

# Jaderná a částicová fyzika

dodatečné materiály k přednášce

Tomáš Davídek, ÚČJF MFF UK

poslední změna 12/30/22

# Program (1)

- Malinko historie, jednotky
- Účinný průřez, formfaktor
- Jádru – vlastnosti a složení
  - hmota, poloměr, spin, izospin, magnetický moment
  - vazbová a separační energie
  - kapkový a slupkový model, magická čísla
  - vibrační a rotační stavy
- Radioaktivita
  - $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ; rozpadové řady
  - aktivita, datování, příklady zářičů

# Program (2)

- Jaderné reakce
  - klasifikace, reakce přímé vs. přes složené jádro
  - fúze, štěpení
- Interakce částic s materiálem a metody detekce
  - interakce fotonů a nabitých částic
  - detektory
- Kosmické záření
- Biologické účinky záření
  - dávka, ekvivalentní dávka
  - použití v medicíně (diagnostika, léčení)

# Program (3)

- Základní klasifikace částic
  - fermiony vs bosony, hadrony (mezony a baryony) vs leptony
  - leptonové a baryonové číslo
- Pár slov o symetriích
- Kvarkový model
  - částice objevené v kosmickém záření a prvních experimentech na urychlovačích, kvantové číslo podivnost
  - systematika částic a kvarkovému modelu
- Interakce ve světě elementárních částic
  - nositelé silné, slabé a elmg interakce, Higgsův boson, Standardní model
  - Feynmanovy diagramy, příklady interakcí



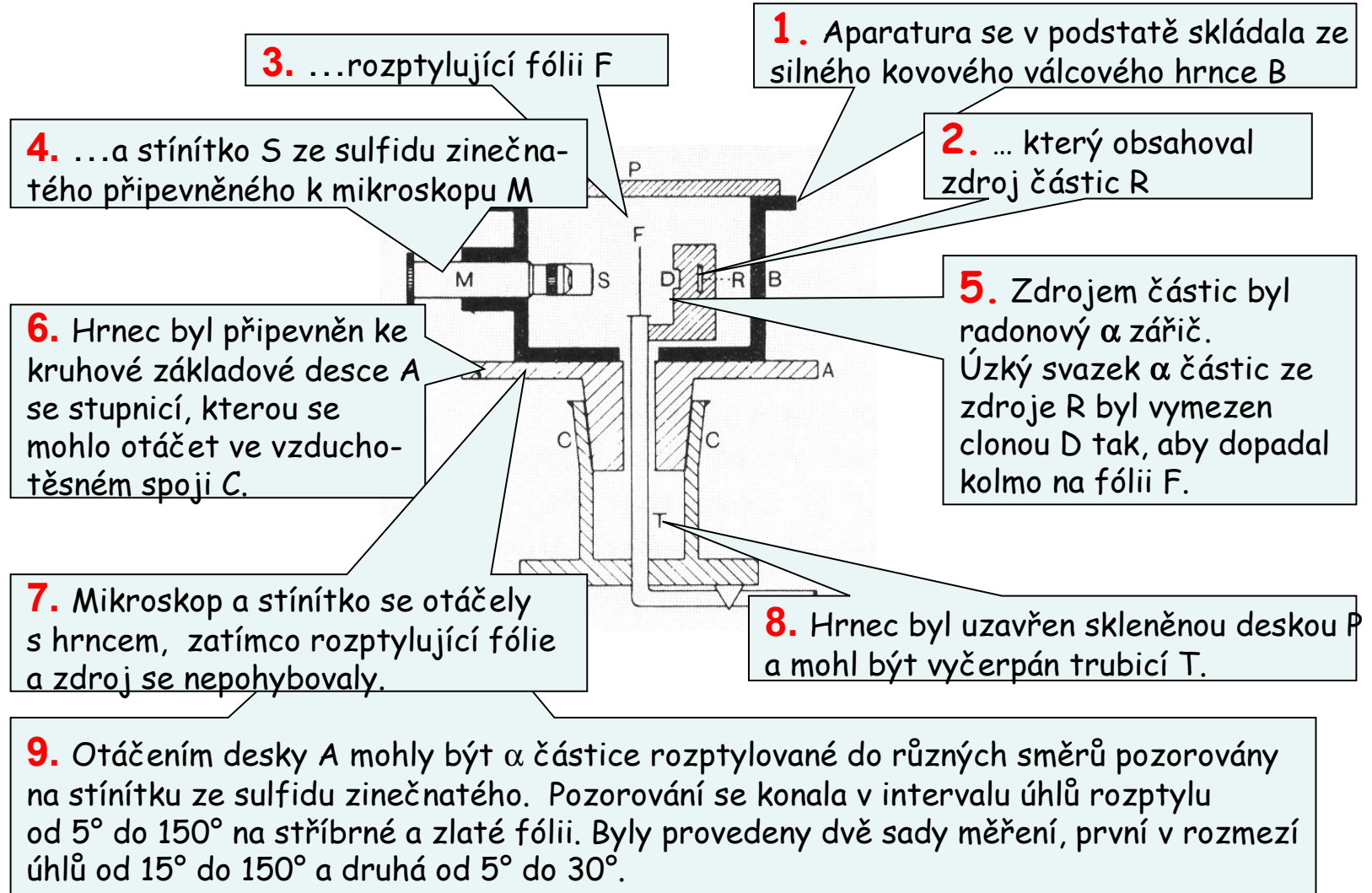
# Program (4)

- Základní principy urychlovačů
- Moderní velké experimenty
  - měření invariantní hmoty a chybějící příčné energie
  - pár ilustrativních příkladů (Higgs, top-kvark)
- Neutrína
  - postulace a objevení neutrína, měření interakcí neutrin
  - oscilace neutrin
- Otevřené otázky částicové fyziky

# Jádro

(od objevu přes modely  
až po popis jaderných sil)

# Rutherfordův experiment (1)

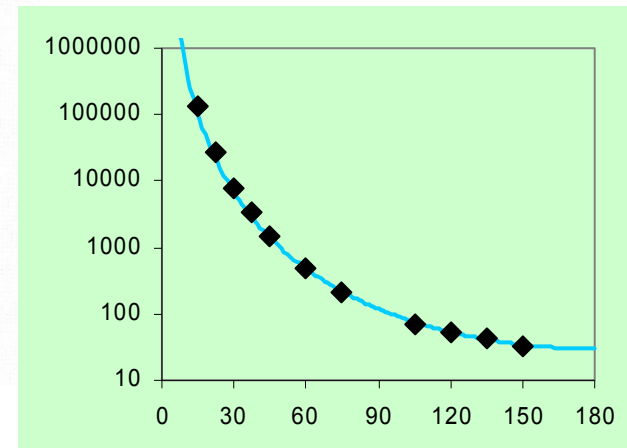
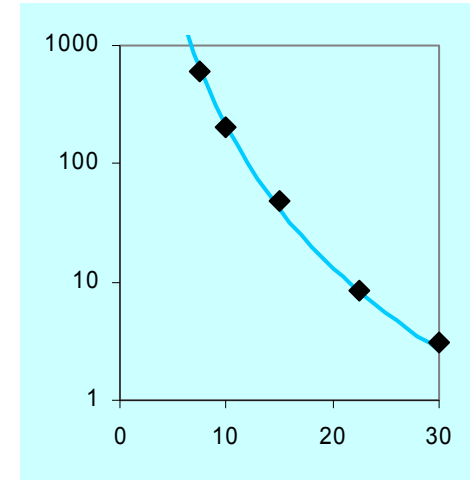


# Rutherfordův experiment (2)

- Porovnání naměřených dat s předpovědí

*Variation of scattering with angle.*

I Angle of deflection, $\phi$	II $\operatorname{cosec}^4 \frac{1}{2}\phi$	III SILVER		V GOLD		IV GOLD		VI	
		Number of scintillations, $N$	$\frac{N}{\operatorname{cosec}^4 \frac{1}{2}\phi}$	Number of scintillations, $N$	$\frac{N}{\operatorname{cosec}^4 \frac{1}{2}\phi}$	Number of scintillations, $N$	$\frac{N}{\operatorname{cosec}^4 \frac{1}{2}\phi}$	Number of scintillations, $N$	$\frac{N}{\operatorname{cosec}^4 \frac{1}{2}\phi}$
150°	1.15	22.2	19.3	33.1	28.8	33.1	28.8	33.1	28.8
135	1.38	27.4	19.8	43.0	31.2	43.0	31.2	43.0	31.2
120	1.79	33.0	18.4	51.9	29.0	51.9	29.0	51.9	29.0
105	2.53	47.3	18.7	69.5	27.5	69.5	27.5	69.5	27.5
75	7.25	136	18.8	211	29.1	211	29.1	211	29.1
60	16.0	320	20.0	477	29.8	477	29.8	477	29.8
45	46.6	989	21.2	1435	30.8	1435	30.8	1435	30.8
37.5	93.7	1760	18.8	3300	35.3	3300	35.3	3300	35.3
30	223	5260	23.6	7800	35.0	7800	35.0	7800	35.0
22.5	690	20300	29.4	27300	39.6	27300	39.6	27300	39.6
15	3445	105400	30.6	132000	38.4	132000	38.4	132000	38.4
30	223	5.3	0.024	3.1	0.014	3.1	0.014	3.1	0.014
22.5	690	16.6	0.024	8.4	0.012	8.4	0.012	8.4	0.012
15	3445	93.0	0.027	48.2	0.014	48.2	0.014	48.2	0.014
10	17330	508	0.029	200	0.0115	200	0.0115	200	0.0115
7.5	54650	1710	0.031	607	0.011	607	0.011	607	0.011
5	276300	—	—	3320	0.012	3320	0.012	3320	0.012



Atomisté - představa o atomech jako o nedělitelných stavebních kamenech hmoty.

Objev jádra E. Ruthefordem v roce 1911  
(Jádro by mělo být nakreslené daleko menší, s průměrem menším než 0,0001 průměru atomu)

### Struktura atomu

Kvark  
velikost  $< 10^{-19}$  m

Jádro  
velikost  $\approx 10^{-14}$  m

Elektron  
velikost  $< 10^{-18}$  m

Objev elektronu (Thomson 1897) - Thomsonův model atomu (1903).

Objev protonu (E. Rutheford 1916) a neutronu (J. Chadwick 1932).

Neutron a proton  
velikost  $\approx 10^{-15}$  m

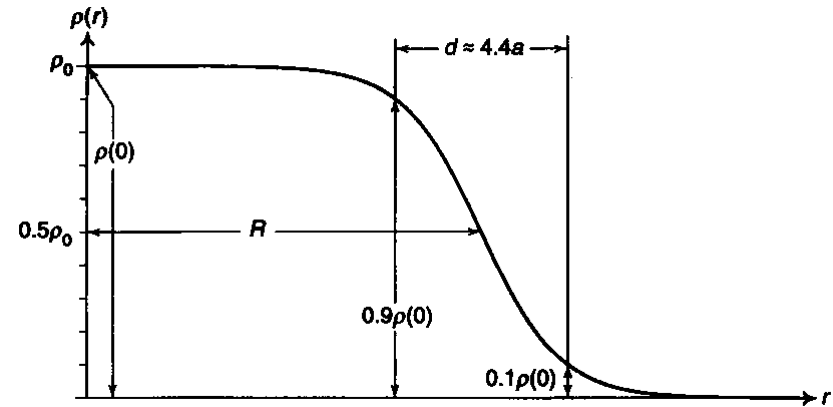
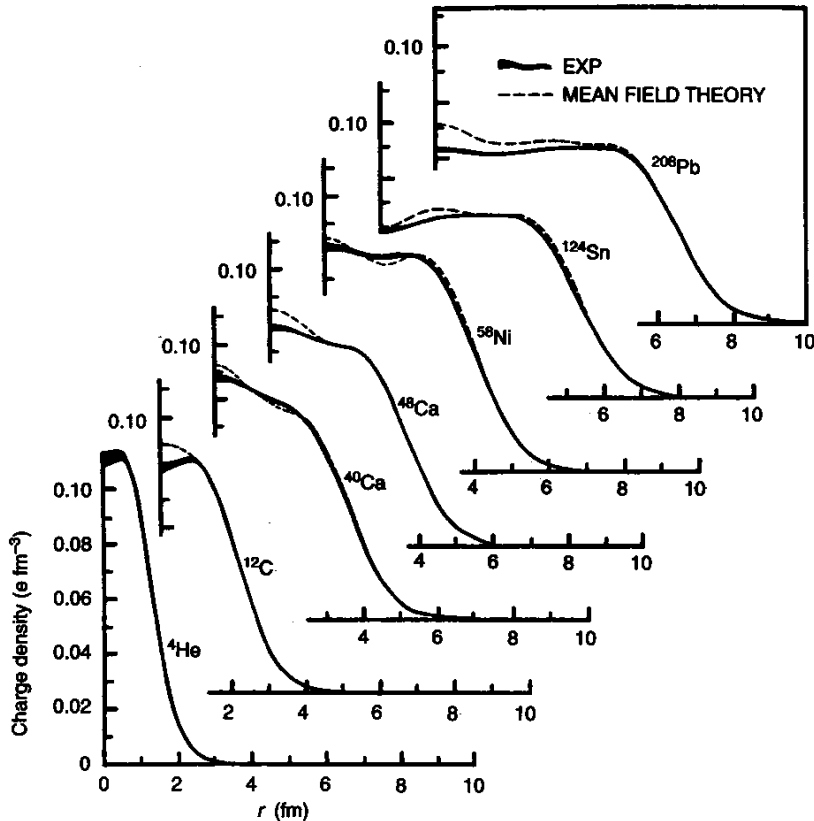
Atom  
velikost  $\approx 10^{-10}$  m

Obrázek neodpovídá skutečným velikostním poměrům.  
Kdyby byla velikost protonů a neutronů na obrázku 10 cm, byly by kvarky a elektrony menší než 0,1 mm a celý atom by měřil 10 km.

Objev kvarků 1964.

# Rozměr jádra

- Měření rozptylu e-N s vysokoenergetickými elektrony
  - určení formfaktoru a rozdělení hustoty (R. Hofstadter)

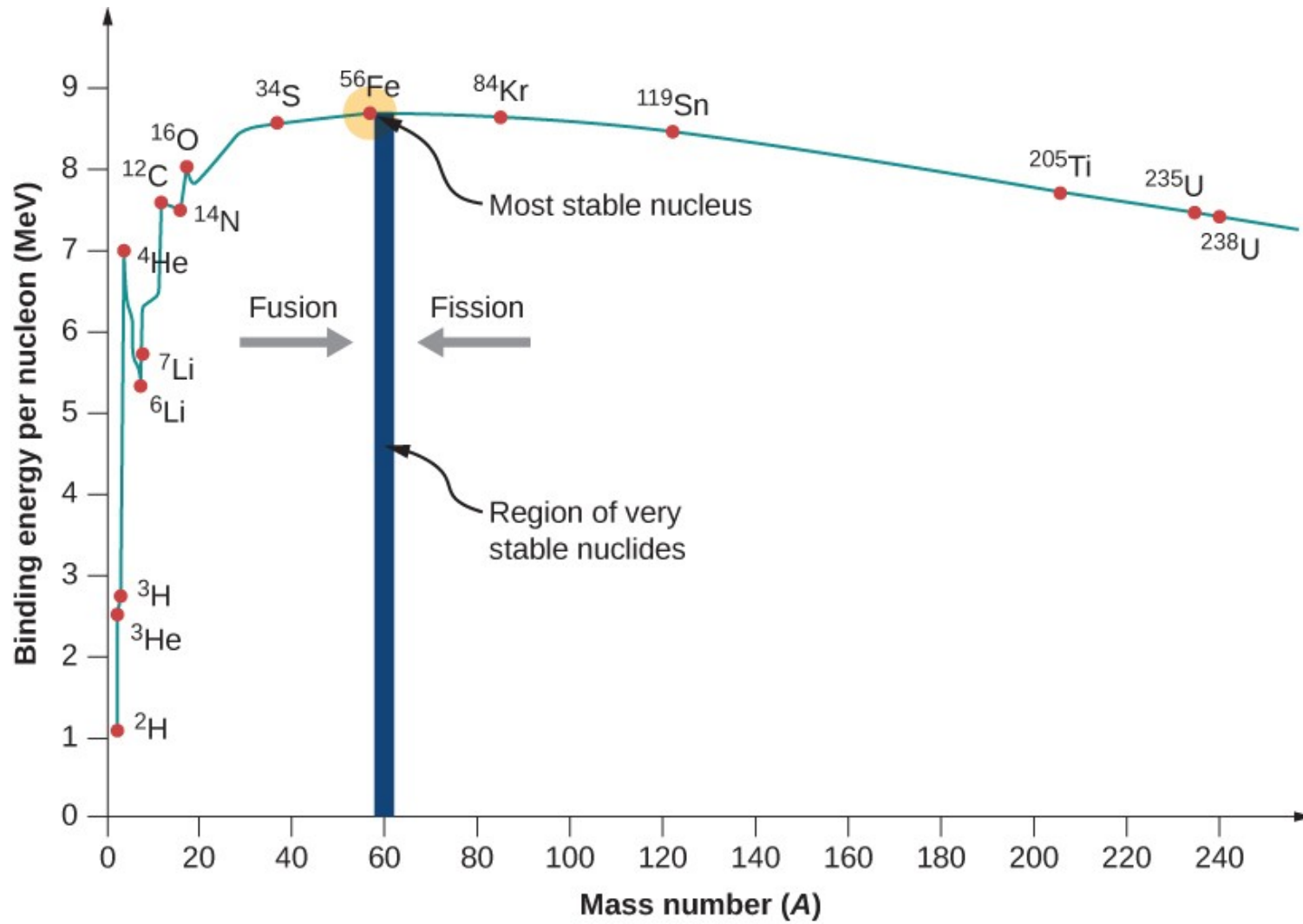


$$\rho(0) = 0.16 \text{ nucleons/fm}^3$$

$$\rho(r) = \rho_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}$$

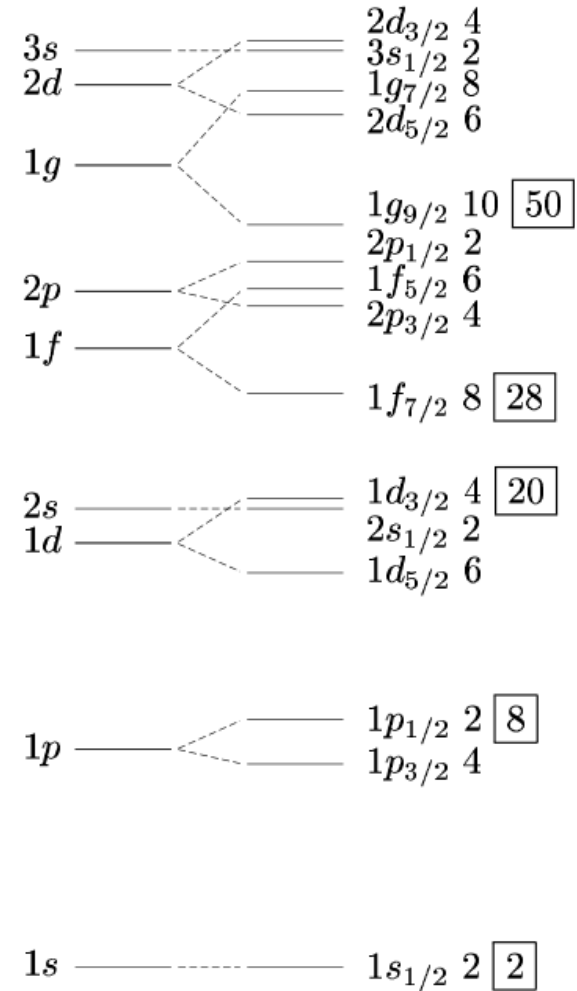
$$R \approx 1.2A^{1/3} \text{ fm}, \quad a \approx 0.6 \text{ fm}$$

# Vazbová energie



# Slupkový model

- Základem jsou jednočásticové stavy
- Správná magická čísla dostaneme přidáním spin-orbitální (L-S) vazby
- Umí předpovědět i celkový spin a paritu jader

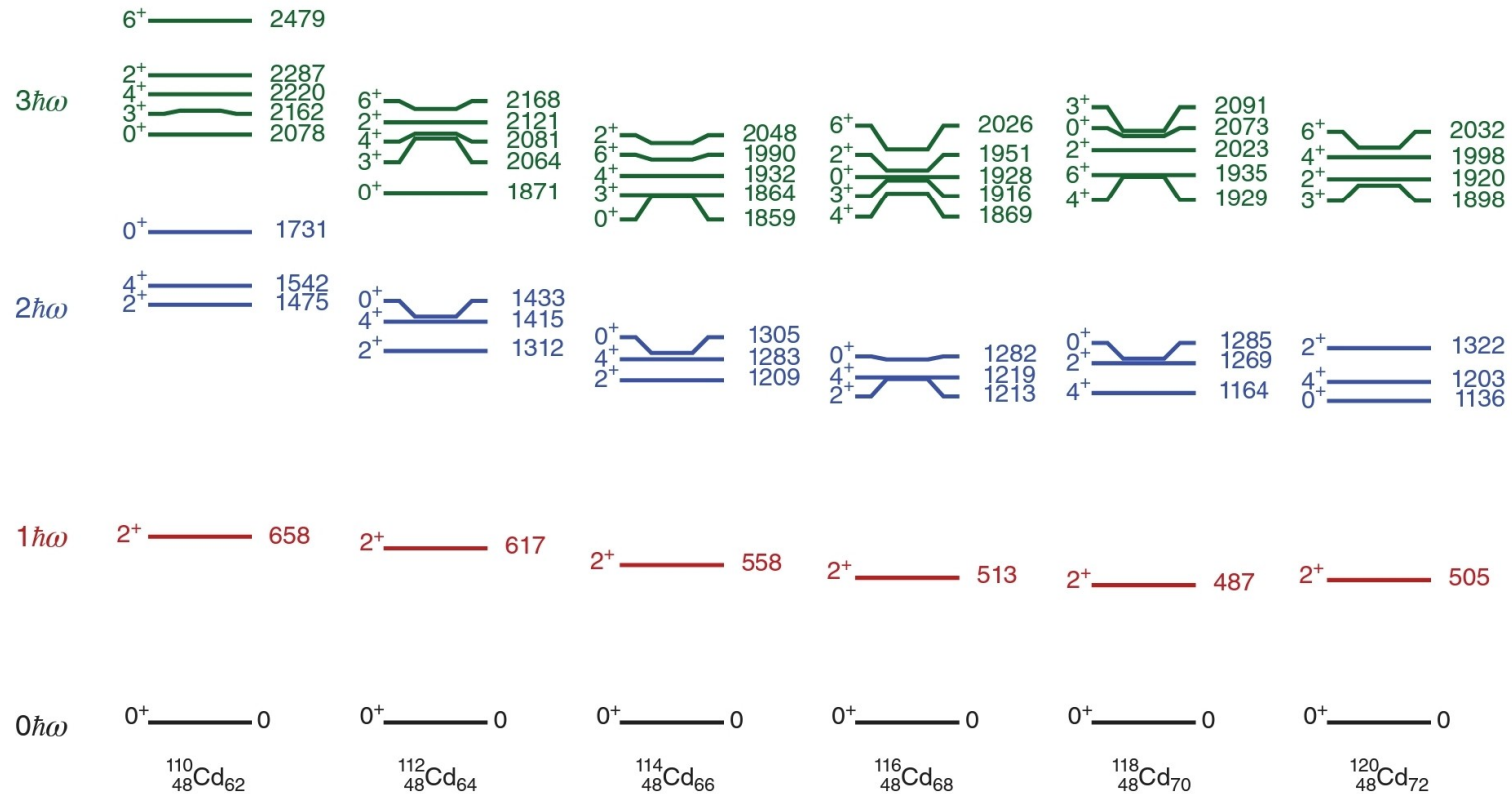




# Vibrační a rotační pásy (1)

- Vibrační stavy
  - popis pomocí harmonického oscilátoru a výměny fononů → ekvidistantní energetické hladiny
  - převážně kvadrupólové vibrace, vzácně oktupólové
  - u sudo-sudých **sféricky symetrických** jader je mezera mezi základním stavem prvním jednočásticovým excitovaným stavem, takže vibrační pásy jsou dobře identifikovatelné
    - vibrační stavy jsou  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ , ...

# Vibrační a rotační pásy (2)



**Figure 6.3** Example of the collective one, two, and three quadrupole phonon multiplets in isotopes of Cd. Experimental data from Ref. [6] and references therein; level energies are given in kiloelectronvolts.

# Vibrační a rotační pásy (3)

- Rotační pásy
  - jádro musí být deformované, rotace podle osy kolmé k ose symetrie
  - u sudo-sudých **deformovaných** jader jsou první hladiny naopak rotační, také mají stavy  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ , ...
    - hladiny ale nejsou ekvidistantní, rozdíly v energii rostou kvadraticky  $J^*(J+1)$
    - energie rotace je 
$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I}$$
      - škáluje se s momentem setrvačnosti  $I$

# Vibrační a rotační pásy (4)

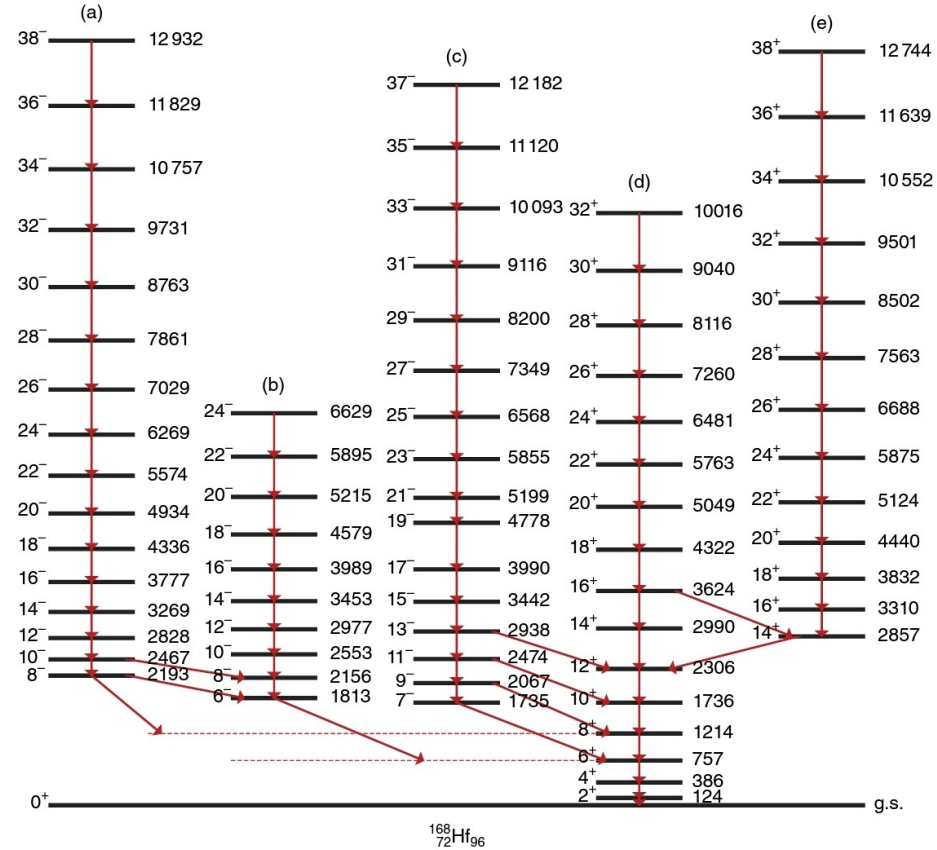


Figure 16.1 Low-lying rotational bands of  $^{168}\text{Hf}$ . Spins and parities of states are indicated. Arrows correspond to gamma-transitions.

# Vibrační a rotační pásy (5)

- U lichých jader existuje spousta rotačních pásem, vzájemně se překrývají a jsou propojeny  $\gamma$ -přechody

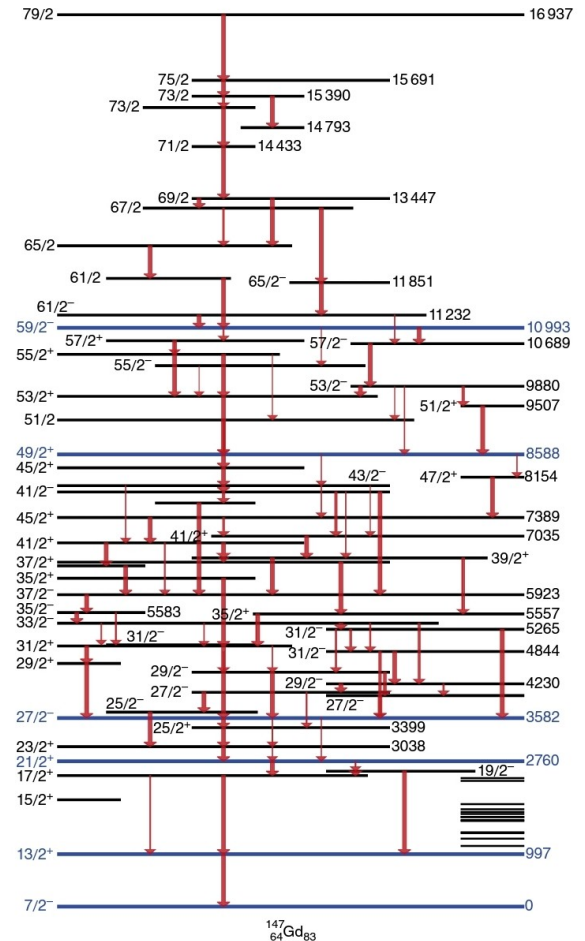
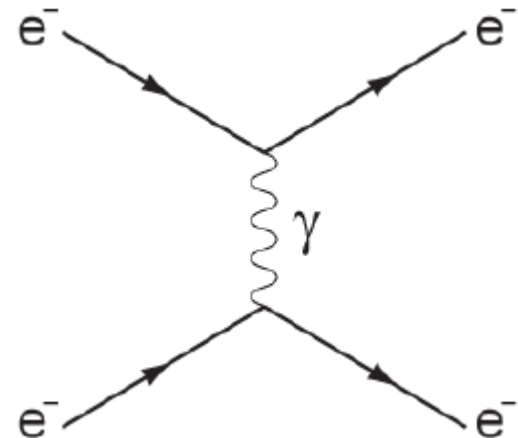
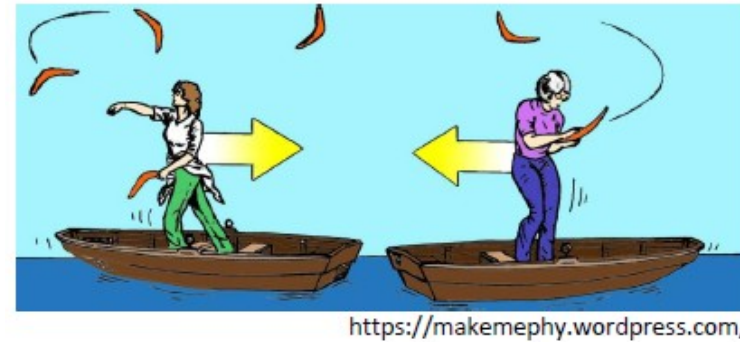
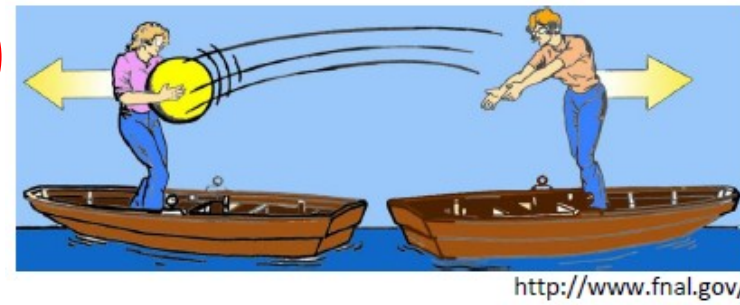


Figure 16.4 Level schemes near the yrast line in  $^{147}\text{Gd}$ . Heavy lines indicate levels with lifetimes larger than (or about) 1 ns. Arrows show principal transitions in the cascade of electromagnetic decays from the state at the top.

