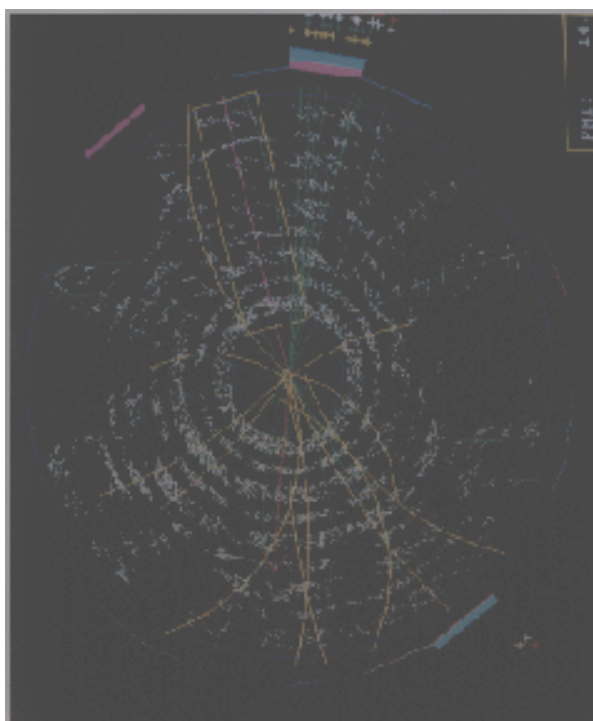
TEVATRON Batavia, Illinois, USA

- p, \bar{p} na energii 1000 GeV = 1 TeV
- energie srážky 2 TeV
- u terčíkové metody bychom museli mít 2 000 TeV
- po rekonstrukci činnost zahájena v r. 2001



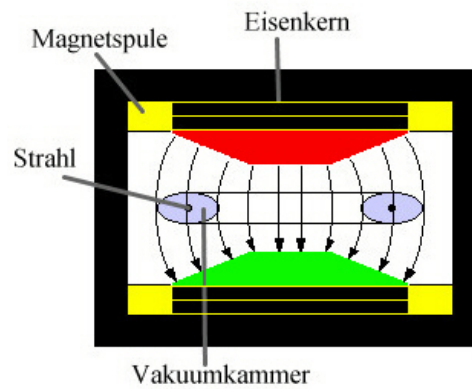
8. 1. 3. Kruhové urychlovače (synchrofázotron, synchrotron, bevatron, kosmotron)

TEVATRON - důkaz kvarku *top* - srážka protonu s antiprotonem



8. 1. 4. Betatron – urychlovač elektronů

princip: transformátor, sekundární vinutí tvoří vakuová trubice se svazkem elektronů, urychlení probíhá v první čtvrtperiodě, ve které rostoucí magnetické pole udržuje elektrony na dráze s konstantním poloměrem



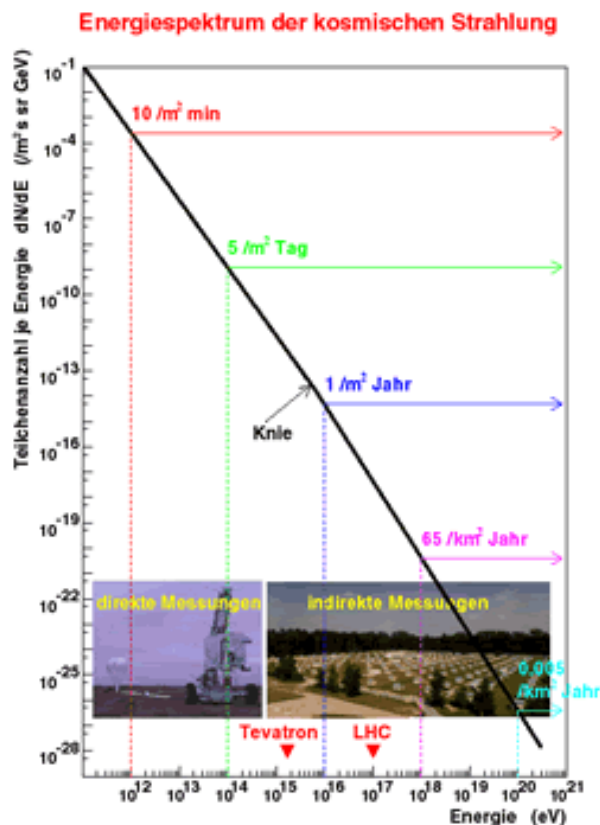
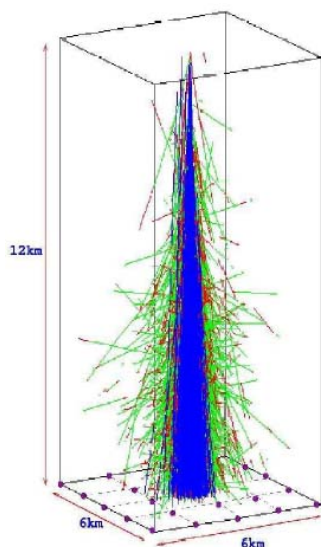
první betatron z roku 1940

