

## Anihilace

Setkání hmoty a antihmoty – anihilace → přeměna hmoty na fotony a mezony → mezony se rozpadají v konečném důsledku na fotony → uvolnění energie:  $E = mc^2$ . přeměna klidové hmotnosti (energie) na energii → nejkompaktnější zdroj energie Počátek vesmíru → téměř shodné množství hmoty a antihmoty → obrovská anihilace (vzniká reliktní záření) – malý přebytek hmoty zůstává Dnes antihmota v minimálním zastoupení Případný výskyt antihmoty a její kontakt s hmotou → okamžitá anihilace

Polemika, úvahy a otázky :

Hmota od antihmoty se rozlišuje především >podle náboje<. Hmota ( hmotné částice-kvantum hmoty ) může mít náboje kladné i záporné, pak obrácený náboj mění stav hmoty na antihmotu O.K.? Ale W..říká, že výsledkem anihilace jsou fotony ( co samy jsou částice hmota totožno antihmota ! s nábojem obojetným ? ) a pak když fotony z anihilace ( antifotony ) dopadnou na hmotu, tak >se přemění< na energii, čili p o u z e na hmotu, nikoliv na antihmotovou energii – proč ? Já myslím, že je to právě z důvodu jednosměrného toku – odvíjení času „v tomto vesmíru“. A odvíjení času se děje ( započne ) tehdy, když „něco“ má rychlost menší než  $c$ , tedy  $v < c$ ..., ale to „něco“ musí být hmota nikoliv antihmota (ano ?) To „něco“ co nemá odvíjení času, je foton – v jeho inerciální soustavě čas neběží, respektive „na něm“ běží čas jednotkový tj.  $c = 1 / 1 \Rightarrow x_c = t_c$ . W. říká, že „na počátku“ vesmíru je shodné množství hmoty a antihmoty NEJDŘÍVE ( neví se jak velké množství to je ) a pak nastává anihilace...-> směřující k fotonům ( nikoliv k hmotě látkové, fotony nemají na co narážet ). Ano ?, a nebylo to třeba obráceně ? : že nejdříve byly jen fotony ? ( a čas neběžel v předbig-bangovém vesmírném stavu „inertního universálu“ => ani hmota totožno ani časoprostor )...pak nutno celou „evoluci“ přehodnotit.

Případný výskyt antihmoty „je nepravdivý“...v toku času jedním směrem může antihmotová částice >existovat< jen „pro půlvlnu-půlinterval“ coby spojitost mezi stavem „tohoto vesmíru“ s chodem času vyplývajícím z  $v < c$  a druhou „půlkou“ vlnobalíčku páru částice-antičástice „tam-v jiném vesmíru“ kde tok času je „zpětný“. I v našem vesmíru je-existuje zpětný tok času ( je zabudován ve hmotě, já to nazval „cukaneček“, avšak je to interval velmi krátký-je to půlvlna vlnobalíčku ) Neumím to prozatím lépe popsat.



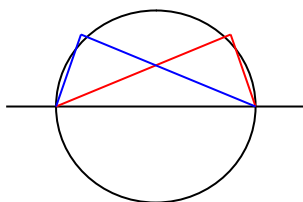
## Antičástice

Částice s nulovým spinem jsou relativisticky popsány Klein-Gordonovou rovnicí (lineární parciální diferenciální rovnice druhého řádu):

Dostaneme podmínku:

$$\begin{aligned} E^2 &= p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \\ m^2 c^4 &= m^2 v^2 c^2 + m_0^2 c^4 \\ m^2 c^2 &= m^2 v^2 + m_0^2 c^2 \\ m^2 c^2 &= m^2 v^2 + m_0^2 c^2 \\ m^2 c^2 &= m^2 \frac{c^2}{2} + \left(\frac{m^2}{2}\right) \cdot c^2 \\ c^2 &= \frac{c^2}{2} + \frac{c^2}{2} \end{aligned}$$

což jsou dva trojúhelníky na Thaletově kruhu, a jsou si symetrické vůči ose, čímž po vynásobení obou trojúhelníků dávají stále rovnoarmenný trojúhelník...??? a bude zajímavé najít rovnici s koeficienty, aby se „rozběhnul“ bod A na Thaletově kruhu pro znaky  $\underline{v}$  kontra  $\underline{c}$  a znaky  $\underline{m}$  kontra  $\underline{m_0}$ , aby to bylo obecně možné pro hodnoty  $0 < v < c = 1$  a  $1 < m_0 < m = \infty$



Existuje jak kladné tak záporné řešení:

$$E_1 = E^{(+)} = +\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$$

$$E_2 = E^{(-)} = -\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$$

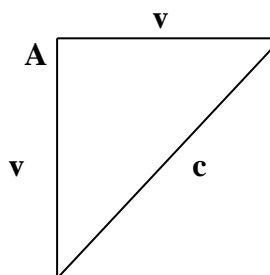
Opíši z literatury známou rovnici fyziky a tuto rovnici (01) rozeberu, upravím :

$$E = m \cdot c^2 = E_0 + E_k = m_0 \cdot c^2 + \frac{m_0 v^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (01)$$

a použiji pro další úpravy „kritizovaný nesmysl“ vymyšlený debilem Navrátillem :

$$1 / \sqrt{1 - v^2 / c^2} = c / v \quad (02)$$

reprezentující rovnoramenný trojúhelník, co udává p o u z e jednu hodnotu pro v tedy :



tedy (01) bude :

$$\begin{aligned} m \cdot c^2 &= m_0 \cdot c^2 + m_0 \cdot v^2 \cdot (c / v) \\ m \cdot c^2 &= m_0 \cdot c^2 + m_0 \cdot v \cdot c \\ m^2 \cdot c^2 &= m_0 \cdot c^2 \cdot m + m_0 \cdot v \cdot c \cdot m \\ m^2 \cdot c^2 - m \cdot m_0 \cdot v \cdot c &= m \cdot m_0 \cdot c^2 \end{aligned}$$

vynásobím ještě m :

$$\frac{m^2 \cdot c^2 - m \cdot m_0 \cdot v \cdot c}{m^2 \cdot c^2} = \frac{m \cdot m_0 \cdot c^2}{m^2 \cdot c^2}$$

$$\sqrt{1 - \frac{m_0 \cdot v}{m \cdot c}} = \frac{m_0}{m}$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{m_0 \cdot v}{m \cdot c}}} = \frac{m}{m_0}$$

... a protože mám povinnost podle pánů fyziků dojít

k rovnici (03), tak

musím chtěnechtě dosadit za  $m_0 / m = v / c$  ;  $(1 / \sqrt{1 - v^2 / c^2} = c / v = m / m_0)$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v \cdot v}{c \cdot c}}} = \frac{m}{m_0}$$

..... (03)

Pan Chýla, pan Obdržálek, pan Wágner, pan Pavlíček, p. Fikáček, Hála a mnoho dalších ...ti všichni to považují **za nesmysl**, za pomatenost a triviální chybu debila Navrátila Proč ??

J.N.

