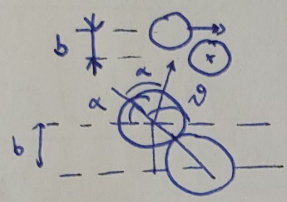


FYZIKA V - obrovhy
JADERNÁ FYZIKA

I. rozměry jádra - pst. interakce, mionovatom

• Rutherfordův rozptyl

- účinný průřez - pst. s plnou ostřelivou částice bude interakovat s kerem
- 2 částice



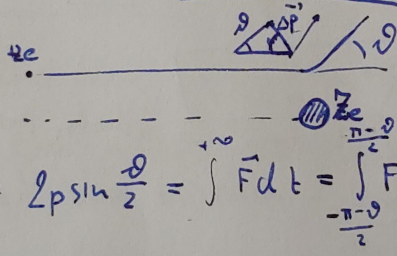
$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{b}{R_1 + R_2} \rightarrow b = (R_1 + R_2) \cos \frac{\theta}{2}$$

• diferenciální účinný p.:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d(\pi b^2)}{d\Omega} = \frac{2\pi (R_1 + R_2) \cos \frac{\theta}{2} (R_1 + R_2) \frac{1}{2} \sin \frac{\theta}{2} d\theta}{2\pi \sin^2 \frac{\theta}{2} d\theta}$$

$$= \frac{(R_1 + R_2)^2}{4} \rightarrow \sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \pi (R_1 + R_2)^2$$

- Rutherfordův pokus:



$$\Delta \vec{p} = \int \vec{F} dt$$

$$|\Delta \vec{p}| = 2p \sin \frac{\theta}{2} = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \vec{F} dt = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} F(\varphi) \cos \varphi \left| \frac{d\varphi}{dt} \right| dt$$

$\frac{d\varphi}{dt} = \omega$
 $\omega = \text{const}$
 $\Rightarrow \omega = \frac{v_0 b}{r^2}$

$$\Rightarrow |\Delta \vec{p}| = 2p \sin \frac{\theta}{2} = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \frac{ZeZe}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r(\varphi)} \frac{v_0 b}{r^2} \cos \varphi d\varphi \rightarrow b = \frac{ZeZe}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{mv_0} \cot \frac{\theta}{2}$$

- diferenciální účinný průřez $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d(\pi b^2)}{2\pi \sin^2 \frac{\theta}{2} d\theta}$

- $r_{min} \Leftrightarrow b = 0 \Leftrightarrow E_{kin} = E_{pot}$
 ↑ minimální vzd. přiblížení

$$\frac{ZeZe}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_{min}} = \frac{mv_0^2}{2}$$

$$r_{min} = \frac{2ZeZe}{2\pi\epsilon_0 mv_0^2}$$

- vztah účinného průřezu a pshi interakce:
 \Rightarrow jádra menší než 30 fm

$$P(L) = 1 - e^{-\sigma L N_T} \quad N_T = \frac{NA\rho}{A}$$

$$\approx \sigma L N_T$$

• měření rozptýlené poder

- obecní vzeňi \equiv KM rozptyl: dopadá rovinná vlna $\psi = e^{ikr}$ \rightarrow po rozptylu

maime $\psi_{out} = f(\theta, \varphi) \cdot \frac{1}{r}$... daleko od interakce
 ↑ amplituda rozptylu

- vlnný průřez v KM: $d\sigma = \frac{f_{out} d\Omega}{f_{in}} \Rightarrow \boxed{\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, \varphi)|^2}$
- $|f(\theta, \varphi)|^2$ hledáme pomocí Červených řad / iterací
- Coulombický potenciál: $|f(\theta, \varphi)|^2$ je Fourierův obraz $V(r)$... potenciálu

- Formfaktor: zavádíme \vec{q} :

- rozptyl na homogenní kouli \rightarrow vysílání přes podací úhlopět, a nic se je ke kouli poskládá:

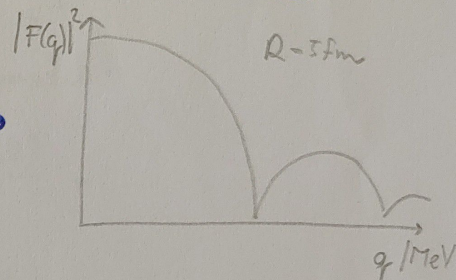
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{BOD} |F(\vec{q})|^2 \longrightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{BOD} = |f(\theta, \varphi)|^2 = \left| \frac{2m}{4\pi\hbar^2 k} \int e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} V(r) d^3r \right|^2$$

(amplituda rozptylu)

- Fourierův obraz rozložení na kouli:

$$F(\vec{q}) = \int e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \rho(\vec{r}) d^3r$$

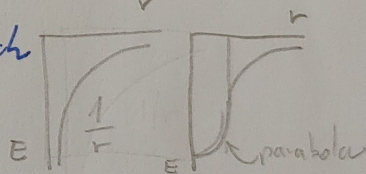
$$F(q) = 3 \frac{\sin(qR) + (qR)\cos(qR)}{(qR)^3}$$



$\Rightarrow (F(q))^2 = 0 \rightarrow$ dostaneme hodnoty pro $\frac{qR}{\hbar c}$

$$\Rightarrow \text{pravidlo: } \boxed{R = \sqrt[3]{A} \cdot 1,2 \text{ fm}}$$

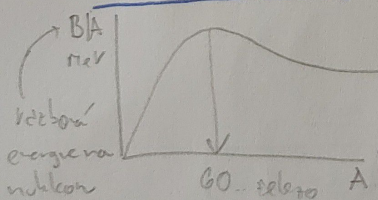
- další metoda - měření rozptylu elektronů na jádrech, pomáhá jádra jen střední poloměry
- vliv konečného rozvětvení jádra například - měření na mnoha atomech \rightarrow vliv na energetické hladiny mionů



II. hmoty jader, kapkový model jádra, Weizsäckerova formule

hmotnost jádra: $M(A, Z) \approx Zm_p + (A-Z)m_n$

rozboj energie $B(A, Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - M(A, Z) > 0$

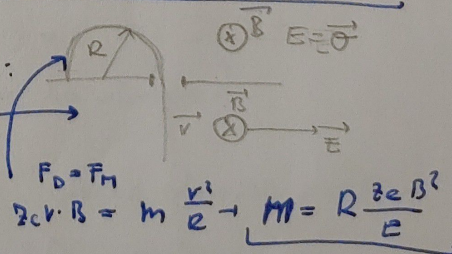


\uparrow v oddol stability

- měření hmotným spektrometrem:

$$F=0 \rightarrow Z_e E = v B Z_e$$

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



okapkový model jádra - jedro jako kapka nestlačená kapalina

- $B(A, Z) \approx A$... objemový člen
- $A^{2/3}$... povrchový člen
 - $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$... Coulombický člen
- $\frac{(A-Z)^2}{A}$... symetrický člen (přidání slabších, když #n = #p)
- potenciální energie homogenní jádrové náhly koule: $\sqrt{\frac{e}{r}}$
- potenciální energie homogenní elektricky náhly koule

$$B_{jad} = \int V(r) \rho(r) d^3r$$

$$V(r) = -\frac{\alpha_0 \hbar c}{r} e^{-\frac{mr}{\hbar}}$$

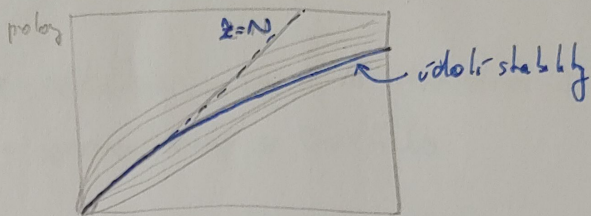
$$\rho(r) = \frac{A}{4\pi R^3}$$

$$+ \begin{cases} -\frac{1}{A^{1/2}} & \text{lichá-lichá jádra (A i Z liché)} \\ + 0 & \text{lichá-sudá a sudá-lichá} \\ +\frac{1}{A^{1/2}} & \text{sudá-sudá} \end{cases}$$

- Coulombický a symetrický člen soustředěna $Z \rightarrow$ oběma maximalizovat B:

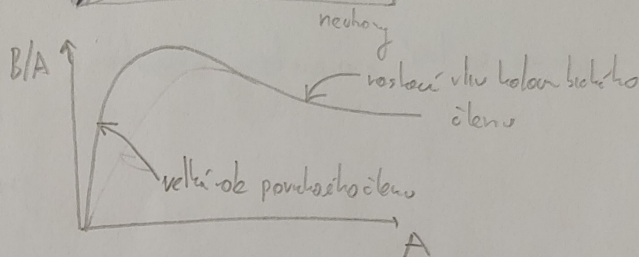
$$Z = \frac{A/2}{1 + 0,0075 A^{2/3}}$$

\Rightarrow úkol stability



\Rightarrow těžká jádra mají více neutronů

\Rightarrow dosažení úkolu stability pomocí radioaktivního rozpadu



III. neutron, jaderné síly a jaderný potenciál

o Rutherfordův model - jádro tvořeno protony, tzv. např. N má M protonů a Z elektronů
 \rightarrow spin polovrství, ovšem namísto celoveštného spinu

+ spojití spektrum e^- při β rozpadu \rightarrow β rozpad se zjednotil rozpad

\Rightarrow předpoklad existence neutronu W. Pauli, objev J. Chadwickem

- Be ostřelován α částicemi \rightarrow vznikalo neutrální niskoenergetické záření \rightarrow gamma?