# Jaderné síly (1)

- Interakce mezi částicemi se dějí pomocí výměny (virtuální) částice
    - takto popíšeme všechny síly s výjimkou gravitace
  - Příklad: výměna fotonu pro **emg** interakci
    - Coulombický potenciál má “nekonečný dosah”
- $$V(r) = \pm \frac{\alpha}{r}$$
- hmota fotonu  $m_\gamma = 0$



# Jaderné síly (2)

- Jaderné síly lze popsat pomocí výměny pionů
  - Yukawův potenciál
$$V(r) \propto -\frac{1}{r} e^{-m_\pi r}$$
  - hmota pionu  $m_\pi \approx 140 \text{ MeV}$
  - konečný dosah interakce

$$\frac{\hbar c}{m_\pi c^2} = 1.4 \text{ fm}$$

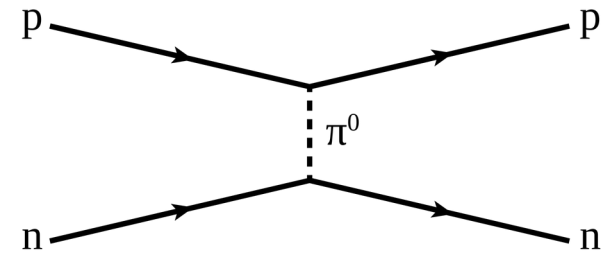
**1935:** Yukawa přichází s vysvětlením jaderné síly pomocí výměny nových částic - mezonů

**1936:** Objev mionu ( $m=109\text{MeV}/c^2$ ), nejprve mylně pokládán za hledaný mezon

**1947:** Objev  $\pi$  mezonu



Hideki Yukawa  
(1907-1981)



možné jsou také výměny  $\pi^+$ ,  $\pi^-$

# Radioaktivita





# Tunelový jev

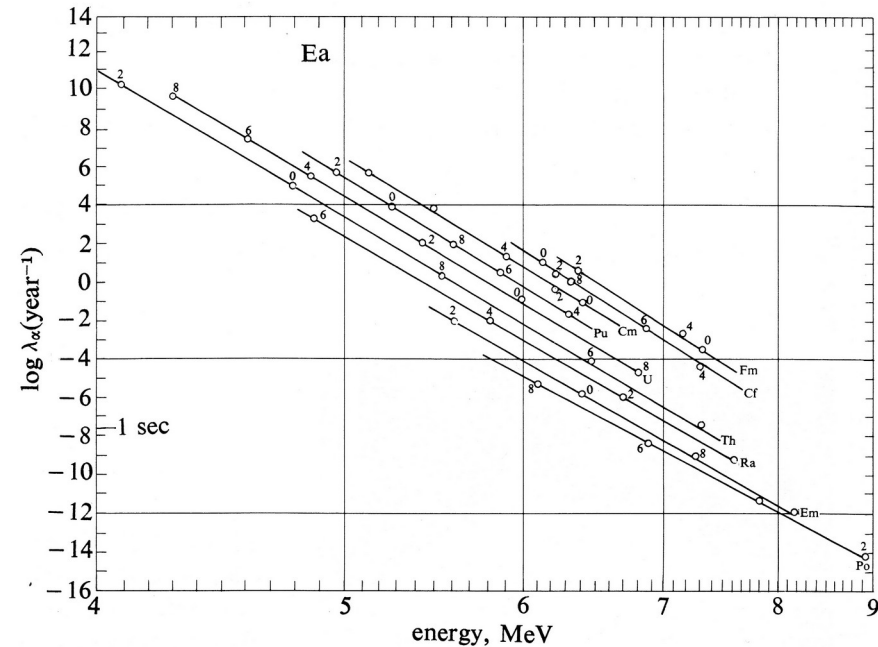
- Demonstrace vlnové funkce

<https://demonstrations.wolfram.com/GamowModelForAlphaDecayTheGeigerNuttallLaw>

- **Geigerovo-Nuttalovo pravidlo:** vyplývá z tunelového jevu, spojuje poločas  $\alpha$ -rozpadu s energií  $\alpha$ -částice  $E_\alpha$

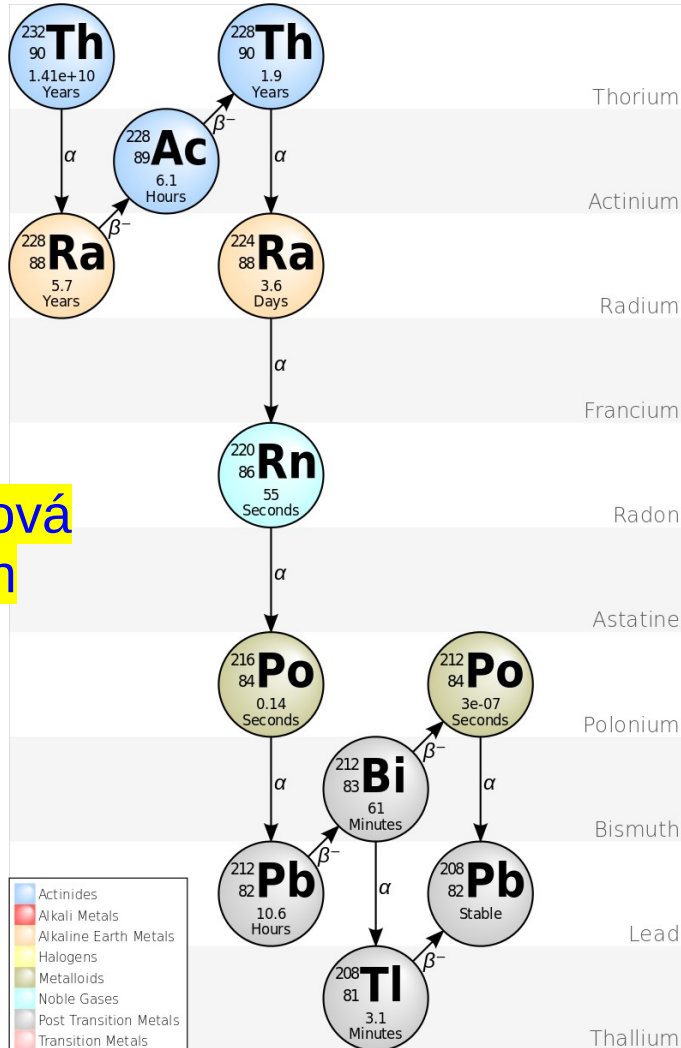
$$\log \lambda = -a_1 \frac{Z}{\sqrt{E_\alpha}} + a_2, \text{ kde } \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

- Pro daný prvek (fixní  $Z$ ) funguje v širokém rozsahu poločasů rozpadu a energií

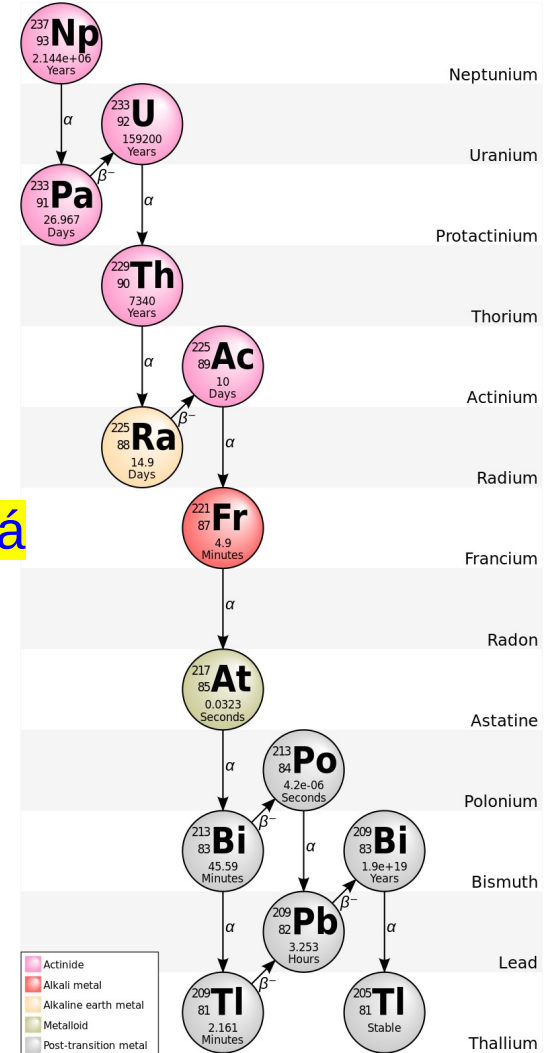


Plot of logarithms of partial alpha half-lives for ground-state transitions

# Rozpadové řady (1)

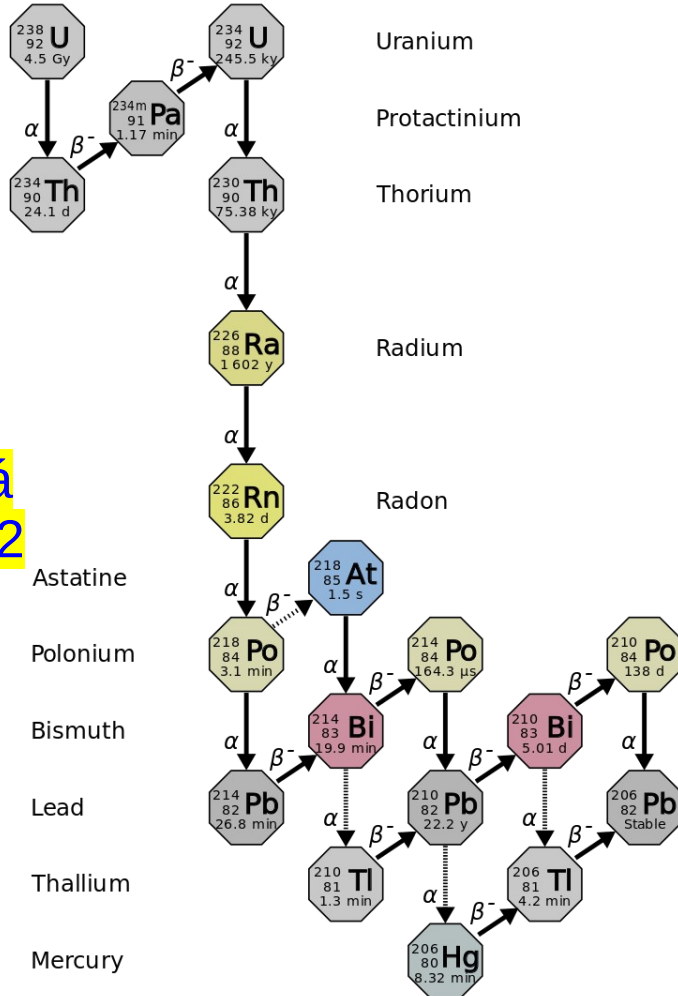


Thoriová  
A = 4n

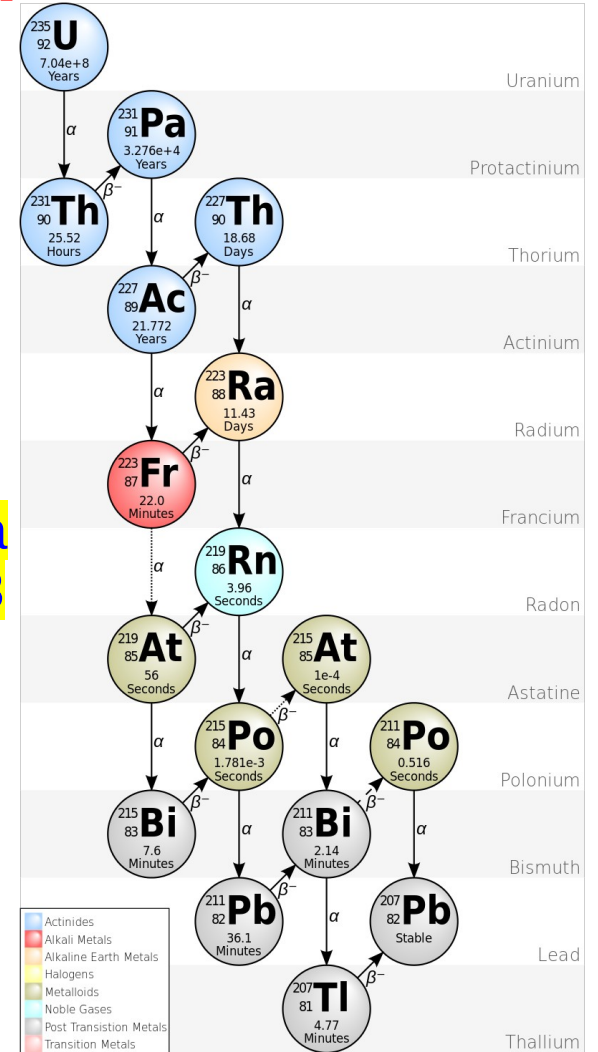


Neptuniová  
A = 4n + 1

# Rozpadové řady (2)



Uranová  
A = 4n+2

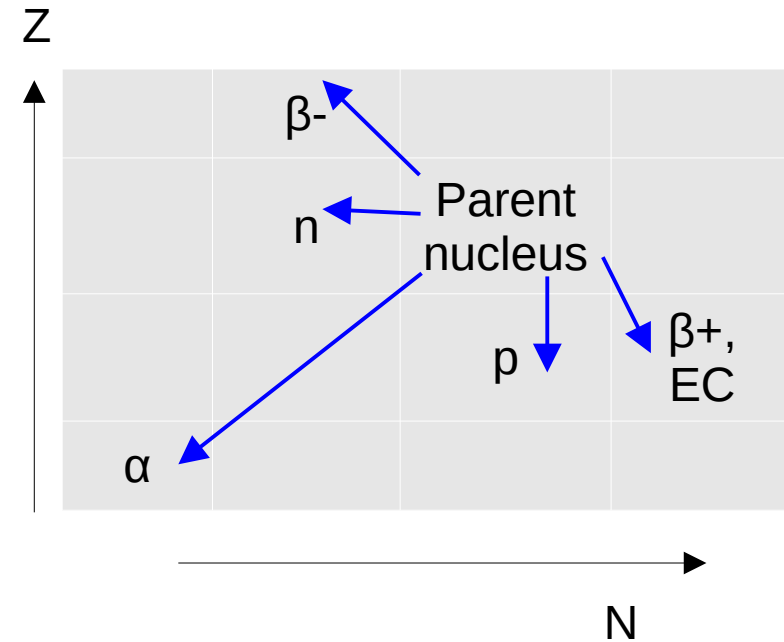
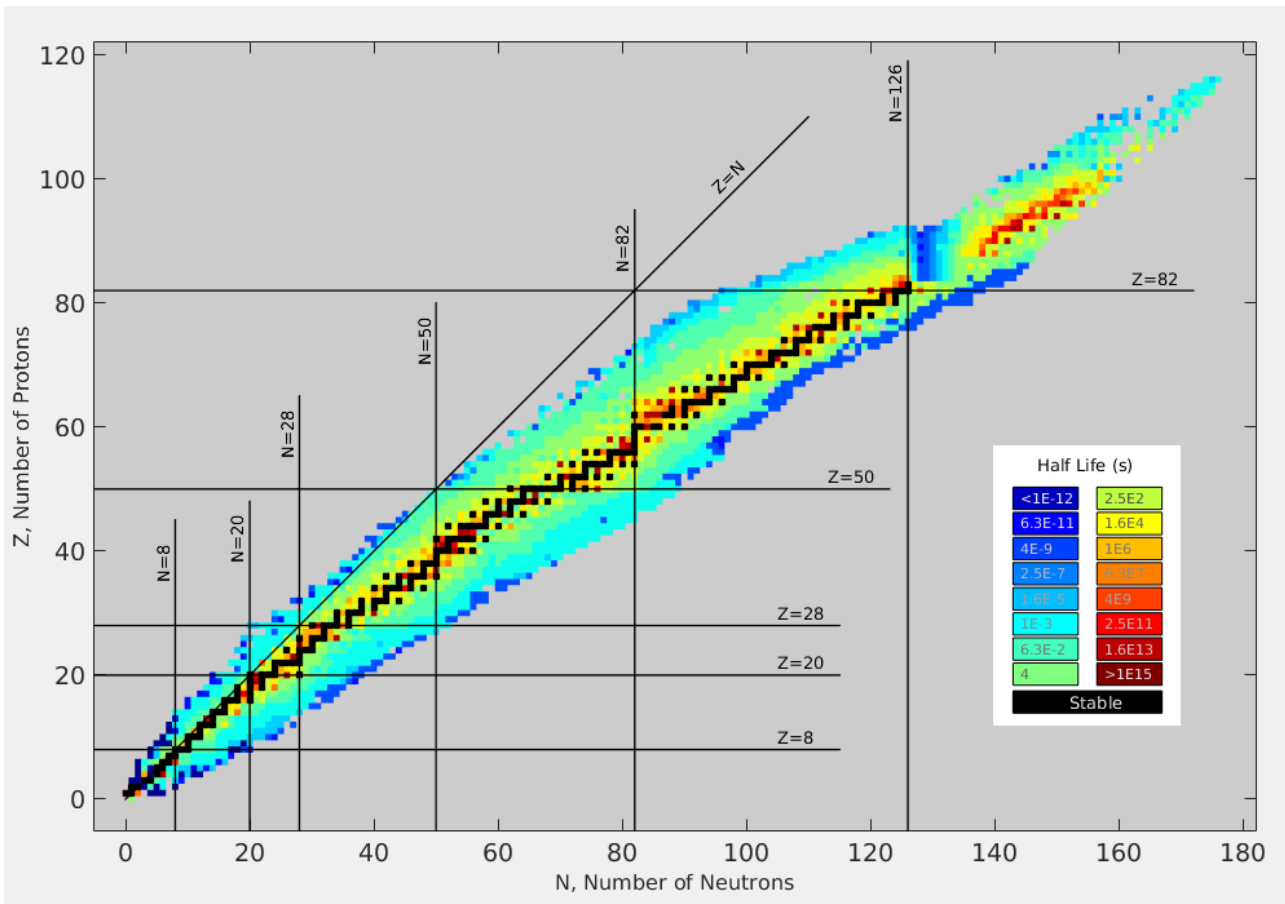


Aktiniová  
A = 4n+3

- Actinides
- Alkali Metals
- Alkaline Earth Metals
- Halogens
- Metalloids
- Noble Gases
- Post Transition Metals
- Transition Metals

# Rozpady a další vlastnosti

Všechny možné údaje o jádrech najdeme na <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/> nebo <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>



# Jsi také radioaktivní? (1)



# Jsi také radioaktivní? (1)

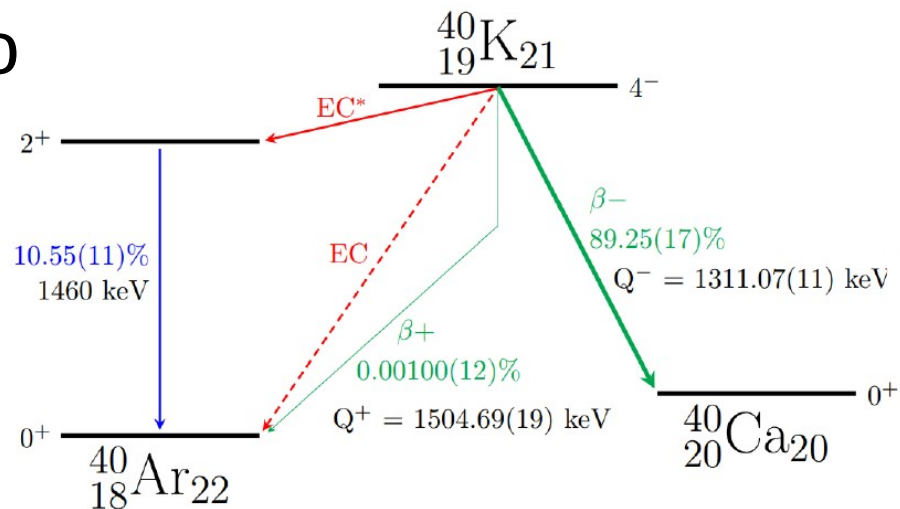
- A co my lidé – také “svítíme”?
- Dospělý člověk má v sobě ~200 g draslíku
  - stabilní je izotop  $^{39}\text{K}$ , zastoupení  $^{40}\text{K}$  je 0.012%
  - $^{40}\text{K}$  je nestabilní,  $T_{1/2} \sim 1.25$  miliardy let
  - kolik očekáváme rozpadů?



$$200 \text{ g K} \rightarrow \frac{200 \text{ g} \times 1.2 \cdot 10^{-4}}{40 \text{ g/mol}} \times 6.023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} = 3.6 \cdot 10^{20} \text{ jader } ^{40}\text{K}$$
$$\frac{3.6 \cdot 10^{20}}{1.25 \cdot 10^9 \text{ rok} \times 3.15 \cdot 10^7 \text{ s/rok} / \ln 2} = 6350 \text{ rozpad/s}$$

# Jsi také radioaktivní? (2)

- ~635 rozpadů/s doprovázeno emisí  $\gamma$  ( $E_\gamma = 1.46$  MeV)



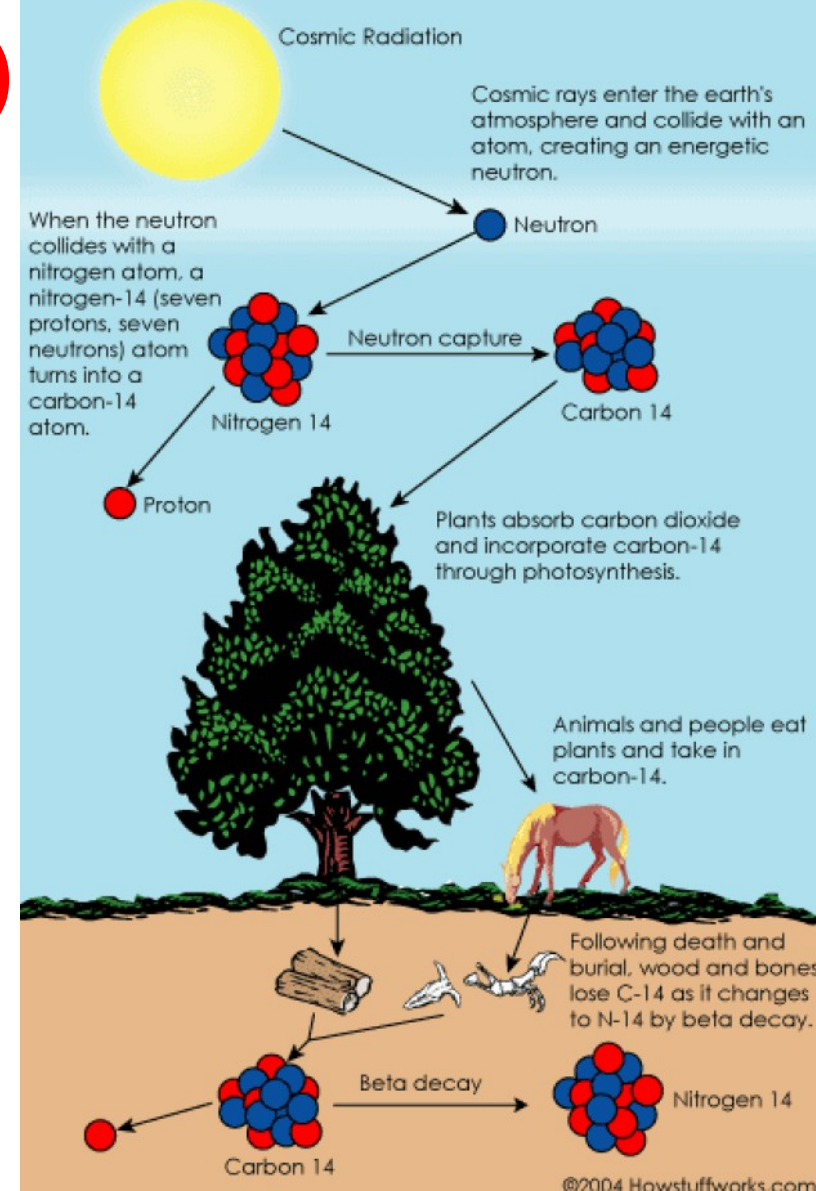
- 1 banán obsahuje ~ 0.5 g K, čili očekáváme ~15 rozpadů/s





# Uhlíkové datování (1)

- Aplikace na organické látky
- Radioaktivní izotop  $^{14}\text{C}$  vzniká v atmosféře  $n + ^{14}\text{N} \rightarrow ^{14}\text{C} + p$ , a rozpadá se  $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N} + e^- + \bar{\nu}_e$ 
  - $T_{1/2}(^{14}\text{C}) = 5730$  let
- Rovnovážná koncentrace ve vzduchu  $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} \sim 10^{-12}$ , důležité faktory
  - vliv prostředí (zásoba vody v oceánech, sluneční aktivita)
  - lidská činnost (spalování fosilních paliv, jaderné testy, provoz jaderných reaktorů)

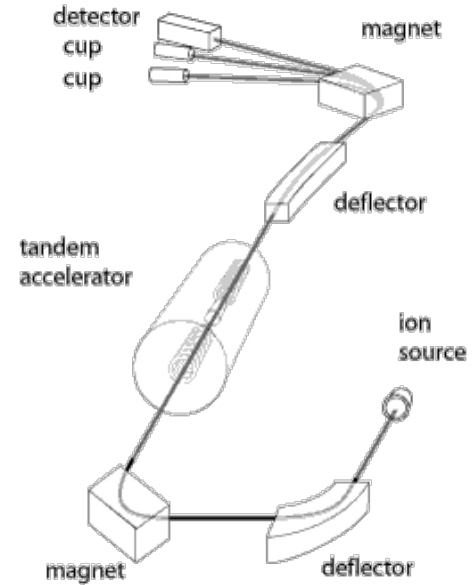
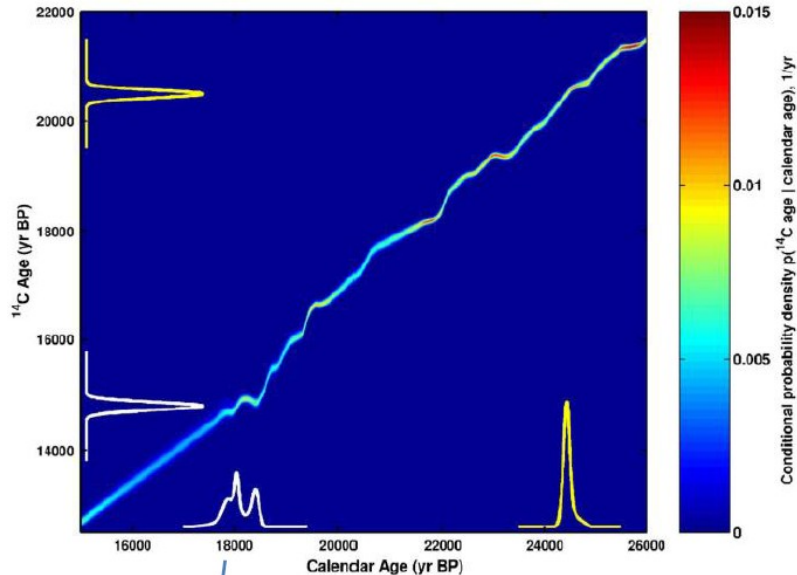




# Uhlíkové datování (2)

- Měření relativní příměsi  $^{14}\text{C}$  pomocí Accelerator Mass Spectroscopy
- Určení stáří z koncentrace  $^{14}\text{C}$

$$\frac{\delta(^{14}\text{C})}{\delta_0(^{14}\text{C})} = \exp\left(\frac{-t}{T_{1/2}/\ln(2)}\right)$$

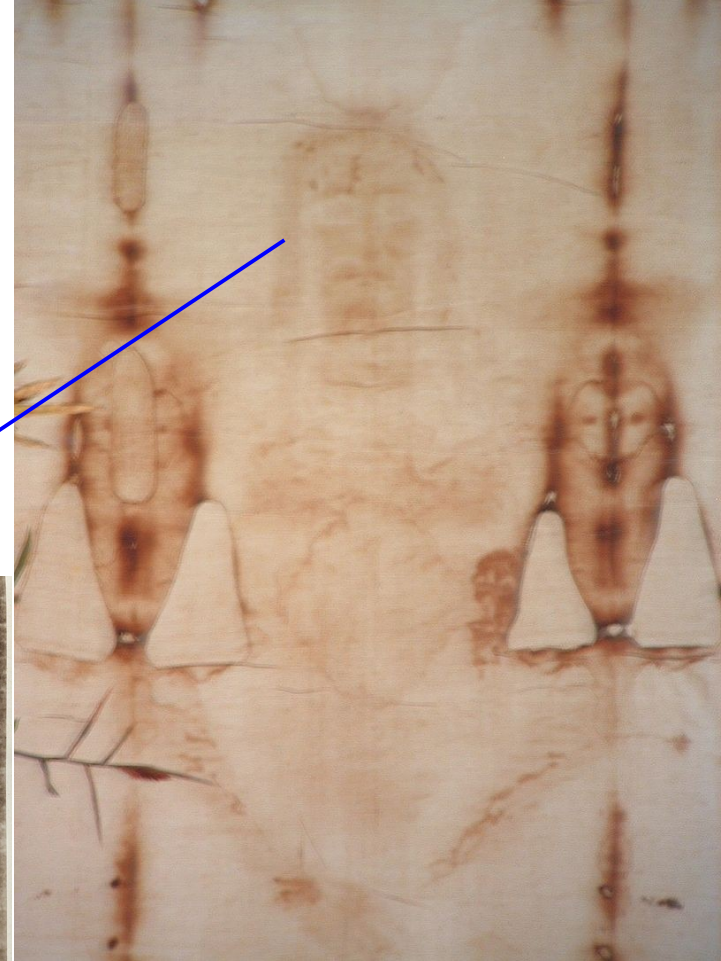


AMS setup

- Nutná kalibrace  $t \rightarrow t_{\text{real}}$

# Uhlíkové datování (3)

- Datování Turínského plátna
  - plátno poprvé vystaveno v Lirey (Francie) ~1350, od roku 1578 umístěno v Turíně
  - v roce 1978 zahájen výzkum pomocí uhlíkového datování
  - klíčové měření 1998 (Tucson, Oxford, Zürich) → 1260-1390



# Jaderná elektrárna Temelín

- 2 bloky, elektrický výkon 2x1 GW, termální 2x3 GW
- palivo oxid uraničitý, obohacení 4.25%
- moderátor voda
- spotřeba paliva za rok (200 MeV/štěpení)

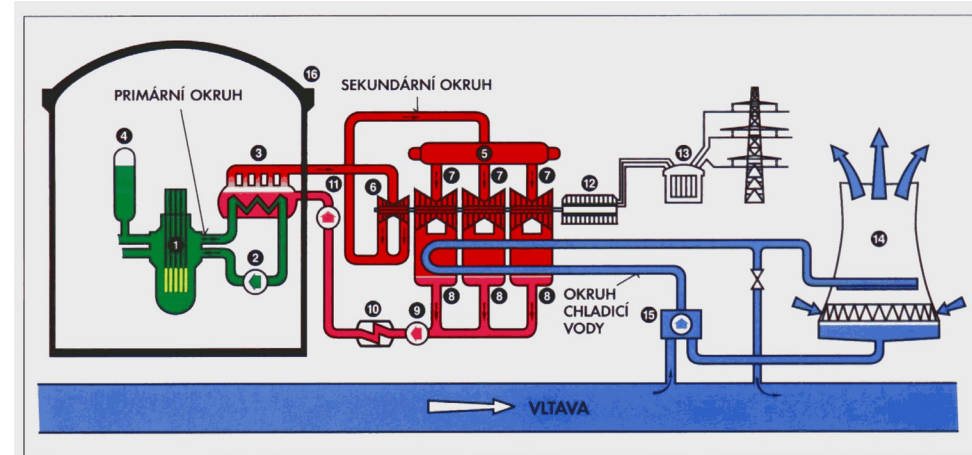


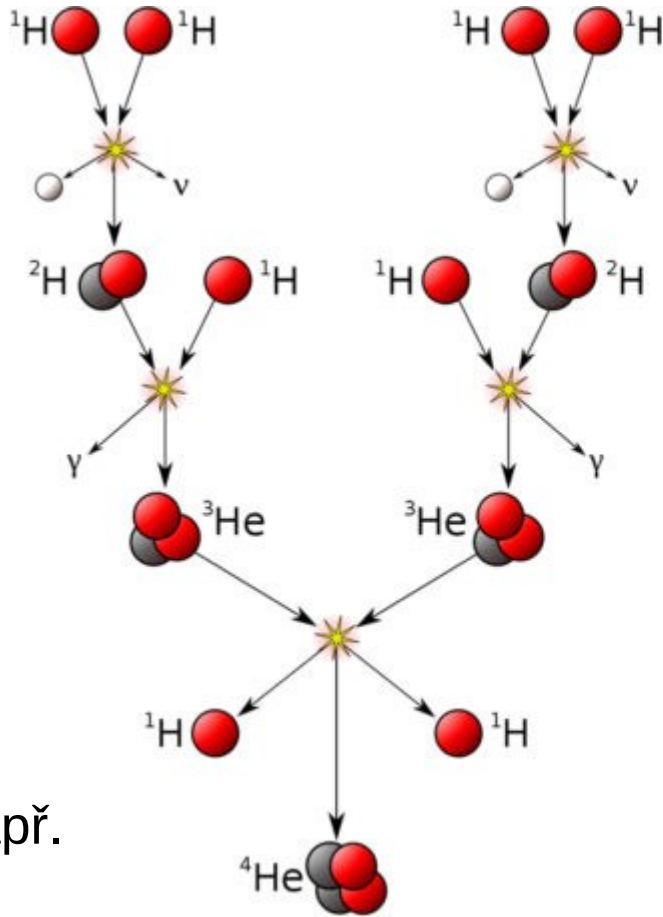
SCHÉMA JE TEMELÍN: 1. Reaktor, 2. Hlavní cirkulační čerpadlo, 3. Parogenerátor, 4. Kompenzátor, 5. Separátor - přehřívák, 6. Vysokotlaký díl turbíny, 7. Nízkotlaký díl turbíny, 8. Kondenzátor, 9. Kondenzátní čerpadlo, 10. Regenerace, 11. Napájecí čerpadlo, 12. Elektrický generátor, 13. Transformátor, 14. Chladicí věž, 15. Čerpací stanice, 16. Ochranná obálka

$$\text{počet jader } ^{235}\text{U} = 3 \text{ GW} \times 1 \text{ rok} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ J/s} \times 3.15 \cdot 10^7 \text{ s}}{200 \cdot 10^6 \text{ eV} \times 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J/eV}} \approx 3 \cdot 10^{27}$$

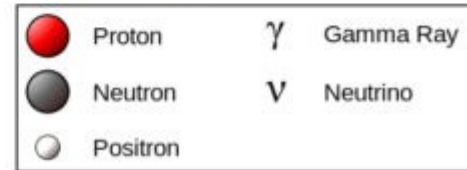
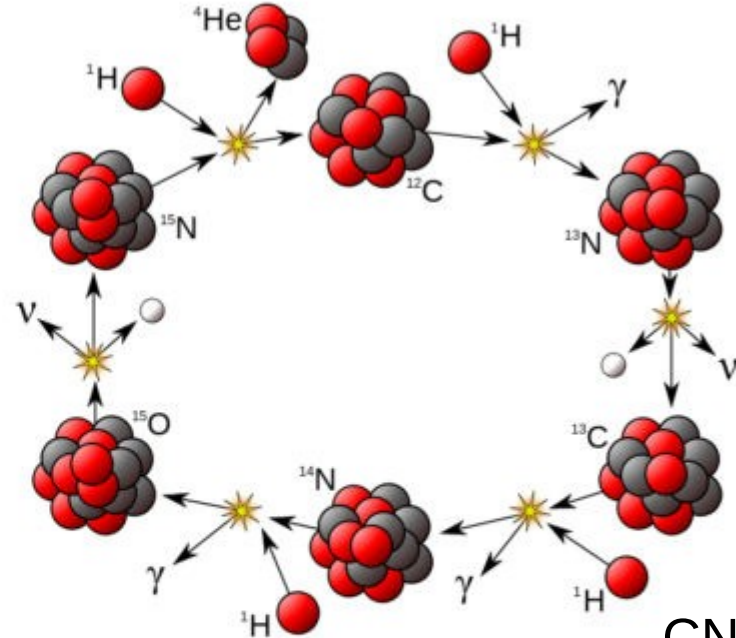
$$\text{spotřeba } ^{235}\text{U} \text{ za rok} = \frac{3 \cdot 10^{27} \text{ jader} \times 235 \text{ g/mol}}{6.023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}} \approx 1.2 \cdot 10^6 \text{ g} = 1.2 \text{ t}$$

$$\text{spotřeba U za rok} = \frac{1.2 \text{ t}}{4.25\%} \approx 27 \text{ t}$$

# Fúze ve hvězdách



pp cyklus  
(dominuje např.  
ve Slunci)