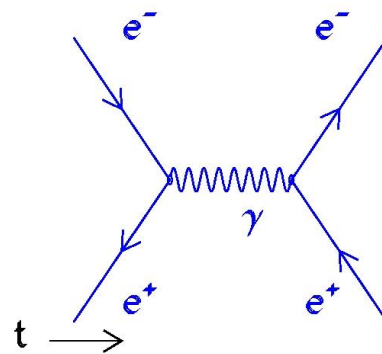
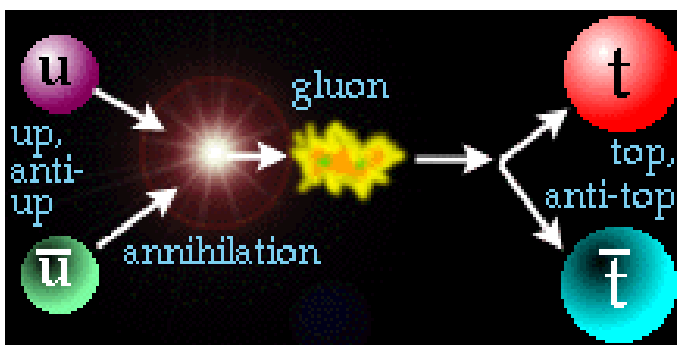
( 07.07.2003 )

**Možná interpretace řešení E2: kladná energie, opačný náboj → antičástice. Podobnou situaci dostaneme pro Dirackovu rovnici, jejíž řešení popisují částice se spinem 1/2. V tomto případě máme 4 řešení pro vlnové funkce:**

**Částice s průmětem spinu +1/2 a -1/2**

**Antičástice s průmětem spinu +1/2 a -1/2**

**Existence elektronu a pozitronu. Podobně i pro další fermiony.**



$$\begin{matrix} \{ u \bar{u} \} & = & \{ t \bar{t} \} \\ \frac{x^1 \cdot t^{1/3}}{x^0 \cdot t^{1/3}} \cdot \frac{x^0 \cdot t^{1/3}}{x^1 \cdot t^{1/3}} & = & \frac{x^3 \cdot t^{8/3}}{x^2 \cdot t^{10/3}} \cdot \frac{x^2 \cdot t^{10/3}}{x^3 \cdot t^{8/3}} & 6 \ 6 \\ ( u \quad \bar{u} ) & = & ( t \quad \bar{t} ) & 6 \ 6 \end{matrix}$$

✦

: { c c- } → { u d } + { d s } + { s u- } >>>>>>> pomocný řádek-.dát pryč

**Anihilace antiprotonu – vzniká K-, K0 a pi+:**

asi básník chtěl říci : anihilace protonu s antiprotonem – vzniká K-, K0 a pi+:

$$\begin{matrix} p^- + p^+ = K^0 + K^- + \pi^+ \\ \frac{x^0 \cdot t^2}{x^3 \cdot t^0} \cdot \frac{x^3 \cdot t^0}{x^0 \cdot t^2} = \frac{x^2 \cdot t^2}{x^2 \cdot t^2} \cdot \frac{x^2 \cdot t^1}{x^2 \cdot t^1} \cdot \frac{x^1 \cdot t^1}{x^1 \cdot t^1} & 8 \ 6 \\ & & & 8 \ 6 \end{matrix} \quad (?) \text{ není to rovnováha}$$

proto bych navrhol anihilaci neutronu s antineutronem, pak by interakční rovnováha platila

poznámka :

antifoton "není" totožný s fotonem ( podobně jako neutron "není" totožný a antineutronem )  
 ....dokonce bych řekl, že je **přesně** podobné, obdobné jako  $\mu^+ \mu^- / e^+ e^-$  a  $p^+ p^- / \gamma \gamma^-$

a možná by se dalo napsat i :  $\mu^+ \mu^- / e^+ e^- \rightarrow p^+ p^- / \gamma \gamma^-$

Přehled fyzikálních veličin s pohledu vztahu částice a antičástice:

Veličina	částice	antičástice
Hmotnost m	stejná	stejná
Spin (velikost)	stejná	stejná
Doba života $\tau$	stejná	stejná
Izospin (velikost)	stejná	stejná
Elektrický náboj	Q	-Q
Magnetický moment	$\mu$	$-\mu$
Baryonové číslo	B	-B
Leptonová čísla	L	-L
Podivnost	S	-S
z složka izospinu $I_z$	$I_z$	$-I_z$
Vnitřní parita P	Stejná pro bozony	Opačná - fermiony

Neutrální částice:

Fermiony: antičástice se liší v baryonovém a leptonových číslech

Bozony: je-li  $I=B=L=S=0$  a  $\mu=0 \rightarrow$  částice totožná s antičásticí

$$\pi^0 \equiv \bar{\pi}^0$$

Setkání částice s antičásticí  $\rightarrow$  **anihilace** na fotony a mezony ( musí to být na stejné množství fotonu a antifotonů po anihilaci )

Zákony zachování  $\rightarrow$  produkce fermionů ve dvojici částice-antičástice.

Například "obrácená anihilace" – **kreace párů** elektron pozitron při průletu fotonů polem jádra

$$\frac{\gamma^-}{x^2 \cdot t^2} + \frac{\gamma^+}{x^2 \cdot t^3} = \frac{e^-}{x^2 \cdot t^2} + \frac{e^+}{x^2 \cdot t^1} \quad 8 \ 8$$

$$\frac{\gamma^-}{x^2 \cdot t^3} + \frac{\gamma^+}{x^2 \cdot t^2} = \frac{e^-}{x^2 \cdot t^1} + \frac{e^+}{x^2 \cdot t^2} \quad 8 \ 8$$

-jak vidíte, je to zajímavé, protože nesou-li se prostorem fotony vedle antifotonů, pak se „nesou“ ve směru dimenze časové v „nerovnováze“ vůči samotnému „zbytkovému časoprostoru a kolmo na tu osu v rovnováze nábojové, ale proletí-li kolem jádra, kde je nějaká „změna“ časoprostoru, zakřivení jeho, čili pootočení os dimenzí, tam se nerovnováha v časové ose >projeví< a „časoprostor u jádra“ jí řeší změnou těch fotonů ( a sebe ) na pár elektron a pozitron. Čili tato kreace páru elektron pozitron z páru foton antifoton by měla „udělat“ Dopplerovské posuny, tedy fialové ( gravitační ) posuvy ve spektrech „mikrosvěta“

Nalezeny antičástice k většině známých částic.

Produkce **antiatomu** (zatím pouze antivodíku), produkce **antijader**.  $\rightarrow$  existence antihmoty

**Nábojová symetrie C-invariance** – totožnost procesů při záměně částic za antičástice a naopak.

Narušení C-invariance a združené **CP-invariance**

Existence antihmoty ve vesmíru – v kosmickém záření pouze antiprotony a další antičástice produkované ve srážkách vysokoenergetických protonů.

**Baryonová asymetrie vesmíru** – převaha hmoty nad antihmotou



### Antihmota – okno do nové fyziky

Existence hmoty ve vesmíru ↔ asymetrie mezi hmotou a antihmotou – nelze vysvětlit v rámci standardního modelu → nutnost teorií rozšiřujících nebo nahrazujících standardní model (\*♦\*)  
můj názor ( intuitivní ) je napsán na jiném místě

Správná teorie hmoty a interakcí musí vysvětlit poměr mezi množstvím hmoty a reliktního záření vzniklého při prvotní anihilaci

Narušení C a CP symetrií

### Antihmota v současném vesmíru

Existence přebytku hmoty nad antihmotou (baryonové asymetrie)

V našem vesmíru se vyskytuje pouze hmoty:

- 1) Neexistence záření způsobovaného anihilací na rozhraní hmoty a antihmoty.
- 2) Antihmota pouze v kosmickém záření:

**Pozitrony** objeveny v kosmickém záření. Vyskytují se **antimiony**

Dále objeveny **antiprotony**: poměr antiprotony/protony  $\approx 1/10000$

→ lze vysvětlit srážkami částic a jader kosmického záření

Hledání těžších jader – antihelium nebo antiuhlík by mohly potvrdit existenci oblastí z antihmoty, antihvězd



### Přebytek hmoty nad antihmotou

Existujeme – jsme složení z hmoty vše nezanihovalo → v minulosti musel vzniknout přebytek hmoty nad antihmotou ← původní rozložení hmoty a antihmoty homogenní (z reliktního záření)

**Baryonová asymetrie** = poměr mezi počtem baryonů (nukleonů) a fotonů reliktového záření (předpoklad: reliktní fotony vznikly při anihilaci)  $n_b/n_\gamma = 10^{-9}$ . Platí zákon zachování baryonového čísla → neměnnost počtu baryonů

Baryonovou asymetrii nelze vysvětlit v rámci standardního modelu

Tři podmínky vzniku baryonové asymetrie (A. Sacharov):

1. Existence procesů narušujících zákon zachování baryonového čísla
2. V těchto procesech musí docházet i k narušení C a kombinované CP symetrie (jinak by celkový počet vytvořených baryonů a antibaryonů byl stejný)
3. Částice nebo objekty v jejichž rozpadu baryonová asymetrie vzniká nesmí být v tepelné rovnováze s okolím → existují etapy prudkého rozpínání (jinak vznikají částice a antičástice se stejnou hustotou).