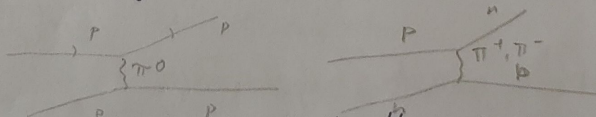
NIKOLI - nesadhlasi to s energií jaderných a protonů, k tomu záření vznikalo

\Rightarrow jedná se o neutrální hmotné částice

o jaderné síly - jsou zprostředkovány výměnou hmotné částice - mezony π (pionu)

- potenciální energie 2 nukleonů: $V_0(r) = -\alpha \frac{\hbar c}{r} e^{-\frac{mr}{\hbar c}}$ m... hmotka π -mezonu

- 3 typy pionů: $+, 0, -$



- tato interakce musí být silnější než EM interakce, kvůli dodržování

IV. slopný model jádra, magická čísla, spin a pauli

o slopný model

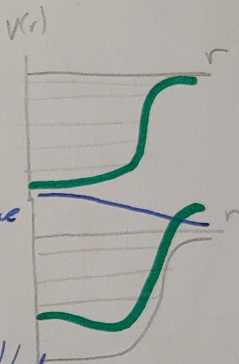
≡ představa jader jako potenciálové jámy, v níž nukleony obsazují energie hladiny

- potenciál je Yukawův: $V = -\alpha_g \frac{\hbar c}{r} e^{-\frac{mr}{\hbar c}}$ → představa rovnoměrně jader v blízkosti jádra, která působuje působení $A-1$ nukleonů na 1 nukleon: $V = \int V_{\text{Yukawa}}(\vec{r}-\vec{r}') \cdot \frac{A-1}{4\pi R^2} d\vec{r}'$
- s rostoucím A se jáma prohlubuje ⇒ ~ harmonický oscilátor } → těžší jádra mají více neutronů
- od $A=60$ se poute roztahuje ⇒ ~ pravouhlé jáma

- jáma se liší pro protony a neutrony: neutrony - pouze jaderná interakce

protony - i odpudivá Coulombova interakce

- ⇒ pro protony je jáma mělká a, takže se domníváme hladiny
- s rostoucím poloměrem klesají hladiny ke dnu, do hloubky jámy se vejde více hladin



o magická čísla

≡ jádra s určitým počtem neutronů / protonů vykazují abnormálně velkou vazbovou energii

- čísla: 2, 8, 20, 28, 50, ...

- pokud je magický počet protonů i neutronů ⇒ dvojnásobná magická čísla

- např. pro harm. oscilátor: zaplněné hladiny

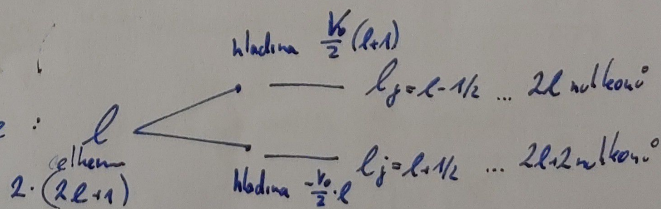
1s → 2	2	magická čísla
1p → 6	8	
1d → 10	20	
	:	

- tento přístup není přesný - je třeba uvést SO interakci:

celkový spin $J = L + S$, $S = \pm 1/2$ → pro $l > 0$ dochází k rozštěpení hladiny na

$$J = L \pm 1/2$$

- v důsledku SO interakce dojde k tomu, že



→ toto vede k spuzování magických čísel

o celkový spin a pauli

- slopný model předpovídá celh. spin a pauli pole; nukleony se na hladinách pohybují ⇒ spin 0 a hladinou paritu

- základní stavy jader:
- sudá-sudá — spin = 0, parita = +
 - lichá-sudá n.v. — spin a parita dány nepárovým neutronem
 - lichá-lichá — nepárový proton a neutron, spin je dány součtem jejich spinů, parita součinem parit

V. Alfa a beta rozpadly - porovná Q rozpadu Q^5

- Q hodnota: $Q = \sum M_{X_i} - \sum M_{Y_i}$ při rozpadu $X_1 \dots \rightarrow Y_1 \dots$
- ⇒ rozpad možný pouze pokud $Q > 0$

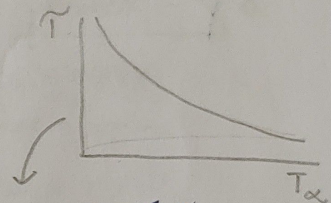
rozpad α : ${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} X + {}^4_2 He$

$$Q = M_X - (M_Y + M_\alpha) = -B(A, Z) - [-B(A-4, Z-2) - B(4, 2)] > 0$$

↑
hmotný rozdíl

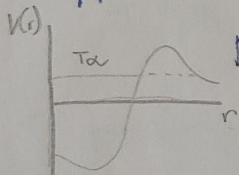
$$\Rightarrow B(A, Z) < B(A-4, Z-2) + B(4, 2)$$

$$\Rightarrow \alpha \text{ probíhá pro } A \geq 140$$



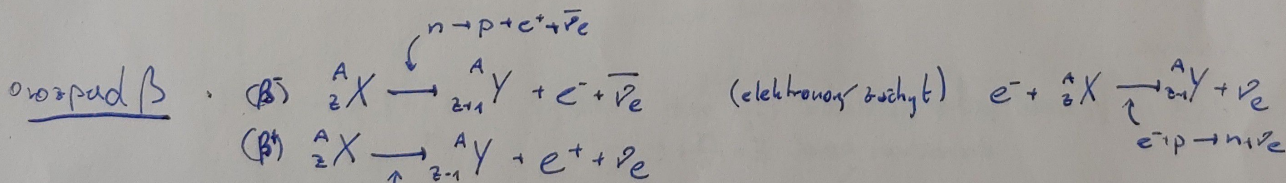
- obvykle doprovázen je zářením, silná korelace mezi dobou života a energií α (menší $Q \rightarrow$ větší doba života)

- vysvětlím: α vznikne v jádře, má kladnou kin. energii, ovšem z jádra se musí prokiblovat



odhad doby života: $T = \frac{1}{P \cdot f \cdot P_0}$

↑ Pst. průchodu bariérou
 ↑ Pst. úniku ze v jádra uhybní α -částice
 ↑ frekvence vibrací na bariéře

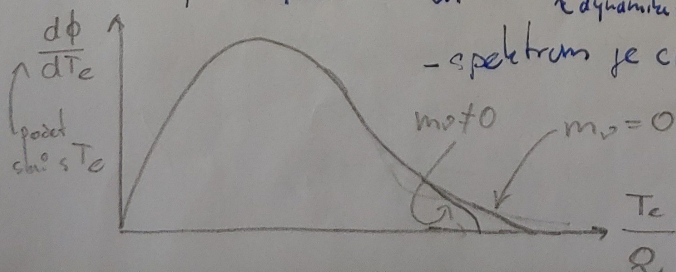


$$Q = M_X + 2m_e - (M_Y + 2m_e + m_e) > 0 \rightarrow \boxed{M_X > M_Y + m_e}$$

- doba života $T_{1/2} \propto \frac{1}{Q^5}$
- spektrum elektronů — β částice mají spojitě spektrum

— pst. rozpadu: $dP = |M|^2 d\phi(\vec{p}_e, \vec{p}_\nu, \vec{p}_Y)$ — fázový objem — počítá s P_e, P_ν, P_Y
z dynamiky rozpadu

— spektrum je citlivé na hmotu neutrina



— spektra jsou ovlivněna coulombickým působením jádra → pro β^+ je energie nadhodnocena, pro β^- podhodnocena

- rozpad volného neutronu: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ $Q = m_n - m_p - m_e = 0,79 \text{ MeV}$

- dvojitý β rozpad: ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} Y + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$ - izolovaný
 ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} Y + 2e^- + \dots$ - přinechává rozpad $\Leftrightarrow m_{\beta^+} = m_{\beta^-}$

o rozpadové řadě - β nemají počet nukleonů \rightarrow dějí se podle linie kolmých na údi stability
 - následně údi stability
 - thonorá, nepřehorá, uanová řada