omezení energie: brzdné záření,
energie do 300 MeV

8. 1. 4. Futurologické urychlovače

- smokatron
- urychlovače se samofokusací

8. 1. 5. Kosmické urychlovače?

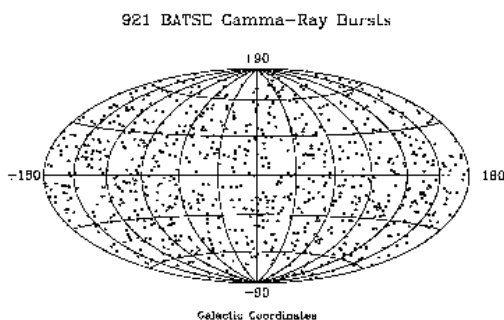


8. 1. 5. Kosmické urychlovače?

- rekordní částice - energie $3 \cdot 10^{21} \text{ eV} = 3 \cdot 10^9 \text{ TeV}$
- nejenergetičtější částice: jádra C, Fe, nepocházejí z naší Galaxie
- četnost dopadu:
 - částice s energií 10^{21} eV : 1 částice na 100 km^2 za 1 rok
 - částice s energií 10^{16} eV : 1 částice na 1 m^2 za 1 rok
 - částice s energií 10^{12} eV : 10 částic na 1 m^2 za 1 minutu
- ve výšce 12 km nad zemí vzniká kaskáda 10^{11} sekundárních částic (hadrony, miony, piony, z nich neutrino, fotony)
- detekce AGASA (Japonsko) 50 km^2 , Argentina (Pierre-Auger Observatory - ve stavbě) 3000 km^2

8. 1. 5. Kosmické urychlovače?

- energie částic ze supernovy 10^{15} eV
- urychlení umožňuje extrémní elektromagnetické pole: 10^{15} V/m, 10^8 T
- z izotropie „záblesků gama“ vyplývá, že jsou mimogalaktického původu
- částice s energií 10^{19} eV generuje spršku sekundárních částic, která na povrchu Země pokryje plochu 6 x 6 km