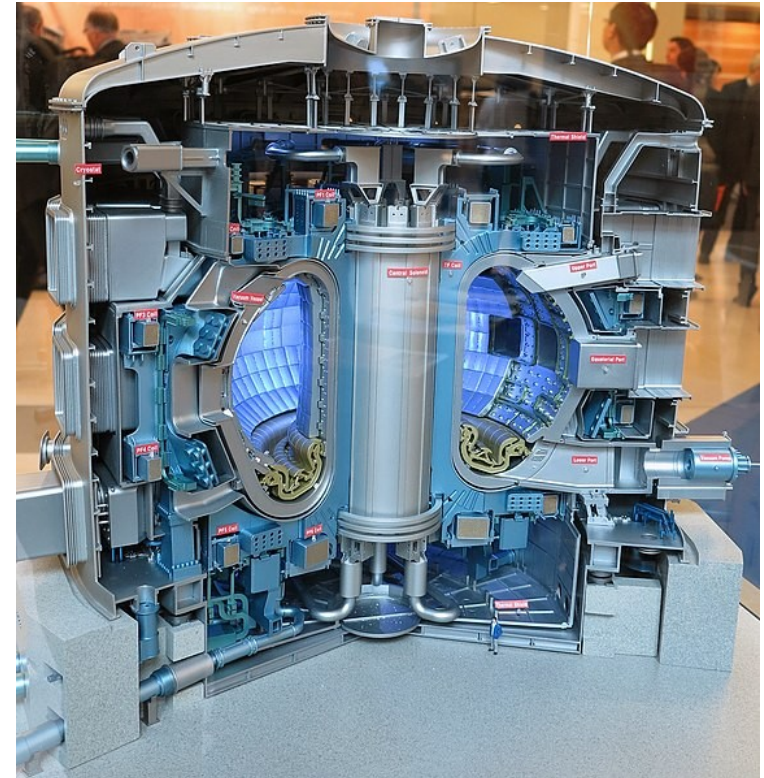
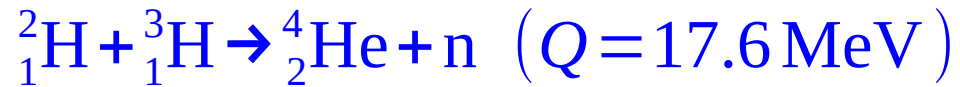
CNO cyklus  
(dominuje při  
vyšších  
teplotách)

V obou cyklech získáme energii 26.7 MeV



# ITER

- International Thermonuclear Experimental Reactor
  - zařízení typu Tokamak, viz <https://www.iter.org/>
  - výstavba 2013 – 2025
  - využití fúzní reakce



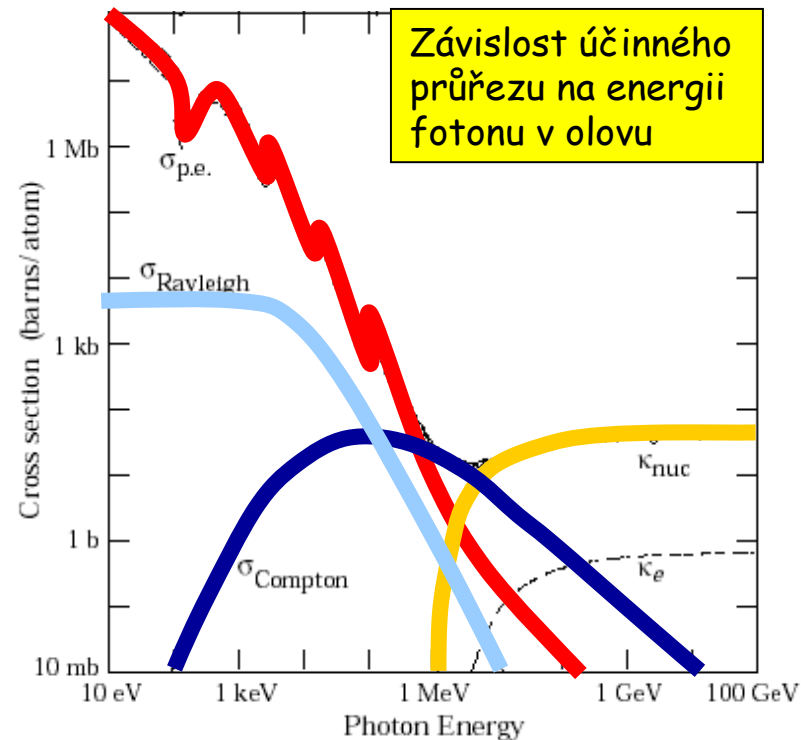
zmenšený model

# Interakce částic s látkou a detektory

více informací (formule, grafy, tabulky) najdete  
v “bibli částicové fyziky” <https://pdg.lbl.gov/>

# Interakce fotonů

- **Fotoefekt** – vyražení  $e^-$  nejčastěji z K-slupky, doprovázeno emisí charakteristického záření při přeskoku “vnějšího”  $e^-$  do “díry” po uvolněním  $e^-$
- **Rayleighův (pružný) rozptyl** – nízkoenergetické fotony ( $E_\gamma < 10$  keV) excitují atom, vyzáří se foton se stejnou energií, ale v jiném směru
- **Comptonův rozptyl** – foton se rozptýlí na kvazivolném  $e^-$
- **Tvorba  $e^+e^-$  párů** – buď v **poli jádra** (pravděpodobnější) nebo v poli  $e^-$ , různé energetické prahy!



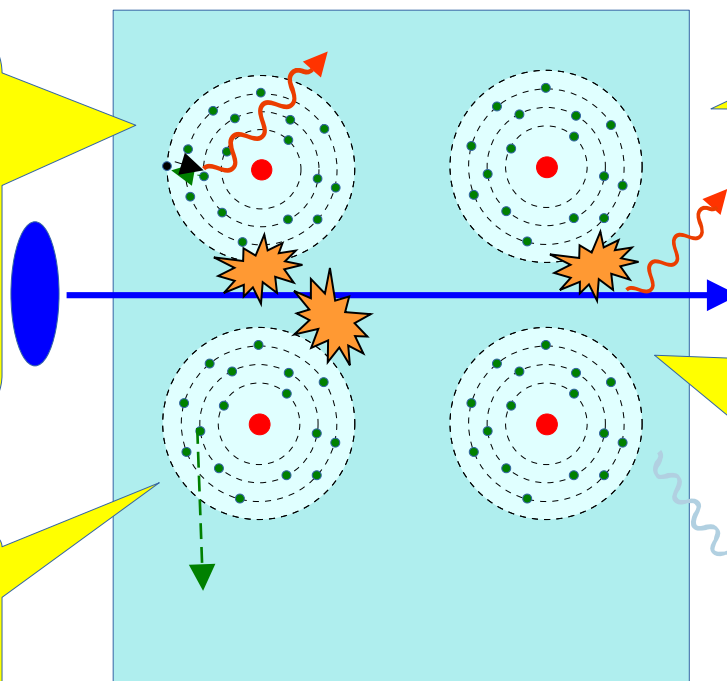
# Interakce nabitých částic (1)

- Letící nabitá částice **excitací** či **ionizací** látky ztrácí energii, brzdí se. Svou energii ztrácí také **zářením**. Všechny tyto procesy znamenají, že částice „zanechává stopy“, které lze při její detekci využít.

**Excitace:** vybuzení elektronu do vyšších hladin, při deexcitaci (přeskoku elektronu na hladinu s nižší energií) dochází k vyzáření fotonu.

Při excitaci **molekul** se může část energie vyzářit ve viditelné oblasti spektra → **scintilace**

**Ionizace:** uvolnění elektronu, výsledkem ionizace jsou volné elektrony a kladné ionty.



**Brzdné záření:** vyzáření fotonu interakcí nabitě částice s Coulomb. polem jader v materiálu.

**Čerenkovské záření:** emitované částicí letící rychlostí větší než je rychlost světla v daném prostředí.  
**Přechodové záření:** emitované při průchodu nabitě částice rozhraním mezi dvěma prostředími s různými indexy lomu.



# Interakce nabitých částic (2)

- **Ionizační ztráty** těžkých nabitých částic, které jsou způsobené srážkami dopadající částice s elektrony v atomu, popisuje tzv. **Bethe-Blochova formule**

- pro malé energie je  $-dE/dx \approx \beta^{-2}$
- minimální ionizace nastává při  $\beta\gamma \approx 3-4$  a je

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\min} \approx 4 \times \frac{Z}{A} \text{ MeV}/(\text{g}\cdot\text{cm}^{-2})$$

- při vysokých energiích ionizační ztráty rostou  $-dE/dx \approx 2 \ln(\beta\gamma)$

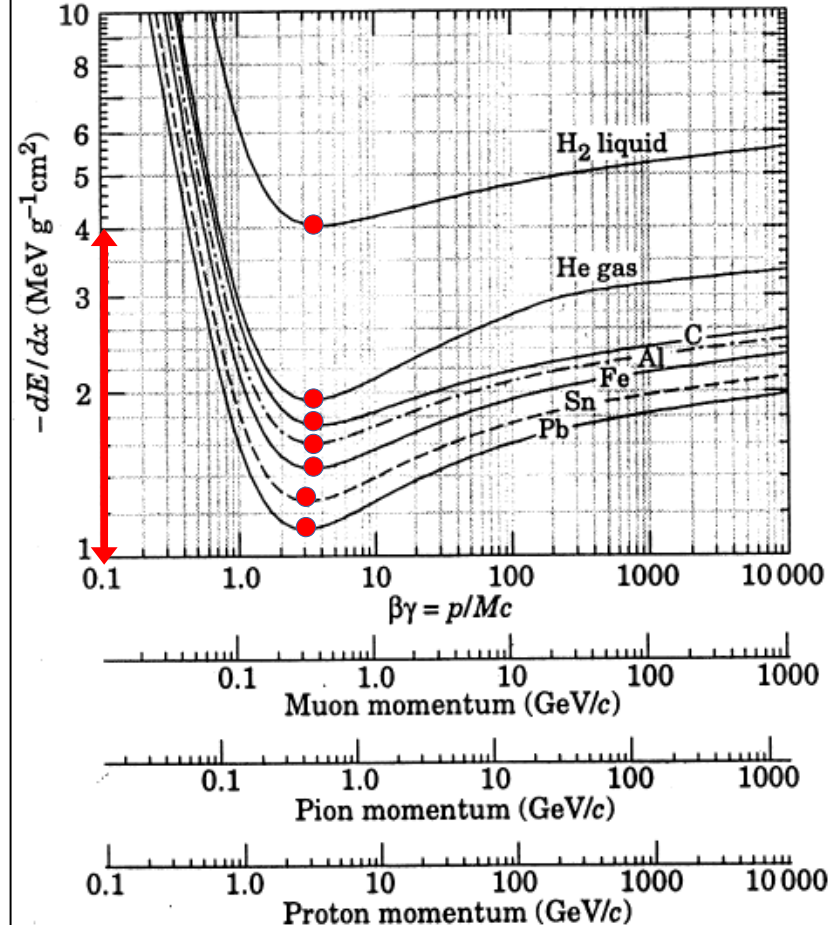
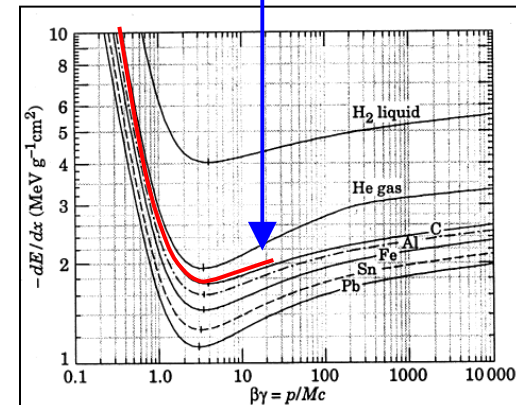
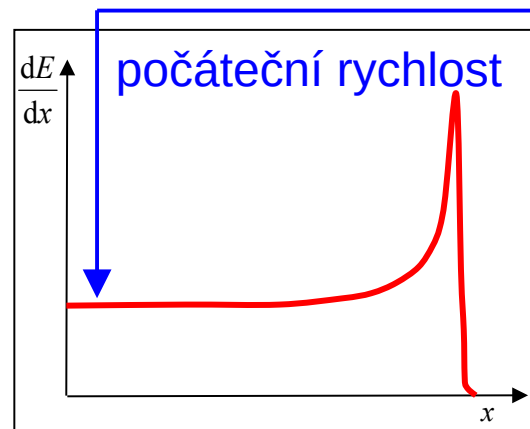


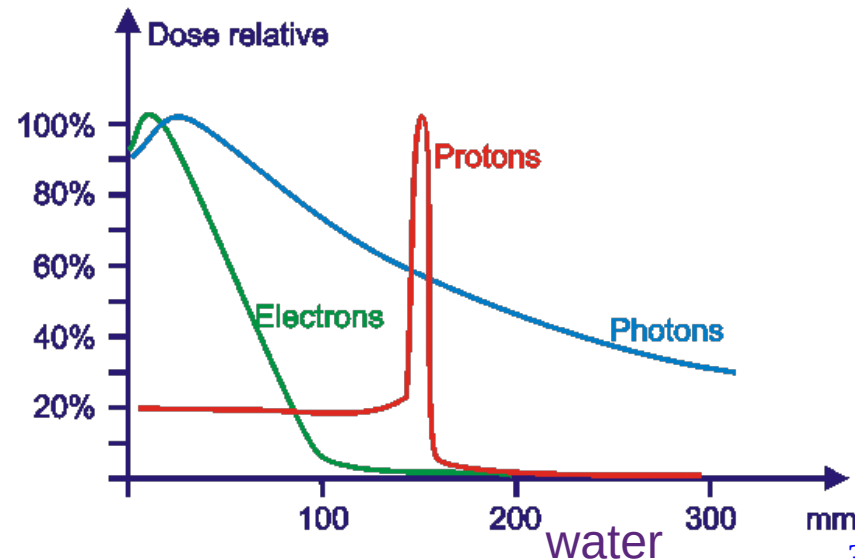
Figure 23.2: Energy loss rate in liquid (bubble chamber) hydrogen, gaseous helium, carbon, aluminum, tin, and lead.

# Interakce nabitých částic (3)

- Částice ztratí nejvíce energie ionizací až na konci své dráhy, kde je už její rychlost malá. Tato závislost se nazývá **Braggova křivka**. Toto chování těžkých částic v látce lze využít v medicíně při ozařování nádorů.



- Protony předají nejvíce energie až v oblasti maxima doletu. Polohu maxima lze ovlivnit energií ( $E=200 \text{ MeV} \rightarrow 27 \text{ cm}$  ve vodě,  $E=125 \text{ MeV} \rightarrow 12 \text{ cm}$  ve vodě)
- Fotony a elektrony naopak předají nejvíce energie na začátku své dráhy

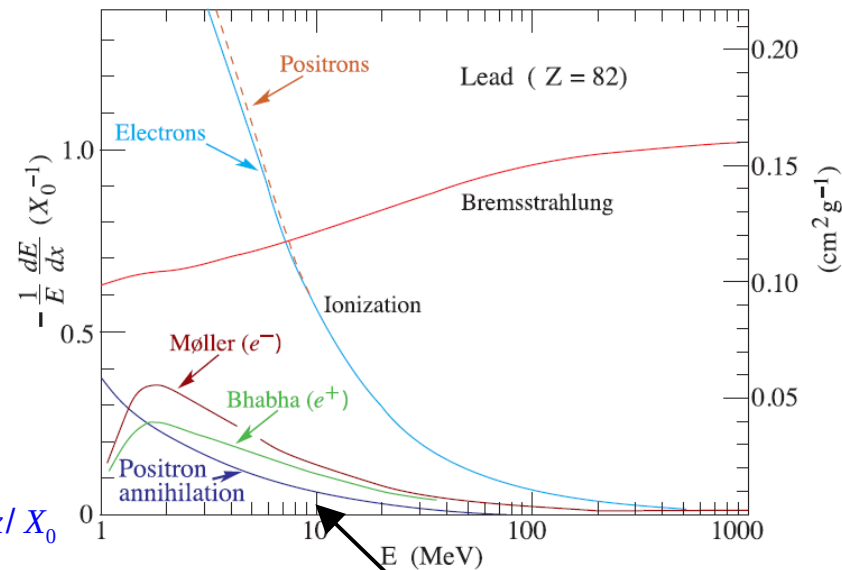


# Interakce nabitých částic (4)

- **Lehké nabité částice** (elektrony a pozitrony) také **ionizují**, nad kritickou energií převládá **radiační ztráta brzděním zářením**
- Pro brzděné záření platí

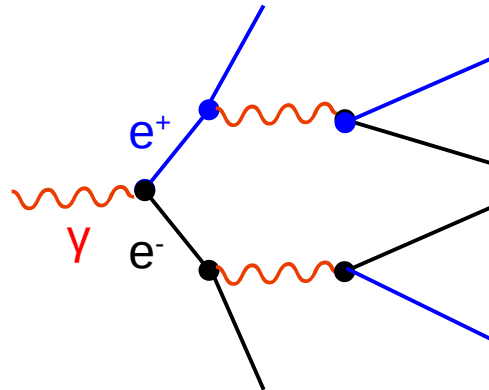
$$-\frac{dE}{dx} \approx \frac{Z^2 z^2 e^4}{A} \frac{E}{m^2 c^4} = \frac{E}{X_0} \text{ a tedy } E(x) = E_0 e^{-x/X_0}$$

- při stejné energii vyzáří lehké elektrony milionkrát více energie než protony
- radiační délka  $X_0$  je vzdálenost, po které částici zůstane  $1/e$  původní energie.  $X_0(\text{Pb}) = 5.6 \text{ mm}$ ,  $X_0(\text{H}_2\text{O}) = 36.1 \text{ cm}$



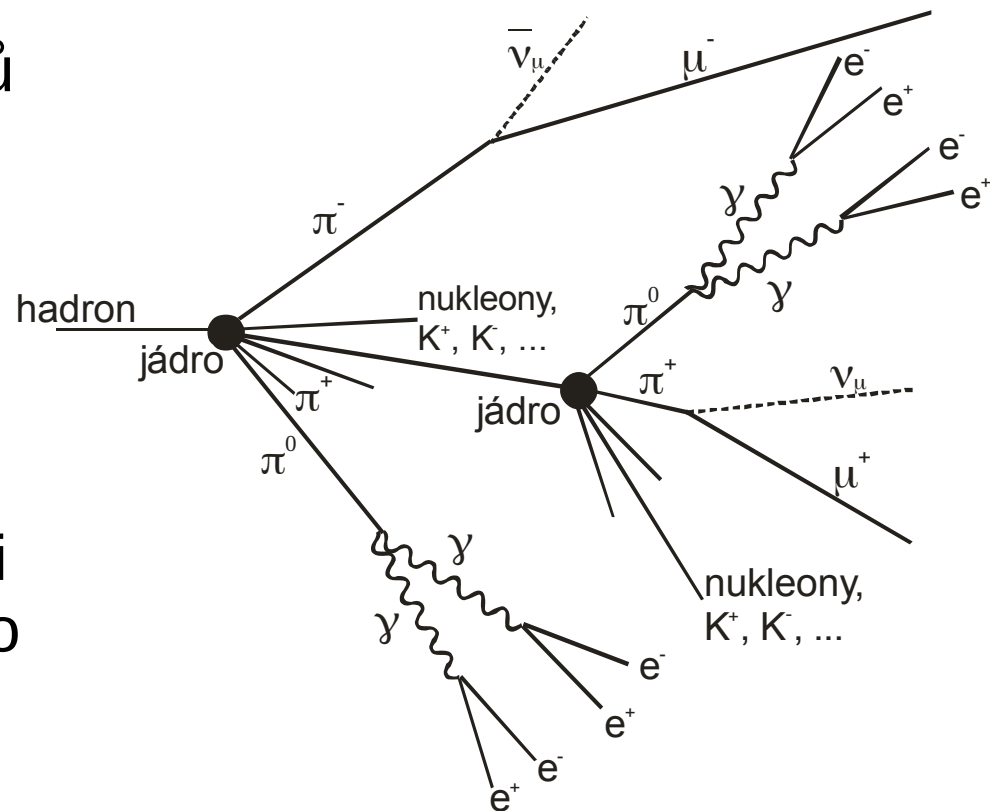
# Spršky (1)

- Při vysokých energiích částic dochází v materiálu k rozvoji spršek
- Elektromagnetická sprška
  - primární foton vytvoří vysokoenergetický  $e^-e^+$  pár, oba pak ztrácejí energii brzdným zářením atd
  - primární elektron/pozitron vyzáří brzdný foton, pokud ten má dostatečnou energii, konvertuje na  $e^-e^+$  pár...



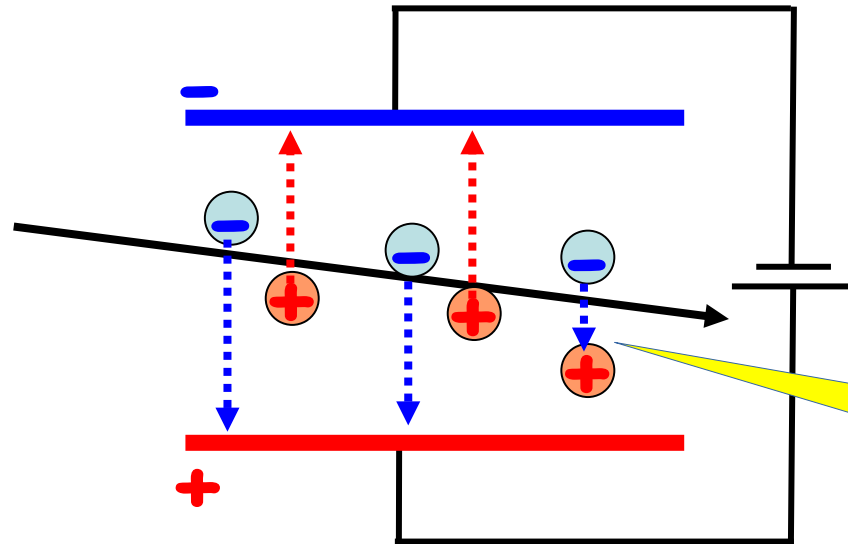
# Spršky (2)

- Hadronová sprška
  - vzniká interakcí vysokoenergetických hadronů s jádrem detektoru
  - ve spršce vznikají i neutrální piony ( $\pi^0$ ), které se ihned rozpadají  $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$  (elmg komponenta)
  - na konci spršky se rozpadají i další nestabilní hadrony, proto se ve spršce objeví i miony a neutrina



# Plynové ionizační detektory (1)

- Princip funkce
  - letící částice ionizuje plyn uvnitř detektoru
  - vlivem elektrického pole se ionty a elektrony pohybují k elektrodám, kde naměříme elektrický proud
  - přesná funkce detektoru závisí na přiloženém napětí

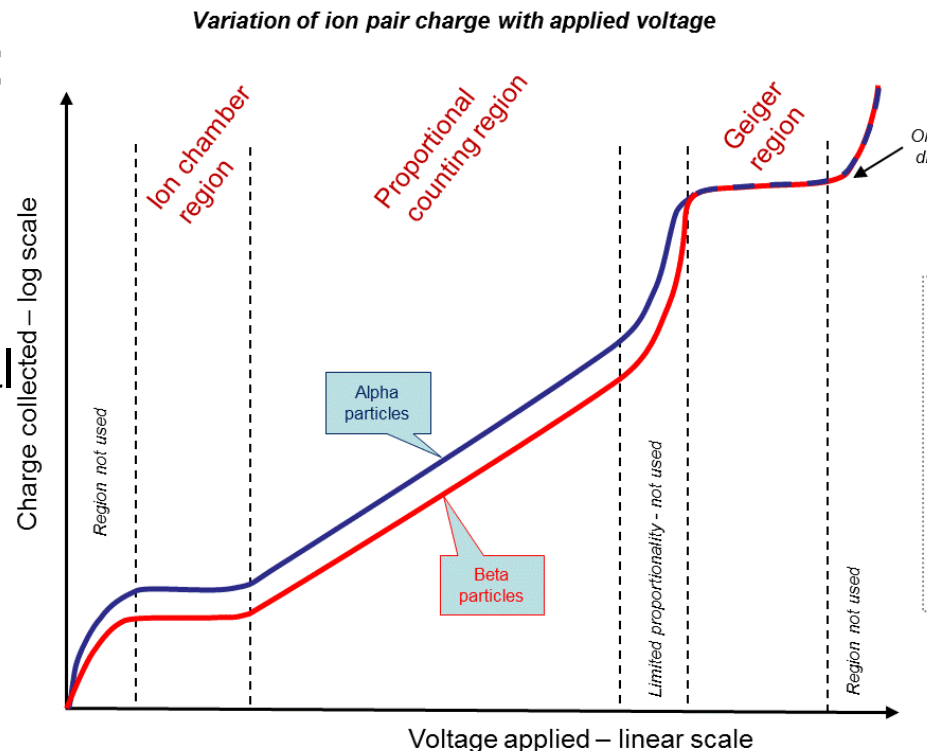


Tyto dva ionty  
bohužel  
zrekombinovaly

# Plynové ionizační detektory (2)

- Vlastnosti záleží na plynu a napětí:

- **ionizační oblast** - úplný sběr náboje, ale žádné zesílení
- **proporcionální oblast** - v plynu dochází k zesílení, ale výsledný signál je úměrný ztracené energii primární částice
- **Geigerova oblast** – masívní fotoemise, dochází k výboji

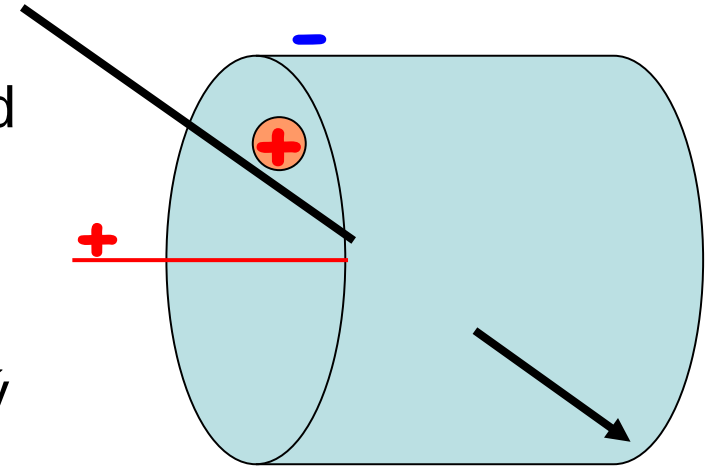


- Energie potřebná na vznik iontů je v plynu **20-40 eV**. Např. v argonu je tato energie 26 eV, minimální ionizační ztráty v argonu jsou  $dE/dx = 2,5 \text{ keV/cm}$ , tzn. na **1 cm** vznikne přibližně **100 párů** – náboj (+ i -) je  $100 \times 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$ ! To není jednoduché naměřit. Potřebujeme zvýšit počet iontů – zesílit signál!

# Plynové ionizační detektory (3)

- Proporcionální komora

- kovová válcová katoda, tenký drát uprostřed tvoří anodu. Díky vysokému napětí vzniká v blízkosti anody silné elektrické pole
- průletem nabité částice vzniká lavina elektronů, počet elektronů a iontů je úměrný počtu primárních elektronů/iontů
- proudový puls na anodě je zesílený, faktor až  $10^6$



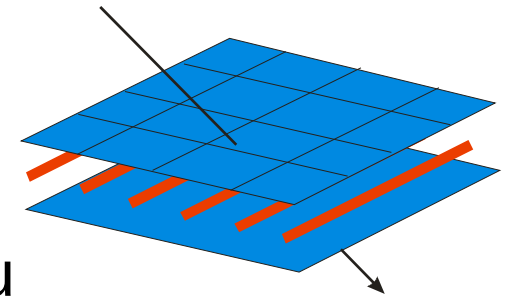
- Geiger-Muellerův počítač

- tak vysoké napětí, že jeden pár způsobí výboj v plynu
- sekundární laviny vznikají díky deexcitaci, kdy fotony pomocí fotoefektu uvolňují v plynu další elektrony



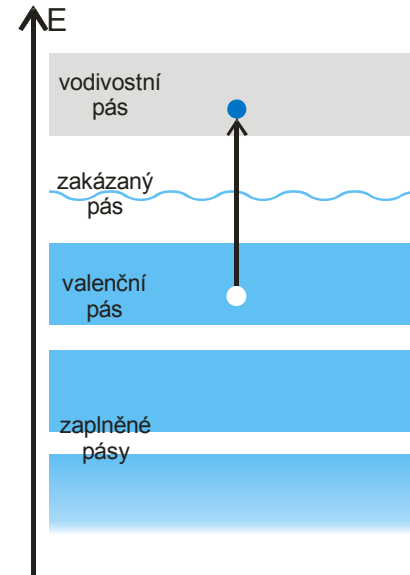
# Plynové ionizační detektory (4)

- Mnoho-drátová komora
  - mezi dvě rovinné katody umístíme mnoho anodových drátů
  - podle signálu z příslušné anody zjistíme jednu souřadnici průletu částice
    - největší signál je v nejbližší anodě, menší signály v sousedních anodách
  - druhou souřadnici lze získat rozdělením katody na proužky (stripy) či čtverečky (pixely), které také vyčítáme



# Polovodičové detektory (1)

- **Polovodič** je materiál s **pásovou strukturou** (na rozdíl od diskrétních hladin atomů). Elektrony obsazují hlubší pásy a valenční pás. V kovech snadno přejdou do vodivostního pásu, což jim umožní pohyb po celém objemu pevné látky a pak pilně vodí elektrický proud. V polovodičích je vodivostní pás od valenčního oddělen zakázaným pásem. Elektrony musejí do vodivostního pásu přeskočit. To lze, ale není to tak snadné – polovodič vede proud, ale hůř než kov.

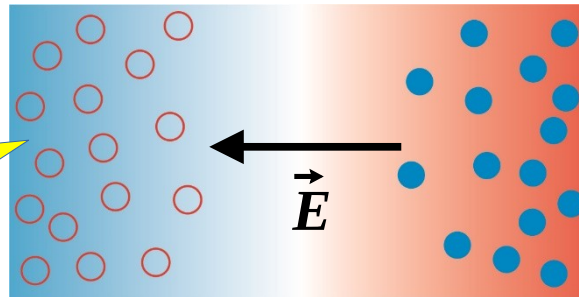


- dodáme-li elektronu ve valenčním pásu energii (průletem částice, tepelnými fluktuacemi, světlem) větší než je šířka zakázaného pásu (u křemíku 1,1 eV), přeskočí do pásu vodivostního a ve valenčním pásu vznikne díra, která se chová jako kladný náboj.

# Polovodičové detektory (2)

- Jak odstranit volné náboje z určité oblasti? Řešením je **PN-přechod**
  - PN-přechodem procházejí elektrony z oblasti N do oblasti P a naopak díry z P do N. V oblasti přechodu elektrony a díry rekombinují a tak se počet volných nábojů zmenšuje
  - oblast N se odchodem elektronů nabíjí kladně, oblast P se odchodem děr nabíjí záporně – vzniká tak **vnitřní elektrické pole**, jehož intenzita míří z N do P. Toto pole brání dalšímu pronikání děr a elektronů do oblasti přechodu a vede k ustavení rovnováhy. Oblast přechodu je vyprázdněna od volných nábojů. To potřebujeme ke konstrukci detektoru

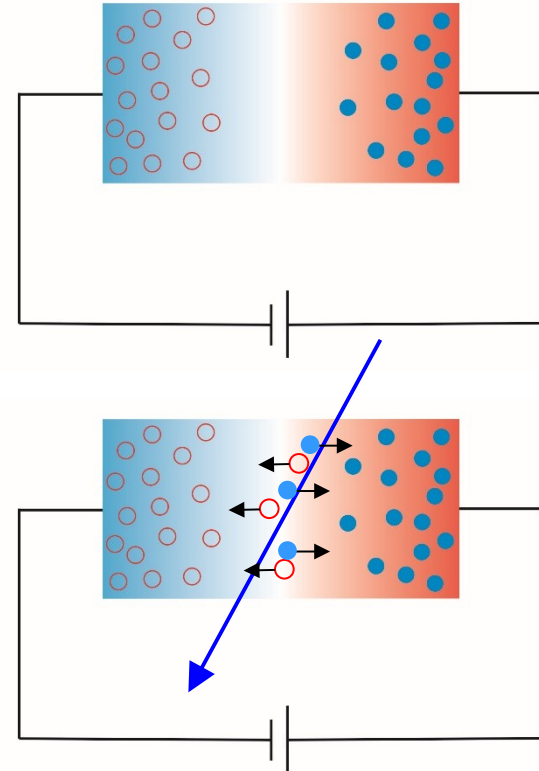
Polovodič typu **P** s volnými dírami. Ty se odpuzují a difundují doprava, jen asi 3x pomaleji než elektrony.