VI. γ -přechody, Mössbauerův jev

o γ -přechody

- doprovází α a β přechody, poloměry jsou velmi malé a závisí na energii (vyšší energie \equiv kratší), vyskyt se po velké změny spinu hladin
- dlouho žijí je přechody \Leftarrow metastabilní stavy
- měření velmi krátkých dob života - podobně jako při měření krátkých vzdáleností měříme fotonovou vlnu předání hybnosti - tj. rozkladu energie

KM popis: $\psi(\vec{r}, t) = e^{-\frac{t}{T}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_0 t} \psi(\vec{r}, 0)$ $\Gamma = \frac{\hbar}{T}$ Γ ... pološířka

\Rightarrow Breitov-Wignera formule: $\frac{dP}{dE} = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$... rozdělení energií γ
 ... napru v děpodobnosti je E_0
 $(\Gamma \rightarrow 0, T \rightarrow \infty \Rightarrow \frac{dP}{dE} = \delta)$

- 2 síťace

(a) rebození jádra na hladině E_γ vzhľad $M + E_\gamma$: $M + E_\gamma \rightarrow M$
 dvojnásobný rozpad $E = \frac{M}{2} + \frac{m_1^2 - m_2^2}{2M}$ $X^* \rightarrow X + \gamma$

jádro emituje $E_\gamma' = \frac{M + E_\gamma}{2} + \frac{0 - M^2}{2(M + E_\gamma)} = E_\gamma \left(1 - \frac{E_\gamma}{2(M + E_\gamma)}\right) \cong E_\gamma - \frac{E_\gamma^2}{2M}$

- E_γ' je menší než E_γ , protože část energie odnese jádro

(b) jádro v zákl. stavu se snaží vzbudit do $M + E_\gamma$: $X + \gamma \rightarrow X^*$

$E_\gamma'' \cong E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2M}$... energie je o něco větší, než E_γ (syst. se začne pohybovat)

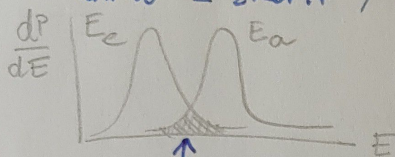
\Rightarrow nelze vyprovokovat je z jednoho jádra a zachytit je na 2. jádre

o Mössbauerově jevu

- atomy jsou vázány v krystalu $\Rightarrow M \rightarrow \infty \Rightarrow E_\gamma'' \rightarrow E_\gamma' \rightarrow E_\gamma$

=> energie je vyhovuje tomu, aby je emitovaná v jednom křivku byla absorbována stejným křivkou

- vzájemný pohyb emitovan a absorbovan je možné pomocí Brethow-Wignerova křivku = znění Γ = šířku je přechodu



↑ pst. iže je bude absorbováno je dáno přechodem B-W rozdělení

VII. Využití radiace pro datování, účinky radiace

radioizotopové datování

- využití ²³⁸U a ²³⁵U : $N_{238U}(t) = N_{238U}(0) \cdot e^{-\frac{t \cdot \ln 2}{T_{238U}}}$ → $N_{206Pb}(t) = N_{238U}(0) - N_{238U}(t)$

pred. iže všechno bylo ²³⁸U a ²³⁵U a ²⁰⁷Pb z ²³⁵U

$$\frac{N_{206Pb}(t)}{N_{238U}(t)} = e^{\frac{t \cdot \ln 2}{T_{238U}}} - 1 = A$$

$$\frac{N_{207Pb}(t)}{N_{235U}(t)} = e^{\frac{t \cdot \ln 2}{T_{235U}}} - 1 = B$$

určíme $\frac{B}{A}$
=> určíme t

- metoda K-Ar : ⁴⁰K $\xrightarrow[P=0,11]{1,3 \text{ mld. let}}$ ⁴⁰Ar → změřením množství K a Ar určíme t

- metoda Rb-Sr : množství ⁸⁷Rb se nemění ⁸⁷Rb přibývá rozpadem ⁸⁷Rb
=> měření poměru ⁸⁷Rb a ⁸⁷Sr → určíme t

- metoda ¹⁴C : ¹⁴C vzniká v atmosféře působením kosmického záření na ¹⁶O + p → ¹⁴C
- živé organismy shromažďují ¹⁴C, po smrti se rozpadá ¹⁴N + e⁻ → ¹⁴C

- obsah ¹⁴C v atmosféře se nemění spalováním dříví a jadernými testy

interakce záření s prostředím

- nahřené částice ztrácejí energii ionizací, v ekvivalenci se považuje brzdění
- gamma interakce - fotoelektrický, Comptonův rozptyl, tvorba e⁻ + e⁺ páru

radace : aktivita = rozpadů / s, dávka gray = 1 J / 1 kg

stevart = gray · quality factor (β=1, α=20, n=5)

- pozitronová emisní tomografie - do těla je vpraven β⁺ záření → měříme γ
- neutronová terapie → nejvíce energie je předána na konci dráhy neutronu

VIII. štěpení a fúze jader

o štěpení jader: $n^0 + X \rightarrow Y + Z + m \cdot n^0$

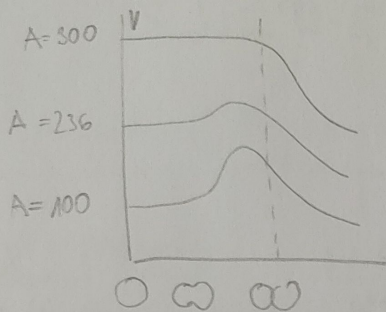
- uvolněná energie: $Q = B(Y) + B(Z) - B(X)$, štěpení je možné pro $\frac{Z^2}{A} > 17$

- stabilita produktů štěpení je dosažena β rozpadly

- deformace jader - při štěpení se jádro mění v elipsoid

→ poměr čísel vlnění a coulombický člen klesá

- jádra s $\frac{Z^2}{A} > 49$ se štěpí spontánně



- pro ^{235}U : je štěpení asymetrické (A produktů je 140 a 95)

• lze je štěpit pomalými neutrony → dostatek energie k překonání bariéry

• teplo reaktorů vzniká přeměnou produktů rozpadu

• největší účinný průřez pro zachyt neutronů je pro neutrony s energií odpovídající tepelné pohybu → termální neutrony ⇒ dleba snižet energii neutronů průchodem svislými sloupci

• reaktor - kontrolní tyče (absorbují neutrony), palivové tyče (zahřívají se), moderátor

fúze jader

- termojaderná fúze ve Slunci - reakce deuteria ($^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{H} + e^+ + \nu_e$) →

→ vce s rodkem a vznik helia ($^3\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He}$) → slovozem dvou ^3He

($^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 2p$)

- fúzní reaktor: $^2\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + n$

ČÁSTICOVÁ FYZIKA

IX. nové částice, elementární částice

Objevy nových částic

1932: dosud známý: foton, elektron, proton, neutron

1956: objev neutronu (ale již dříve předpověděl Pauli)

• kosmické záření: tvořeno primárně protony, α -částicemi a dalšími jádry ... objeveno v. Hessem (nobelovka 1936) (více v prez. 6, str. 22)

- převážně jde o nabitě částice \rightarrow zakřivené trajektorie
- při interakcích s jádry NaO ve vzduchu vznikají π^0 a π^\pm mezony, které se dále rozpadají na neutrina a miony, které již pozorujeme na Zemi

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu; \mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu; \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma; \gamma \rightarrow e^+ + e^-; e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$$

- primárně v kosmickém záření obsaženo (80% p^+ , 9% α , 8% n^0 , 2% e^- , 1% těžká jád., 0,1% γ)

\Rightarrow na Zemi dopadá "sekundární záření" (68% ν , 30% μ^\pm , 2% $p^+ n^0 \pi^\pm$...)