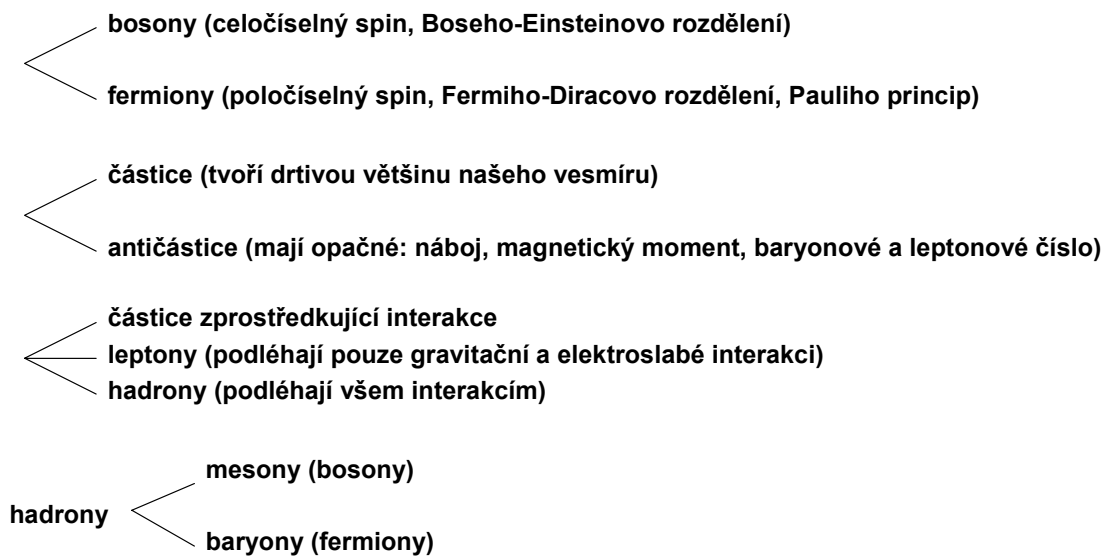
8. 2. Elementární částice

8. 2. 1. Objevy elementárních částic

- elektron – 1897 (cca 50 keV)
- proton – 1911 (5 MeV)
- foton – 1905-1911
- neutron – 1932 (5 MeV)
- pozitron – 1933 (kosmické záření)
- mion – 1935 teorie, 1947 (kosmické záření)
- K-mezon – 1947 (kosmické záření)
- struktura protonu – 1960 (SLAC, Brookhaven)
- neutrino – teorie 1934, důkaz 1955
- neutrino mionové - 1962
- kvark *charm* – 1974 (SLAC, Brookhaven)
- lepton *tau* – 1975 (SLAC, Brookhaven)
- kvark *bottom* – 1977 (Fermilab)
- gluon – 1979 (DESY)
- bosony W a Z (slabá interakce) – 1983-85 (CERN)
- kvark *top* (netěžší složka hmoty) – 1994-95 (Fermilab)
- neutrino tauonové 1999

8. 2. Elementární částice

8. 2. 2. Klasifikace částic



8. 2. Elementární částice

8. 2. 2. Klasifikace částic

Intermediální částice:

Částice zprostředkující interakce. Pro elektromagnetickou interakci jde o foton, pro slabou interakci o částice W^+ , W^- , Z^0 , pro silnou interakci existuje 8 gluonů a pro gravitační interakci zatím nenalezený graviton.

Leptony:

Elektron a jeho neutrino ve třech generačních provedeních a samozřejmě jejich antičástice. Bez vnitřní struktury. Všechny podléhají slabé interakci, elektrony i interakci elektromagnetické.

Kvarky:

Částice, ze kterých jsou tvořeny hadrony s vnitřní strukturou (například proton, neutron a mezony). Opět existují ve třech generacích, podléhají interakci silné, slabé i elektromagnetické.

Higgsovy částice:

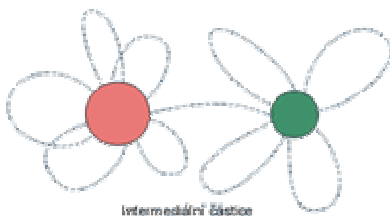
Zatím nenalezené částice, které v teoriích způsobují narušení symetrie a nenulovou hmotnost intermediálních bosonů W^+ , W^- a Z^0 slabé interakce.

8. 2. Elementární částice

8. 2. 3. Částice zprostředkující interakce – (intermediální) bosony

Podle představ kvantové teorie pole (P. A. M. Dirac, R. Feynman a další) probíhá interakce dvou částic tak, že si vymění tzv. intermediální (mezipůsobící, polní, výměnnou) částici.

Každá částice podléhající interakci je obklopena oblakem těchto intermediálních částic. Pojem pole (elektromagnetické, slabé, silné, gravitační) tak neznamena nic jiného než tento oblak intermediálních částic. Jde o tyto částice:



elektromagnetická interakce	foton
slabá interakce	W^+ , W^- , Z^0
silná interakce	8 gluonů
gravitační interakce	graviton (dosud neobjeven)

Každá elektricky nabitá částice je tedy obklopena fotony (elektromagnetickým polem), každý kvark je obklopen gluony (gluonovým - silným polem). Gluony vytvářejí kolem kvarku jakýsi těžký gluonový kožich, jeho hmotnost dokonce několikanásobně přesahuje hmotnost samotného kvarku.