Polovodič typu **N** s volnými elektrony. Ty se odpuzují a difundují doleva

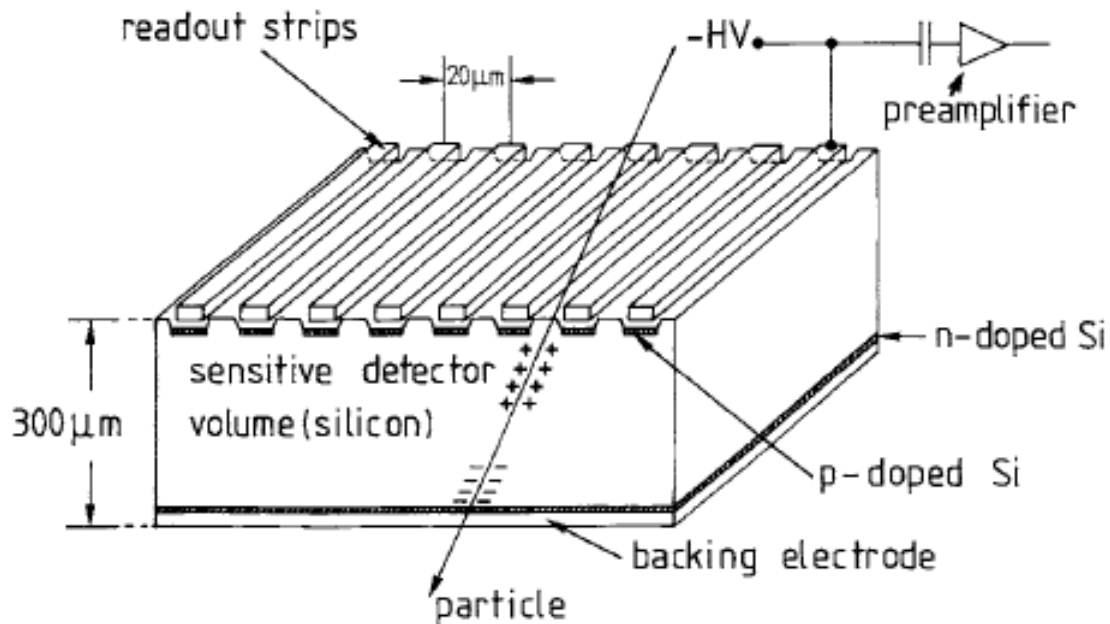
# Polovodičové detektory (3)

- Výhodou polovodičových detektorů vůči plynovým je malá střední energie potřebná na vytvoření páru elektron-díra (křemík: 3.6 eV) a vyšší hustota
  - částice na minimu ionizace vyprodukuje 100 párů elektron-díra už v 1  $\mu\text{m}$  Si
- Polovodičový detektor je dioda **zapojená v závěrném směru**. Tím dojde v PN-přechodu ke zvětšení oblasti bez volných nábojů (hradlová vrstva)
- Při průletu částice způsobí ionizační energie přeskok úměrného množství elektronů do vodivostního pásu a tedy vznik párů elektron-díra, které jsou vlivem elektrického pole rychle odvedeny na elektrody – el. obvodem projde krátký elektrický impuls.



# Polovodičové detektory (4)

- Křemíkový stripový detektor
  - obdoba mnohohrátové komory, ale na bázi polovodiče
  - čtení signálu z kladných iontů na stripech (**P**-stripy implantované do křemíkové destičky typu **N**, používá např. ATLAS SCT)



# Scintilační detektory

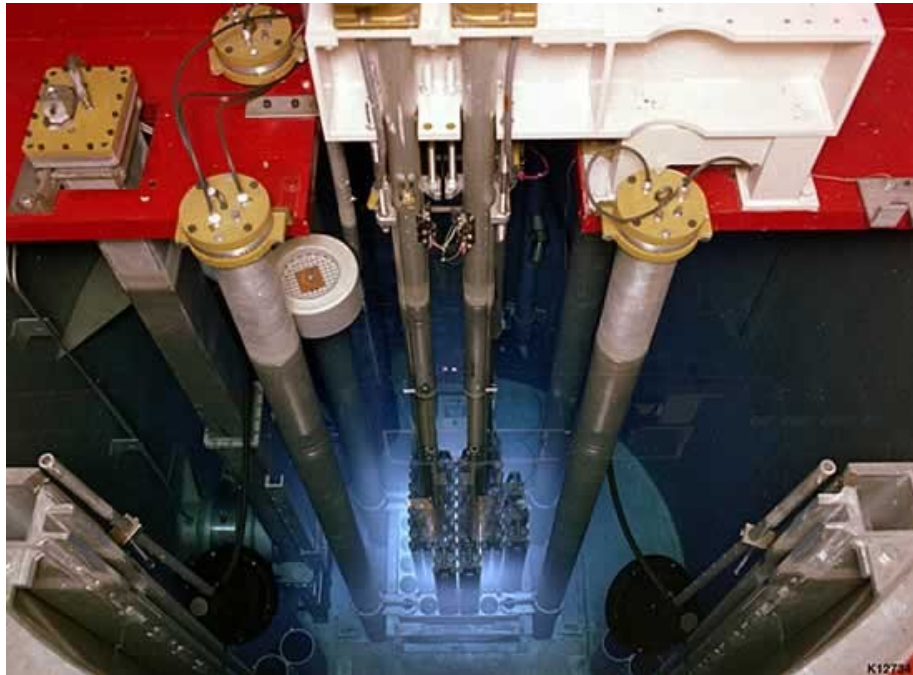
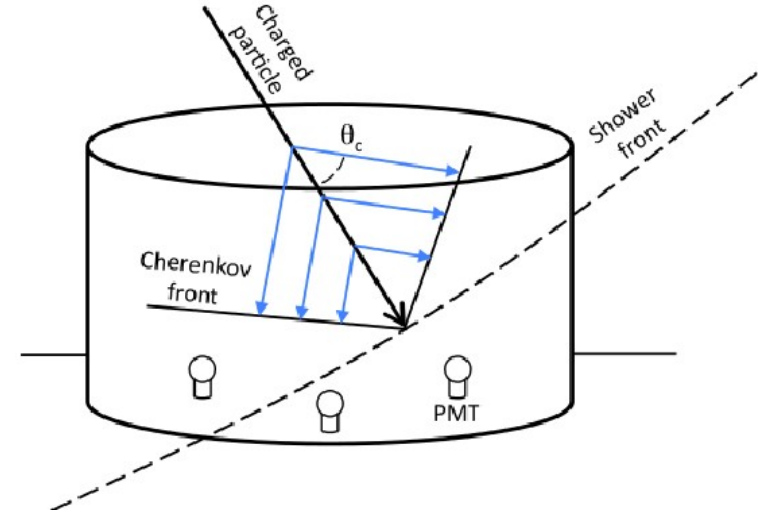
- Scintilátor se po excitaci molekul nabitou částicí deexcituje, část energie je vyzářena ve formě záření (viditelné či UV)
  - světelný signál je třeba odvést světlovodem a detekovat, viz detekce fotonů dále
- Různé druhy: kapalné, pevné, i plyny mohou scintilovat
- Nejčastější použití
  - **plastické**: nízké  $Z$  (vhodné pro  $\beta$ ), rychlá odezva
    - příklady: plasty s příměsí fluoru
  - **krystaly**: vyšší  $Z$  (možná detekce  $\gamma$ ), vyšší světelný výtěžek, pomalejší odezva
    - příklady NaI(Tl), CsI(Tl), ZnS

# Čerenkovské detektory (1)

- Nabitá částice emituje ČZ, pokud je její rychlost větší než rychlost světla v daném prostředí ( $\beta > 1/n$ )
  - energetické ztráty jsou zanedbatelné ( $< 1\%$  oproti ionizačním), používá se k detekci a měření rychlosti
  - záření (viditelná či UV oblast) vysíláno pod úhlem  $\theta_c$  vůči směru letu částice,  $\cos\theta_c = 1/(\beta n)$
  - detekce záření pomocí fotonásobiče
- Čerenkovské radiátory
  - plyny: změnou tlaku  $p$  lze jednoduše regulovat index lomu  $n$  a tím i práh emise ČZ ( $p \propto n - 1$ )
  - kapaliny: např. voda
  - některé krystaly

# Čerenkovské detektory (2)

- Příklad: vodní nádrž s detekcí ČZ fotonásobiči

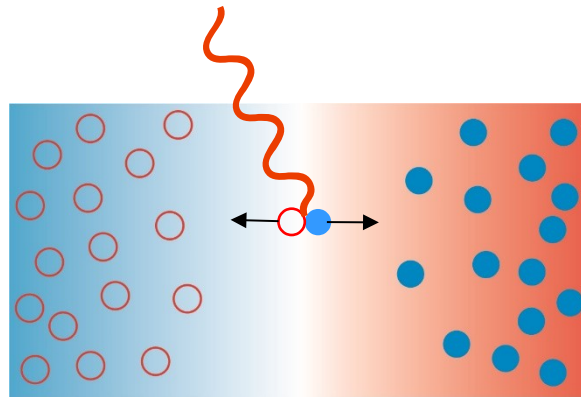


- ČZ vidíme také uvnitř jaderného reaktoru



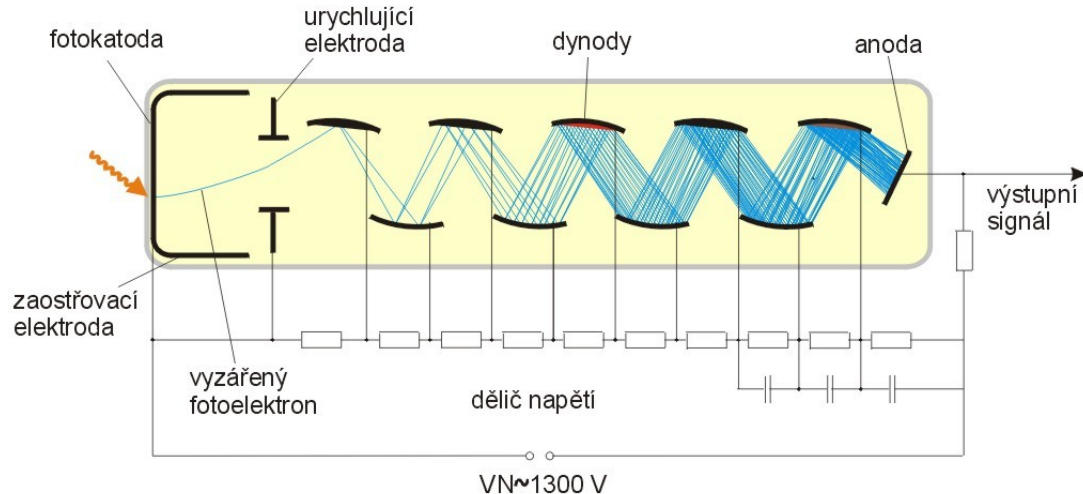
# Detekce fotonů (1)

- Fotodioda
  - fotony dopadající na PN-přechod způsobí vznik párů elektron-díra
  - fotovoltaiický jev je základem solárních článků



# Detekce fotonů (2)

- Fotonásobič
  - dopadající foton je absorbován na fotokatodě a fotoefektem způsobí emisi elektronů, ty jsou následně urychleny a usměrněny elektrickým polem na první dynodu.
  - elektrony jsou dále urychlovány elektrickým polem mezi dynodami, po dopadu na každou z nich jsou sekundární emisí uvolněny další elektrony
  - celý proces lavinovitě pokračuje, na anodě vytváří kaskáda elektronů elektrický proudový impuls
  - celkové zesílení fotonásobiče je  $10^5$ - $10^9$



# Kalorimetry (1)

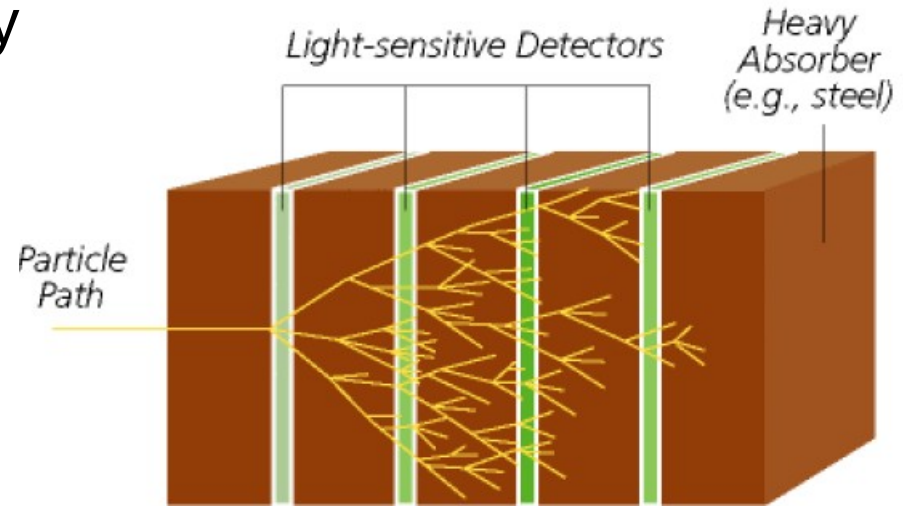
- Měří energii a směr letu **nabitých i neutrálních** částic destruktivní metodou – primární částice je zcela pohlcena v detektoru
  - částice vytvářejí **elektromagnetické** (str. 40) a/nebo **hadronové** (str. 41) spršky, nakonec je energie spotřebována na ionizaci nebo excitaci materiálu detektoru
  - kalorimetr musí být dostatečně dlouhý, aby se v něm sprška zcela zastavila (logaritmická závislost na energii primární částice)

# Kalorimetry (2)

- Hadronová sprška
  - hadronová i čistě elektromagnetická složka
  - část energie se spotřebuje na rozbití jader, část odnesou nedetekovatelná neutrina → “neviditelná energie”
  - částečně přispějí i miony, které sice ionizují, ale obvykle kalorimetrem projdou
- Elektromagnetická sprška
  - složena pouze z fotonů, elektronů a pozitronů
  - veškerá energie je měřitelná

# Kalorimetry (3)

- Sendvičové (sampling) kalorimetry
  - složeny ze střídajících se vrstev **absorbátoru** (rozvoj spršky) a **aktivního prostředí** (detekce spršky)
  - detekujeme tedy jen část spršky
  - **absorbátor**: těžký materiál (Pb, Fe, Cu, W, U)
  - **aktivní prostředí**: scintilátor, ionizační či proporcionální komora, ...



# Kalorimetry (4)

- Homogenní kalorimetry
  - absorbátor a aktivní médium je stejný materiál (např. olovnaté sklo či těžký krystal)
  - detekujeme tedy celou spršku, menší fluktuace v celkovém signálu
- Elektromagnetické vs hadronové kalorimetry
  - elmg mají prakticky vždy absorbátor z olova, mohou být homogenní i sendvičové
  - hadronové kalorimetry výlučně sendvičové

# Kalorimetry (5)

- Velikost kalorimetrů se udává v **radiačních délkách  $X_0$**  (elmg), resp. **jaderných interakčních délkách  $\lambda_{\text{int}}$**  (had)
  - definici  $X_0$  známe; obdobně definujeme  $\lambda_{\text{int}}$  (střední volná dráha pro interakci hadronů)

$$N(x) = N(0) e^{-x/\lambda_{\text{int}}}$$

- pro ilustraci pár hodnot

Materiál	Radiační délka $X_0$	Jad. interakční délka $\lambda_{\text{int}}$
Voda	36.1 cm	83.6 cm
Železo	1.76 cm	16.9 cm
Olovo	0.56 cm	17.1 cm

- Typické délky kalorimetrů jsou 20-30  $X_0$  (elmg) a 5-10  $\lambda_{\text{int}}$  (had)

# Kosmické záření (1)

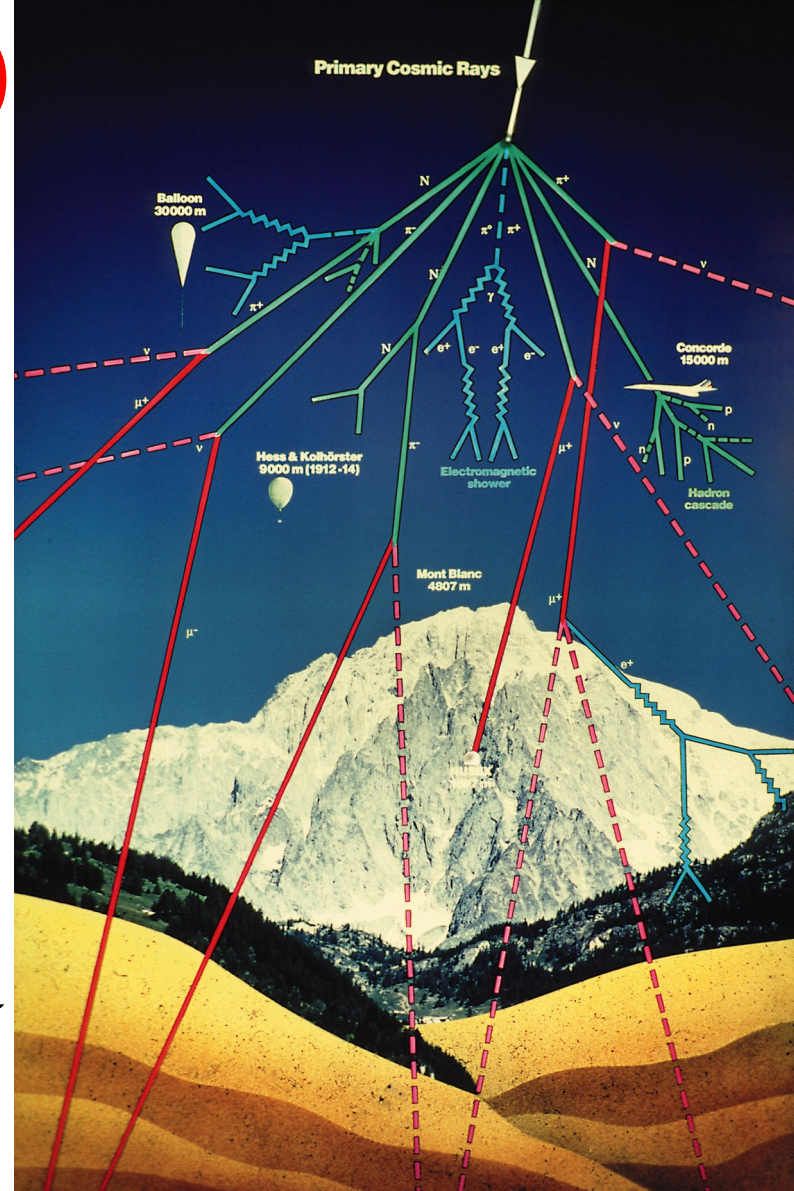
- Balonové experimenty (V. Hess, 1912)
  - rychlost vybíjení elektroskopu roste s nadmořskou výškou → záření tedy přichází z kosmu





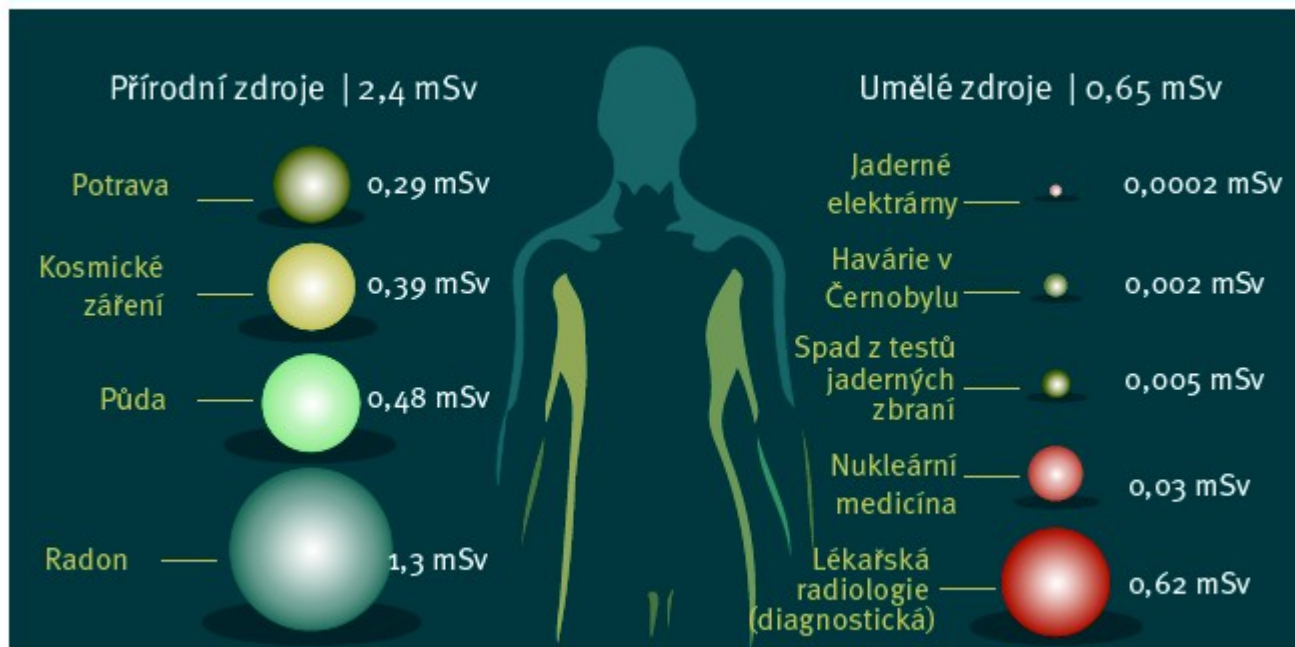
# Kosmické záření (2)

- Primární kosmické záření tvořeno hlavně protony
- Vysoko v atmosféře vlivem interakcí dochází k rozvoji spršek
- Na povrch Země dopadají především miony z rozpadu  $\pi^\pm$ 
  - střední energie  $\langle E_\mu \rangle \approx 4 \text{ GeV}$
  - tok mionů  $E_\mu > 1 \text{ GeV}$  přibližně  $I \approx 70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$
- Před škodlivými účinky KZ nás chrání atmosféra a magnetické pole Země



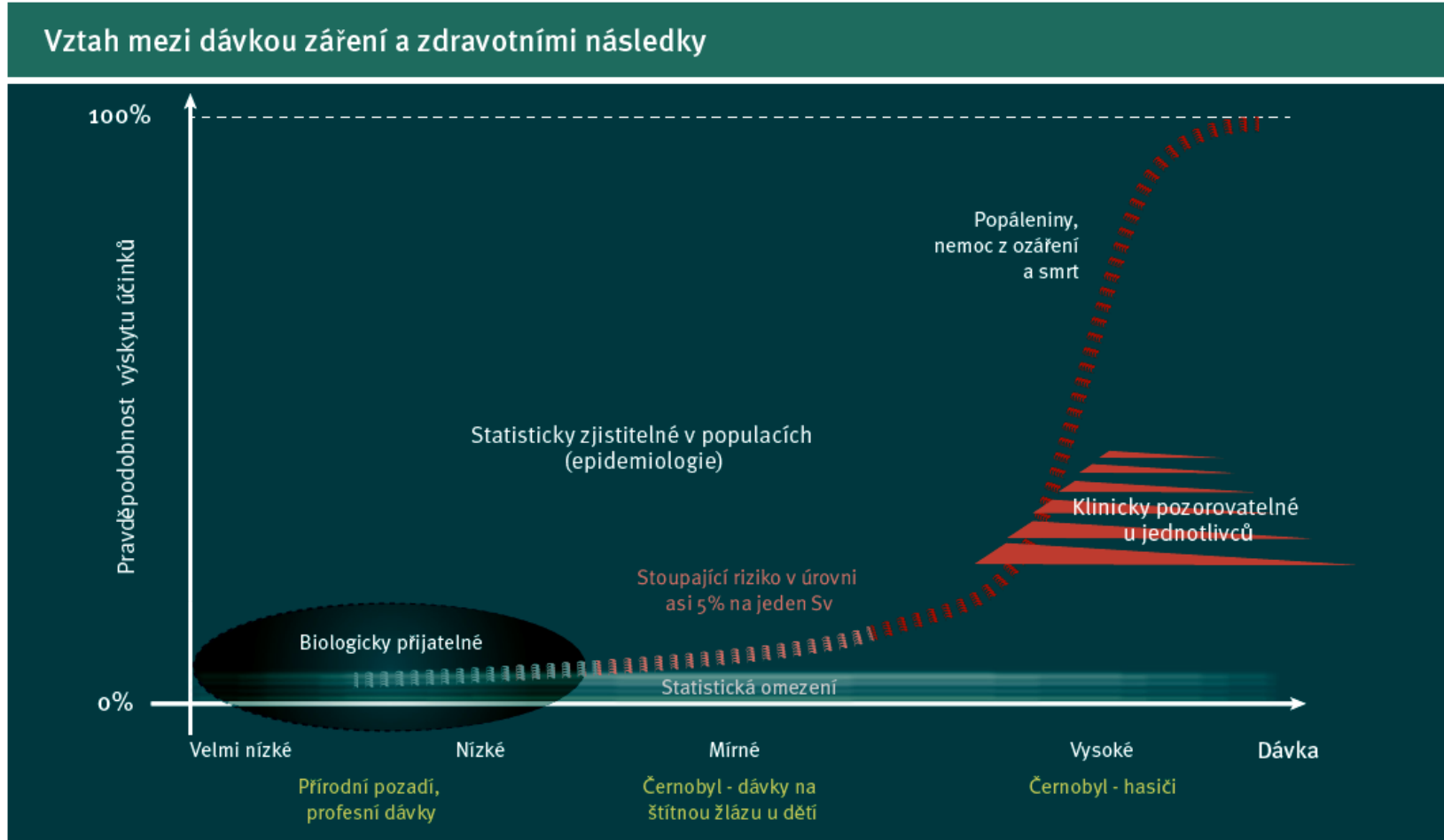
# Biologické účinky záření (1)

## Průměrné expozice obyvatel podle zdrojů záření\*



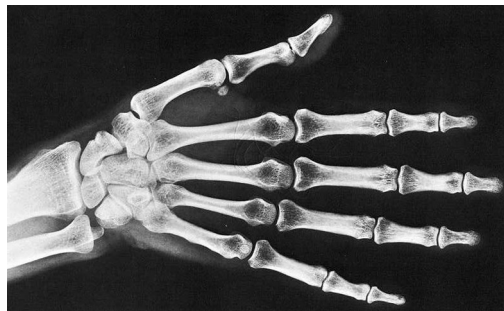
\* Zaokrouhlené odhady efektivních dávek na jednoho obyvatele za rok (celosvětový průměr).

# Biologické účinky záření (2)



# Aplikace v medicíně (1)

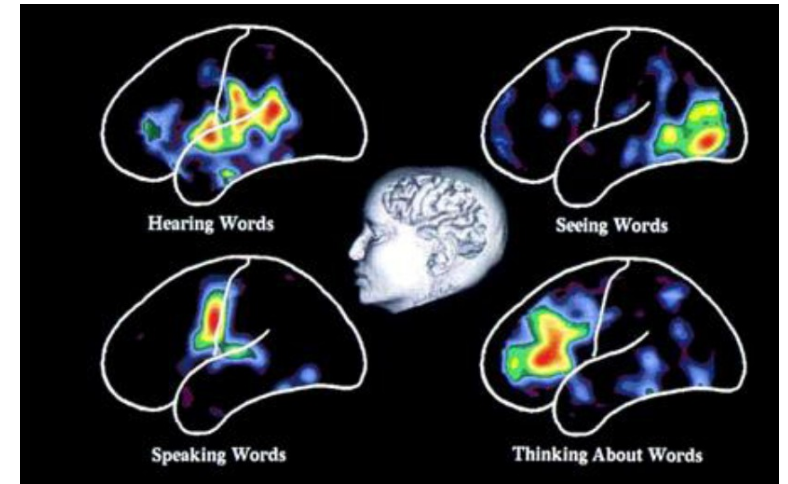
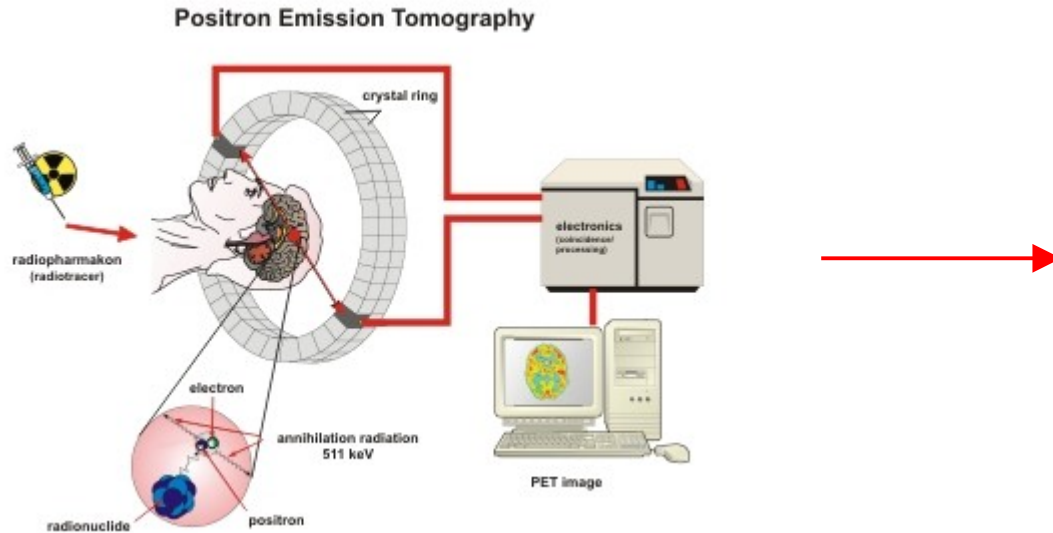
- RTG snímky



- PET (positron emission tomography)
  - $\beta^+$  radioaktivní prvek s krátkou dobou života se vpraví pacientovi do těla
    - např.  $^{18}\text{F}$  ( $T_{1/2} \approx 100$  min), který je “zabudován” do glukózy ( $^{18}\text{F}$ -FDG)
  - pozitron emitovaný v  $\beta^+$  rozpadu se rychle zastaví a anihiluje, detekujeme 2  $\gamma$ -kvanta ( $E_\gamma = 511$  keV) letící do opačných směrů

# Aplikace v medicíně (2)

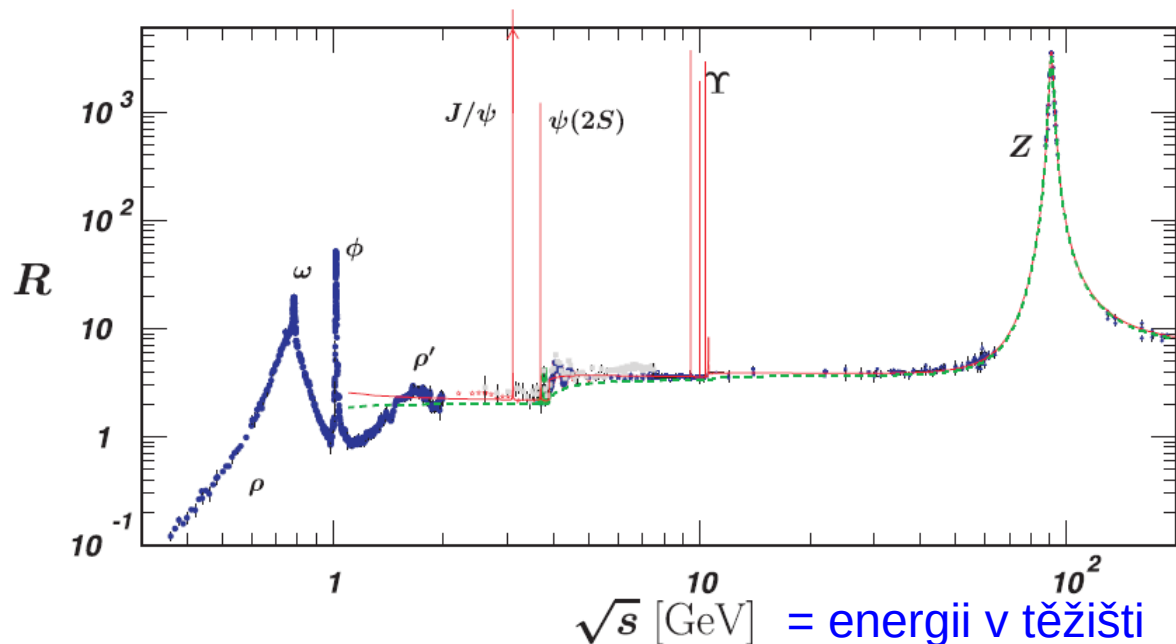
- PET (pokračování)
  - z výsledků měření se počítačově rekonstruuje obraz zkoumané části těla



# Částice

# Existence barvy

- Kromě teoretických důvodů (antisymetrie celkové vlnové funkce baryonů) se barva projeví i v experimentu
  - měření  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$
  - nárůst nad prahem produce kvarku c (i b, ale blbě vidět)



- Poznámky:
  - nárůsty jsou špatně vidět díky logaritmické škále na svislé ose
  - píky odpovídají hmotě rezonancí

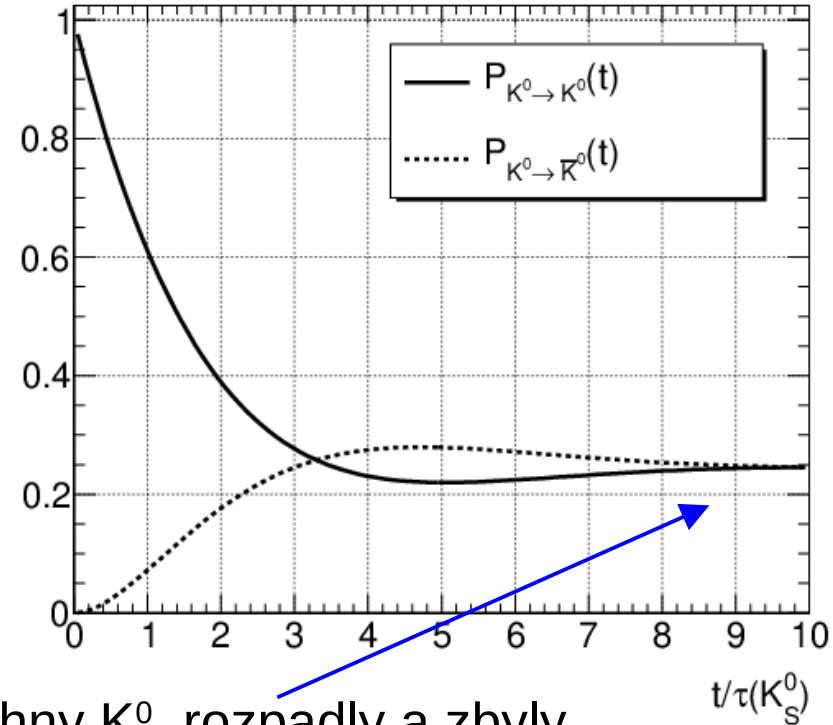


# Neutrální kaony (1)

- Oscilace

- na začátku je vždy  $K^0$ , např. z reakce  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$
- pravděpodobnost, že v čase  $t$  bude stav  $K^0$  nebo  $\bar{K}^0$
- jak to experimentálně poznám?