• objev pozitronu (Carl Anderson - nobelovka 1936 společně s Hessem) (obrázek: prez 6, str 23)

- pomocí zářnaku z měně komory
- pozorovaná částice měla kladný náboj a prolekla 6mm olova \Rightarrow nemohlo jít o proton, protože při změně rychlosti

$p = 63 \text{ MeV}$ by se p^+ v olovu zastavil po 3,6mm. (dolet se spočte jako

$$R = \frac{1}{\rho \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\min}} \frac{T_k}{T_k + m}$$

- hmotnost částice je možné určit z rovnice $R_{Pb}(p_1 = 63 \text{ MeV}) - R_{Pb}(p_2 = 23 \text{ MeV}) = 6 \text{ mm}$

\rightarrow řešením této rovnice je $M = 61,5 \text{ MeV}$

- řešením je "kladný elektron", který ztratil energii brzděním zářením - po průletu $E_k = E_0 \cdot e^{-\frac{L}{X_0}} = 63 \cdot e^{-\frac{6}{5,6}} \text{ MeV} = 21,6 \text{ MeV}$

což zhruba odpovídá naměřené hodnotě 23MeV

• objev mionu $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu; \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \nu_\mu$... vznik z kosmického záření

- určení hmoty pomocí měření ionizace a rychlosti $p = 200 \text{ MeV}$, ionizace $\frac{dE}{dx} = 4 \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\min}$

$$\frac{dE}{dx} \approx \frac{1}{\beta^2} \rightarrow \beta = \frac{1}{2} \dots M = \beta \gamma p = 115,5 \text{ MeV} \text{ (současně je hodnota hmotnosti mionu určena na 105,6 MeV)}$$

- mion neinteraguje jadernou silou \leftarrow není mezonem předpovězeným Yukawou

• objev pionu (C. Powell - nob. 1950)

- bylo naměřeno $M_\pi = 1,35 \cdot M_\mu$ - současná hodnota $M_\pi \sim 139,6 \text{ MeV}$

- prezentace 6, str. 28-29

• K-mezon

- částice s hmotou $\sim 500 \text{ MeV}$ (dnes hodnota 493 MeV) ... velká hygnost

- $m_\pi < M_K < m_p$

- emitován pod velkým úhlem $\theta \sim 17,75^\circ$

Podivné částice

- vznikají v silných interakcích a rozpadají se velmi pomalu \Rightarrow mají dlouhé doby života \Rightarrow bylo je možné objevit

- pro tyto částice se zavádí aditivní kvantové číslo "podivnost S" - ta se musí při interakcích zachovávat

- částice mají dostatečnou hmotu, aby se rozpadaly na lehká hadrony

- v interakcích nepodivných částic tedy musí vzniknout více podivných částic, aby součet podivnosti byl rovinný

- silný rozpad a elektř. rozpad podivných částic na lehká nepodivná se nekondí \rightarrow je možný pouze pomalý rozpad

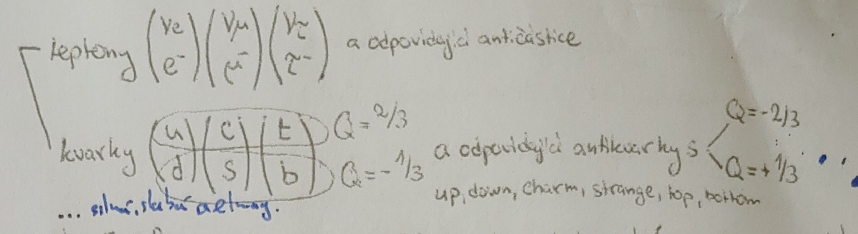
slabou interakcí (který umožňuje měnit podivnost) $\pi^- + p^+ \rightarrow K^0 + \Lambda^0; K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad S(K^0) = +1$

(další info v prez 7, str 5) $\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^- \quad S(\Lambda^0) = -1$

Elementární částice

①-②

- elementární fermiony (spin 1/2)
 - působí elmag. a slabou interakcí



- intermedialní bosony (spin 1) - γ, W^+, W^-, Z^0, g - působí elmag., slabou i silnou interakcí (gamma zprostředkovává elmag. interakci, W a Z slabou a gluony silnou)
- Higgsova boson (spin 0) - H^0

X. mezony a baryony

- kvarky se nevykytují volně, ale tvoří vázané stavy silně interagujících částic - „hadrony“
- hadrony
 - mezony - mají celočíselný spin a jsou tedy bosony; tvořeny kvarkem a antikvarkem
 - baryony a antibaryony - mají polocíselný spin = fermiony; mají baryonové číslo $\begin{matrix} +1 \text{ baryony} - \text{ tvořeny 3 kvarky} \\ -1 \text{ antibaryony} - \text{ tvořeny 3 antikvarky} \end{matrix}$

- Fermiho-Yangův model - piony jsou vázané stavy nukleonu a antinukleonu
- Sakataův model (předchůdce kvarkového modelu, částice složeny ze Sakatonů)

- proton (p) -- náboj $Q = +1$, podivnost $S = 0$, baryon. číslo $B = 1$ → mezony $\begin{matrix} \pi^+ = p + \text{anti-n} \\ K^+ = p + \text{anti-s} \end{matrix}$
- neutron (n) -- náboj $Q = 0$, $S = 0$, $B = 1$
- hyperon (Λ) -- náboj $Q = 0$, $S = -1$, $B = 1$ → baryony $\begin{matrix} \Sigma^+ = \Lambda + p + \text{anti-n} \\ \Sigma^- = \Lambda + \Lambda + \text{anti-p} \end{matrix}$

- problém nastal po objevení baryonu Ω s podivností -3, protože Sakatův model umožňuje pouze $S = -2$

$\Omega^- \rightarrow \pi^- + \Xi^0 \rightarrow (\pi^- + \pi^0) + \Lambda^0 \rightarrow (\pi^- + \pi^0) + \pi^- + p^+$; $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$

Izospin a hypernáboj: (viz prez 7, str 10-11) nejspíš není součástí otázky

- vztah mezi třetí složkou izospinu a nábojem $Q = T_3 + \frac{B}{2}$ - baryonové číslo

- izospin má obsahovat: blízké hodnoty $p^+ n^0$, nábojové $n^0 \Lambda^0$ i $\Lambda^0 \Sigma^0$ zachovávají se v silné-1a interakci

Gell-mann a Zweig - kvarky

naučili, že baryony jsou složeny ze 3 kvarků; kvarky mají baryonové číslo $B = 1/3$ a také náboj $|Q| = 1/3$ nebo $2/3$

- největší kvarky a antikvarky

	T_3	S	B	$Y = B + S$	$Q = T_3 + \frac{Y}{2}$
u	+1/2	0	+1/3	+1/3	+2/3
d	-1/2	0	+1/3	+1/3	-1/3
s	0	-1	+1/3	-2/3	-1/3
\bar{u}	-1/2	0	-1/3	-1/3	-2/3
\bar{d}	+1/2	0	-1/3	-1/3	+1/3
\bar{s}	0	+1	-1/3	+2/3	+1/3

- mezony = kvark + antikvark = 3×3 možností: kombinace
 vytvoří se oktety a singlet (obrázky prez 7 str. 15)
 oktet: $K^{0,+}, \pi^{0,+}, \eta^{0,+}, K^0$
 singlet: η^1

- baryony = 3 kvarky = $3 \times 3 \times 3$ možností vytvoří se dekaplet, dva oktety a jeden singlet (obrázky prez 7 str 22-23)

pseudoskalární mezony $J^P = 0^-$

- mezony jsou tvořeny kvarkem a antikvarkem, kvarky mají spin 1/2 \Rightarrow výsledný spin mezony může být $\pm 0, 1$
- celkový moment hybnosti J je dán součtem spinu S a orbit. momentu L dvojice kvark-antikvark
- parita je součin (vnitřní) parity kvarku a antikvarku a parity kulové funkce popisující vzájemný pohyb

- pro nejlehčí mezony je $L=0, S=0 \Rightarrow J=0$ a parita $P=-1$ (pozn. parita kvarku je +1 a antikvarku -1)
- nábojová parita C , definována jako $C = P \cdot (-1)^{S+1}$ je tedy pro nejlehčí mezony $C = -1 \cdot (-1)^{0+1} = +1$ (A) (B)
- $C =$ vlastní stav operátoru nábojového sdružení, pro spin = 1 je $C = P$, pro spin = 0 je $C = -P$

tripleť π -mezony (prez. 8, str. 19-21)

- π^+, π^-, π^0 ; $\pi^+ = |u\bar{d}\rangle$; $\pi^- = |d\bar{u}\rangle$; $\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle)$
- dominantní rozpad $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ (nastává v 99,9%), rozpad $\pi \rightarrow e + \nu_e$ je silně potlačen ($1,2 \cdot 10^{-4}\%$)
- střední doba života $\tau = 26 \text{ ns}$; $c\tau = 7,8 \text{ metru}$ (elektron je mnohem relativistickější než mion)
- hmotnost $m_{\pi^\pm} = 140 \text{ MeV} > m_{\mu^\pm} = 106 \text{ MeV}$ (stř. volní dráha)
- spin pionu je nula a preferovaný způsob orientace je $\nu_\mu \leftarrow \pi^+ \rightarrow \mu^+$ nebo naopak (fermiony se W interagují v závislosti na směru s levou chiralitou, 0 (F^+ pravou) + u rel. vlnic: levice d. \rightarrow spin padá s vlnou, pravá \rightarrow spin po směru vlny)
- natočení spinu souvisí s chiralitou, helicitou (projekce spinu na směr pohybu) a zde zůstávají max. rychlost
- π^0 se z 99,8% rozpadá na 2γ , jeho $c\tau = 25 \text{ nm}$, je lehčí než nabité piiony

~~η mezony $m_{\eta^0} = 548 \text{ MeV}$; $c\tau = 0,15 \text{ nm}$ (prez. 8, str. 21)~~