Reliktní fotonové záření homogeně rozloženo

Většina baryonové hmoty je ve formě protonů (vodíku) soustředěna v galaxiích

Nepozorovány příznaky anihilace (existence antihmoty)



### Jak vznikla asymetrie mezi hmotou a antihmotou?

Nad rámec standardního modelu složení hmoty a interakcí. Tato baryonová asymetrie je spojena s elektroslabým fázovým přechodem, kdy se oddělily elektroslabá interakce a silná interakce. Vznikla v důsledku nezachování baryonového čísla a narušení CP a C invariance. Velikost asymetrie se udává poměrem počtu baryonů k počtu fotonů  $n_b/n_{\text{gamma}} = 10^{-9}$ .

Její popis potřebuje některou s teorií velkého sjednocení. Ty zavádějí k dosud známým

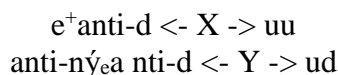
intermediálním bozonům (foton,  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ , 8 gluonům) ještě nejméně 6 bozonů X a 6 bozonů Y.

Tyto tzv. kalibrační bozony X a Y mají neobvyklé vlastnosti: jsou barevné a mají neceločíselné

hodnoty náboje. Očekávané hmotnosti bozonů X a Y musí být v oblasti, ve které má ke sjednocení

interakcí dojít, tedy okolo  $10^{15}$  GeV. Bozony X a Y se přeměňují jak na dvojici antilepton - antikvark,

tak i na dvojici kvarků, např:



nezachovává se baryonové číslo  $\rightarrow$  rozpad protonu:  $p = uud \rightarrow e^+$

Zákon zachování energie, hybnosti vede k rozpadům:  $p \rightarrow e^+ \pi^0$ ,  $p \rightarrow e^+ \pi^+ \pi^-$

Doba života protonu  $10^{30} - 10^{33}$  let. Experimentálně  $> 5 \cdot 10^{32}$  let. Používá se velká nádrž z vodou obklopená fotonásobiči. Hluboko v podzemí.

**Dvě různé varianty vysvětlení vzniku baryonové asymetrie:**

1) Vznikla v průběhu elektroslabého fázového přechodu v čase  $10^{-10}$ s a při teplotě 100 GeV ( $1.2 \cdot 10^{15}$  K) rozpady bozonů X a anti-X, které narušují zachování baryonového čísla. Možnost setření této asymetrie. Větší část asymetrie asi z rozpadu supertěžkých Higgsových bozonů, které se rozpadají později. Průběh závisí na teorii velkého sjednocení.

2) Vypařováním primordiálních černých děr, které vznikly před elektroslabým fázovým přechodem a vypařily se až po něm (tedy  $M > 10^{-5}$ g). Vypařují se i pomocí X a anti-X bozonů s nezachováním baryonové symetrie. Závisí na vzniku dostatečného množství černých děr a jejich existence modifikuje i průběh Velkého třesku (např. mění dobu elektroslabého přechodu).



### Baryonová asymetrie – světýlko za standardním modelem

Existence přebytku hmoty nad antihmotou (baryonové asymetrie)

V našem vesmíru se vyskytuje pouze hmota:

1. antičástice v kosmickém záření lze vysvětlit jako sekundární produkty srážek či interakcí

$$\frac{N_{\bar{p}}}{N_p} \approx 10^{-4}$$

částic hmoty např.

2. neexistence zdrojů gama záření vznikajících při anihilaci na styku hmoty a antihmoty

Baryonová asymetrie = poměr mezi počtem baryonů a fotonů reliktového záření (předpoklad: reliktní fotony vznikly při anihilaci)  $n_b/n_\gamma = 10^{-9}$ .

Zákony zachování baryonového čísla  $\rightarrow$  neměnnost počtu baryonů

Baryonovou asymetrii nelze vysvětlit v rámci standardního modelu

Tři podmínky vzniku baryonové asymetrie (A. Sacharov):

1. Existence procesů narušujících zákon zachování baryonového čísla
2. V těchto procesech musí docházet k narušení C a kombinované CP symetrie (jinak by celkový počet vytvořených baryonů a antibaryonů byl stejný)
3. Částice nebo objekty v jejichž rozpadu baryonová asymetrie vzniká nesmí být v tepelné rovnováze s okolím  $\rightarrow$  existují etapy prudkého rozpínání (jinak vznikají částice a antičástice se stejnou hustotou).

Různé možné typy baryogeneze (vzniku baryonové asymetrie) – spojeno s různými fázovými přechody na počátku velkého třesku (vesmír nebyl v tepelné rovnováze):

1. Elektroslabá baryogeneze -fázový přechod spojený s oddělením elektromagnetické a slabé interakce ( $t = 10^{-10}$ s,  $T = 100$  GeV) – nezachování baryonového čísla na kvantové úrovni v rozpadech X, Y bozonů, narušení C a CP symetrie v elektroslabých interakcích. Je dostatečné?
2. GUT baryogeneze – spojená s fázovým přechodem při oddělení silné a elektroslabé interakce a teoriemi velkého sjednocení ( $t = 10^{-35}$ s a  $T = 10^{15}$  GeV)
3. Affleck-Dineho (AD) baryogeneze – spojená se supersymetri-ckými teoriemi a supergravitací a fázovými přechody s nimi spojenými

Možnost smazání baryonové asymetrie v následných nerovnováž-ných stavech. Přenesení v podobě částic (objektů) s dostatečně dlouhou dobou života – těžké Higgsovi bosony, primordiální černé díry (dostatečná  $\tau \rightarrow M \sim 10^5$ g, jejich rozpad  $\rightarrow$  produkce X, anti-X bozonů) ...

Možné experimentální evidence:

1. Astrofyzikální :
  1. počet a rozpad primordiálních černých děr či dalších dále žijících částic  $\rightarrow$  následný ohřev  $\rightarrow$  změna vlastností primordiální nukleosyntézy (zastoupení jednotlivých prvků), reliktového záření
  2. velikost poměru  $n_b/n_\gamma$ .

3. vlastnosti nebaryonové složky temné hmoty
2. **Z fyziky částic:**
  1. studium nezachování CP a P symetrie v různých elektroslabých procesech
  2. testy jednotlivých sjednocovacích teorií (elektrický dipólový moment neutronu, rozpad protonu, supersymetriční partneři, oscilace neutrin ... )



### Objekty tvořené baryonovou hmotou

Běžná hmota složená z protonů a neutronů (výjimečně exotičtější kvark gluonové plazma či podivná hmota z hyperonů)

Běžné i exotičtější objekty - množství omezeno pozorováním produktů primordiální nukleosyntézy ( $> 0.8\%$  a  $< 4.3\% \rho_0$ ). Viditelná  $\sim 0.4\% \rho_0$  ( $\rho_0$  = kritická hustota plochého vesmíru)

**MACHO objekty** – objekty vytvářející masivní halo v galaxii:

Hvězdného typu – červení, hnědí trpaslíci

Planetárního typu - osamělé planety

Konečná stádia hvězd bílí trpaslíci, neutronové hvězdy, černé díry

**Difuzní objekty:**

Chladná i horká oblaka plynu - samostatně nestačí na vysvětlení baryonové temné hmoty

Vše dohromady může tvořit většinu baryonové temné hmoty, nestačí vysvětlit všechnu temnou hmotu



### Čím těžší hvězda tím těžší prvky

Větší hmotnost hvězdy  $\Rightarrow$  větší teplota v nitru  $\rightarrow$  rychlejší průběh reakcí  $\rightarrow$  rychlejší vydělování energie  $\rightarrow$  **vývoj hvězdy je rychlejší**  $\rightarrow$  její život je kratší

Větší teplota  $\rightarrow$  snadnější překonání bariery vytvořené elektrickým polem jádra i pro těžší jádra (s větším nábojem)