- $K^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu_\ell$
- $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$

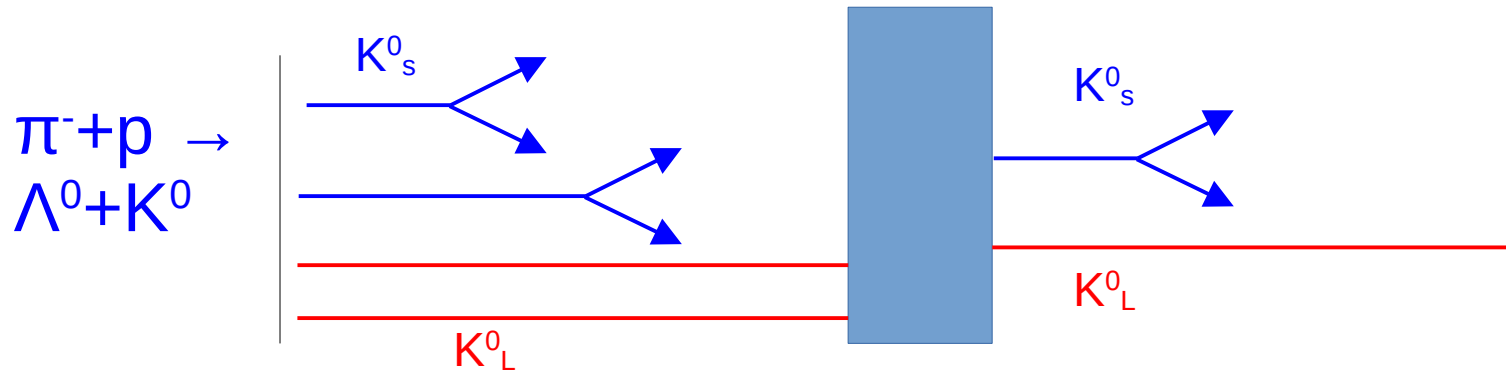


Zde už se všechny  $K_S^0$  rozpadly a zbyly jen  $K_L^0$ , proto je zastoupení  $K^0$  a  $\bar{K}^0$  stejné



## Neutrální kaony (2)

- Regenerace  $K^0_s$  po průchodu absorbátorem
  - na začátku opět čistý svazek  $K^0$
  - svazek probíhá vakuem,  $K^0_s$  se rozpadne, zbyde jen  $K^0_L$
  - při průchodu absorbátorem dochází k silným interakcím s nukleony (N):  $\bar{K}^0+N \rightarrow \Lambda^0+\pi$  nebo  $\bar{K}^0+N \rightarrow \Sigma+\pi$ 
    - tím se zmenší zastoupení  $\bar{K}^0$  a tak se částečně regeneruje  $K^0_s$

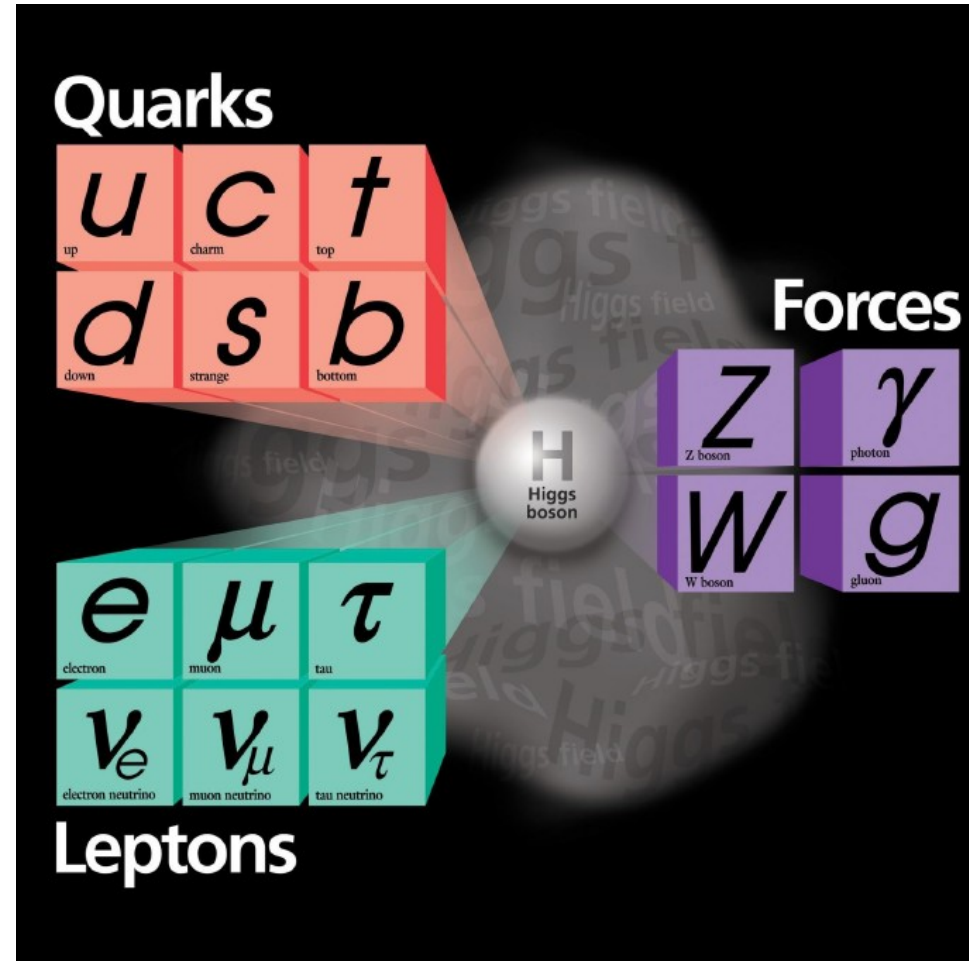




# Základní “stavební jednotky” (2)

... není to všechno!!

- Ještě potřebujeme Higgsův boson (spin 0)
  - objeven na LHC, 2012
- Tyto částice tvoří současný Standardní model



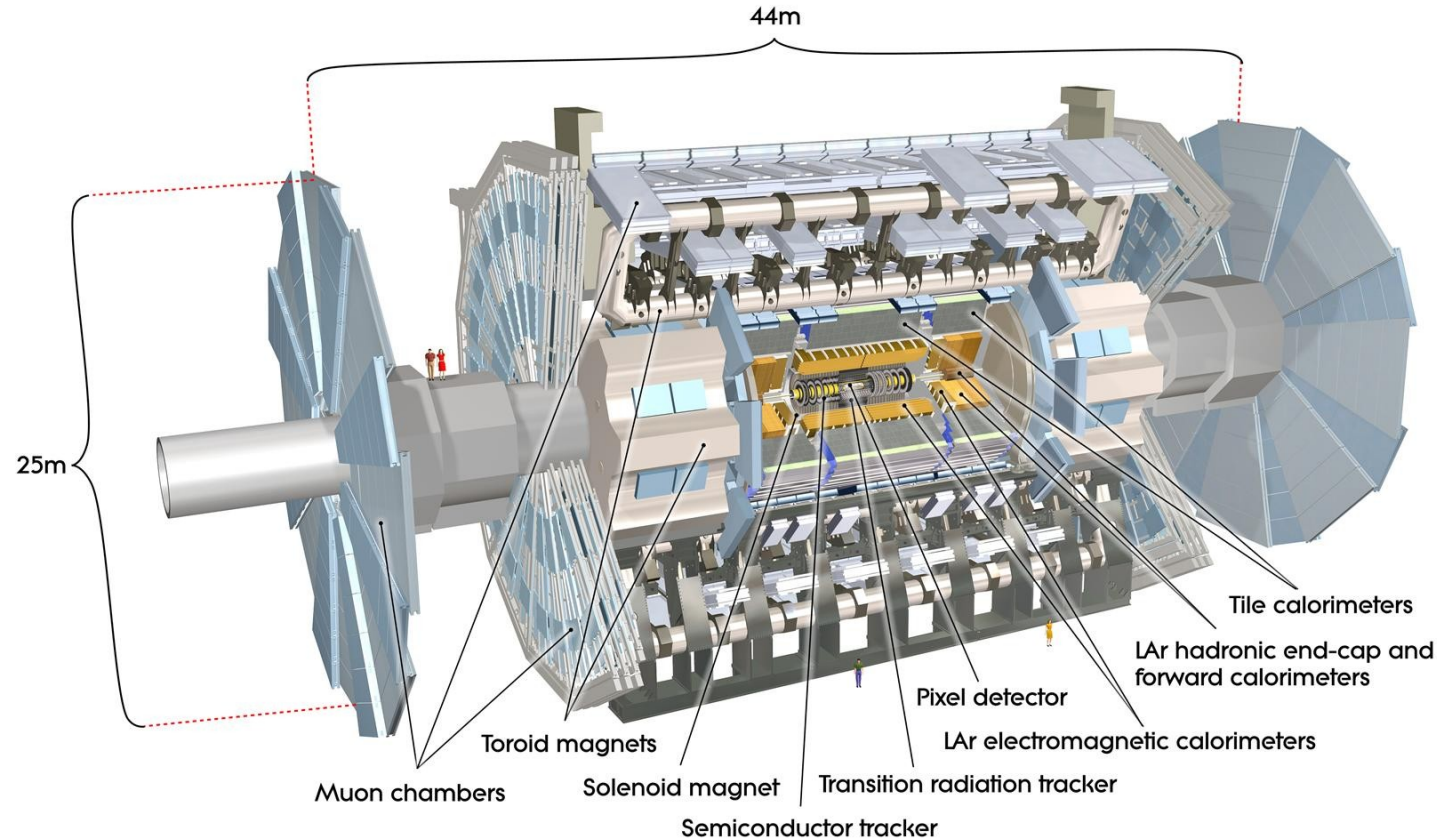
# Experimenty v částicové fyzice



# “Velké experimenty” v částicové fyzice (1)

- Největšími současnými experimenty jsou ATLAS a CMS na urychlovači LHC v CERN

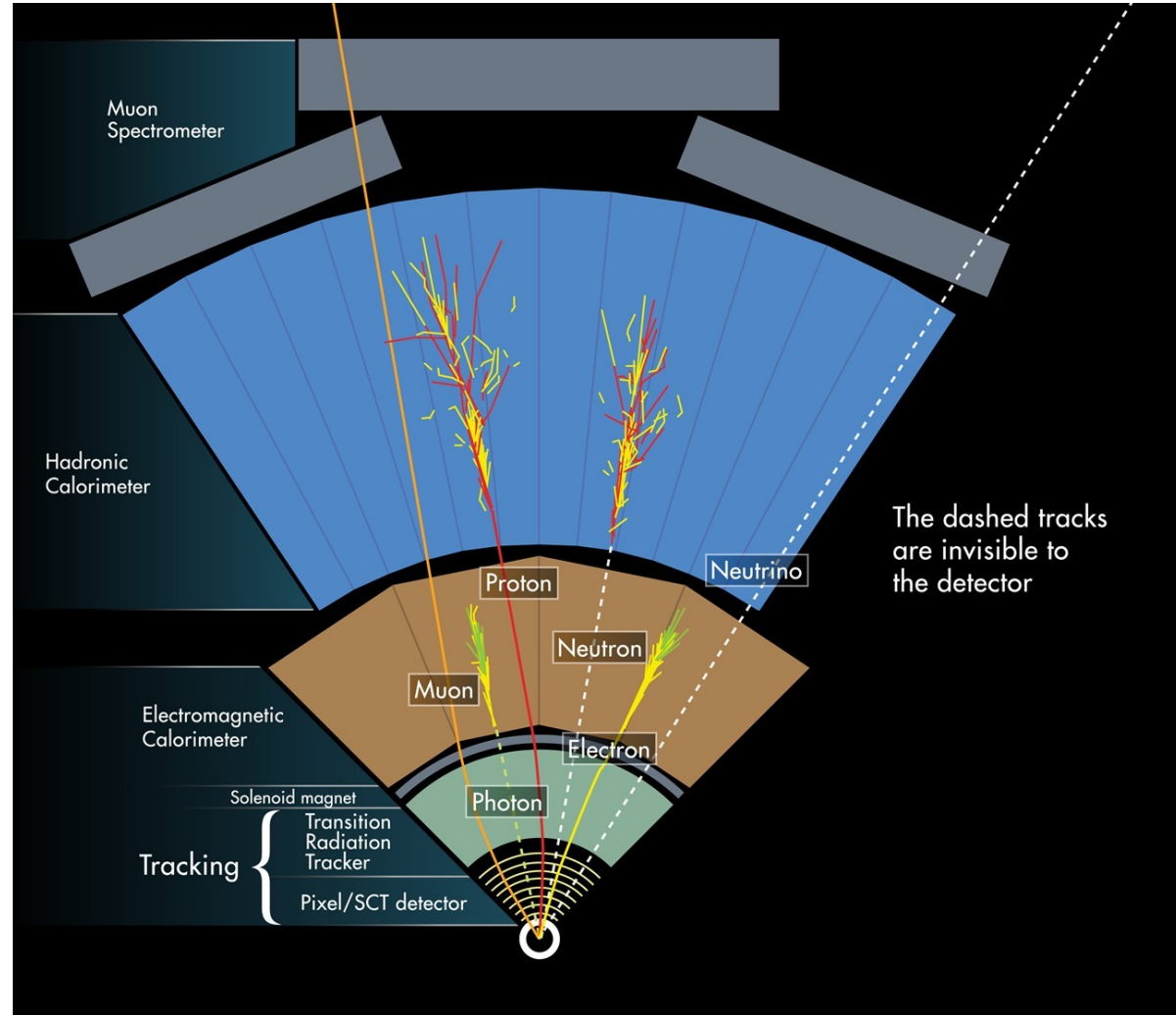
## – ATLAS





# “Velké experimenty” v částicové fyzice (2)

- Kombinace měření z více detektorů
    - dráhy a hybnosti nabitých částic ze zakřivení drah v magnetickém poli
- $p[\text{GeV}] = 0.3 \cdot Q \cdot B[\text{T}] \cdot R [\text{m}]$
- energie a směr “všech” částic v kalorimetrech
  - měření mionů ve vnějším spektrometru



# “Velké experimenty” v částicové fyzice (3)

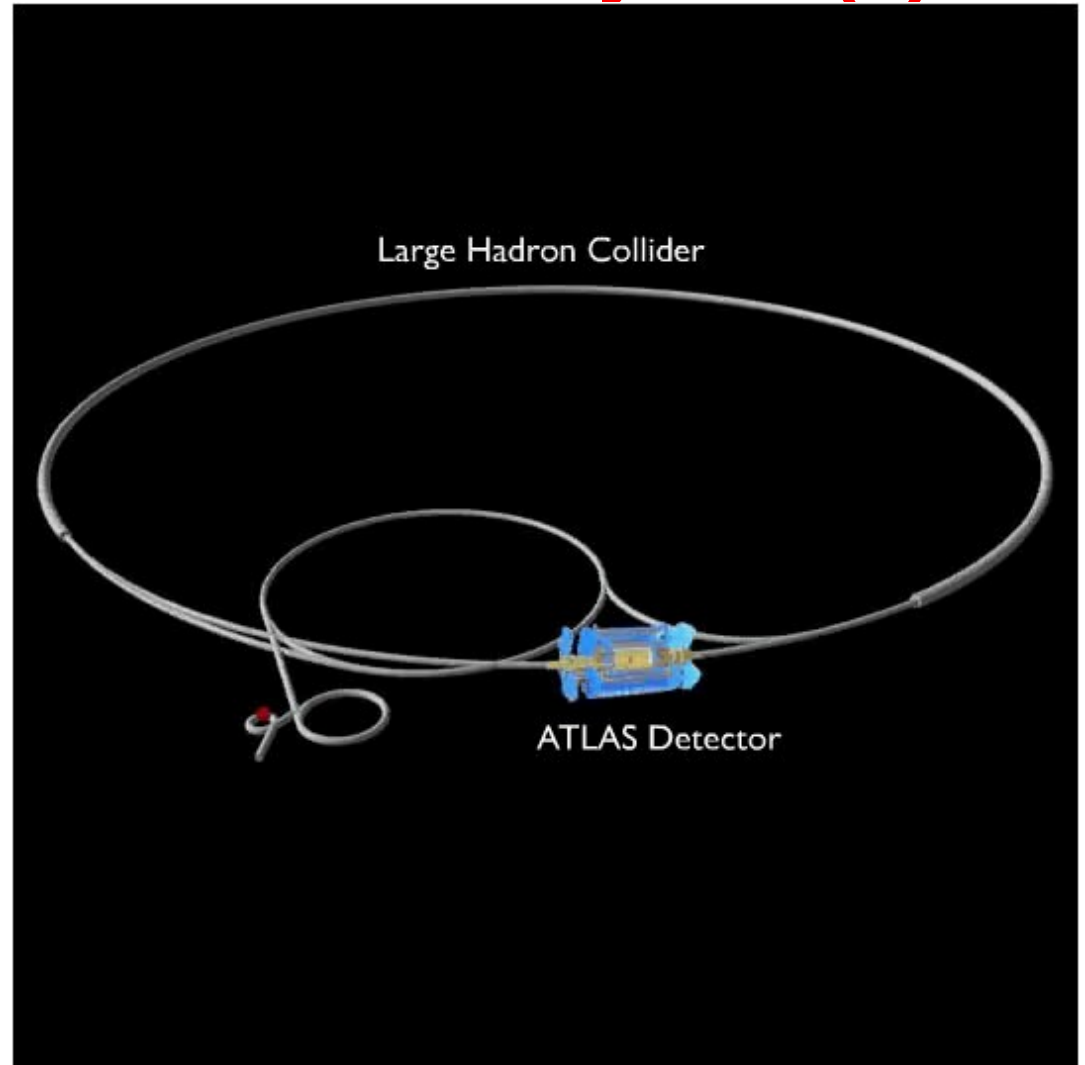
- Chybějící příčná hybnost
  - definována v rovině kolmé ke srážejícím se svazkům, souvisí se zákonem zachování hybnosti  $\vec{p}_T^{\text{miss}} \equiv -\sum \vec{p}_{T,i}$
  - velká hodnota ukazuje na přítomnost nedetekované částice, typicky neutrina
- Invariantní hmota
  - rekonstrukce hmoty původní částice z produktů jejího rozpadu  $(E, \vec{p}) \rightarrow (E_1, \vec{p}_1) + (E_2, \vec{p}_2)$

$$E = E_1 + E_2, \vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$$
$$m^2 = (E^2 - \vec{p}^2) = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad \dots \text{invariantní hmota částic 1,2}$$



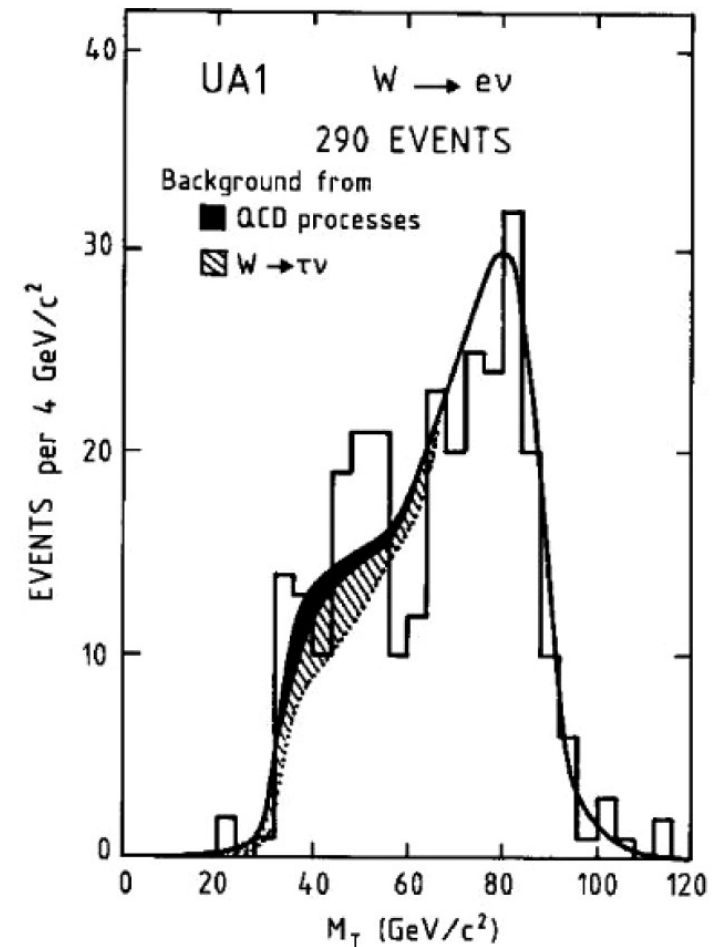
# “Velké experimenty” v částicové fyzice (4)

- Příklad srážky proton-proton v experimentu ATLAS



# Objev W, Z (1)

- Srážky proton-antiproton na urychlovači SPS @ CERN, experimenty UA1 a UA2, 1983
- Objev  $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$ ,  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ 
  - výběr případů
    - izolovaný nabitý lepton s velkou příčnou hybností
    - velká chybějící příčná hybnost (neutrino)
- Dnes víme  $m(W) = 80.4 \text{ GeV}$ , rozpady  $W^\pm \rightarrow q\bar{q}'$  ( $2/3$ ),  $W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell$  (e,  $\mu$ ,  $\tau$ ) ( $1/3$ )



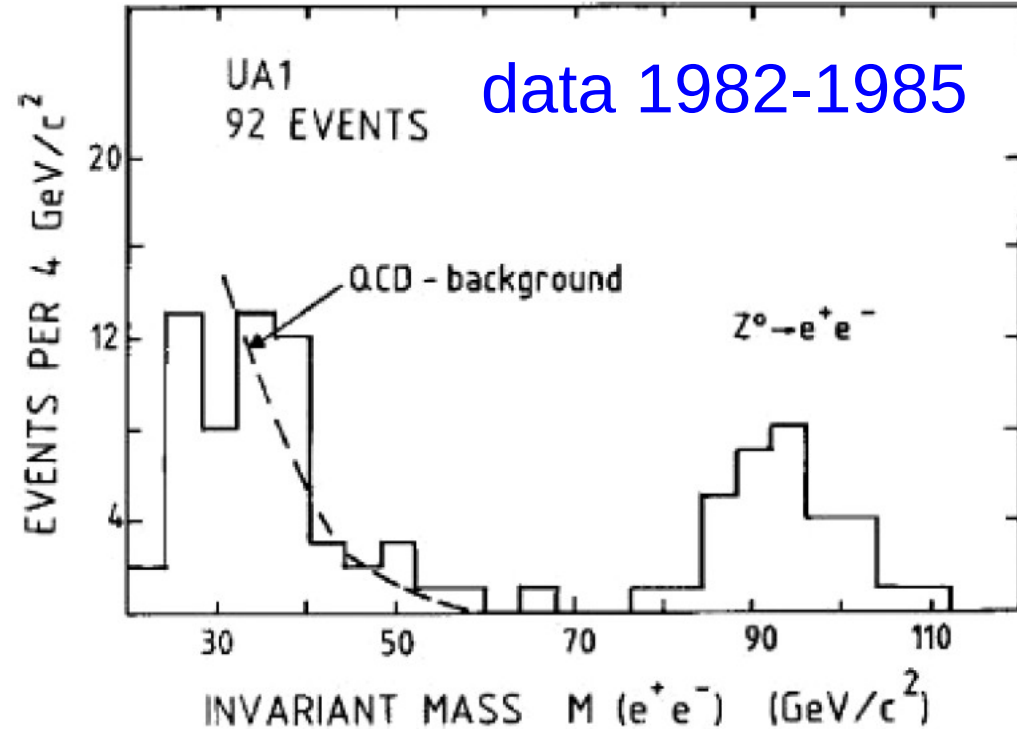
příčná hmota ( $e\nu_e$ ),  
data 1982-1985

## Objev W, Z (2)

- Objev  $Z \rightarrow e^+e^-$ ,  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ 
  - rekonstrukce invariantní hmoty páru leptonů

- Dnes víme

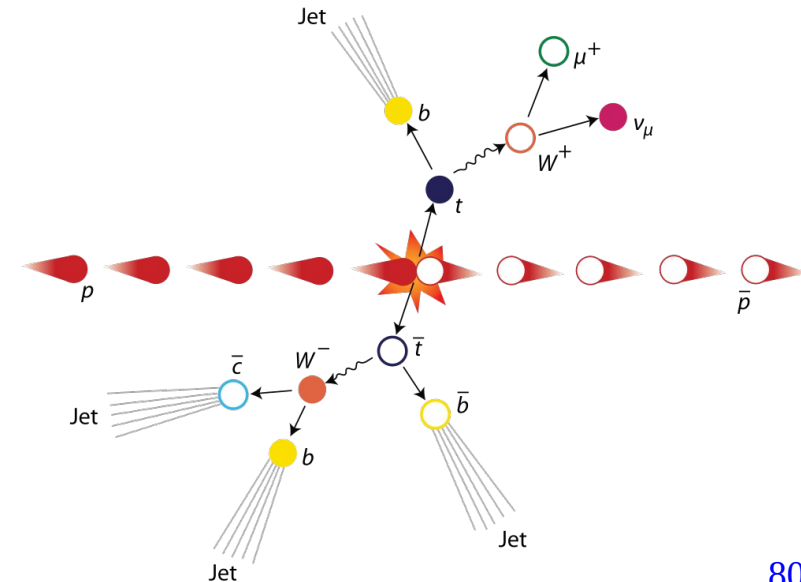
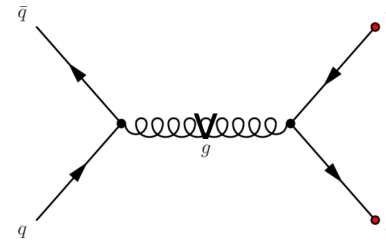
- $m(Z) = 91.19 \text{ GeV}$
- rozpady  $Z \rightarrow q\bar{q}$  (70%),  
 $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$  (10%),  
 $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$  (20%)



- Vlastnosti W,Z a další parametry SM důkladně proměřeny v experimentech na následném  $e^+e^-$  urychlovači LEP

# Objev top-kvarku (1)

- Ve srážkách proton-antiproton na urychlovači Tevatron (FNAL), experimenty CDF a D0, 1995
- Top-kvark se v silných interakcích rodí v párech, největší účinný průřez
- Objev v kanále  $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-b \rightarrow \ell\nu qq'bb$  (single lepton kanál)
  - nabitý lepton s velkou  $p_T$
  - 4 jety, z toho 2 b-jety
  - 1 neutrino



# Objev top-kvarku (2)

- Rekonstrukce hmoty
  - neutrino lze dopočítat z chybějící příčné hybnosti (2 složky) a invariantní hmoty  $W$  (3. složka)
  - hmota top-kvarku je pak invariantní hmota  $\ell\nu b$  a  $q\bar{q}'b$
- Dnes víme
  - $m(t) = 172.7 \text{ GeV}$
  - rozpad  $t \rightarrow Wb$  ( $\sim 100\%$ )

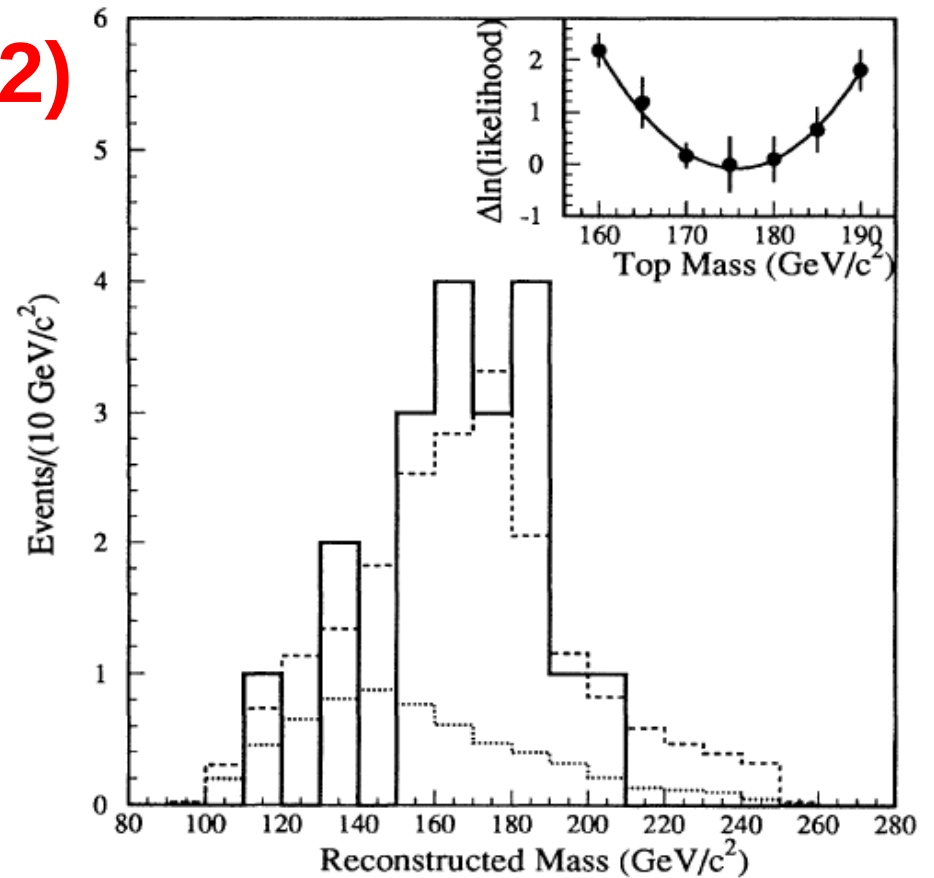
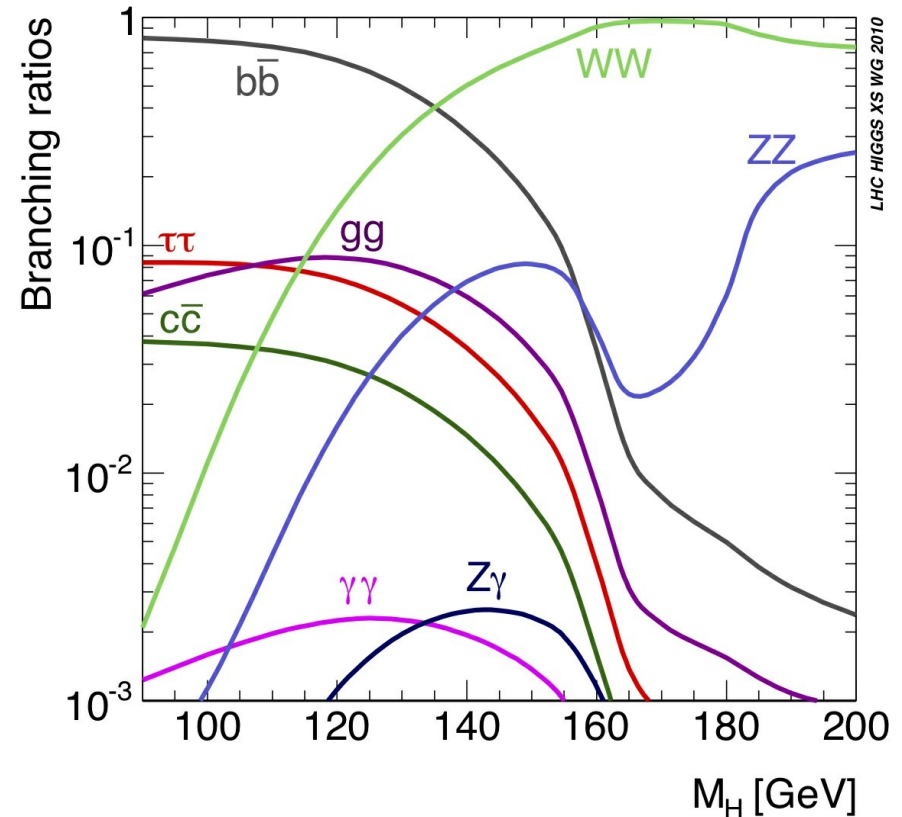


FIG. 3. Reconstructed mass distribution for the  $b$ -tagged  $W + \geq 4$ -jet events (solid). Also shown are the background shape (dotted) and the sum of background plus  $t\bar{t}$  Monte Carlo simulations for  $M_{\text{top}} = 175 \text{ GeV}/c^2$  (dashed), with the background constrained to the calculated value,  $6.9^{+2.5}_{-1.9}$  events. The inset shows the likelihood fit used to determine the top mass.