- ~~• $\eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma$: 33%~~
- ~~• $3\pi^0$: 33%~~
- ~~• $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$: 23%~~
- ~~• $\pi^+ + \pi^- + \gamma$: 5%~~
- ~~$\eta^0 = \frac{1}{\sqrt{6}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle)$~~

elektron má vyšší rychlost \rightarrow obdrží větší podíl spinu (rozpadu se vždy více účastí levice a antikvarku)

K-mezony - nabité (prez. 8, str. 21)

- $m_{K^\pm} = 494 \text{ MeV}$, $\tau = 12 \text{ ns}$; $c\tau = 3,7 \text{ m}$
- $K^+ = |u\bar{s}\rangle$
- $K^- = |s\bar{u}\rangle$
- probíhají čisté leptónové rozpady, semileptónové a čisté hadronové rozpady
- celkový orbitální moment rozpadu K na piiony je 0
- rozpad na elektron je potlačen ještě mnohem více než pro piiony ($\sim 1,6 \cdot 10^{-5}\%$), kaony jsou těžší, takže vzniklý elektron by měl rychlost téměř rovnou světlu
- rozpad na více než 3 piiony není možný, protože $494 \text{ MeV} < 4 \times 140 \text{ MeV}$
- parita se ve slabých rozpadech neshodává: $P_{(K \rightarrow 2\pi)} = 1$; $P_{(K \rightarrow 3\pi)} = -1$ (více prez. 8, str. 23-24)

- hadronové: $K \rightarrow \pi^0 + \pi$ (21%)
- $K \rightarrow \pi + \pi + \pi$ (17,5%)
- leptónové: $K \rightarrow \mu + \nu_\mu$ (63%)
- semileptónové: $K \rightarrow \pi^0 + e + \nu_e$ (5%)
- $K \rightarrow \pi^0 + \mu + \nu_\mu$ (3%)

K-mezony - neutrální (prez. 9, str. 2)

- experimentálně byly objeveny dva různé K^0 mezony, označují se K_S^0 (krátký) a K_L^0 (dlouhý)
- $K^0 = |d\bar{s}\rangle$; $\bar{K}^0 = |s\bar{d}\rangle$
- $c\tau = 2,7 \text{ cm}$, rozpadá se na 2 piiony
- $c\tau = 15,3 \text{ m}$, rozpadá se na 3 piiony
- čisté leptónové rozpady K^0 jsou silně potlačeny (tj. rozpad na $\mu + \nu_\mu$)
- čisté hadronové rozpady - nelze rozlišit, jestli se rozpadl K^0 nebo \bar{K}^0 (kaon a antikaon)
- semileptónové rozpady - lze odlišit K^0 a \bar{K}^0
- K^0 se může pomocí slabé interakce změnit na \bar{K}^0 (a naopak) výměnou dvou intermedieárních bosonů W

- $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
- $K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$
- $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$
- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$

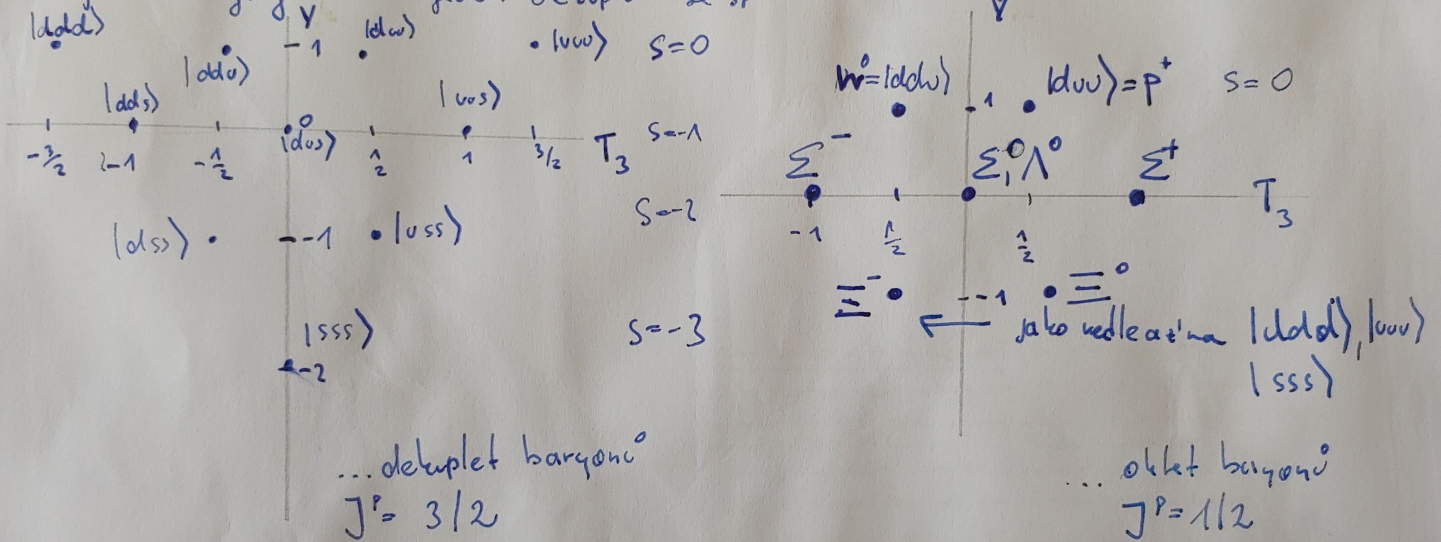
- $K^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$
- $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$
- $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$
- $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$

Baryony

- jsou složeny ze 3 kvarků, nejmenší mají orbitální moment $L=0$, složením nejmenších kvarků vznikne 27 baryonů konkvenci
- spin trojice kvarků může být buď $1/2$ (oktet) nebo $3/2$ (dekvplet) $J = L + S$ u, d, s
- vlnová funkce fermionů sestává z části odpovídající spinu a části odpovídající vůni kvarků - tyto dvě části jsou ale symetrické, vlnová funkce musí být ale antisymetrická (požadavek kvantové mech.) \Rightarrow zavedí se dočtení, antisymetrická část odpovídá kvantovému číslu "barva"
- obecně mohou existovat pouze takové vizuálně stavby kvarků, které jsou celkově bezbarvé (= mají antisym. barevnou část)

- každý jeden oktet s $J=1/2$ a dekvplet s $J=3/2$, protože pouze tyto kombinace dávají symetrickou vlnu

• nejmenší baryony tvoří jeden dekvplet se spinem $3/2$ a jeden oktet se spinem $1/2$



- 120 baryonů dublet nepodivných baryonů $|ddu\rangle$ a $|duu\rangle$ mají n^0 a p^+

- oktet baryonů tvoří - $n^0, p^+, \Sigma^+, \Sigma^0, \Lambda^0, \Xi^0, \Xi^-$

- dekvplet baryonů - nepodivné rezonance: $\Delta, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$

- rez. s podivností -1: Σ^{*+}, Σ^{*0}

- rezonance s podivností -2: Ξ^{*-}, Ξ^{*0}

- rezonance s podivností -3: Ω^-

XI. těžké kvarky

Těžké kvarky

- objev kvarku charm (nobelovka 1976) $m_c = 1270 \text{ MeV}$ J/ψ
 - byla objevena nová částice, nazývaná charmonium J/ψ složená z charm kvarku a anti-charm kvarku
 - preferovaně by se rozpadla na dva přívábné mezony D^+ a D^- , ale $(m_{D^+} + m_{D^-}) > m_{J/\psi} \Rightarrow$ rozpad není možný
 - rozpad J/ψ na nepřívábné částice je silně potlačen
 - poměrně část (12%) je také rozpad pomocí druzg. interakce: $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$ (6%)
 - objeveno ve 2 nezávislých experimentech (prez. 10, str. 17)

$$J/\psi = |c\bar{c}\rangle$$

\Rightarrow 4 kvarky \Rightarrow pseudo skalárních mezoni může být $4 \times 4 = 15 + 1$

- přibývají navíc mezony D s hmotností $\sim 2 \text{ GeV}$

- $D^0 = c\bar{u}$ $m = 1865 \text{ MeV}$; $c\bar{c} = 125 \mu\text{m}$
- $\bar{D}^0 = \bar{c}u$
- $D^+ = c\bar{d}$ $m = 1869 \text{ MeV}$, $c\bar{c} = 317 \mu\text{m}$
- $D^- = \bar{c}d$
- $D_s^+ = c\bar{s}$ $m = 1969 \text{ MeV}$; $c\bar{c} = 140 \mu\text{m}$
- $D_s^- = \bar{c}s$