Velmi intenzivní vyvrhování materiálu - velmi masivní Wolf-Rayetova hvězda může vyvrhovat a 4Mz za rok



### Kvark-gluonové plazma a proces hadronizace ve vesmíru

Pro přesný popis Velkého třesku a průběhu expanze musíme poznat **stavovou rovnici** kvark-gluonového plazmatu i hadronového plynu. Nezbytná je i důkladná znalost **fázového přechodu** mezi nimi. Je to vidět i z několika příkladů jevů, jejichž existence na vlastnostech fázového přechodu přímo závisí:

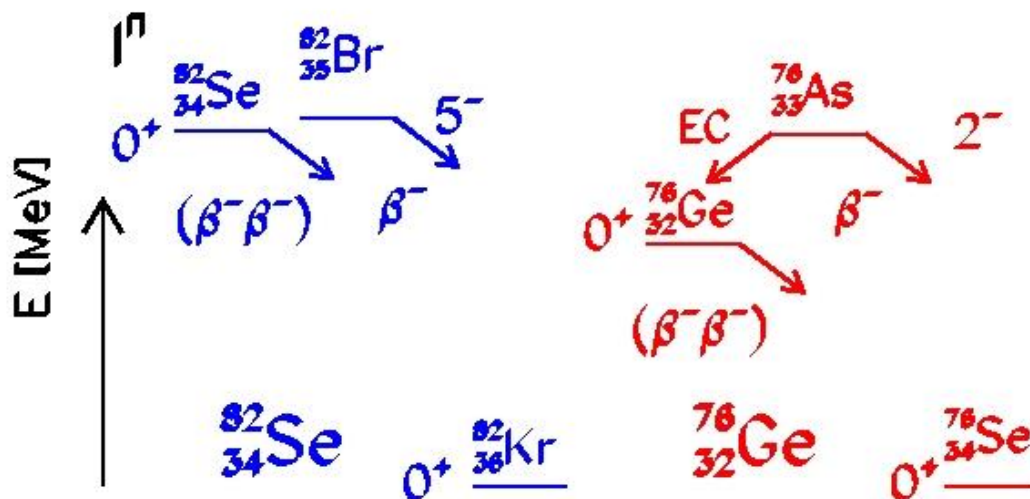
1. V případě fázového přechodu prvního druhu - možnost koexistence fází, to by vedlo k souběžné existenci kvark-gluonového plazmatu a hadronového plynu. Vznik míst s různou baryonovou hustotou. Promítnutí toho jevu do primordiální nukleosyntézy - vznik i těžších jader  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  a  ${}^{12}\text{B}$ .
2. Možnost přeměny bublin kvark-gluonového plazmatu v černé díry.
3. Možnost vzniku míst s různou hustotou podivnosti a vznik primordiálních podivnůstek. Na té závisí i možnost existence podivných hvězd.

**Malý třesk v laboratoři by nám měl umožnit přímé zkoumání a poznání těchto vlastností a umožnit naše pochopení a popis vesmírných dějů.**



### Dvojný rozpad beta

( $\beta\beta_{vv}$ ) nastává v případě, že je energeticky možný dvojný beta rozpad a jednoduchý beta rozpad není možný



Příklady jader, které se rozpadají dvojným rozpadem beta

Potenciálně 35 ( $\beta\beta$ vv) zářičů. Pozorováno 9 ( $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{100}\text{Mo}$  ...). Velmi dlouhé doby života: poločas rozpadu  $10^{19} - 10^{24}$  let

Zkoumání:

1. pomocí detekce elektronů v podzemních experimentech
2. geochemická měření

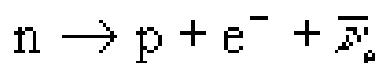
Neutrino Majoránova typu  $\rightarrow$  antineutrino totožné s neutrinem & nezachování leptonového čísla & nenulová klidová hmotnost neutrina  $\rightarrow$  možnost **bezneutrinového dvojného rozpadu beta** ( $\beta\beta$ )  $\rightarrow$  dva neutrony si vymění neutrino a antineutrino  $\rightarrow$  vyletí jen dva elektrony  
 Zatím nepozorován  $\rightarrow$  pouze limita na dobu života ( $10^{25}$  let) a tím i hmotnost neutrina majoránovského typu (0.45 eV).



**Sjednocení elektromagnetické a slabé interakce  
 (popis elektroslabé interakce)**

Netvoří vázané stavy částic – projevuje se pouze rozpadem

Nejznámější projev slabé interakce – rozpad beta:



Velmi malá hodnota vazbové konstanty

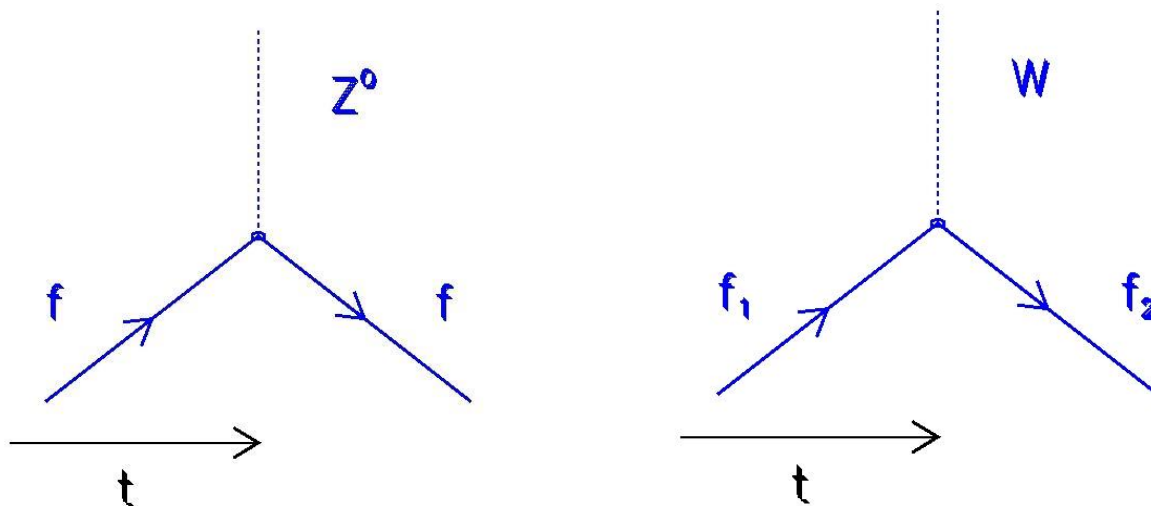
Velmi krátký dosah  $10^{-18}$  m

Představa zprostředkujících kalibračních bozonů  $\rightarrow$  nalezení re-normalizovatelné teorie popisu slabé interakce podobná QED a QCD.

Slabá intenzita interakce a její krátký dosah dány velkou hmotností kalibračních bozonů

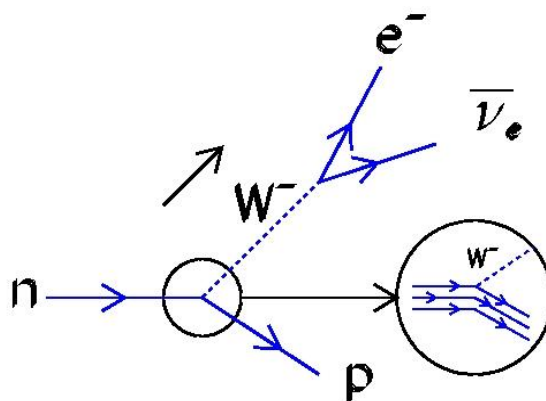
Popis pomocí Feynmanových diagramů:





Základní vrcholy slabé interakce

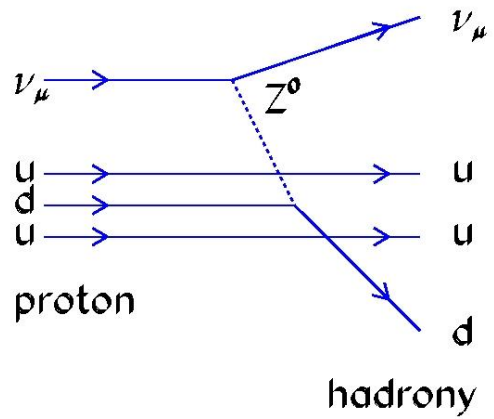
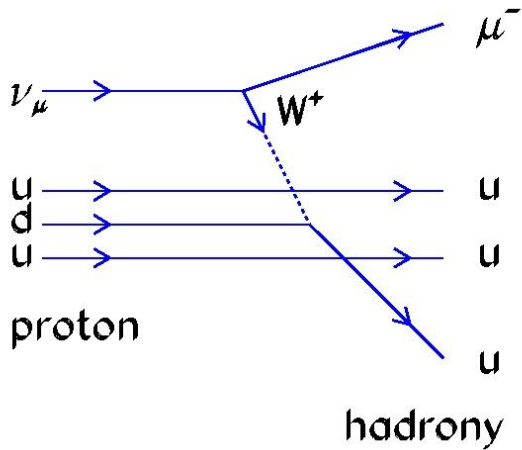
Feynmanův diagram rozpadu beta:



$$\begin{array}{l}
 d \Rightarrow W^- + u \\
 W^- \Rightarrow e^- + \nu_e^- \\
 \hline
 d \rightarrow W^- + u \quad \frac{x^1 \cdot t^{2/3}}{x^0 \cdot t^{4/3}} = \frac{x^2 \cdot t^2}{x^2 \cdot t^2} \cdot \frac{x^1 \cdot t^{-1/3}}{x^0 \cdot t^{+1/3}} \quad \begin{array}{cc} 3 & 3 \\ 3 & 3 \end{array} \\
 \\
 W^- \Rightarrow e^- + \nu_e^- \quad \frac{x^2 \cdot t^2}{x^2 \cdot t^2} = \frac{x^2 \cdot t^2}{x^2 \cdot t^1} \cdot \frac{x^0 \cdot t^0}{x^0 \cdot t^1} \quad \begin{array}{cc} 4 & 4 \\ 4 & 4 \end{array}
 \end{array}$$

- zřejmě změny vlnobalíček částic ( pomocí ) jakými pulsy smřšťujícími ( překlopení gravitačních rudých posuvů podle osy ) musí projít určitými „pozicemi pomocnými“ jimiž je stav-boson W

Příklad Feynmanova diagramu pro neutrální a nabité proudy:



asi chce autor říci :  $\nu_\mu = W^+ + \mu^-$   
 $W^+ + d = u$

čili  $W^+ + p^+ = \Delta^{++}$  ( nebo  $\Sigma_c^{++}$  nebo  $\Xi_{cc}^{++}$  nebo  $\Omega_{ccc}^{++}$  ) ....ano ??

$$\begin{array}{ccccccc} \mathbf{W^{(+)}} & + & \mathbf{p^{(+)}} & = & \mathbf{\Delta^{(++)}} & \text{nebo} & \mathbf{\Sigma_c^{++}} & \text{nebo} & \mathbf{\Xi_{cc}^{++}} & \text{nebo} & \mathbf{\Omega_{ccc}^{++}} \\ \mathbf{x^2.t^1} & & \mathbf{x^3.t^0} & & \mathbf{x^3.t^1} & & \mathbf{x^4.t^1} & & \mathbf{x^5.t^3} & & \mathbf{x^6.t^5} \\ \hline \mathbf{x^2.t^1} & \cdot & \mathbf{x^0.t^2} & = & \mathbf{x^0.t^1} & \text{nebo} & \mathbf{x^1.t^3} & \text{nebo} & \mathbf{x^2.t^5} & \text{nebo} & \mathbf{x^3.t^7} \end{array} \quad (ss)$$

podle mých vzorečků bude platit pouze :

$$\begin{array}{ccc} \mathbf{W^{(+)}} & + & \mathbf{p^{(+)}} & = & & = & \mathbf{\Omega_{ccc}^{++}} \\ \mathbf{x^2.t^1} & & \mathbf{x^3.t^0} & & & & \mathbf{x^6.t^5} & \left| \begin{array}{c} 88 \\ 88 \end{array} \right. \\ \hline \mathbf{x^2.t^1} & \cdot & \mathbf{x^0.t^2} & = & & = & \mathbf{x^3.t^7} & \left| \begin{array}{c} 88 \\ 88 \end{array} \right. \end{array}$$

což může pan Wagner považovat za můj návrh k experimentu. – je to stavba asymetrie z důsledku odvíjení času jedním směrem, nebo symetrie pro >složitě< baryony. A obráceně ( proti toku času ) to bude vrácení asymetrie do symetrie.

$d = W^- + u$

$W^- + \nu_\mu = \mu^-$

poznámka : všimněte si na řádku (ss), že tvorba vyšších baryonů je „po skocích“ u „x“ po jednom řádu, kdežto u „t“ po skocích po dvou řádech.

.....

asi chce autor říci :  $\nu_\mu = Z^0 + \nu_\mu$   
 $Z^0 + d = d$   
 $Z^0 + p^+ = p^+$

ano ??

což je nelogické ???

.....

Podobné to bude i zde :

$$\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\text{anti-}\nu_e) \quad \text{a} \quad \pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

Potvrzení předpovědí této teorie elektroslabé interakce:

1. Existence kalibračních bozonů  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$  s hmotnostmi  $\sim 80$  a  $90$  GeV
2. Existence neutrálních proudů způsobených  $Z^0$  bozonem

Potvrzeno v CERNu

Nárůst hmotnosti způsobuje Higgsův mechanismu – existence Higgsova bozonu

Interakce neutrin – čistá slabá interakce



### Energie reakce, energie rozpadu

Zatím jsme se zabývali pružným rozptylem. Abychom mohli rozšířit rozbor na další typy reakcí (rozpady, jaderné reakce nebo kreace částic), zavedeme:

**Energii reakce Q:** lze ji definovat jako rozdíl sumy klidových energií částic před reakcí a po ní nebo jako rozdíl sumy kinetických energií po reakci a před ní:

$$Q \equiv \left[ \sum_{j=1}^{n_i} m_j c^2 \right]_i - \left[ \sum_{k=1}^{n_f} m_k c^2 \right]_f = \left[ \sum_{k=1}^{n_f} E_k^{\text{KIN}} \right]_f - \left[ \sum_{j=1}^{n_i} E_j^{\text{KIN}} \right]_i \equiv Q$$

Hodnota Q nezávisí na soustavě souřadnic. (Připomenuti m zde označuje klidovou hmotnost):

**Exoergické reakce**  $Q > 0 \rightarrow$  energie se uvolňuje (samovolné rozpady jader či částic, reakce probíhající při libovolné energii nalétávající částice). V případě rozpadu hovoříme o **energii rozpadu**.

**Pružný rozptyl**  $Q = 0$

**Endoergické reakce**  $Q < 0 \rightarrow$  energii je třeba dodat (reakce neprobíhá samovolně, je třeba určité **prahové energie** nalétávající částice, aby k reakci došlo)

**Prahová energie v těžišťové souřadné soustavě:**

Z definice těžišťové soustavy platí pro počáteční stav:

$$\left[ \sum_{j=1}^{n_i} \vec{p}_j \right]_i \equiv 0$$

Ze zákona zachování hybnosti pak dostaneme:

$$\left[ \sum_{k=1}^{n_f} \vec{p}_k \right]_f = 0$$

Může nastat i případ, že všechny koncové částice mají nulové hybnosti a tedy i jejich jednotlivé kinetické energie jsou nulové:

$$\left[ \sum_{k=1}^{n_f} \tilde{E}_k^{\text{KIN}} \right]_f = 0$$

Prahová energie  $E_{\text{THR}}$  v těžišťové souřadné soustavě je tedy:

$$\tilde{E}_{\text{THR}} = \left[ \sum_{j=1}^{n_i} \tilde{E}_j^{\text{KIN}} \right]_i = \left[ \sum_{k=1}^{n_f} m_k \right]_f - \left[ \sum_{j=1}^{n_i} m_j \right]_i = -Q = |Q|$$