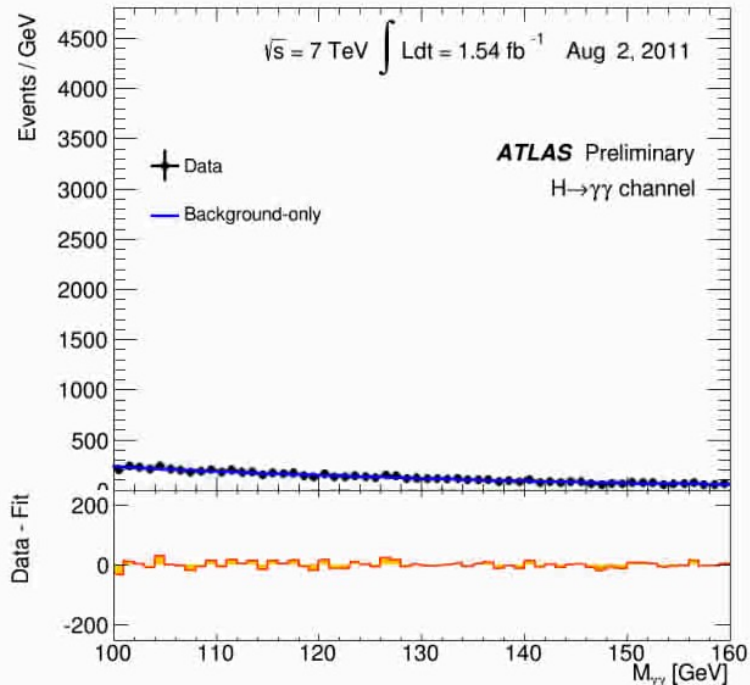
# Higgsův boson (1)

- Standardní model předpovídá všechny vlastnosti Higgsova bosonu s výjimkou jeho hmoty
- Způsob rozpadu Higgsova bosonu ale silně závisí na jeho hmotě
  - experiment musí měřit různé koncové stavy s co nejlepším rozlišením
  - vzhledem k malému XS je také velmi důležité potlačení pozadí



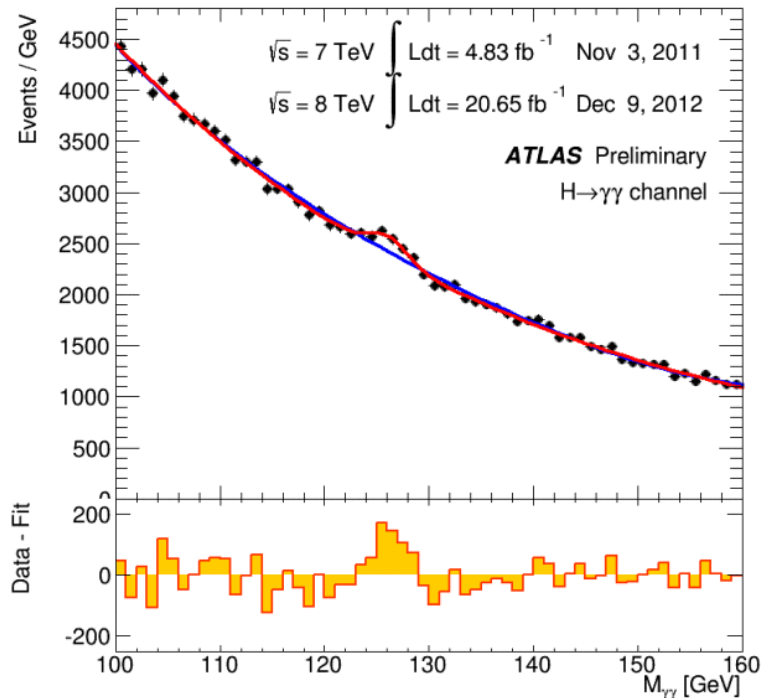
# Higgsův boson (2)

- Objeven ve srážkách proton-proton na urychlovači LHC, experimenty ATLAS a CMS, 2012
- Píky v invariantní hmotě  $\gamma\gamma$  a  $4\ell$  (a nadbytek případů  $WW \rightarrow \ell\nu\ell\bar{\nu}$ ) odpovídaly skalárnímu bosonu,  $m \sim 125$  GeV



# Higgsův boson (2)

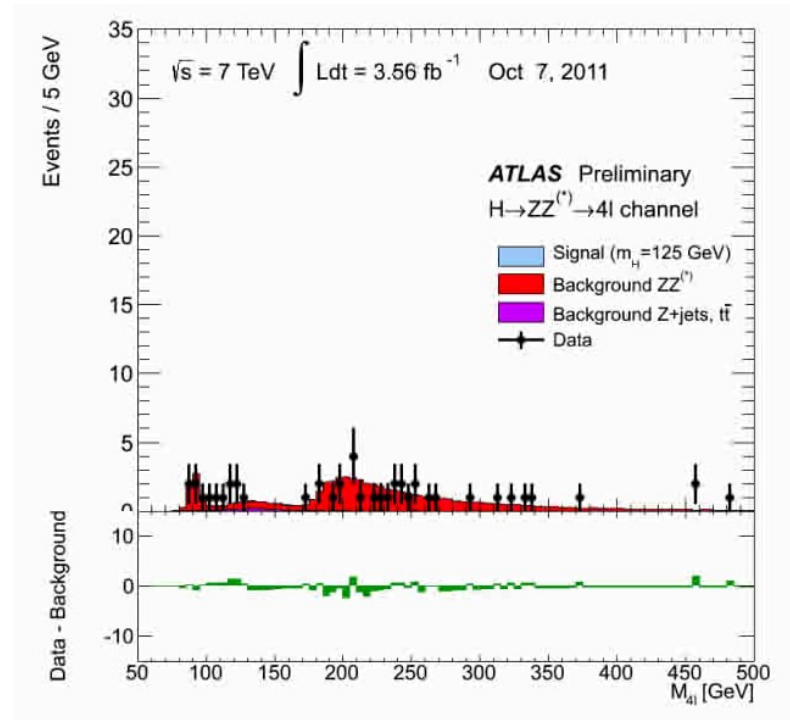
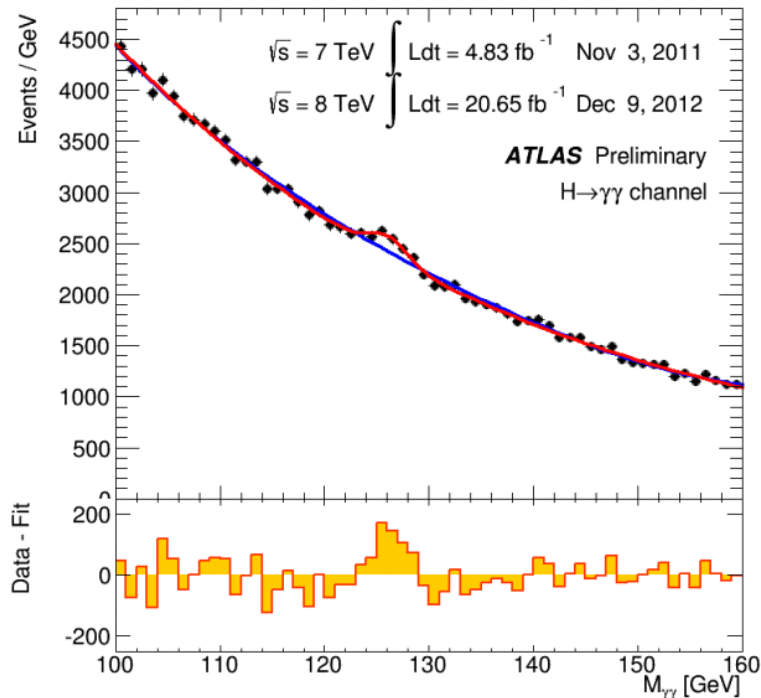
- Objeven ve srážkách proton-proton na urychlovači LHC, experimenty ATLAS a CMS, 2012
- Píky v invariantní hmotě  $\gamma\gamma$  a  $4\ell$  (a nadbytek případů  $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ ) odpovídaly skalárnímu bosonu,  $m \sim 125$  GeV





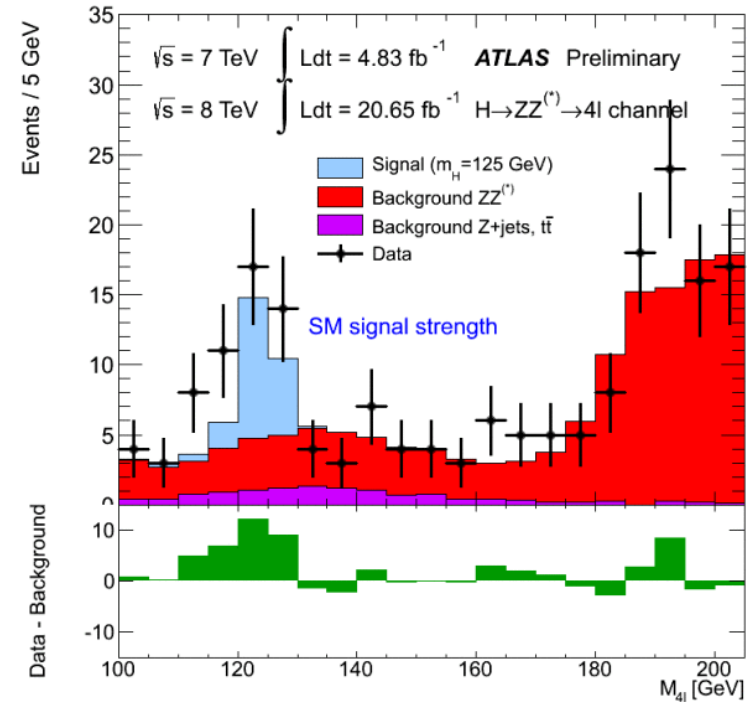
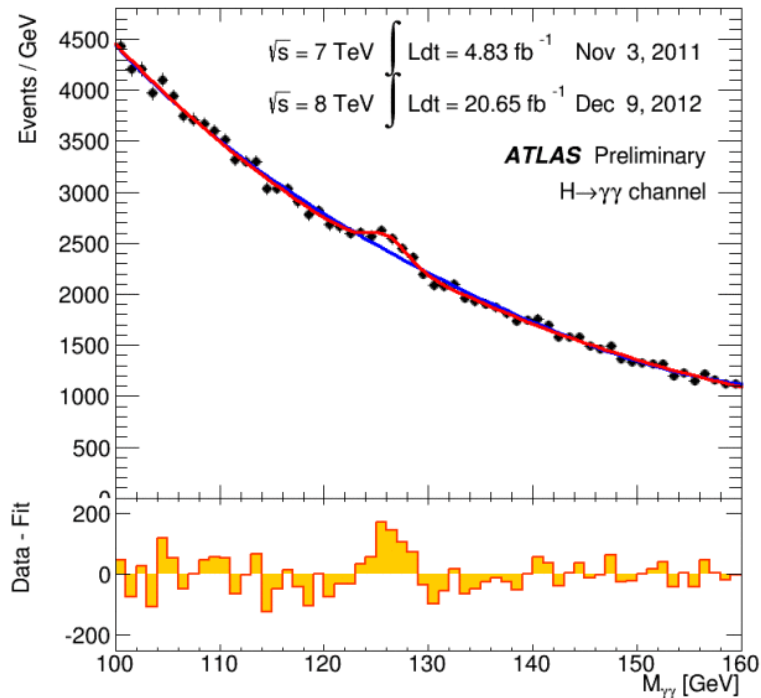
# Higgsův boson (2)

- Objeven ve srážkách proton-proton na urychlovači LHC, experimenty ATLAS a CMS, 2012
- Píky v invariantní hmotě  $\gamma\gamma$  a  $4\ell$  (a nadbytek případů  $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ ) odpovídaly skalárnímu bosonu,  $m \sim 125$  GeV



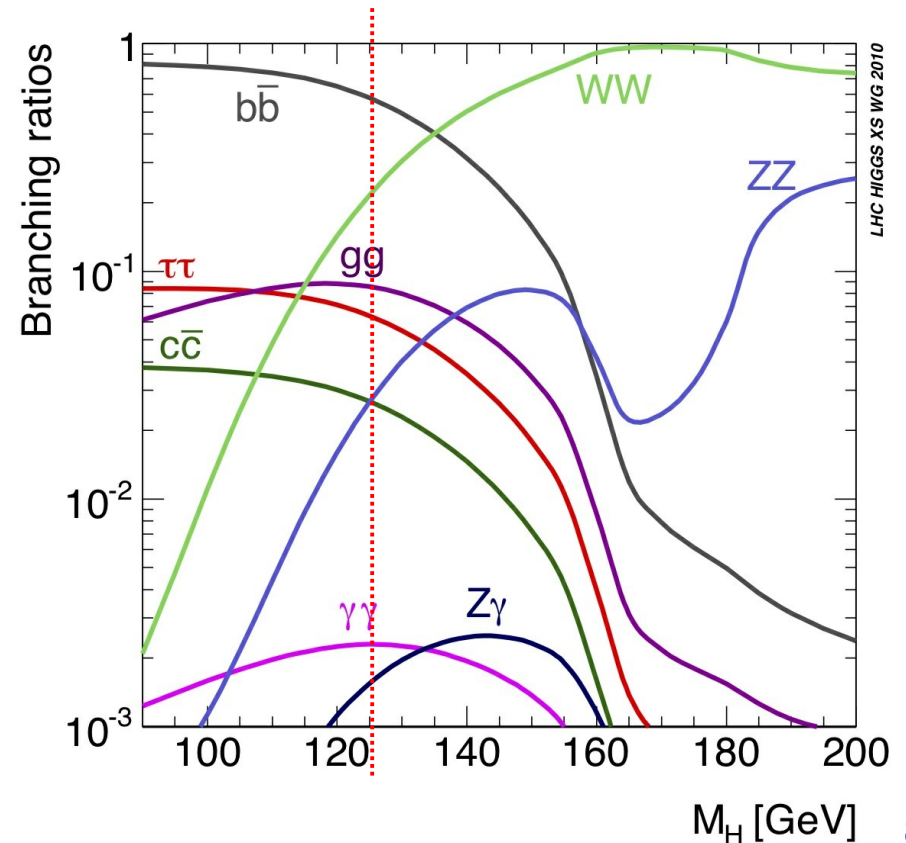
# Higgsův boson (2)

- Objeven ve srážkách proton-proton na urychlovači LHC, experimenty ATLAS a CMS, 2012
- Píky v invariantní hmotě  $\gamma\gamma$  a  $4\ell$  (a nadbytek případů  $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ ) odpovídaly skalárnímu bosonu,  $m \sim 125$  GeV



# Higgsův boson (3)

- Postupně prokázány rozpady  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ ,  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\bar{\nu}$ ,  $H \rightarrow \tau\tau$ ,  $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $H \rightarrow \mu\mu$  a také interakce  $t\bar{t}H$
- ATLAS pozoruje dokonce i rozpad  $H \rightarrow Z\gamma$
- Všechny výsledky zatím kompatibilní s Higgsovým bosonem ze Standardního modelu, spin = 0, hmota  $m(H) = 125.25 \text{ GeV}$
- Více informací v souhrnných člancích v Nature (ATLAS, CMS)



# Neutrina

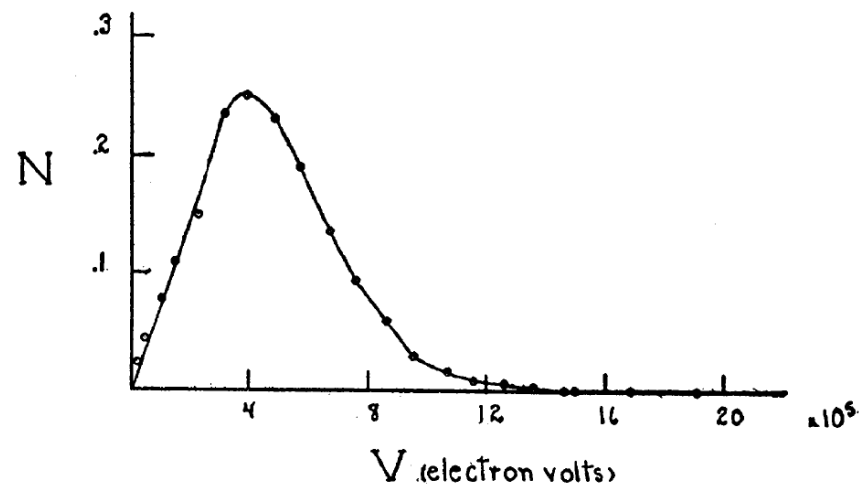
# Elektronové neutrino (1)

- Předpovězeno W. Paulim v roce 1930
  - vysvětlení spojitého spektra energií elektronů v  $\beta$ -rozpadu a zároveň momentu hybnosti

4th December 1930

Dear Radioactive Ladies and Gentlemen,

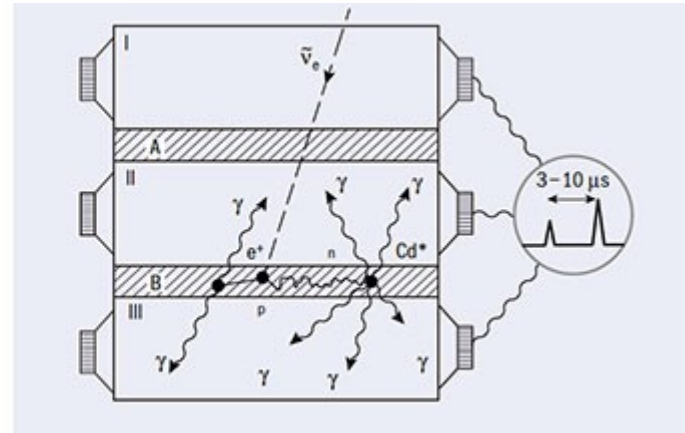
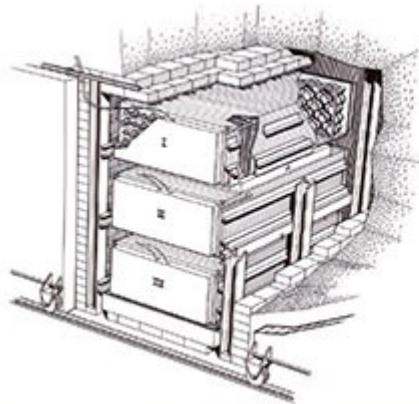
As the bearer of these lines, to whom I graciously ask you to listen, will explain to you in more detail, how because of the "wrong" statistics of the N and  $\text{Li}^6$  nuclei and the continuous beta spectrum, I have hit upon a desperate remedy to save the "exchange theorem" of statistics and the law of conservation of energy. Namely, the possibility that there could exist in the nuclei electrically neutral particles, that I wish to call neutrons, which have spin 1/2 and obey the exclusion principle and which further differ from light quanta in that they do not travel with the velocity of light. The mass of the neutrons should be of the same order of magnitude as the electron mass and in any event not larger than 0.01 proton masses. The continuous beta spectrum would then become understandable by the assumption that in beta decay a neutron is emitted in addition to the electron such that the sum of the energies of the neutron and the electron is constant...



Poznámka: Pauli tenkrát nazval částici neutron, ale jde opravdu o neutrino. Opravdový neutron objeven až 1932

# Elektronové neutrino (2)

- Objeveno až v roce 1956 (experiment Poltergeist, F. Reines & C. Cowan)
  - měření procesu  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$
  - potřebujeme silný zdroj  $\bar{\nu}_e$  (reaktor) a velký detektor (1400 l tekutého scintilátoru a 200 l vody dopované Cd) kvůli extrémně malému účinnému průřezu



# Elektronové neutrino (3)

RADIO-SCHWEIZ AG. **RADIOGRAMM - RADIOGRAMME** RADIO-SUISSE S.A.

SBZ1311 ZHW UW1844 FM BZJ116 WH CHICAGO ILL 56 14 1310

PLC 00253

Erhalten - Reçu **„VIA RADIOSUISSE“** Beförderer - Transmitt

von - de	Stunde - heure	NOME - NOM	zahl - n	Stunde - heure	NOME - NOM
NEWYORK					

**Brieftelegramm**

LT 74 15. VI. 58 --1 10

NACHLASS  
PROF. W. PAULI

PROFESSOR W PAULI  
ZURICH UNIVERSITY ZURICH

*Per Post* ①

NACHLASS  
PROF. W. PAULI

WE ARE HAPPY TO INFORM YOU THAT WE HAVE DEFINITELY DETECTED  
NEUTRINOS FROM FISSION FRAGMENTS BY OBSERVING INVERSE BETA DECAY  
OF PROTONS OBSERVED CROSS SECTION AGREES WELL WITH EXPECTED SIX  
TIMES TEN TO MINUS FORTY FOUR SQUARE CENTIMETERS

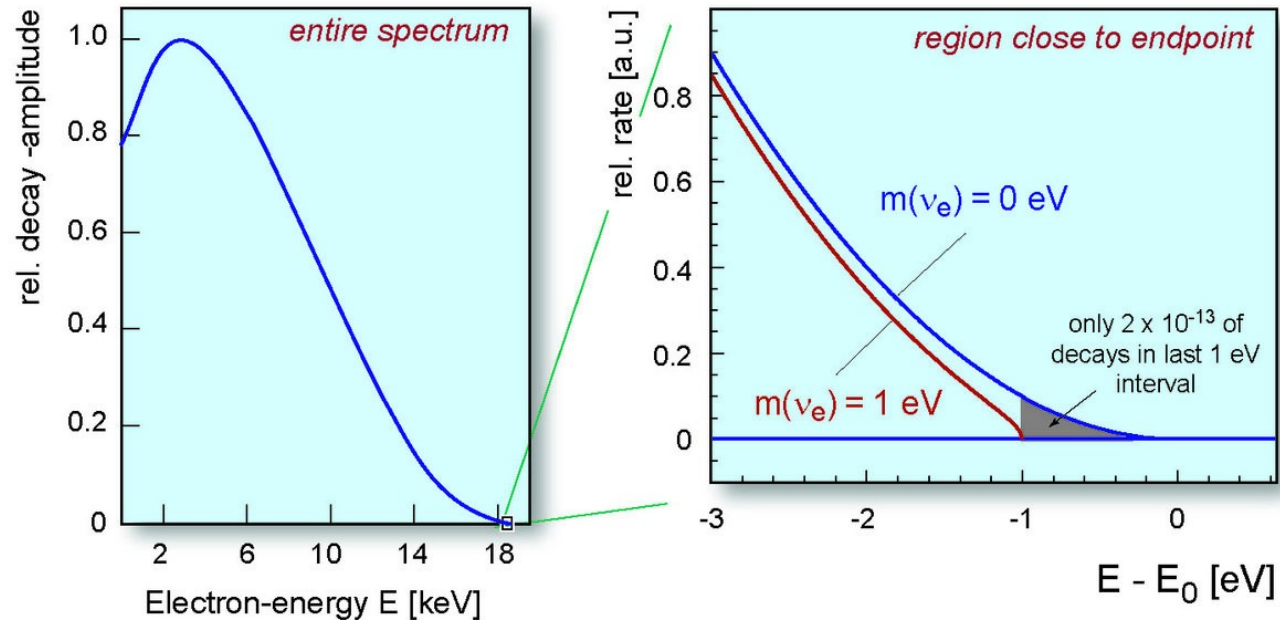
FREDERICK REINES AND CLYDE COWN  
BOX 1663 LOS ALAMOS NEW MEXICO

No. 26 - 4000 X 100 - 5/54

Ve skutečnosti je účinný průřez trochu menší ( $\sigma \sim 3 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$ ), ale řádově správně

# Elektronové neutrino (4)

- Měření hmoty neutrina v  $\beta$ -rozpadu  ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$ 
  - technicky velmi obtížné, měří se odchylka na konci spektra



- exp. KaTriN (2022):  $m(\bar{\nu}_e) < 0.8$  eV

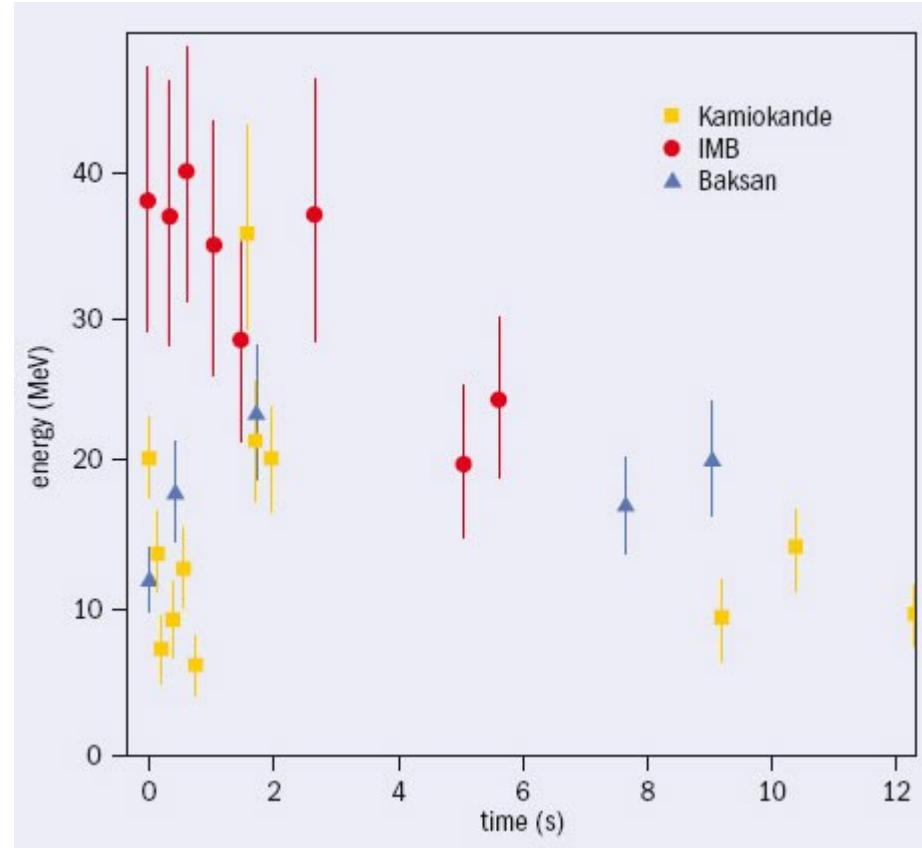


# Elektronové neutrino (5)

- Hmotu neutrina lze odhadnout i měřením energií a doby přiletu neutrin z exploze supernovy

- SN1987A ve Velkém Magellanovu mračnu, vzdálenost  $L = 1.6 \cdot 10^5$  l.y.
- je-li  $m_\nu > 0$ , neutrina s větší energií přiletí dříve
- příklad pro  $m_\nu = 20$  eV
  - $E_\nu = 20$  MeV  $\rightarrow t = L/c + 2.5$  s
  - $E_\nu = 10$  MeV  $\rightarrow t = L/c + 10$  s

$$\Delta t = \frac{L}{2c} \frac{m_\nu^2}{E_\nu^2}$$



# Elektronové neutrino (6)

- Protože data nevykazují takovou závislost, lze výsledky interpretovat tak, že neutrino nejsou emitována ve stejném čase a jejich hmota je menší než určitý limit

VOLUME 58, NUMBER 25

PHYSICAL REVIEW LETTERS

22 JUNE 1987

---

## Analysis of the Neutrino Burst from Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud

Katsuhiko Sato and Hideyuki Suzuki

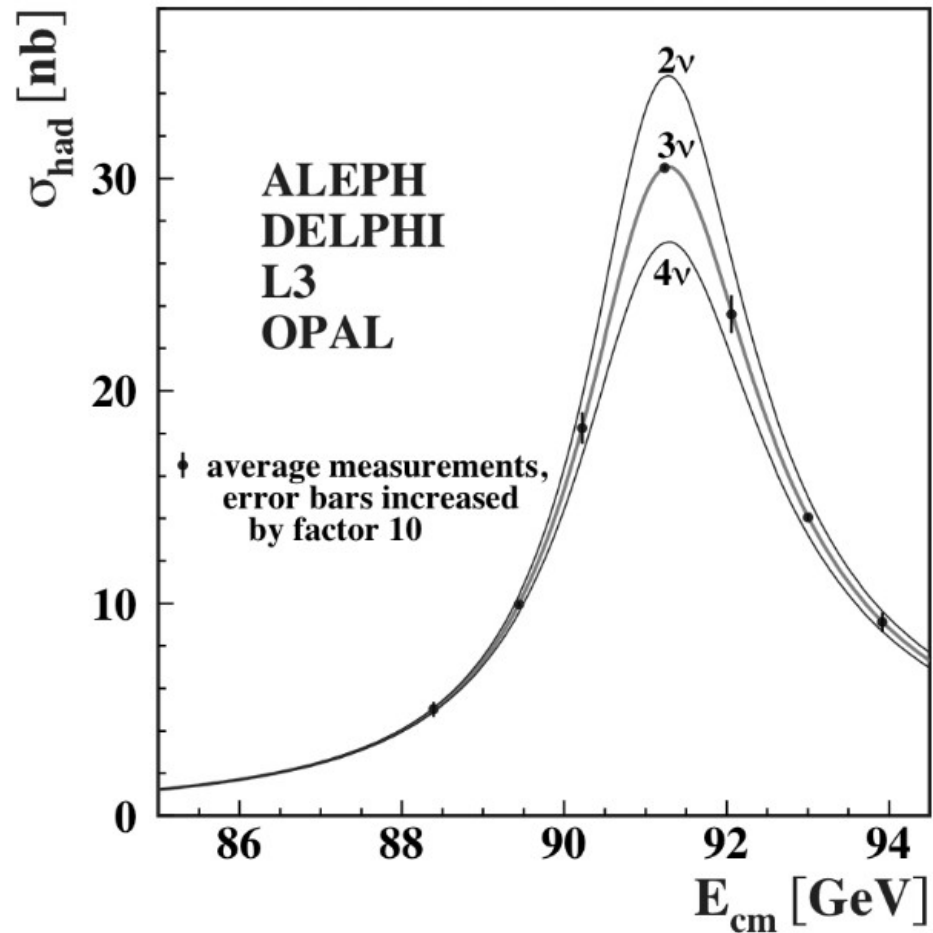
*Department of Physics, Faculty of Science, The University of Tokyo, Tokyo 113, Japan*

(Received 11 March 1987; revised manuscript received 14 April 1987)

We analyze the neutrino burst from the supernova 1987A detected by the Kamiokande II collaboration, and obtain the following results. (1) The total energy of antineutrinos is about  $4.8 \times 10^{52}$  ergs, which is consistent with theoretical predictions. If we take the simulation of Wilson and collaborators as the theoretical model, it corresponds to the models with the progenitor mass  $15M_{\odot}$ . (2) The first two neutrino events cannot correspond to the predicted initial neutronization burst from the energetics and the duration time. (3) The duration time of the burst suggests that the electron-neutrino mass  $< 26$  eV. We also discuss implications on the explosion mechanism of the supernova.