$\tau =$
 μm

nejpravděpodobnější přeměna c-kvarku je na s-kvark

$$c \rightarrow s + W^+$$

$$\bar{c} \rightarrow \bar{s} + W^-$$

proto se D-mezony rozpadají převážně na K-mezony

$$D^- \rightarrow K^0 + \pi^- \text{ atp.}$$

c-baryony

\Rightarrow baryoni je $4 \times 4 \times 4 = 20 + 20 + 20 + 4$

$\left. \begin{array}{l} \text{20-plet s } J^P = \frac{1}{2}^+ \\ \text{20-plet s } J^P = \frac{3}{2}^+ \end{array} \right\}$ nové baryony s c-kvarkem (viz. prez. 10, str. 10)

• objev botomia a b-kvarku (bottom) $m_b = 4200 \text{ MeV}$

- objeven 1977 ve Fermilabu kolizí produkující botonium (botoniumium)
- rozpadá se slabou interakcí na u-kvark, nebo c-kvark
- \Rightarrow nové B-mezony a B-baryony (viz. prez. 10, str. 12-13)

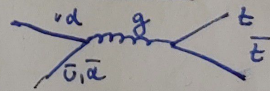
$$Y(b\bar{s}) \rightarrow \mu^+ + \mu^-$$

kvantová čísla kvarků

kvark	c	b	t
náboj Q	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
izospin T	0	0	0
parita S	0	0	0
charmness	1	0	0
bottomness	0	-1	0
topness	0	0	1

• objev top kvarku $m_t = 175 \text{ GeV}$

- objeven na urychlovači Tevatron v USA (sráženy protony a antiprotony)
- top kvark je těžší než W boson a okamžitě se na něj rozpadá \Rightarrow neexistují mezony a baryony obsahující t-kvark
- $m_t = 175 \text{ GeV} > m_W = 80 \text{ GeV} + m_b = 4.6 \text{ GeV}$ $t \rightarrow W + b$; $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$
- top kvark je produkován zejména v párech (t, \bar{t}) silnou interakcí kvarků a gluonů
- rozpadá se na intermedieální boson W a bottom kvark, doba života je pouze $c\tau = 0,15 \text{ fm}$ (1fm v rozměry protonu)
- \rightarrow doba života je kratší než doba potřebná ke formování vázaného stavu s jiným kvarkem \Rightarrow neexistují mezony a baryony obsahující t-kvark



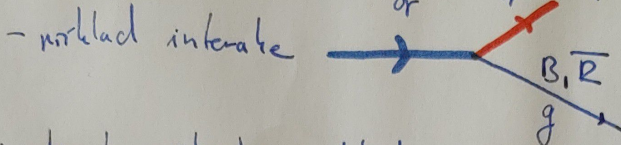
Zweigovo pravidlo a kvarkonia

- týká se nonetu vektorových mezoni
- kvarkonia složená z kvarků a antikvarků se rozpadají na částice, které nutně obsahují také tyto kvarky
- např. ϕ -mezon je složen z s a \bar{s} kvarku a rozpadá se na přívábné mezony K^+ a K^- , rozpady souvisí s barvami kvarků (protože s a \bar{s} mají stejnou barvu a anti-barvu)
- \Rightarrow je potlačen rozpad ϕ na nepřívábné částice z důvodu barevnosti: „Zweigovo pravidlo“

interakce částic. XII

silná interakce

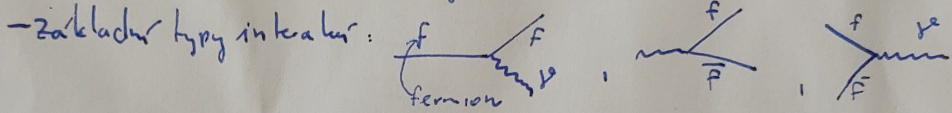
- spojená s kv. směrem barva, výměna gluonů
- celkem 8 kombinací barva-antibarva \rightarrow 1 je tot. symetrická + nepřenáší barvu
- $\frac{8 \cdot 8 - 1}{3} = 8$ slábných barev gluonů



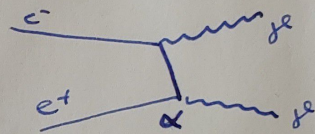
- mezonů: kvarky + antikvarky, antikvarky + kvarky
- baryonů: qqq , 3 úplně antisympetrické kombinace barev

elektromagnetická interakce

- zprostředkována bosonem γ , nemění barvu ani nůmi



- např. anihilace e^-e^+ :

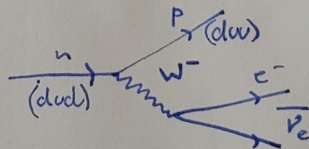


α - väzbová konstanta... vyjadruje, ako silná interakce

slabá interakce

- je slabá při nízkých energiích, relativně zprostředkována těžkými částicemi Z, W
- väzbová konstanta $\alpha_w \approx \alpha$ z elmag. \Rightarrow elektroslabá interakce
- slabé nabité proudy \equiv slabé interakce prostřednictvím W

např. vzápětí neutronů:

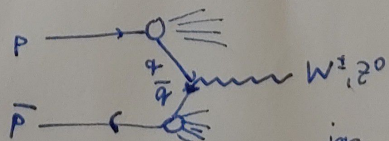


- slabé neutrální proudy \equiv slabé interakce prostřednictvím Z^0
- kvůli slabým nabíženým proudům existují 3 rodiny leptonů, předtím neži vodivými nejsou dostatek: $\begin{pmatrix} \nu_e \\ \downarrow W^\pm \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \downarrow W^\pm \\ \mu^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \downarrow W^\pm \\ \tau^- \end{pmatrix}$, obrátit jsou velmi potlačeny

bosony W, Z

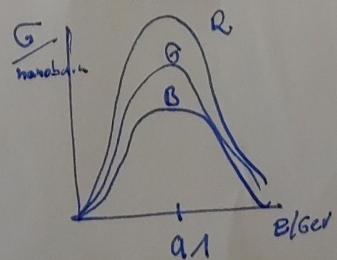
$$u + \bar{d} \rightarrow W^+, d + \bar{u} \rightarrow W^-$$

$$u + \bar{u} \rightarrow Z^0, d + \bar{d} \rightarrow Z^0$$



- objev v $P\bar{P}$ interakcích

- Z^0 má vůbec největší dobu života, výsledek měření $Z^0 \Rightarrow$ existuje i Z^0 neutrin



XIII. Nezachování parity

Nezachování P-parity (nobelovci Yang a Lee 1957)

Parita se zachovává v elmag. a silných rozpadech a interakcích, ale nezachovává ve slabých

(6)

$$\left. \begin{aligned} K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 \Rightarrow P_K = +1 \\ K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \Rightarrow P_K = -1 \end{aligned} \right\} \text{ale přitom jde o stejný } K^+ \text{ ... situaci by šlo zachránit, kdyby např. } K \text{ rozpadly se na } 3\pi \text{ byl jinou částicí a měl spin = 1}$$

~~Další zápis diagram (viz prez. 8, str. 25-27) \Rightarrow parita je v rozpadech K skutečně narušena~~

- součet délek kolmic na strany $\Delta \geq 10$ milimetrů bude je konstant a roven výšce Δ
- povolené jsou ale pouze některé tři body, dle zákonů zachování

Operátor parity

- radikální vektory: změna znaménka: $\vec{r}, \vec{p} \rightarrow -\vec{r}, -\vec{p}$
- axiální vektory: nezpůsobí změnu: $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \rightarrow \vec{L} = (-\vec{r}) \times (-\vec{p}) = \vec{r} \times \vec{p}$
- skalární veličiny: nezpůsobí změnu: $\vec{p} \cdot \vec{r} \rightarrow (-\vec{p}) \cdot (-\vec{r}) = \vec{p} \cdot \vec{r}$
- pseudoskalární velič.: změna znaménka: $\vec{p} \cdot \vec{j} \rightarrow -\vec{p} \cdot \vec{j}$

Nezachování parity v β (prez 8, str. 30-31)

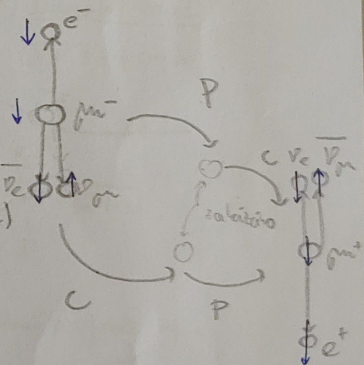
- můžeme měřit počet vyjetých elektronů ve směru spinu a proti směru spinu
 - pokud se má parita zachovávat, musíme v obou směrech naměřit stejný počet
 - elektronů proti směru spinu je ale více, neboť elektrony produkovávané ve slabých interakcích jsou převážně levotočivé (spin orientován proti směru jejich pohybu) a anti-neutrína jsou pravotočivá
- \Rightarrow parita se nezachovává

Nezachování v rozpadech mionů $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$; mion se rozpadá $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