8. 2. Elementární částice

8. 2. 3. Částice zprostředkující interakce

- **Elektromagnetická interakce:** Působí jen na částice s elektromagnetickým nábojem (elektrony, protony, nabitě piony, ...). Interakce má nekonečný dosah, působí i na velké vzdálenosti.
- **Slabá interakce:** Působí na leptony i hadrony. Zodpovídá za relativně pomalé rozpady částic (například β rozpad neutronu, rozpad mionu). Jde o interakci krátkého dosahu do vzdáleností srovnatelných s rozměry atomového jádra.
- **Silná interakce:** Působí jen na hadrony. Jde o sílu, která spojuje kvarky v mezony a baryony; sílu, která udržuje pohromadě neutrony a protony v atomovém jádře a sílu, způsobující některé rychlé rozpady elementárních částic. Jde opět o interakci krátkého dosahu do vzdáleností srovnatelných s rozměry atomového jádra.
- **Gravitační interakce:** Působí na všechny částice bez rozdílu, má nekonečný dosah. Odpovídá za strukturu Vesmíru (pohyby planet, soudržnost galaxií, celkový vývoj Vesmíru).

<http://www.aldebaran.cz/astrofyzika/interakce/particles.html>

8. 2. Elementární částice

8. 2. 4. Leptony

Částice	Hmotnost	Doba života	Rok objevu
e	0,51 MeV ($1 m_e$)	-	1897
μ	105,7 MeV ($207 m_e$)	2×10^{-6} s	1937
τ	1777 MeV ($3484 m_e$)	3×10^{-13} s	1977
ν_e	?		1956
ν_μ	$\sim 0,07$ eV		1962
ν_τ	?		1999

8. 2. Elementární částice

8. 2. 5. Kvarky

kvark	spin	baryonové číslo	náboj	hmotnost	rok objevu
<i>d</i> (<i>down</i>)	1/2	1/3	- 1/3	7 MeV	1969
<i>u</i> (<i>up</i>)	1/2	1/3	+ 2/3	5 MeV	1969
<i>s</i> (<i>strange</i>)	1/2	1/3	- 1/3	150 MeV	1969
<i>c</i> (<i>charm</i>)	1/2	1/3	+ 2/3	1,4 GeV	1974
<i>b</i> (<i>bottom</i>)	1/2	1/3	- 1/3	4,3 GeV	1976
<i>t</i> (<i>top</i>)	1/2	1/3	+ 2/3	176 GeV	1994

8.2. Elementární částice

8.2.5. Kvarky

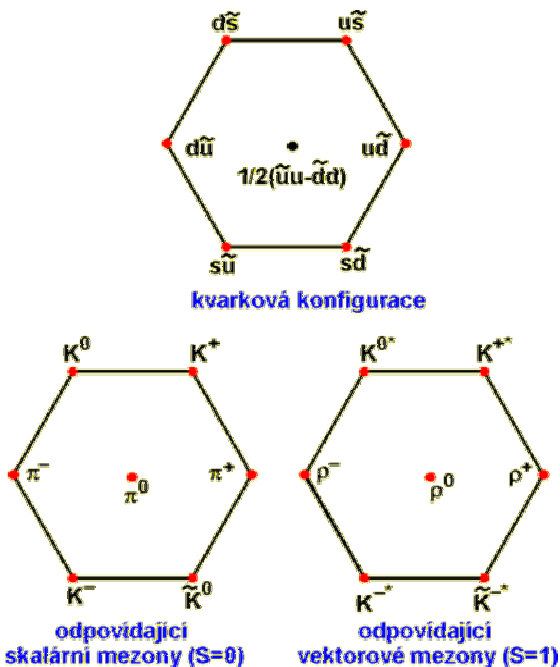
Mezony (složené z kvarku a antikvarku):