# Počet neutrin

- Přesné měření  $Z^0$  lineshape @ LEP
  - vidíme rozpady  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ ,  
 $Z^0 \rightarrow \ell^+\ell^-$ , nevidíme jen  
 $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$
  - “neviditelnou” šířku dopočítáme z fitu Breit-Wignerova píku  $Z^0$
  - výsledek  $N_\nu = 2.9963 \pm 0.0074$ 
    - týká se jen “lehkých” neutrin,  $m_\nu < m_Z/2$



# Oscilace neutrin (1)

- Solární neutrina

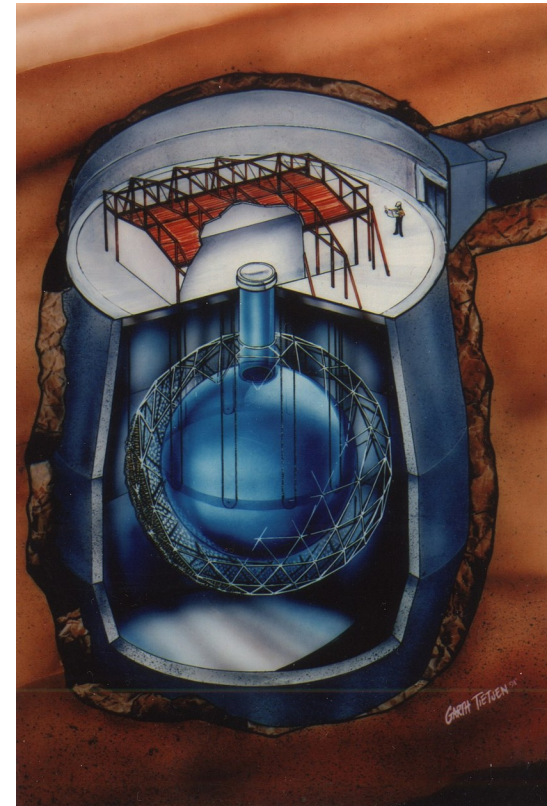
Homestake mine, R. Davis (1970-1994)

615 tun  $C_2Cl_4$ , detekce  $\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow {}^{37}Ar + e^-$



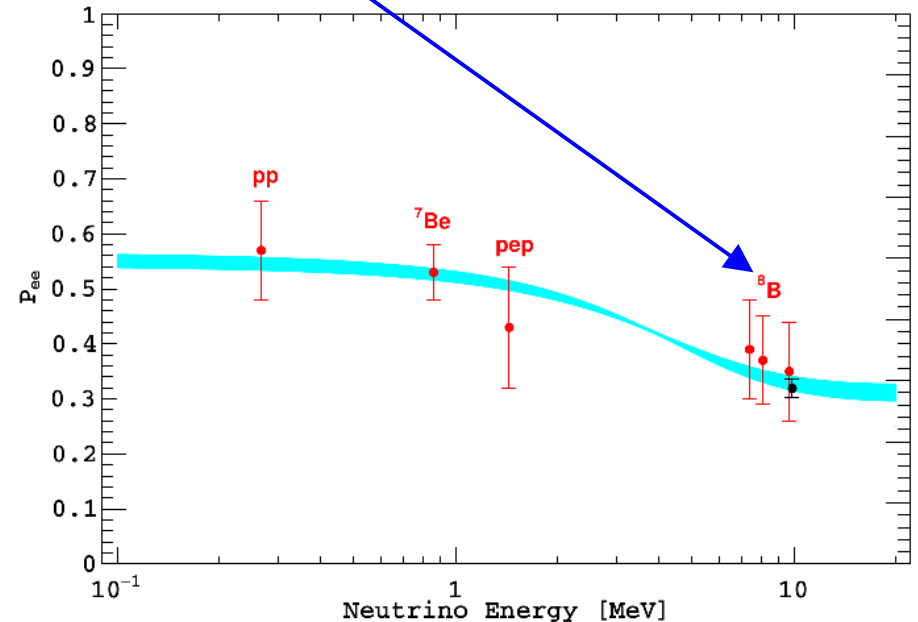
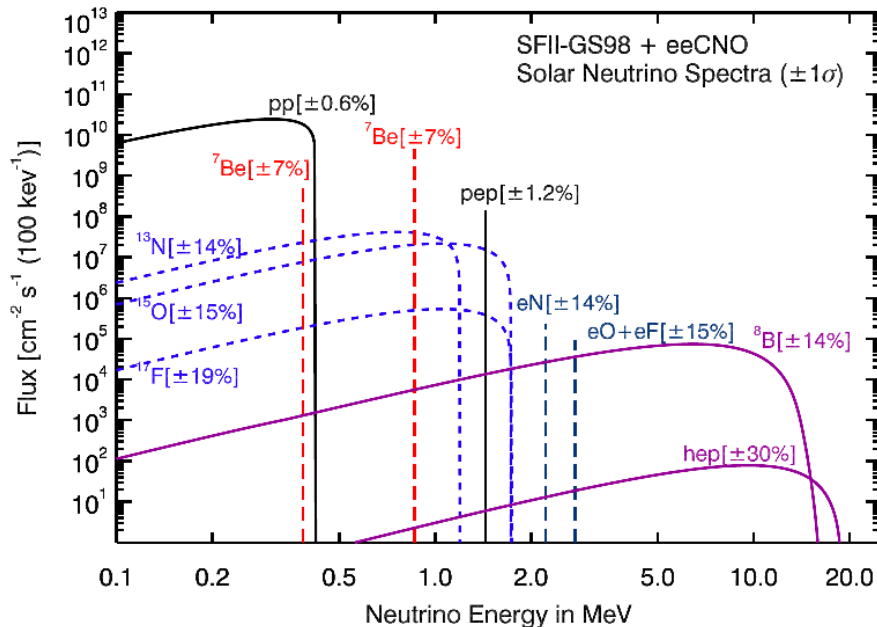
Sudbury Neutrino Observatory (1999-2006)

1000 tun  $D_2O$ , detekce  $\nu_e$  (CC) i  $\nu_x$  (NC)



# Oscilace neutrin (2)

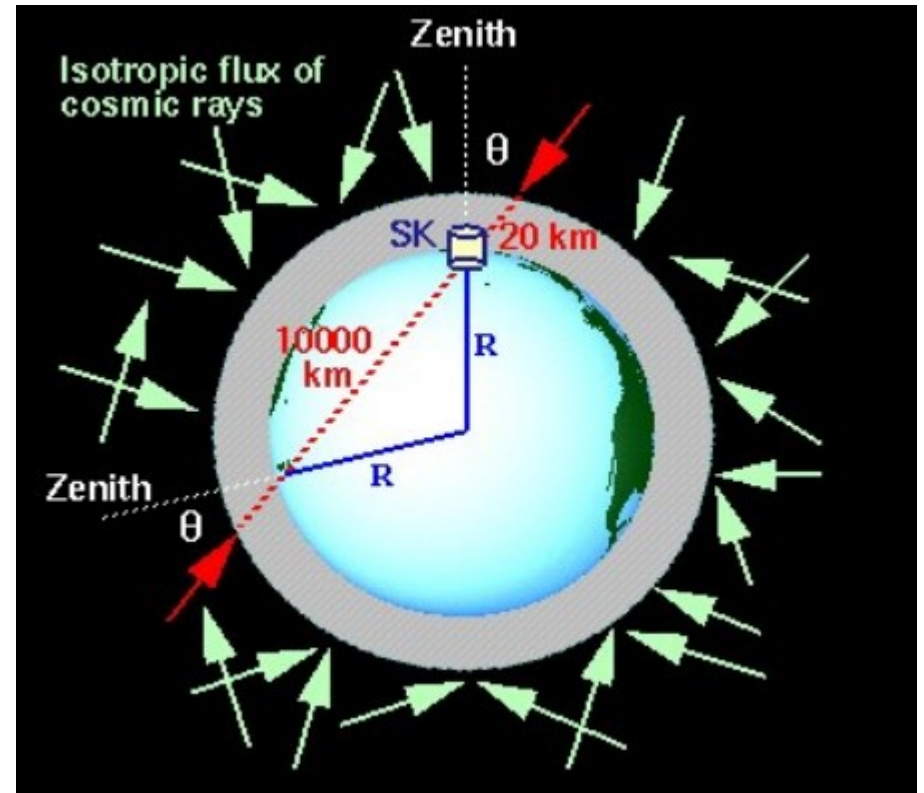
- Solární neutrina (pokračování)
  - měříme jen cca 1/3 očekávaného toku  $\nu_e$
  - celkový tok neutrin odpovídá solárnímu modelu, úbytek  $\nu_e$  je tedy kvůli oscilacím  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$





# Oscilace neutrin (3)

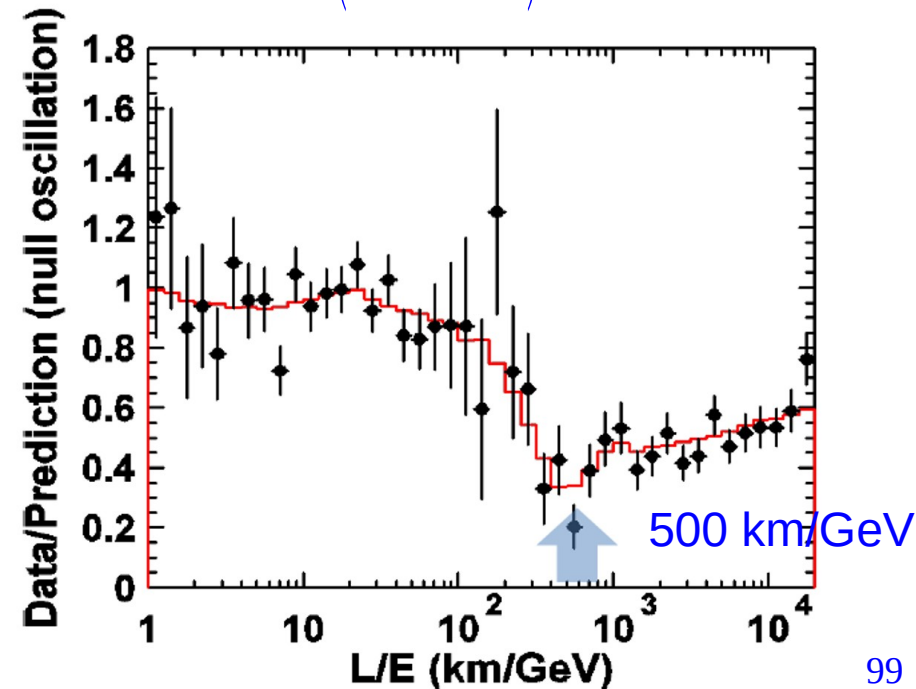
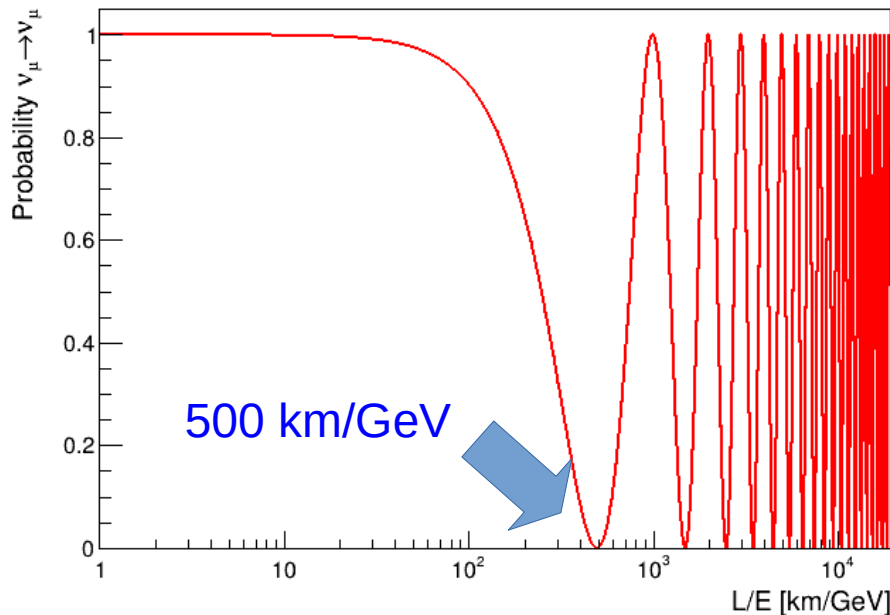
- Atmosférická neutrina
  - experiment Super-Kamiokande (Japonsko), obrovský vodní detektor ČZ
    - umí rozlišit mezi  $e^-$  a  $\mu^-$



# Oscilace neutrin (4)

- Atmosférická neutrina (pokračování)
  - SK změřil úbytek  $\nu_\mu$  v závislosti na zenitovém úhlu  $\theta_z$ , čili na vzdálenosti
  - oscilace  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} = 1 - \sin^2(2\theta_{23}) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4\hbar E c}\right)$$

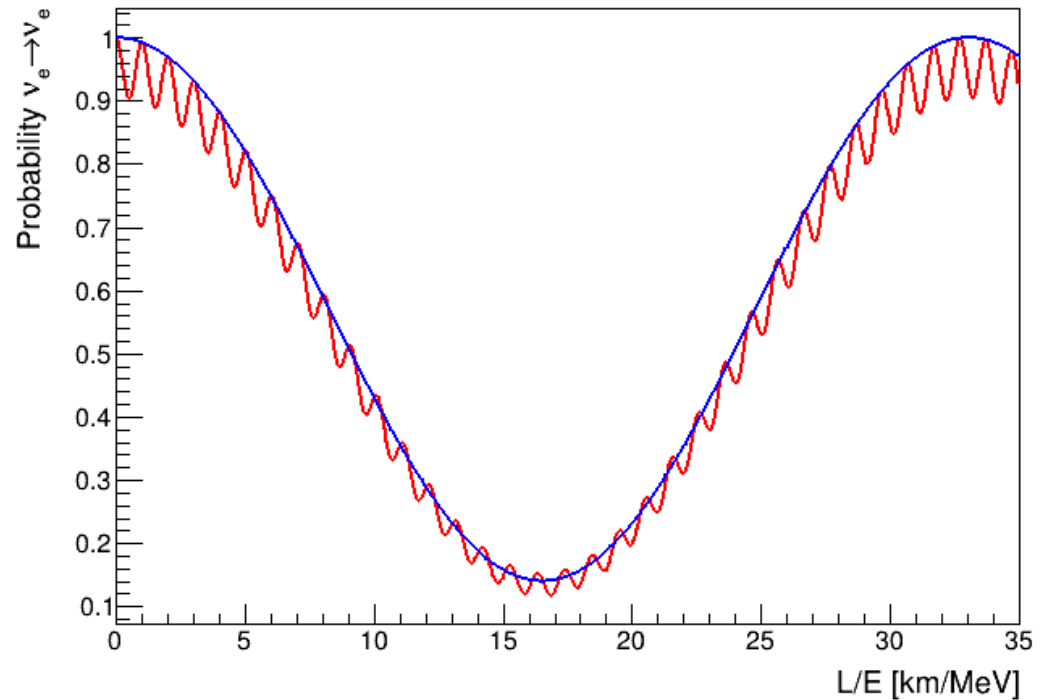


# Oscilace neutrin (5)

- Popis oscilací se třemi stavy

$$\theta_{13} \neq 0: P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \left[ \cos^2\theta_{12} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4\hbar c E}\right) + \sin^2\theta_{12} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4\hbar c E}\right) \right] - \cos^4\theta_{13} \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4\hbar c E}\right)$$

$$\theta_{13} = 0: P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4\hbar c E}\right)$$





# Oscilace neutrin (6)

- Problém hierarchie

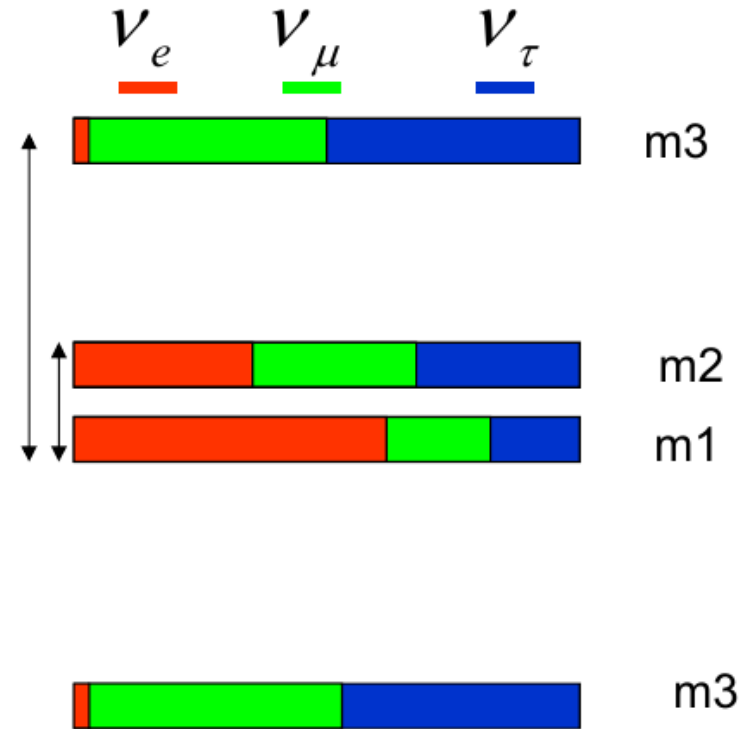
- z oscilací solárních neutrin víme  $m_2 > m_1$ , z oscilací atmosférických neutrin známe jen absolutní hodnotu  $|\Delta m_{23}^2|$

$$\Delta m_{12}^2 \equiv m_1^2 - m_2^2 \approx -7.5 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$|(\Delta m_{23}^2)| \equiv |(m_2^2 - m_3^2)| \approx 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$$

- dvě možnosti:

- normální hierarchie  $m_3 > m_2$
- inverzní hierarchie  $m_3 < m_1$



# Oscilace neutrin (7)

- Shrnutí experimentů
  - měření oscilací solárních ( $\nu_e$ ), atmosférických ( $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ), reaktorových ( $\bar{\nu}_e$ ) i urychlovačových ( $\nu_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ ) neutrin či antineutrin

**Table 14.1:** Characteristic values of  $L$  and  $E$  for experiments performed using various neutrino sources and the corresponding ranges of  $|\Delta m^2|$  to which they can be most sensitive to flavour oscillations in vacuum. SBL stands for Short Baseline and LBL for Long Baseline.

Experiment	$L$ (m)	$E$ (MeV)	$ \Delta m^2 $ (eV <sup>2</sup> )
Solar	$10^{10}$	1	$10^{-10}$
Atmospheric	$10^4 - 10^7$	$10^2 - 10^5$	$10^{-1} - 10^{-4}$
Reactor	SBL $10^2 - 10^3$	1	$10^{-2} - 10^{-3}$
	LBL $10^4 - 10^5$		$10^{-4} - 10^{-5}$
Accelerator	SBL $10^2$	$10^3 - 10^4$	$> 0.1$
	LBL $10^5 - 10^6$	$10^3 - 10^4$	$10^{-2} - 10^{-3}$

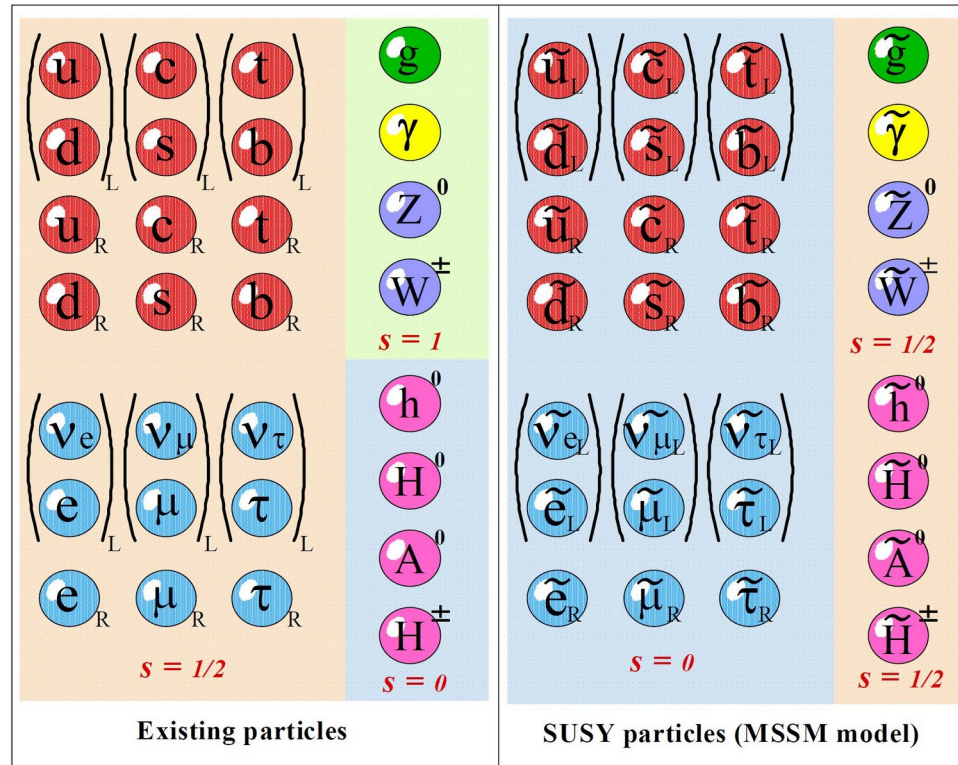
**Co ještě nevíme?**

# Otevřené otázky částicové fyziky (1)

- Proč právě tři generace částic?
- Původ CP narušení?
  - poměrně detailně měřeno v kvarkovém sektoru, ještě není změřeno s neutrinami
  - souvisí s vysvětlením asymetrie hmota-antihmota ve vesmíru
- Neutrina
  - CP narušení?
  - hierarchie hmot?
  - Dirac nebo Majorana?

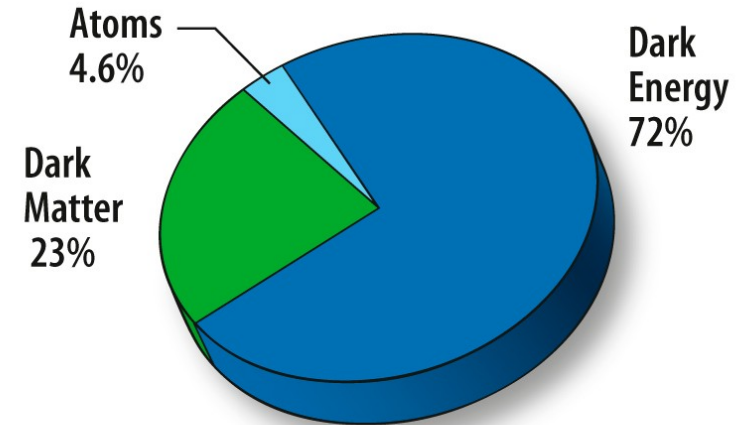
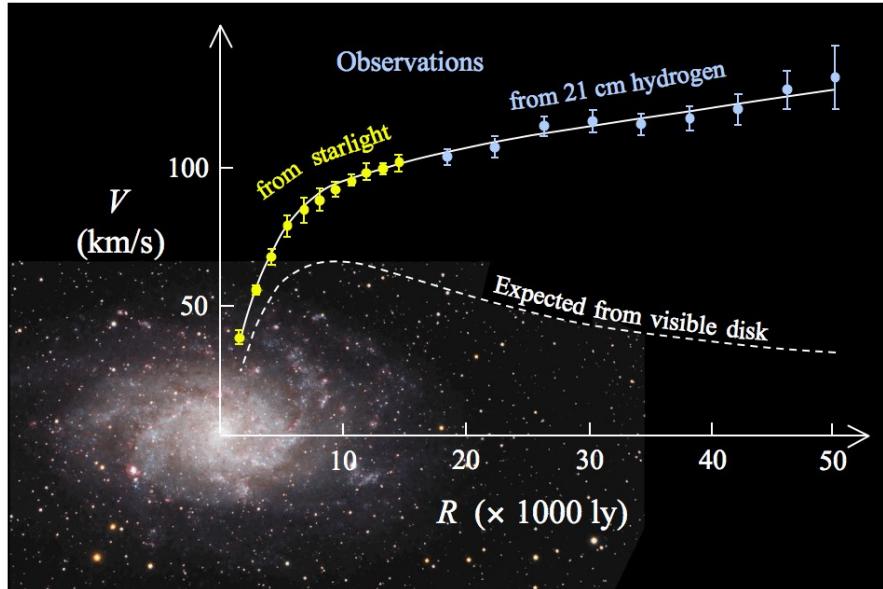
# Otevřené otázky částicové fyziky (2)

- Podstata Higgsova bosonu?
  - více Higgsových bosonů?
- Supersymetrie?



# Otevřené otázky částicové fyziky (3)

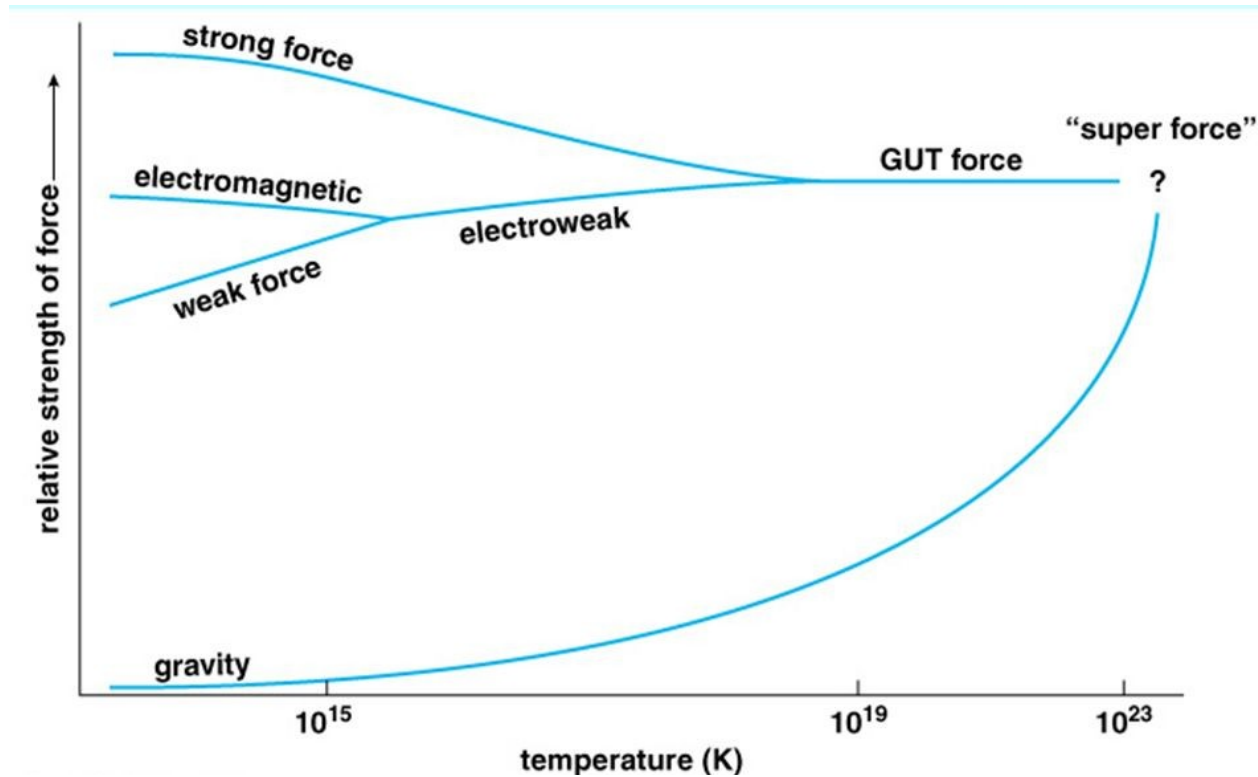
- Temná hmota
  - velká část hmoty ve vesmíru je neviditelná



- kandidáti: weakly interacting massive particles (WIMP), nejlehčí SUSY částice (LSP)

# Otevřené otázky částicové fyziky (4)

- Sjednocení sil?



# Urychlovače

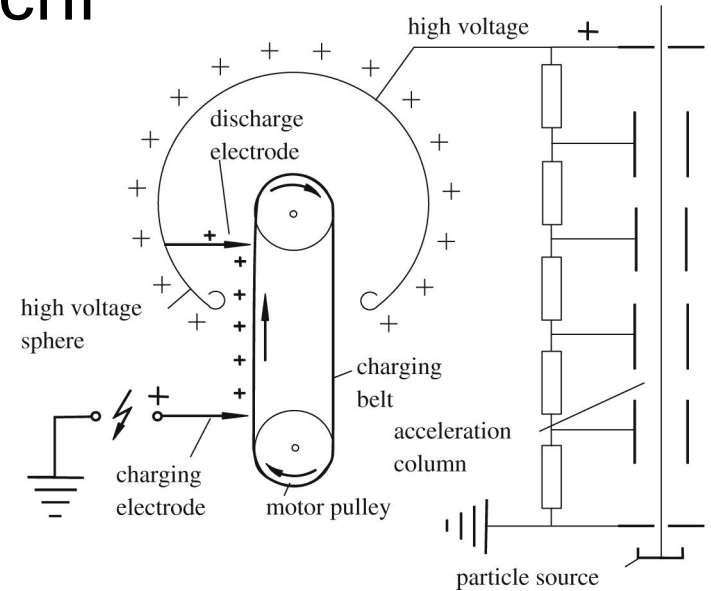


# Urychlovače (1)

- Lineární – elektrostatické a rezonanční

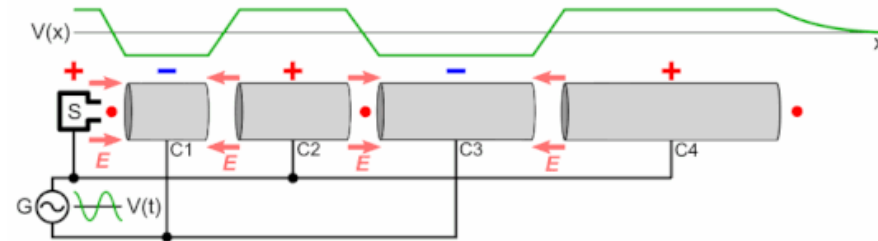
- elektrostatické: např. **Van de Graafův generátor**

- kontinuální nabíjení, max ~25 MV
    - urychlení mezi nabitou sférou a uzemněním



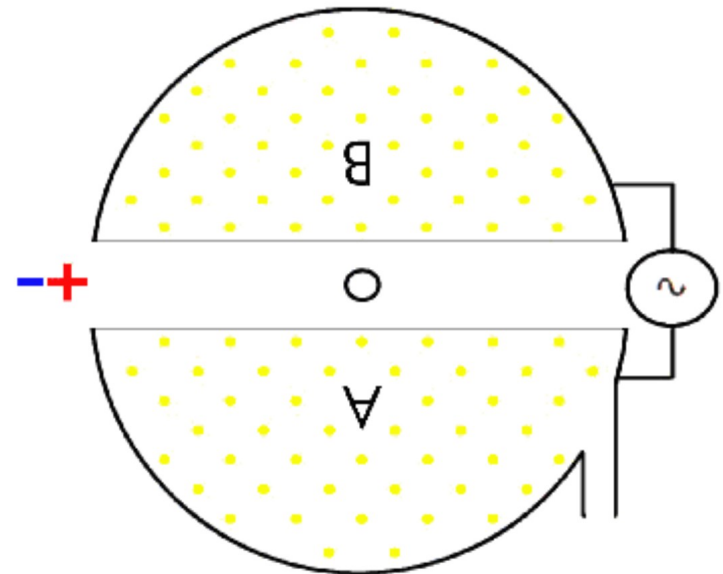
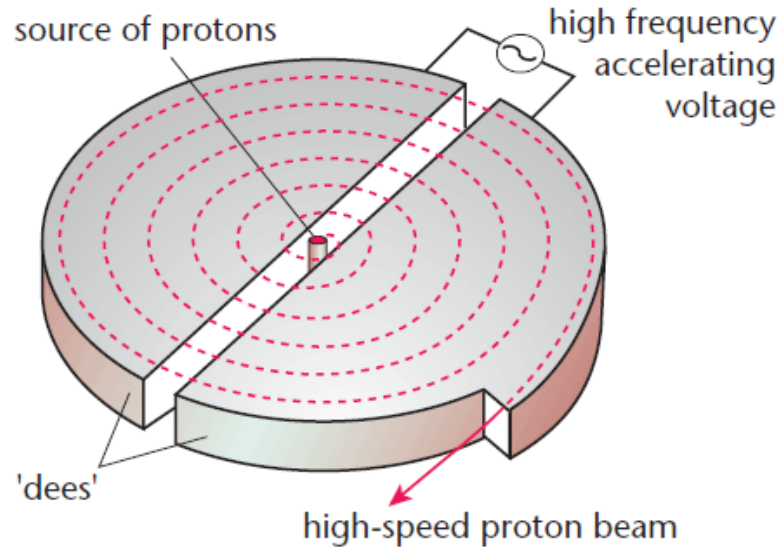
- **rezonanční**: např. s elektrodami

- urychlující napětí generováno vysokofrekvenčním střídavým napětím
    - pozor na fázovou stabilitu



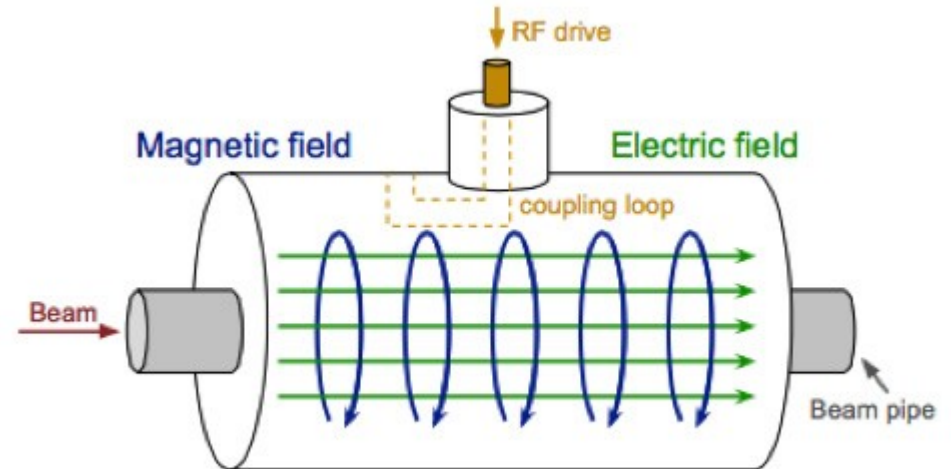
# Urychlovače (2)

- Kruhové
  - **cyklotron**
    - konstantní frekvence, umožňuje kontinuální režim
    - při relativistickém vzrůstu energie je potřeba snížit frekvenci (synchrociklotron), pak ale jen v pulsním režimu



# Urychlovače (3)

- Kruhové (pokračování)
  - **synchrotron**
    - konstantní poloměr dráhy → magnetické pole musí růst spolu s energií
    - urychlování obvykle pomocí dutinových rezonátorů, fokusace pomocí vícepólových magnetů (silná fokusace)



# Urychlovače (4)

- Vstřícné svazky vs pevný terč

- dosažení mnohem větší energie v těžišťové soustavě oproti interakcím svazku v pevném terči

- pevný terč:  $s = \left( (E, \sqrt{E^2 - m^2}) + (m, 0) \right)^2 = 2m(E+m) \approx 2mE$

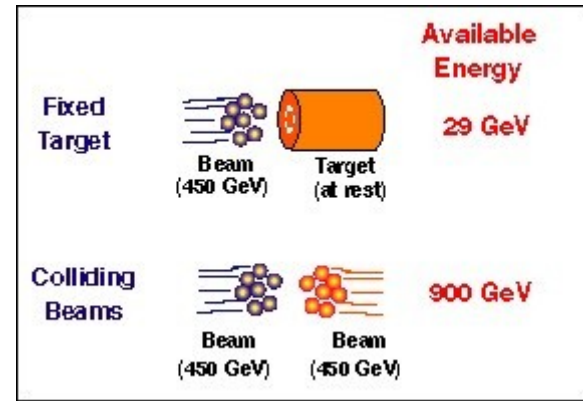
- vstřícné svazky:  $s = \left( (E, \vec{p}) + (E, -\vec{p}) \right)^2 = 4E^2$

- Luminosita L

- vyjadřuje počet případů procesu s jednotkovým účinným průřezem za jednotku času,  $N = L \cdot \sigma$

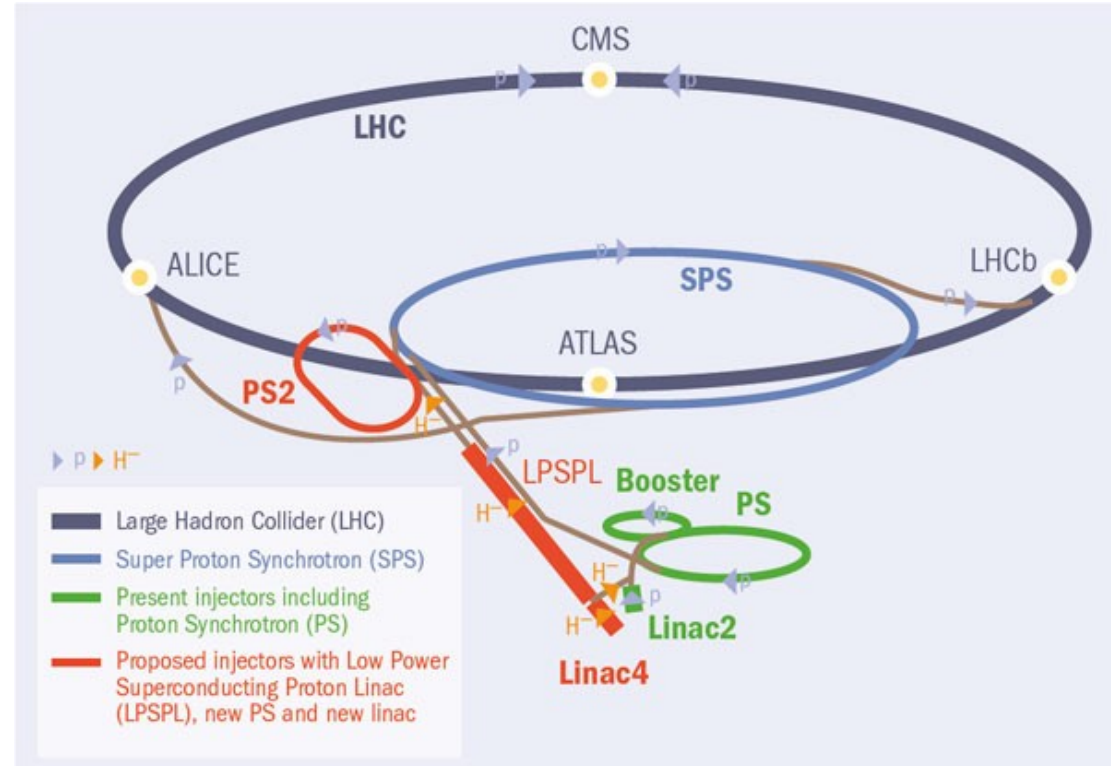
- pro vstřícné svazky platí  $L = \frac{N_1 N_2 f}{4 \pi \sigma_x \sigma_y}$