- pozitrony s maximální energií vyletují ve směru spinu kladného mionu (tj. leťt opačně než neutrína)
- pion musí mít spin orientovaný proti směru pohybu
- projekce spinu vznikajících neutrínů či deitronady nulu \rightarrow vyjet pozitronu je shodný se směrem pionu
- \rightarrow pozitron leťt proti směru spinu $\mu^+ \Rightarrow$ parita není zachována
- zachovává se ale kombinovaná parita: CP = parita . nábojové sdružení (změna částic za antičástice)

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ } ve směru spinu kladného mionu vyletuje stejně pozitronů jako elektronů
 $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ } proti směru spinu záporného mionu

- pozn: po objevu K^0 bylo zřejmé, že se ani CP nezachovává...
- pozn: C-parita a operátor nábojového sdružení (částice) \rightarrow [antičástice] (viz prez 8 str 32)
- pozn: T-parita a operátor časové inverze $\hat{T}|a\rangle \rightarrow \langle a|$; T-parita zachována v silných a elmag. interakcích a opět porušena ve slabých (prez. 8, str. 32)



Parita pro K^0 -mezony (nejspíše prez. 9, str. 1-6 úvod): $P|K^0\rangle = -|K^0\rangle, C|K^0\rangle = -|K^0\rangle \rightarrow CP|K^0\rangle = |K^0\rangle$

Osobice K^0 mezoni

- silná a elektromag. interakce nemohou měnit vůně kvarků, to je možné jen slabou interakcí zprostředkovanou bosony W^\pm
- pokud by tato interakce nebyla, pak by K^0 a \bar{K}^0 existovaly jako částice a antičástice se stejnou hmotou a dobou žití
- protože jsou ale neutrinální, může se K^0 měnit na \bar{K}^0 (a naopak) s pomocí výměny 2. intermediálních bosonů W $K^0 \xrightarrow{u} \bar{s} \xrightarrow{W} s \xrightarrow{d} \bar{K}^0$
- tyto interakce lze zapsat pomocí Hamiltoniánu (prez. 9, str. 7-9)
- projevy nezachování CP v rozpadech K^0 (viz str. 17-12) a tau (12-17)
- pokud se CP nezachovává, pak K_L^0 není stavem s CP = -1 a může se rozpadat až do stavu s CP = +1, pak K_L^0 neobsahuje stejně mezoni K^0 a \bar{K}^0 tj. stejně rozpadá na kladný jako na záporný lepton
- pokud se CP zachovává, nemůže se K_L^0 rozpadat na dva piony (více viz str. 17-20)

\rightarrow rozpad rozporový

- KM popis :

$$H_0 \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_0 & 0 \\ 0 & M_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix}$$

↑ ham. zachování síly a elmag. interakci

$H_w \dots$ ham. zachování slabou interakci, které umožňuje přechod $\bar{K}^0 \leftrightarrow K^0$:

$$H_w \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_w & -m \\ -m^* & M_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix}$$

↑ komplex. sdružení

$$H \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M & -m \\ -m^* & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix} \rightarrow \text{vl. oslabování: } M \pm m \rightarrow |K_{\pm 1}^0\rangle = \frac{|K^0\rangle \pm |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$M \pm m \rightarrow |K_{\pm 1}^0\rangle = \frac{|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}$$

- K^0 se rozpadají - rozpadloňovací rozp. číslo Γ : $\Gamma = \tau/\epsilon$ $|K_{+1}^0\rangle$ a $|K_{-1}^0\rangle$ jsou

→ stav $|\psi\rangle = K^0(t)|K^0\rangle + \bar{K}^0(t)|\bar{K}^0\rangle$ je popsán rovnicí vl. strany CP parity (s vl. strany $+1$ / -1)

$$i\hbar \partial_t \begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix} = \left[\begin{pmatrix} M-m \\ -m^* & M \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma & g^* \\ g & \Gamma \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix}$$

- zachování CP $\Leftrightarrow [H, CP] = 0 \Rightarrow m$ i je jsou reálná čísla

$$\Rightarrow \text{ekvivalence stavů: } |K_{+1}^0\rangle = |K_S^0\rangle \quad M_S = M-m, \Gamma_S = \Gamma + g$$

$$|K_{-1}^0\rangle = |K_L^0\rangle \quad M_L = M+m, \Gamma_L = \Gamma - g$$

- CP nezachováni $\Rightarrow m$ i je jsou komplexní

$$\Rightarrow |K_L^0\rangle \text{ i } |K_S^0\rangle \text{ obsahují kompozice } |K_{+1}^0\rangle \text{ a } |K_{-1}^0\rangle$$

- zachování CP $\Rightarrow K_L^0$ se nemůže rozpadnout na dva piony (CP parita $|\pi^+\pi^-\rangle$ je $+1$)

$$|K_{-1}^0\rangle: CP|K_{-1}^0\rangle = -|K_{-1}^0\rangle \dots \text{rozpad byl pozorován}$$

$$\Rightarrow K_L^0 \text{ obsahuje stejné množství } K \text{ a } \bar{K}: K_L^0 = \frac{1}{2}(K^0 - \bar{K}^0)$$

\Rightarrow má se pozorovat stejné množství e^\pm a μ^\pm v rozpadcích

$$K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \bar{\nu}_e \quad \text{a} \quad \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

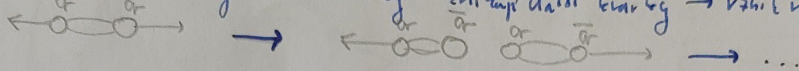
... pozorování opak

existence kvarků, struktura protonu XIV.

- existence kvarků - projevuje se jako částice a struktura protonu
- proč nelze kvarky pozorovat samostatně

• gluony nesou barvené náboje a interagují mezi sebou $\Rightarrow V_{q\bar{q}}(r) = \alpha_{strong} \frac{4}{3} \frac{1}{r} + Br$
 lineární člen nedovoluje kvarkům onodolit se \equiv confinement

• patřičným způsobem 'máme kvarky' vznikají další kvarky \rightarrow vznik mesonů \rightarrow je to částice



• důkaz existence barev

- pozorován baryon $\Omega^- : L=0 S=3/2 \Rightarrow$ 3 stejné kvarky se stejným spinem "1555" ... to odporuje Paulimu principu

\Rightarrow musí existovat další kvarkové číslo - barva... postacují 3 stavy

- barva přenášena silnou interakcí, baryony bezbarvé

- barvy se projevují v e^+e^- interakcích:

... počet barev se vyskytuje v číselném průřezu: $\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) \sim N_c Q_q^2$ počet barev

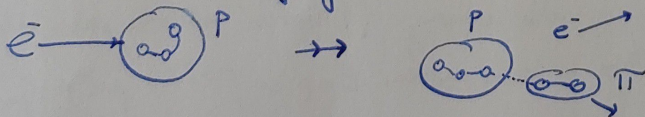
$$R_1 = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = N_c (Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2) = \frac{2}{3} N_c$$

změřeno $R_1 = 2 \Rightarrow N_c = 3$

• struktura protonu

- rozptyl e^- na p^+ \rightarrow malá $E \Rightarrow$ Coulombovský rozptyl (p^+ jako bodový náboj)
- \searrow velká $E \rightarrow$ z relativní neurčitosti E , čímž mění strukturu!

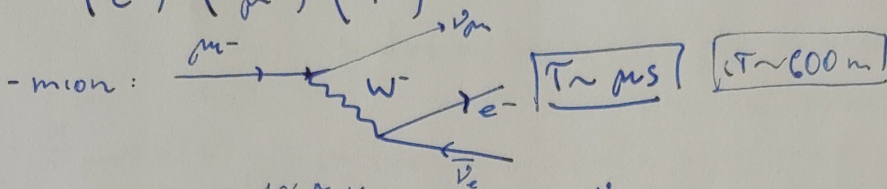
\rightarrow snážítkami vznikají jehy (představuje e^- interaguje pouze s 1 kvarkem)



- rozdělení hustoty protonu mezi kvarky a gluony: 45% valenční kvarky - u, d, u
 45% gluony
 10% mořské kvarky - u, d, s

XV. Leptony - rozpad μ, τ

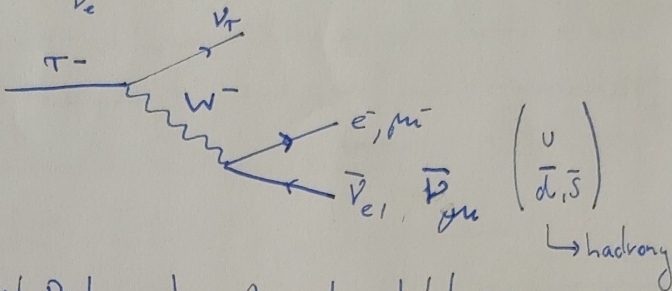
$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad m_e = 0,5 \text{ MeV}$$



$$m_\mu = 106 \text{ MeV}$$

- tauon: $m_\tau = 1,78 \text{ GeV}$

$c\tau \sim 100 \text{ mikros}$



• neutrino

- předpokládal W. Pauli, aby v β rozpadu platil ZEH a ZEE

- objev: ztracen neutron jaderný reaktor (β rozpad)

detekce pomocí obráceného β rozpadu: $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