**Prahová energie v laboratorní souřadné soustavě:**

Nejčastěji potřebujeme znát práh reakce v laboratorní soustavě. Předpokládejme nerelativistickou reakci do které vstupují dvě částice o klidových hmotnostech  $m_1$  a  $m_2$ , z nichž terčová je v klidu vůči laboratorní soustavě. V laboratorní soustavě se těžiště pohybuje, má hybnost  $p_1$  a odpovídající kinetickou energii:

$$\tilde{E}_{\text{KIN}} = \frac{\vec{p}^2}{2(m_1 + m_2)}$$

Která je pro průběh reakce nevyužitelná. Čili prahová energie musí být:

$$E_{\text{THR}} = \frac{\vec{p}_1^2}{2(m_1 + m_2)} + |Q|$$

Z definice  $E_{\text{THR}}$  je minimální  $E_{\text{KIN}1}$ :

$$E_{\text{THR}} = \frac{\vec{p}_1^2}{2m_1} \rightarrow \vec{p}_1^2 = 2m_1 E_{\text{THR}}$$

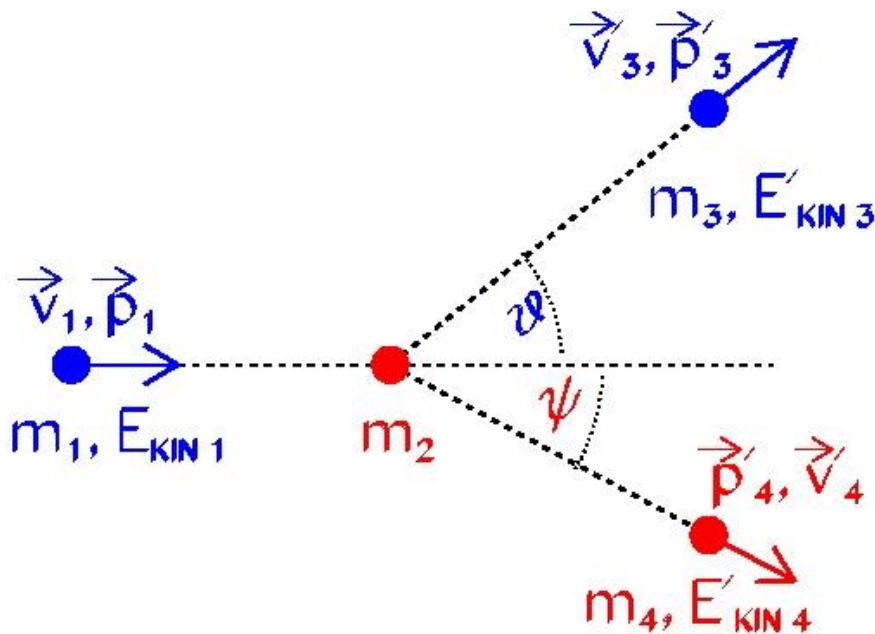
Dosadíme za  $p_1^2$  do předchozího vztahu:

$$E_{\text{THR}} = |Q| \left( 1 + \frac{m_1}{m_2} \right)$$

Pro  $m_1 \ll m_2$  je  $E_{THR} = |Q|$

Vztah mezi energií reakce a kinematických veličinami nalétávající a rozptýlené částice můžeme vyjádřit vztahem (dospějeme k němu stejným způsobem jako u podobného vztahu pro pružný rozptyl):

$$Q = E'_{KIN3} \left( 1 + \frac{m_3}{m_4} \right) - E_{KIN1} \left( 1 - \frac{m_1}{m_4} \right) - \frac{2 \cdot \sqrt{m_1 m_3 E_{KIN1}}}{m_4} \sqrt{E'_{KIN3}} \cos \vartheta$$



Často potřebujeme závislost:

$E_{KIN3} = f(E_{KIN1}, \theta)$ , označíme  $x \equiv \sqrt{E'_{KIN3}}$

Řešení je:

$$\sqrt{E_{KIN3}} = r \pm \sqrt{r^2 + s}$$

$$r = \frac{\sqrt{m_1 m_3 E_{KIN1}}}{m_3 + m_4} \cos \vartheta \quad , \quad s = \frac{m_4 Q + E_{KIN1} (m_4 - m_1)}{m_3 + m_4}$$

Kde

**Nepružný rozptyl je vždy endoergický** (kde jsme označili jako  $M_0^i, M_0^f, E_{KIN}^i, E_{KIN}^f$  celkové sumy):

$M_0^i < M_0^f \rightarrow E_{KIN}^i > E_{KIN}^f \rightarrow Q < 0$

**Rozpad částice v klidu:**  $Q = m_0^i c^2 - M_0^f c^2$ . Hybnosti při dvoučásticovém rozpadu jsou stejně velké, mají opačný směr. Izotropní rozdělení. Velikost hybnosti produktů:

$$p_1^f = p_2^f = \sqrt{\frac{2m_0^f m_0^f Q}{m_0^f + m_0^f}}$$

✦

Exotické formy rozpadu

**Protonová emise** – protony musí překonávat coulombovskou bariéru → doba života (i v  $\mu\text{s}$  a  $\text{ms}$  oblasti) je delší než charakteristický jaderný čas (doba průletu nukleonu jádrem –  $10^{-21}\text{s}$ ) → **existuje protonová radioaktivita**. Možná jen pro exotická lehká jádra s velkým přebytkem protonů (např.  ${}^9\text{B}$ ) – rozpad má dostatečně krátkou dobu života a není tak potlačen konkurenčním pozitronovým rozpadem beta.

**Emise dvojice protonů** – způsobená párováním (možná i ve formě  ${}^2\text{He}$ ) - rok 2000 v laboratoři v Oak Ridge u jádra  ${}^{18}\text{Ne}$

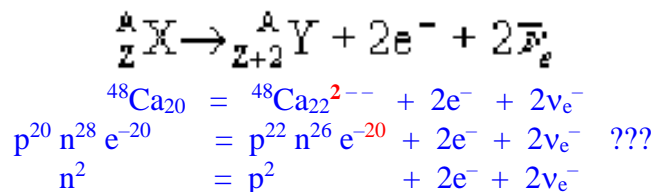
**Zpožděná protonová emise** – emise protonů následující po protonovém rozpadu → jádra s vysokým přebytkem protonů → vzniklé jádro ve vzrušeném stavu emitují proton.

**Neutronová emise** – doba života jader s velkým přebytkem neutronů u kterých je energeticky možný neutronový rozpad je srovnatelná s charakteristickým jaderným časem – **nelze hovořit o neutronové radioaktivitě**

**Zpožděná neutronová emise** následující po rozpadu beta. Jádro s velkým přebytkem neutronů → rozpad beta s delší dobou života → následná rychlá emise neutronů v době srovnatelné s charakteristickým jaderným časem.

**Emise těžších jader** –  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  ... → fragmentace vysoce vzrušených jader

**Dvojný rozpad beta ( $\beta\beta 2\nu$ )** – nastává v případě, že je energeticky možný dvojný a jednoduchý rozpad beta možný není.



Je podivná „lokální rovnováha“ pro beta rozpad, který probíhá pouze jako jaderná interakce-pro slabou sílu a obal se neúčastní a nakonec tedy výsledkem je kation vápníku (jemu elektrony chybí a smutně přihlíží jak z rozpadu vzniklé elektrony odlétají kamsi pryč a navíc tím dělají systém „lokálně nerovnovážený“.

Potenciálně je 35 ( $\beta\beta 2\nu$ ) – zářičů. Dosud pozorováno 9 ( ${}^{48}\text{Ca}$ ,  ${}^{76}\text{Ge}$ ,  ${}^{82}\text{Se}$ ,  ${}^{100}\text{Mo}$ , ...). Velmi dlouhé doby života  $T_{1/2} = 10^{19} - 10^{24}$  let.

Zkoumá se pomocí podzemních experimentů (hlavní problém pozadí). Např. nové zařízení NEMO-3 (10 kg  ${}^{100}\text{Mo}$ ,  $Q_{\beta\beta} = 3.038$  MeV). Další možnost – geochemická měření.