- Skalární mezony: Spin kvarků je orientován naopak a výsledný spin mezonu je nulový ($s = 0$)
- Vektorové mezony: Spin kvarků je orientován souhlasně a výsledný spin mezonu je roven jedné ($s = 1$)
- Možné kombinace kvarků se často zakreslují do přehledných diagramů. Nakresleme je pro první tři kvarky d, u, s. Ve směru doprava roste elektromagnetický náboj částice, ve směru nahoru klesá počet podivných kvarků, neboli roste podivnost. Podivnost s kvarku je -1, podivnost antikvarku je +1. Kombinaci kvarků ve středu diagramu je třeba chápat jako kombinaci kvantových stavů. Běžný svět první generace složený z kvarků (d, u) a jejich antikvarků je v prostřední linii diagramů. Jde o nejznámější mezony p se spinem 0 a ρ se spinem 1. Mezony obsahující s kvark se nazývají K mezony (kaony) a byly poprvé nalezeny ve 40. letech v kosmickém záření, v 50. letech byly připraveny uměle na urychlovačích. Vznikají při procesech ovlivňovaných silnou interakcí, rozpadají se slabou interakcí. Nejdelší dobu života má mezon K_0 : 5×10^{-8} s.

8.2. Elementární částice

8.2.5. Kvarky

Mezony (složené z kvarku a antikvarku):

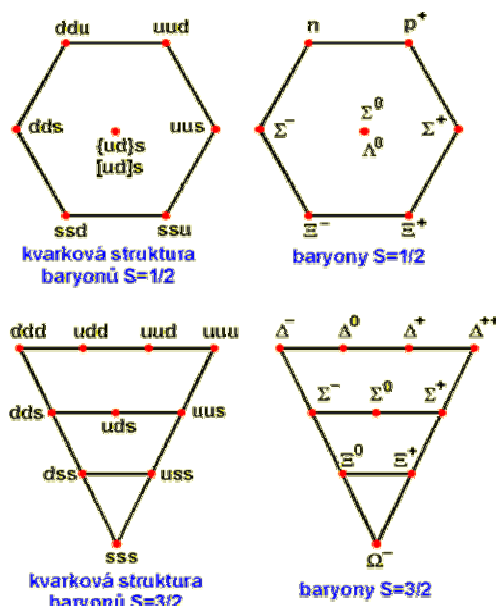


8.2. Elementární částice

8.2.5. Kvarky

Baryony (složené ze tří kvarků):

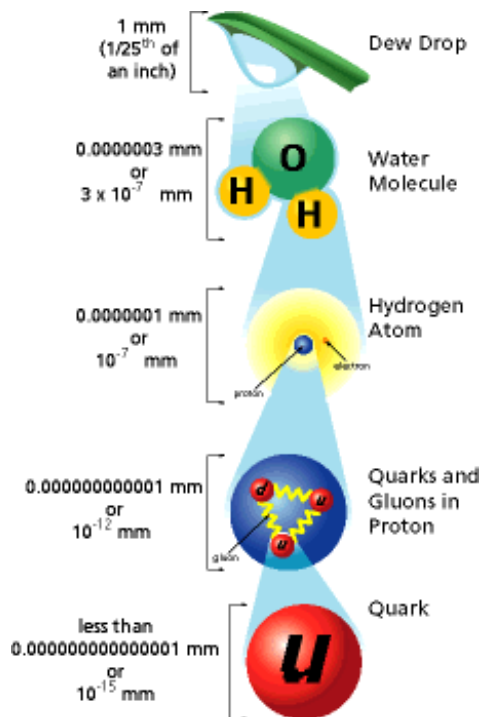
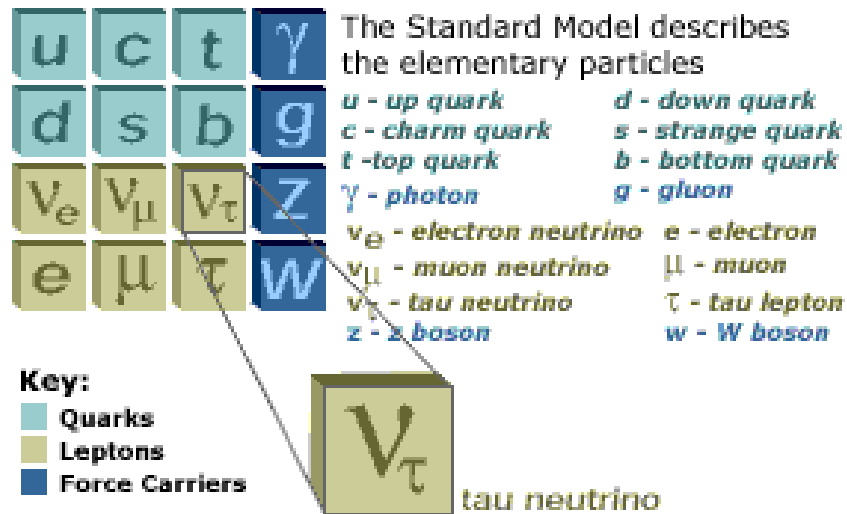
Tři kvarky lze kombinovat tak, že výsledný spin je roven 1/2 nebo 3/2. Podle toho je možné z kvarků *d*, *u*, *s* zkombinovat tyto baryony:



Skupina	Název částice	Symbol	Klidová hmotnost (v m_0)	Doba života (v s)	Spin (v $\hbar/2\pi$)	Náboj (v e)	Antičástice	
ČÁSTICE POLE	foton	γ	0	stabilní	1	0	není	
	graviton	g	0	stabilní	1	0	není	
LEPTONY	neutrino elektronové	ν_e	$< 4 \cdot 10^{-4}$	stabilní	1/2	0	$\bar{\nu}_e$	
	neutrino mionové	ν_μ	< 8	stabilní	1/2	0	$\bar{\nu}_\mu$	
	elektron	e^-	1	stabilní	1/2	-1	e^+	
	mion	μ^-	206,8	$2,2 \cdot 10^{-6}$	1/2	-1	μ^+	
MEZONY	pion	π^+	273,2	$2,6 \cdot 10^{-8}$	0	+1	π^-	
		π^0	264,2	$0,9 \cdot 10^{-16}$	0	0	π^0	
	kaon	K^+	966,3	$1,3 \cdot 10^{-8}$	0	+1	K^-	
		K^0	974,5	$5,2 \cdot 10^{-8}$	0	0	\bar{K}^0	
éta	η	1073	$1 \cdot 10^{-18}$	0	0	η		
BARYONY	- nukleony:	proton	p	1836	$> 10^{32}$ let	1/2	+1	p
		neutron	n	1839	917	1/2	0	n
	- hyperony:	lambda	Λ	2182	$2,6 \cdot 10^{-10}$	1/2	0	Λ
		sigma	Σ^+	2382	$0,8 \cdot 10^{-10}$	1/2	+1	Σ^-
			Σ^0	2332	$5,8 \cdot 10^{-14}$	1/2	0	Σ^0
			Σ^-	2342	$1,5 \cdot 10^{-10}$	1/2	-1	Σ^+
	ksí	Ξ^0	2571	$2,9 \cdot 10^{-10}$	1/2	0	Ξ^0	
		Ξ^-	2583	$1,6 \cdot 10^{-10}$	1/2	-1	Ξ^+	
	omega	Ω^-	3278	$0,8 \cdot 10^{-10}$	3/2	-1	Ω^+	
	Konstanty:	$m_0 = 9,1093897 \cdot 10^{-31}$ kg $e = 1,60217733 \cdot 10^{-19}$ C $h = 6,6260755 \cdot 10^{-34}$ J.s $\hbar = h/2\pi = 1,05457266 \cdot 10^{-34}$ J.s						

základní kameny materiálního světa

The fundamental building blocks of matter



Kvarky. Neutrina. Mesony. Všechny tyto zatracené částice nemůžeš vidět. Ale co mne takhle zřídil chlast, tak je vidět můžu.