- integrální luminosita  $\int L dt$



# Urychlovače (5)

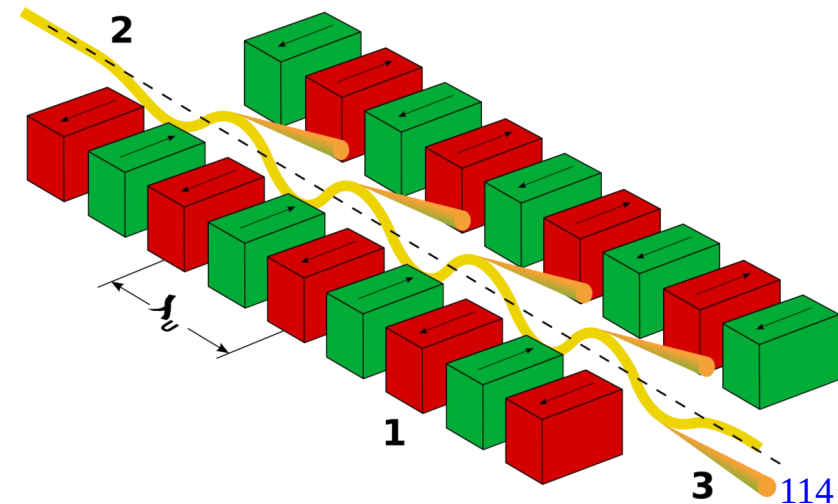
- Pro urychlení částic na nejvyšší energie se využívá vícestupňové urychlování
  - příklad: urychlovačový komplex v CERN (část)



- více na <https://home.cern/science/accelerators/accelerator-complex/panoramas><sub>113</sub>

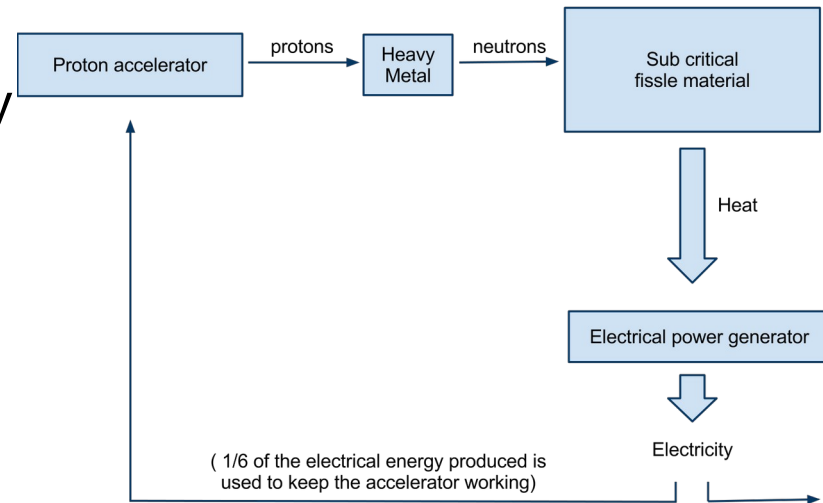
# Urychlovače (6)

- Nabité částice při urychlování vyzařují synchrotronové záření
    - limituje urychlení elektronů v kruhových urychlovačích
- $$\Delta E = \frac{e^2 \gamma^4}{3 \epsilon_0 R}$$
- využívá se pro materiálové, chemické či biologické výzkumy
  - k produkci synch. záření se používají **ondulátory** (slabší magnetické pole, koherentní záření) a **wigglery** (silné magnetické pole)



# Urychlovače (7)

- Další využití urychlovačů
  - ozařování nádorů (PTC)
  - příprava radionuklidů např. pro PET
  - implantace iontů do jiných materiálů
  - urychlovačem řízené štěpení
    - reaktor v podkritickém stavu, neutrony dodávané pomocí reakcí typu  $p+X \rightarrow Y + n$
    - takto se dají “spalovat” např. izotopy, které by jinak tvořily jaderný odpad



# Pokus o shrnutí





# Kinematika

- Volba přirozených jednotek:  $c = 1 \rightarrow E^2 = m^2 + p^2$ 
  - často také  $\hbar = 1$ , je užitečné si pamatovat  $\hbar c \approx 200 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$
- Lorentzova transformace
$$E' = \gamma E + \gamma \vec{\beta} \cdot \vec{p}$$
$$p'_{\parallel} = \gamma p_{\parallel} + \gamma \beta E ; p'_{\perp} = p_{\perp}$$
- Dvoučásticový rozpad
$$E_{1,2} = \frac{M}{2} \pm \frac{m_1^2 - m_2^2}{2M}$$
$$p_1 = p_2 = \frac{\sqrt{M^2 - (m_1 + m_2)^2} \sqrt{M^2 - (m_1 - m_2)^2}}{2M}$$
$$= \frac{\sqrt{\lambda(M^2, m_1^2, m_2^2)}}{2M}$$
  - ZZ energie a hybnosti dává
  - monoenergetické spektrum
- Trojčásticový rozpad
  - spojitě spektrum energie dceřiných částic

# Účinný průřez $\sigma$ (1)

- Míra pravděpodobnosti interakce, jednotka plochy

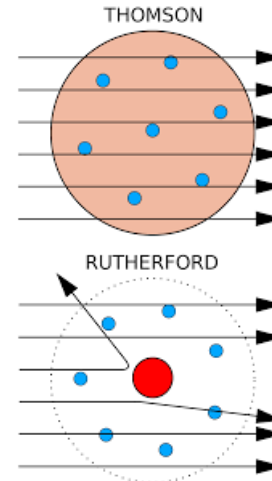
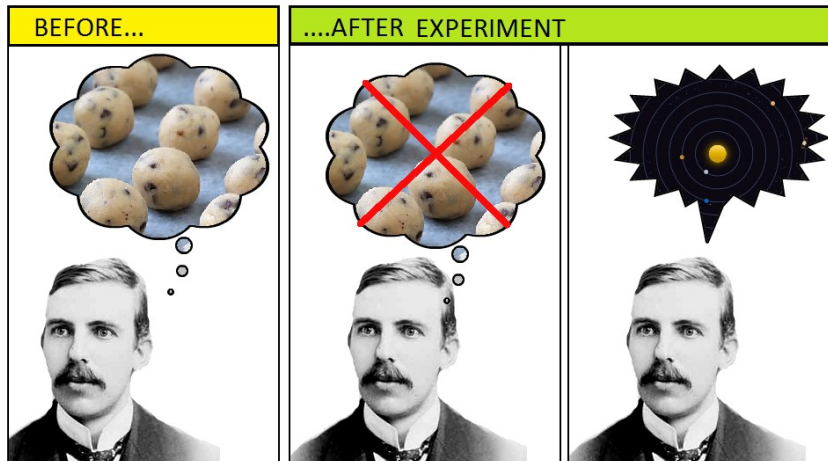
$$d\sigma \equiv \frac{\vec{j}_{\text{out}} \cdot d\vec{S}}{|\vec{j}_{\text{in}}|}$$

- střední interakční délka  $\lambda = \frac{1}{n\sigma}$

- Diferenciální účinný průřez rozptylu nabitě částice na bodovém náboji (Rutherfordův exp)

- v klasickém i kvantovém odvození

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, \phi)|^2 \sim \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$$



Co ještě dal NZ světu?  
Třeba [E.H.](#) nebo [haku](#)

# Účinný průřez $\sigma$ (2)

- Co když je náboj v rozptylovém centru nějak rozložen?  
Formfaktor  $F(q)$ , kde:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(q) \cdot f(\theta, \phi)|^2$$

- pro malé předané hybnosti  $q$  projektil necítí vnitřní strukturu terče  $\rightarrow F(q \rightarrow 0) = 1$
- u sféricky symetrické hustoty rozložení náboje v terči je formfaktor citlivý na střední kvadratický poloměr terče

$$F(q) = 1 - \frac{q^2}{6} \langle r^2 \rangle$$

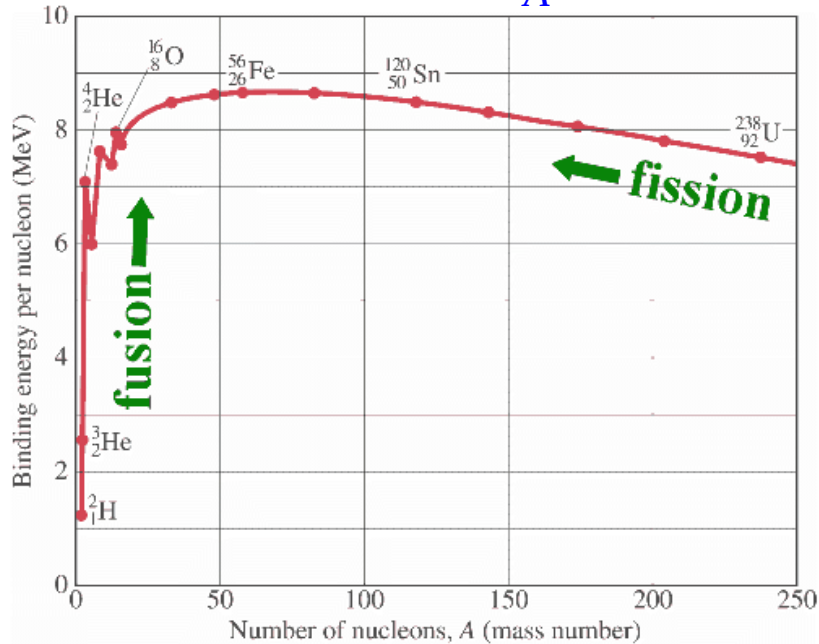
# Vlastnosti jádra

- Složení: protony a neutrony
  - izospin kvůli zjednodušení popisu
- Hmotové ( $A$ ) a nábojové ( $Z$ ) číslo, vazbová energie  
$$B(A,Z) = Z \cdot m_p + (A-Z) \cdot m_n - M(A,Z)$$
- Poloměr  $R \approx R_0 \cdot A^{1/3}$ , měření formfaktoru v  $e-X$  rozptylu
- Spin, parita  $J^P$ 
  - základní stav S-S jádra  $0^+$
- Magnetický moment  $\vec{\mu} = a \frac{e\hbar}{2m_p} \frac{\vec{J}}{J}$ 
  - vyjadřujeme v jednotkách jaderného magnetonu  $\frac{e\hbar}{2m_p}$

# Modely jádra

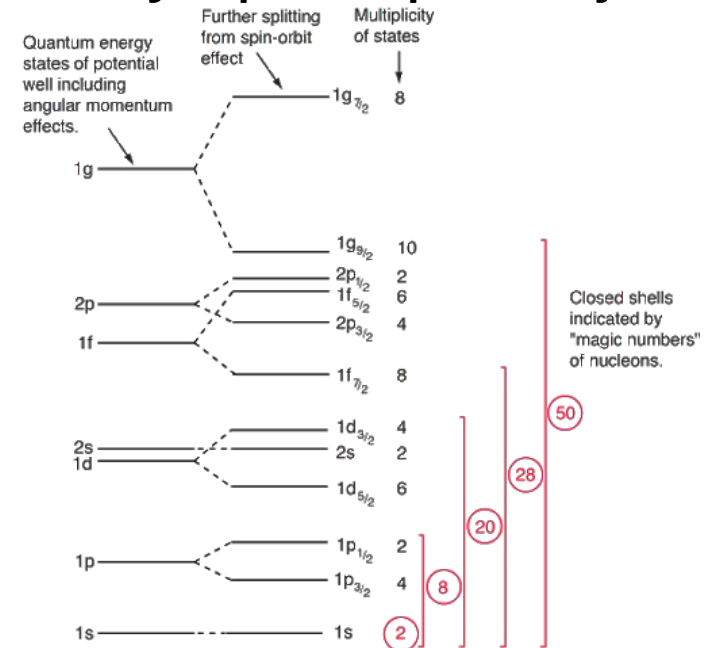
- Kapkový model
  - přibližně vysvětluje vazbovou energii

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A} \pm \frac{\delta}{A^{3/4}}$$



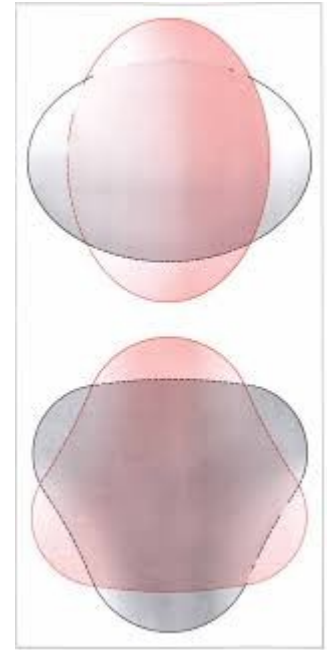
Copyright © 2005 Pearson Prentice Hall, Inc.

- Slupkový model
  - potenciálová jáma pro p i n
  - vysvětluje magická čísla, celkový spin a paritu jader



# Kolektivní stavy jádra

- Vibrace jádra nejčastěji kvadrupólové, vzácně oktapólové
  - harmonický oscilátor, ekvidistantní energetické hladiny
- Rotace deformovaných jader
  - rotace nemohou být kolem osy symetrie jádra
  - rotační hladiny se škálují se spinem hladin jako  $J \cdot (J+1)$





# Radioaktivita



- Střední doba života  $\tau$ , poločas rozpadu  $T_{1/2}$
- Aktivita  $A(t) = N(t)/\tau$ , jednotka Bq
- Rozpady  $\alpha$  (silná interakce)  ${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y + \alpha$ 
  - 4 rozpadové řady
  - dlouhé poločasy rozpadu, tunelový jev
- Rozpady  $\beta$  vlivem slabé interakce
  - $\beta^-$  ( ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e$ ),  $\beta^+$  ( ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu_e$ ), K-záchyt ( $e^- + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu_e$ )
  - postulování existence neutrina
- $\gamma$  přechody (elmg interakce)
  - deexcitace jádra z vyšších hladin do nižších

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-t/\tau}$$
$$T_{1/2} = \ln(2) \tau$$

# Jaderné reakce

- Mnoho typů: (n,p), (n, $\gamma$ ), (n,f), ( $\alpha$ ,n), ...
- Exotermické ( $Q > 0$ ) vs endotermické ( $Q < 0$ )
- Fúze – slučování lehkých prvků
  - pp a CNO cyklus ve Slunci,  $Q = 26.7 \text{ MeV}$
  - kromě fotonů též produkce  $\nu_e$
- Štěpení těžkých prvků v jaderných reaktorech
  - palivo  $^{235}\text{U}$ , nutné obohacení přírodního U (99.3%  $^{238}\text{U}$ )
  - $n + ^{235}\text{U} \rightarrow X + Y + k \cdot n + m \cdot \gamma$ , produkty X, Y se dále rozpadají  $\beta$ , celková bilance  $Q \approx 200 \text{ MeV}$
  - silný zdroj  $\bar{\nu}_e$  (v průměru 6  $\bar{\nu}_e$  na jedno štěpení)



# Interakce částic s materiálem a detekce

- Fotony
  - zeslabení toku fotonů fotoefektem, Comptonovým rozptylem, tvorbou párů
  - detekce: fotodiody, fotonásobiče, scintilátory(\*), kalorimetry
- Nabité částice
  - dominantní ztráty  $dE/dx$  ionizací (Bethe-Blochova křivka, Braggův pík), pro vysoké energie převládnu radiační ztráty/spršky (u elektronů velmi brzy)
  - detekce pomocí ionizace (ionizační a proporcionální komory, GM, polovodičové detektory), scintilace, Čerenkovského záření; pro vysoké energie kalorimetry

# Urychlovače

- Lineární
  - částice projde systémem jen jednou
  - elektrostatický (VdG) vs. rezonanční (elektrody, dutinové rezonátory), fázování
- Kruhové
  - opakovaný průchod systémem, ale nutné mag. pole
  - (synchro)cyklotron pro protony a ionty s (téměř) konstantní frekvencí
  - synchrotron ( $E/B = \text{konst}$ ) pro dosažení nejvyšších energií, u  $e^+/e^-$  je limitem synchrotronové záření

# Některé aplikace

- Radioaktivní datování ( $^{14}\text{C}$ , ale také jiné prvky)
- Medicína
  - vyšetřování pomocí rtg, CT, PET
    - pro PET je nutné připravit krátkožijící radionuklidy na místě
  - ozařování nádorů  $\gamma$  ( $^{60}\text{Co}$ ) nebo protony z cyklotronu (PTC)
- Využití urychlovačů pro implantování iontů do materiálů
- Využití synchrotronového záření pro výzkum materiálů a dále v biologii a chemii

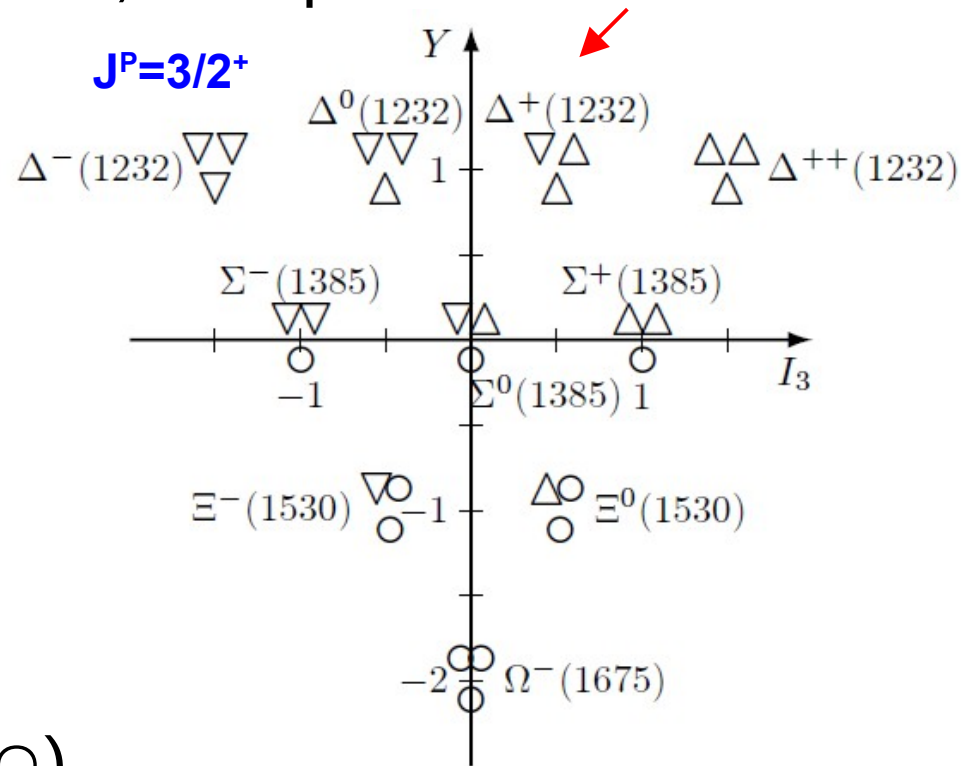
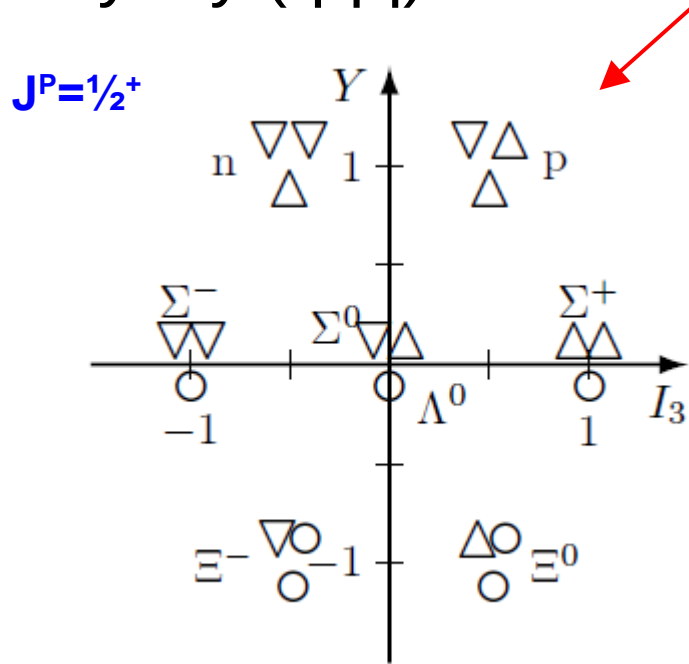
# Klasifikace částic, kvantová čísla

- Podle spinu: **fermiony** vs **bosony**
  - Pauliho princip, Bose-Einsteinova statistika
- Podle interakcí: **hadrony** (baryony, mezony) vs **leptony**
- Kvantová čísla a zákony zachování
  - aditivní: B, L, podivnost S, hypernáboj  $Y=B+S$
  - multiplikativní: parita P, nábojová parita C
  - spin-like: spin (orbitální, resp. celkový moment hybnosti) J, izospin I

Veličina	Silná	Elmg	Slabá
E, p, J	✓	✓	✓
B, L	✓	✓	✓
I	✓	✗	✗
S, Y	✓	✓	✗
P	✓	✓	✗
C	✓	✓	✗
CP	✓	✓	“skoro”
CPT	✓	✓	✓

# Kvarkový model (1)

- Hadrony složeny z kvarků (spin  $1/2$ ,  $B=1/3$ ,  $Q=2/3, -1/3$ )
  - baryony (qqq): oktet základních, deкупlet rezonancí



- označení:  $u(\triangle)$ ,  $d(\nabla)$ ,  $s(\circ)$

# Kvarkový model (2)

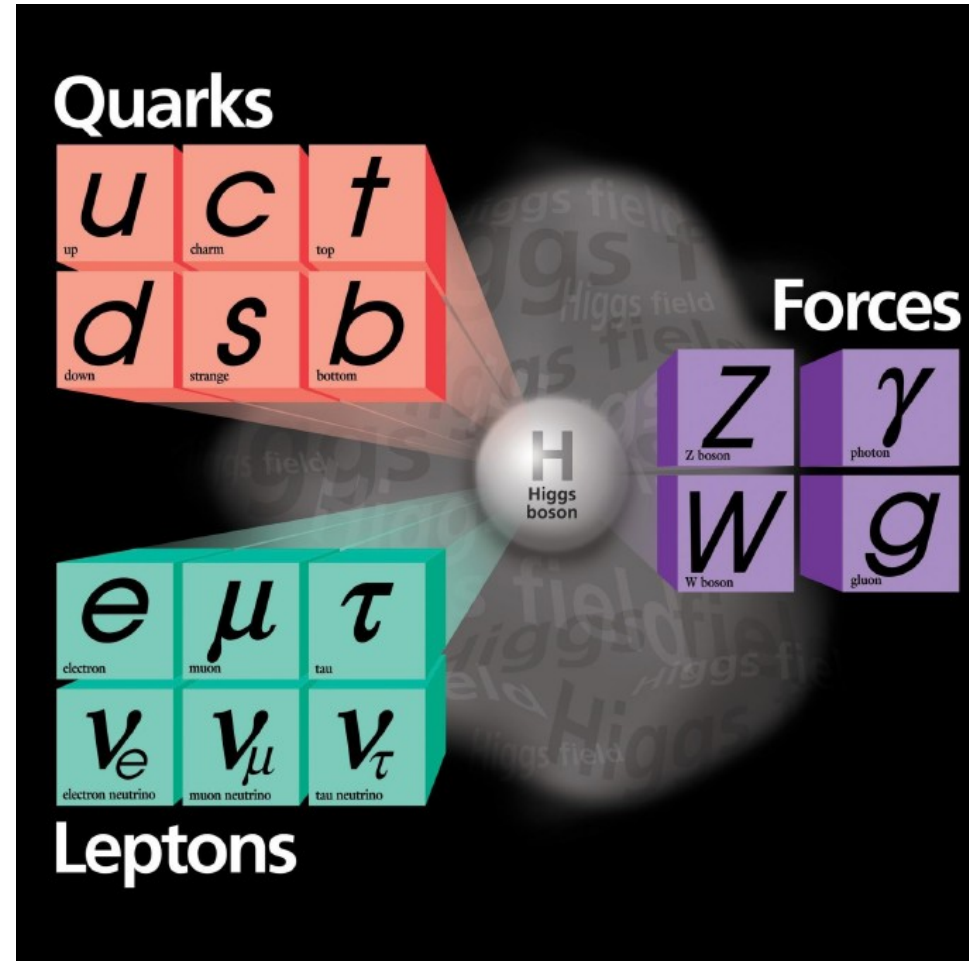
- mezony ( $q\bar{q}$ ):
  - základní:  $\pi^+$  ( $u\bar{d}$ ),  $\pi^-$  ( $d\bar{u}$ ),  $\pi^0$  ( $(u\bar{u}-d\bar{d})/\sqrt{2}$ ),  $K^+$  ( $u\bar{s}$ ),  $K^0$  ( $d\bar{s}$ ),  $K^-$  ( $s\bar{u}$ ),  $\bar{K}^0$  ( $s\bar{d}$ ), ... (tzv. pseudoskalární mezony,  $J^P = 0^-$ )
- Existence barvy (3 stavy – červená, modrá, zelená)
  - teoretické důvody:  $\Delta^-$  ( $ddd$ ),  $\Delta^{++}$  ( $uuu$ ),  $\Omega^-$  ( $sss$ ) a Pauliho princip
  - experiment:  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \approx 2$  pro  $\sqrt{s} < 3 \text{ GeV}$
  - pozor: hadrony jsou “bezbarvé” (barevné singlety)
- Existují další těžší kvarky ( $c$ ,  $b$ ,  $t$ ), celkem je jich 6

# Neutrální kaony

- Produkce v silných interakcích s definovanou podivností ( $K^0$ ,  $\bar{K}^0$ ), rozpady slabou interakcí s nezachováním podivnosti
  - vlastní stavy slabé interakce s definovanou CP-paritou
    - $|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$ ,  $CP(K_S^0) = +1$
    - $|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$ ,  $CP(K_L^0) = -1$
  - nezachování podivnosti umožňuje přechody  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0 \rightarrow$  oscilace kaonů (časový vývoj, měření v semileptonových rozpadech  $K^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu_\ell$ )
  - regenerace  $K_S^0$  při průchodu absorbátorem
  - ukazuje se, že se nezachovává ani CP-parita, pozoruje se např. malé množství rozpadů  $K_L^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$
- Oscilace a CP narušení lze pozorovat také u  $D^0(c\bar{u})$ ,  $B^0(d\bar{b})$

# Standardní model (1)

- Celkem 3 rodiny fermionů
  - 6 kvarků, 6 leptonů
- Síly zprostředkovány výměnou bosonů (spin 1)
  - silná: gluony
  - elmg: foton
  - slabá:  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$
- Higgsův boson (spin 0)  
“dává částicím hmotu”
- **Je to ale všechno??**

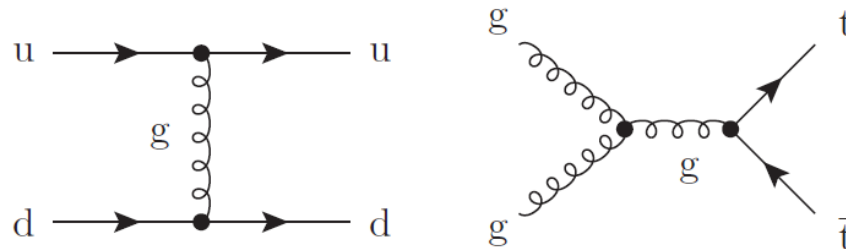




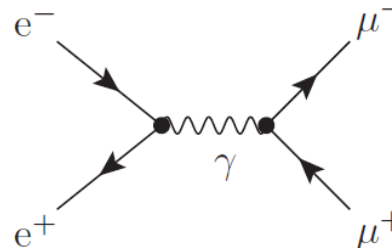
# Standardní model (2)

- Příklady interakcí – Feynmanovy diagramy

- silná (kvarky a gluony)

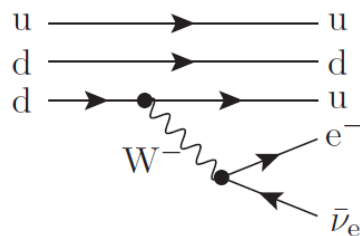


- elmg (nabité částice a foton)

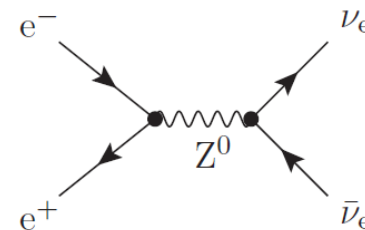
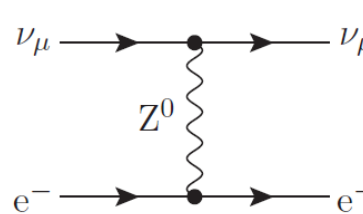


- slabá

$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  (CC)



$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$  (NC)



# Kombinace měření v experimentech (1)

- Vnitřní dráhový detektor
  - rekonstrukce drah nabitých částic z přesného měření “hitů”
  - určení hybnosti ze zakřivení dráhy v magnetickém poli
- Elmg a hadronový kalorimetr
  - energie a směr nabitých i neutrálních částic, totální absorpce
  - projdou jen miony a neinteragující částice (neutrino)
- Mionový spektrometr
  - nezávislé měření drah mionů, kombinace s vnitřním detektorem
  - často obsahuje triggerovací detektory

# Kombinace měření v experimentech (2)

- Chybějící příčná hybnost (energie)
  - ZZ hybnosti v rovině kolmé k ose svazku  $\vec{p}_T^{\text{miss}} \equiv -\sum \vec{p}_{T,i}$
  - indikace neutrina či jiné nedetekované částice
- Invariantní hmota
  - odpovídá hmotě rozpadající se částice, např.  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ ,  
 $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow Z^0Z^{0*} \rightarrow 4\ell$
  - často lze použít i pro případy s jedním neutrinem ( $p_z^{\text{miss}}$  lze dopočítat), např.  $t \rightarrow W^+b \rightarrow \ell^+\nu b$
- Příčná hmota
  - nelze-li určit invariantní hmotu, např.  $W^\pm \rightarrow \ell^\pm\nu$

# Neutrino (1)

- Neutrino postulováno v  $\beta$ -rozpadu, objeveno později ( $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ ). Interaguje pouze slabou interakcí!!
- Tři druhy lehkých neutrin ( $Z^0$  line shape), s výjimkou oscilací se leptonové číslo zachovává po rodinách
- Přímé měření hmoty  $\bar{\nu}_e$  v  $\beta$ -rozpadech, zatím jen horní limit ( $< 0.8 \text{ eV}$ ); pro ostatní vůně  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  také jen horní hranice
- Problém “chybějících” neutrin ...
  - deficit slunečních  $\nu_e$
  - Up-Down asymetrie u atmosférických neutrin ( $\nu_\mu$ )

# Neutrína (2)

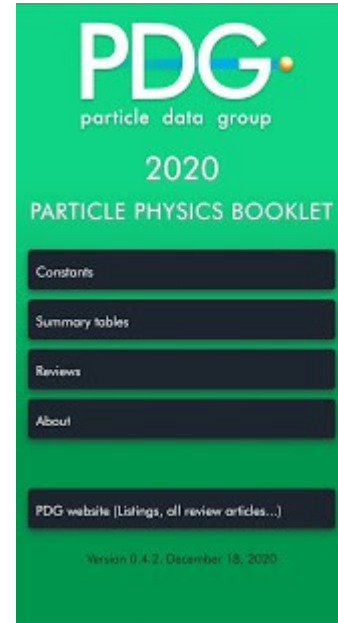
- ... vyřešen oscilacemi neutrin
  - vlastní stav vůně je lineární kombinací vlastních hmotových stavů  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ , které se vyvíjejí v čase
  - zjednodušený popis pro dvě vůně
$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} = 1 - \sin^2(2\theta_{23}) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4\hbar E c}\right)$$
  - obecná PMNS matice 3x3 (3 úhly a jedna CP-narušující fáze), složitější vztah pro oscilace
- Stále nedořešeno:
  - CP-narušení u neutrin?
  - hmota a hmotová hierarchie?, Dirac vs Majorana?

# Na závěr (1)

- Nevešlo se, ale bylo by fajn o tom něco vědět
  - kosmické záření
    - produkce mionů a atmosférických neutrin
  - biologické účinky záření
    - dávka [Gy=J/kg], ekvivalentní dávka [Sv]
    - přírodní pozadí, běžná roční ekvivalentní dávka
    - dozimetry
  - (další) otevřené otázky částicové fyziky
    - 3 generace fermionů, původ CP narušení
    - podstata Higgsova bosonu
    - supersymetrie či další jiné částice, sjednocení sil
    - podstata temné hmoty

## Na závěr (2)

- Neocenitelným pomocníkem jsou PDG tabulky
  - kromě konstant obsahují přehledy částic s jejich vlastnostmi a rozpadovými kanály
  - užitečné informace najdete v příslušných reviews (např. kinematika, interakce částic s látkou, detektory, ...)
  - papírová a [Webová verze](#), existuje i verze pro Android ([PDG Particle Physics Booklet](#))
- Fůru informací najdete také jinde na Webu – zde je [malý průvodce](#)



**Hodně štěstí u zkoušky!! Na shledanou..... na shledanou 😊**

(click here)