**Bezneutrinový dvojný rozpad beta ( $\beta\beta 2\nu$ )** – možný jen v případě, má-li neutrino nenulovou klidovou hmotnost a jeli Majoranova typu (antičástice je identická s částicí – zůstává rozdíl leptonového čísla). V tomto případě si v procesu nezachovávajícím leptonové číslo monou dva neutronu vyměnit neutrino a antineutrino a dojde k výletu pouze dvojice elektronu. Doposud nepozorováno. Limita až v řádu  $10^{25}$  let měřena na  ${}^{76}\text{Ge}$  → limita na hmotnost  $\sim 0.45$  eV.



### Formování galaxií a kup galaxií

Srovnávání naměřených vlastností galaxií a modelů vypočtených s různými kosmologickými parametry (mixem temné hmoty):

**Experiment** (data o pozorovatelných vlastnostech a procesech):

1. Rozložení různých typů hmoty v galaxiích (jádro, disk, halo)
2. Úhlový moment galaxií
3. Evoluce galaxií, vlastnosti protogalaxií
4. Procesy při srážkách a slučování galaxií

**Modelové simulace** (popis těchto dat pro různé předpoklady):

1. původní fluktuace vzniklé v průběhu inflace vedou vlivem gravitace k vázaným oblakům temné hmoty Vznik struktury hierarchickým procesem.
2. Ovlivnění vlastnostmi ranného vesmíru, možný vliv topologických defektů jako kondenzačních jader, znovu ohřátí vlivem vypařování primordiálních černých děr či rozpadu částic ...

3. Vliv různých typů temné hmoty na rychlost procesu formování galaxií
4. Vliv rozložení temné hmoty na stabilitu a trvání existence galaxie a rozložení její viditelné hmoty v jádru, disku a halu

Formování stabilních galaxií požaduje větší množství nebaryonové chladné temné hmoty než horké. Bez jistého množství horké hmoty se však neobejde.



**POZOR !** – zde modré písmo je autorovo

### Hledání baryonové hmoty ve vesmíru

Hledání kompaktních objektů z baryonové hmoty **MACHO** (Massive Compact Halo Objects)

Rozšiřování pozorovaných oblastí spektra (hlavně infračervená) a dosahu dalekohledů

**Pomocí gravitačních mikročoček:**

Průchod kompaktního objektu mezi hvězdou a pozorovatelem → zjasnění hvězdy

Příklad programu: pozorování hustých hvězdných polí ve Velkém Magellanově oblaku a naší Galaxii - využití dalekohledu na Mount Stromlo v Austrálii - pozorovány desítky zjasnění.



### Jak jsou neutrina těžká?

Ve standardním modelu:

1. předpokládá zachování leptonového čísla
2. pozorujeme pouze levotočivé neutrina a pravotočivé antineutrino

To vede Dirackovo neutrina s nulovou klidovou hmotností:

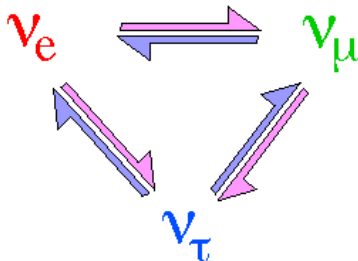
1. zachování leptonového čísla → neutrina se liší od antineutrína
2. existence jen levotočivého neutrina → pohyb rychlostí světla (nemožnost “předběhnutí”) → nulovou klidovou hmotnost

→ nemožnost oscilací a nenulové klidové hmotnosti

**Rozšíření standardního modelu:**

Nezachování leptonového čísla - antineutrino shodné s neutrinem (Majoranův typ)

Možnost oscilací ↔ nenulová klidová hmotnost aspoň některých neutrin ↔ rozdílné hmotnosti



Důležitost hledání oscilací neutrin

Experimenty:

1. Přímá měření → velmi malé horní limity na hmotnosti neutrin
2. Velmi silné evidence pro existenci oscilací

Hledání jiných typů neutrin → těžká neutrin (keV)



### Hmotnosti jader

Jádro obsahuje  $Z$  protonů a  $N=A-Z$  neutronů

Naivní představa hmotnosti jádra:

$$M(A,Z) = Zm_p + (A-Z)m_n$$

Kde  $m_p$  je hmotnost proton ( $m_p = 938.27 \text{ MeV}/c^2$ ) a  $m_n$  je hmotnost neutronu ( $m_n = 939.56 \text{ MeV}/c^2$ ) -  $\text{MeV}/c^2 = 1.782 \times 10^{-30} \text{ kg}$

Používá se i hmotnostní jednotka:  $m_u = u = 931.49 \text{ MeV}/c^2 = 1.660 \times 10^{-27} \text{ kg}$ . Hmotnost jádra se pak udává pomocí **relativní atomové hmotnosti**  $A_r = M(A,Z)/m_u$ .

Skutečné hmotnosti jsou menší – jádro se díky zákonu zachování energie nerozpadá na své složky.

**Hmotnostní úbytek  $\Delta M$ :**

$$\Delta M(A,Z) = M(A,Z) - [Zm_p + (A-Z)m_n]$$

Je ekvivalentní energii, která se uvolní při spojení jednotlivých nukleonů do jádra - **vazbové energii**

$$B(A,Z) = -\Delta M(A,Z) c^2$$

Vazbová energie vztažená na jeden nukleon B/A:

Vazbová energie na jeden nukleon pro stabilní jádra

Maximum je pro jádro  $^{56}\text{Fe}$  ( $Z=26$ ,  $B/A=8.79$  MeV).

Pro získání energie:

1. Slučovat lehká jádra
2. Štěpit těžká jádra

$$8.79 \text{ MeV/nukleon} \rightarrow 1.4 \cdot 10^{-13} \text{ J} / 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 8.7 \cdot 10^{13} \text{ J/kg}$$

(spalování benzínu:  $4.7 \cdot 10^7 \text{ J/kg}$ )

Měření hmotností a vazbových energií:

Hmotnostní spektroskopie:

**Hmotnostní spektrografy** a **spektrometry** využívají pohyb částice v elektrickém a magnetickém poli: Hmotnost  $m = p^2 / 2E_{\text{KIN}}$  lze určit z porovnání hybnosti a kinetické energie. Provádí se průchodem iontu s nábojem Q "filtrem energie" a "filtrem hybnosti", které se realizují elektrickým a magnetickým polem:

$$\vec{F}_E = Q\vec{E}$$

a tedy  $F = QE$

$$\vec{E} \perp \vec{v} \quad \vec{F}_B = Q\vec{v} \times \vec{B}$$

pro platí  $F_B = QvB$

Ve studii Audiho a Wapstry z roku 1993, která se zabývala systematikou hmotnosti jader je jmenováno 2650 různých izotopů. Z nich jen 1825 má určenou hmotnost.

**Využití frekvence oběhu v magnetickém poli** prstence shromažďujícího ionty. Pomocí **elektronového chlazení** se vyrovnají hybnosti  $\rightarrow$  pro různou hmotnost  $\rightarrow$  různá rychlost a frekvence.

**GSI Darmstadt** umožňuje **fragment separátor** (FSR) produkující různé izotopy a **shromažďovací prsteneček** (ESR) měřit velké množství hmotností jader. Přesnost dosahuje  $\Delta M = 0.1 \text{ MeV}/c^2$ , což reprezentuje relativní přesnost  $\Delta M/M \sim 10^{-6}$ . Možnost měřit i krátkodobé izotopy  $\tau > 30 \text{ s}$  (s elektronovým chlazením),  $\tau \approx \mu\text{s}$  (bez elektronového chlazení).

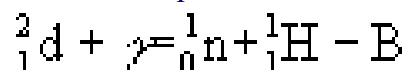
Podobné zařízení v **CERN** (ISOLDE)

**Využití energetické bilance reakcí:**

Lze využít v případě, kdy nelze použít hmotnostní spektroskopie.