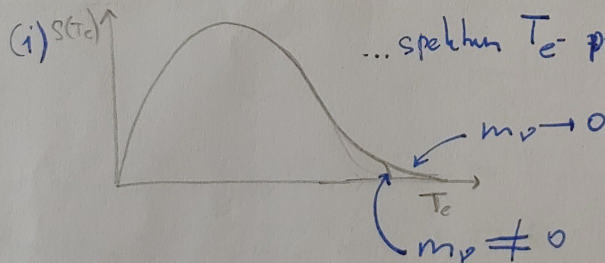
↑ anihilace $\nu + \bar{\nu}$ $Z \gamma$

- mionové neutrino: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

- tauonové neutrino: $D^\pm \rightarrow \tau^\pm + \nu_\tau$

↑ D mezony

- hmotnost neutrin:



(ii) měření záviselo na způsobu spanou (hmotnost neutrina přelíká se epoxidem)

- hmotnost mionového neutrina - přesně měření E_{ap} v $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

- hmotnost tauonového neutrina - z rozpadu $\tau^- \rightarrow h^- + \nu_\tau$

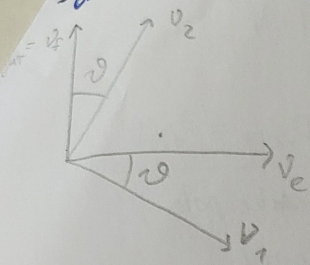
↑ hadron

• oscilace neutrin

- neutrina $\nu_{e,\mu,\tau}$ nejsou vL stavy hmotnosti neutrin $m_{1,2,3}$, vL stavy jsou $\nu_{1,2,3}$

\Rightarrow různé hmotnosti neutrin je spojena transformací $\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{PMNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$

- oscilace pro 2 druhy a 2 stavy hmoty: $| \nu_e \rangle = \cos \theta | \nu_1 \rangle + \sin \theta | \nu_2 \rangle$ $\langle \nu_i | \nu_e \rangle = \delta_{ik}$
 $| \nu_\mu \rangle = -\sin \theta | \nu_1 \rangle + \cos \theta | \nu_2 \rangle$



- v $t=0$ je neutrino popsáno rovnou vlnou: $\nu(t=0, x) = e^{\frac{iPx}{\hbar c}}$
 + časový uvoj: $\nu(t, x) = e^{-\frac{iE}{\hbar} ct} e^{\frac{iPx}{\hbar c} ct} \rightarrow e^{-\frac{i}{\hbar c}(E-p)x}$

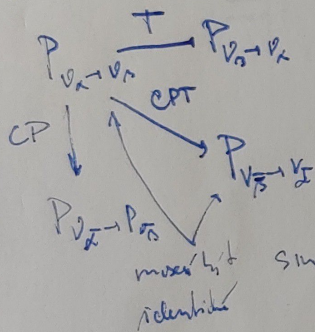
$$= e^{-\frac{i}{\hbar c} \frac{E^2 - p^2}{E+p} x} = e^{-\frac{i}{\hbar c} \frac{m^2}{E+p} x} \stackrel{E \approx p}{\approx} e^{-\frac{i}{\hbar c} \frac{m^2}{2E} x} = \nu(t, x)$$

$$\Rightarrow | \nu_1(x) \rangle = e^{-\frac{i}{\hbar c} \frac{m_1^2}{2E} x} | \nu_1 \rangle, \dots$$

- pokud je dojde k přeměně na jiný typ neutrina / nedojde:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = | \langle \nu_\mu | \nu_e(x) \rangle |^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{4\hbar c} \frac{x}{E} \right)$$

Nanosen CPT symetrie:



$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}$$

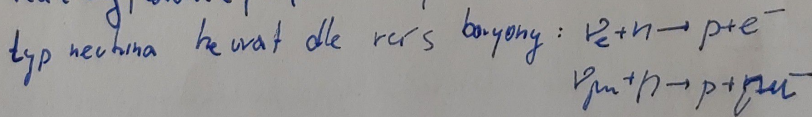
... psť, že normy ν_e / ν_μ jsou periodickou fun. vlnové čísel
 \Rightarrow oscilace neutrin

$m_2 = m_1$ } k oscilaci nedochází \Rightarrow pokud je oscilace zpozorována, musí být m_2 nebo m_1 nenulové

- pro 3 druhy neutrin může $m_3 > m_2$, m_3 ale může být největší / nejmenší

- poprvé pozorován v Superkamiokande, pozorována 1/3 předpokládaná počet neutrin

• zdroje neutrin: reakce, Slunce, uhlavice, kosmické záření



↻ mixing neutrin

XVI. experimenty na urychlovačích částic

- dnes je možné urychlovat pouze $\bar{p}, \bar{p}^-, e^-, \bar{e}^+$

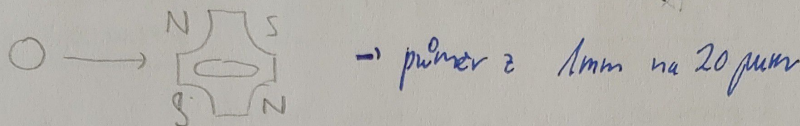
- pro urychlení na křivkách urychlovačích, e na lineárních (veliké z hůlky synchrotrona, m závislosti na \odot)

- 2 typy experimentů:
 • na pevném terči: $\sqrt{s} \approx \sqrt{2E \cdot mv}$
 • na utříchých svazcích: $\sqrt{s} \approx 2E$

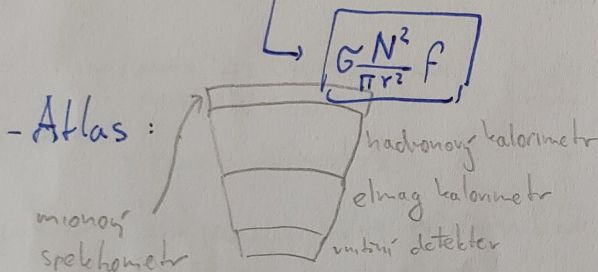
- LEP - měření rozpadů polobitky $Z^0 \rightarrow$ hromadiny neutrin

- HERA - měření struktury protonu, TEVATRON - objev b-kuarku, LHC - objev Higgsova bosonu

- LHC - obvod 27 km, směr proty s 6,5 + 6,5 TeV
- 4 experimenty: ATLAS, ALICE, CMS, LHCb
- maximální uvažované pole 8 T: $0,3 \cdot B \cdot R_{eff} = 7 \text{ eV}$,
se zvyšuje se energií částic se musí zvětšovat, magnetické pole
- částice se pohybují ve vodorovné trubici → 100 kroužků
- fokusace sází kroužků magnetů (tripletem):



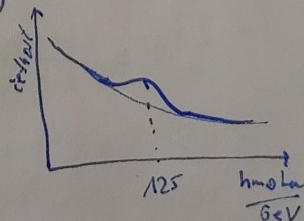
- proty se pohybují v balících, 'bunches' o délce 10 cm s vlnovou 2,5 m
- počet interakcí při srážce 2 bunches: $p = G \frac{N}{\pi r^2}$
- Luminozita: $L(\text{cm}^{-2}) = \int p N f dt = \int G \frac{N^2}{\pi r^2} f dt \approx \frac{100}{\text{fbarn}}$
↑ frekvence srážek bunches



- měření mionů v mag. poli: $S = R - \sqrt{R^2 - (L/l)^2} \approx \frac{L^2}{8R}$
R... úroveň velikosti mag pole a hustoty p
 $R = \frac{p}{0,3 \cdot B} \rightarrow S \approx 0,75 \text{ mm}$

• Higgsov boson

- W a Z získávají hmotu interakcí s Higgsovým bosonem; na začátku teorie b^0, w^+, w^0
- po interakci s Higgsovým polem → W^\pm a Z^0 se získá kombinací B^0 a W^0
- $m_H = 125 \text{ GeV}$, H se rozpadá na nejčastěji měřené produkty
- H vzniká v interakcích pp jako $\frac{m_H}{\sqrt{s}}$ $g + g \rightarrow H$
- H se rozpadá jako: $H \rightarrow b\bar{b}$ a $H \rightarrow W^+W^-$, nejprve měřeny $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow 4l$
- objev H pomohl měření invariantní hmoty (ze ZZ a ZH)



- std. model neuvádí jak vznikla hmota → supersymetrické částice