Například pro určení hmotnosti neutronu:

1. Změříme energii kvanta  $\gamma$  potřebnou k rozštěpení deuteronu:



2. Pro hmotnost deuteronu platí:  $m_d = m_n + m_H - B$
3. Hmotnostní spektroskopii změříme hmotnost vodíku a deuteronu.
4. Hmotnost neutronu je:  $m_n = (m_d - m_H) + B$ .

Tak lze určit hmotnosti dalších nestabilních jader ( $\Delta M/M \sim 10^{-8}$ ).

**Jsou nukleony lokalizovány v jádře?**

$B/A \approx 8 \text{ MeV}/A$ . Pro separaci nukleonu nutná energie  $\approx 8 \text{ MeV}$

De Broglieho vlnová délka  $\lambda = h/p \rightarrow$  podmínka vázaného stavu  $2\pi r = n\lambda$  ( $n$  přirozené číslo)  $\rightarrow \lambda/2\pi$  udává typický rozměr.

$8 \text{ MeV} \ll 939 \text{ MeV} \rightarrow$  nerelativistické přiblížení

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_0 E_{\text{KIN}}}} = \frac{hc}{\sqrt{2m_0 c^2 E_{\text{KIN}}}} = \frac{197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{\sqrt{2 \times 940 \times 8 \text{ MeV}}} = 1.6 \text{ fm}$$

$\rightarrow$  jsou - odpovídá rozměrům jádra.

**Mohou být elektrony lokalizovány v jádře?**

Elektron s  $E_{\text{KIN}} = 8 \text{ MeV}$  je relativistický:

$$\lambda = \frac{h}{p} \cong \frac{hc}{E_{\text{kin}}} = \frac{197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{8 \text{ MeV}} = 25 \text{ fm}$$

→ nemohou



### Interakce a jejich charakter

Čtyři známé interakce:

Interakce	zprostředkující bozon	interakční konstanta	dosah
Gravitační	graviton	$2 \cdot 10^{-39}$	nekonečný
Slabá	$W^+ W^- Z^0$	$7 \cdot 10^{-14}$	$10^{-18} \text{ m}$
Elektromagnetická	$\gamma$	$5 \cdot 10^{-3}$	nekonečný
Silná	8 gluonů	1	$10^{-15} \text{ m}$

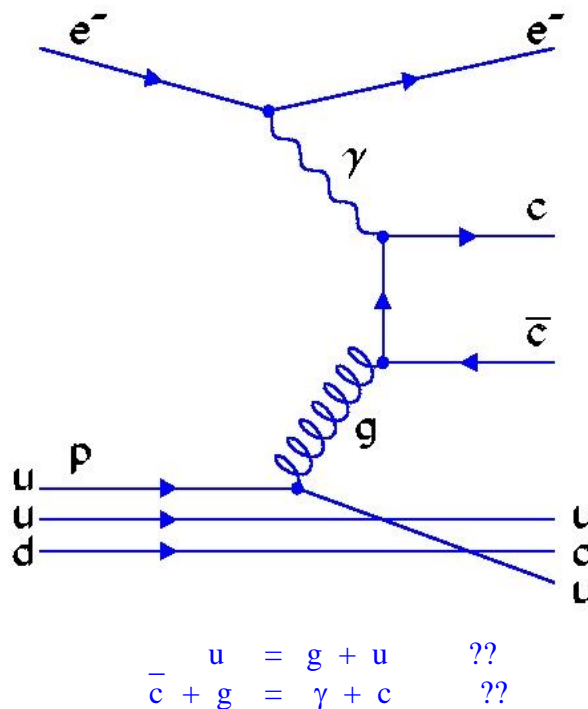
Síla interakce dána **interakční konstantou** – její velikost se mění s růstem hustoty energie  
Různě pro různé interakce → vyrovnání interakčních konstant pro vysoké energie

**Výměnný charakter interakcí:**

Zprostředkující částice – intermediální bozony

Dosah interakce závisí na hmotnosti zprostředkující částice

Velikost interakční konstanty na jejich vlastnostech (i hmotnosti)



### Konečná stádia hvězd

Hvězdy s hmotností větší než jistá hranice se nedokáží zbavit během svého vývoje dostatečného množství hmoty a jejich konečným stádiem je objekt s velmi vysokou hustotou.

### Výbuch supernovy

Dva typy supernov:

- Supernova I. typu** - těsná dvojhvězda bílého trpaslíka a hmotné hvězdy → přetok hmoty na bílého trpaslíka → překročení **Chandrasekharovi meze** ( $\sim 1.4 M_{\text{Slunce}}$ ) → hroucení → zapálení a hoření C, O → výbuch
- Supernova II. typu** – osamělé hvězdy s  $M \sim 8 - 100 M_{\text{S}}$ . Po spálení H → smrštění → zvýšení teploty → zapálení He. Dále C, Ne, O, Si. Zároveň roste neutrinová emise. Spotřeba



paliva → jádro je pod silným gravitačním tlakem (odolává díky tlaku degenerovaného elektronového plynu). Zvětšování jádra → překročení Chandrasekharovi meze → hroucení, které je urychlováno ( $\rho \approx 10^{13} \text{ kg/m}^3$ ,  $T \approx 10^{10} \text{ K}$ ):

a) záchytem  $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$

b) fotodezintegrace jader  $^{56}\text{Fe}$

**Hroucení lze rozdělit do těchto pěti etap:**

1. **První etapa** – 6hroucení rychlostí volného pádu (rychlost až 70000 km/s). Jádro hvězdy se během několika milisekund zhroutí z 5000 → 20 km
2. **Druhá etapa** – při hustotě  $4 \cdot 10^{14} \text{ kg/m}^3$  je hmota neprůhledná pro neutrina → mění se charakter Chandrasekharovi meze (nyní  $\sim 0.88 M_{\odot}$ ) – nyní je to oblast, která je ve vzájemné interakci a hroučí se jako celek (zvukové a tlakové vlny vyrovnávají rozdíly hustoty). 6c
3. **Třetí etapa** – v centrální části homogeně se hroučícího jádra se vytvoří jaderná hmota → stlačí se na  $\sim 3 - 5 \rho_0$  → odražení a vytvoření **rázové vlny** (energie rázu  $\sim 7 \cdot 10^{44} \text{ J}$ ) –  $K_0 \sim 180 \text{ MeV}$
1. **Čtvrtá etapa** – rázová vlna na rozdíl od zvukových vytváří drastické změny hustoty (nevratné) a pohybuje se rychleji než zvuk (30 000 – 50 000 km/s) → pronikne přes sonický bod. Ve vnější vrstvě jádra je pak bržděna a ztrácí energii emisí neutrin a fotodezintegrací Fe. Další průběh závisí na hmotnosti:
  - a. V závislosti na stlačitelnosti jaderné hmoty → energie rázové vlny → hmotnost, kterou dokáže překonat (start  $\sim 10-18 M_{\odot}$ )
  - b. Pro větší hmotnosti může zastavenou rázovou vlnu obnovit pomocí neutrin ( $>18 M_{\odot}$ ). Elektronový záchyt v centru → vysoká produkce neutrin  $\sim 10^{46} \text{ J}$  → 1% zachyceno materiálem v oblasti zbrzdění rázové vlny (200 – 300 km) → opětovné vyvolání rázové vlny
2. **Pátá etapa** – rázová vlna překoná vnější část jádra → šíří se vnějšími vrstvami hodiny → vše co je nad určitým poloměrem (“bifurcation” bod) vyvrhne ven – co je pod ním zkondenzuje do neutronové hvězdy (případně do černé díry)

**Problémy se stlačitelností:**

Nutnost, aby byla rázová vlna dostatečně silná a nebyla zastavena v materiálu vnějšího jádra → měkká stavová rovnice  $K = 180$  – závisí na jemných parametrech modelování a složení materiálu jádra supernovy.

Rozpor s údaji z jaderné fyziky a hodnotami potřebnými pro hmotnosti neutronových hvězd.

**Možná řešení:**

1. Neutrinové ohřátí
2. Vliv rotace hvězdy
3. Změkčení stavové rovnice při vysokých hustotách přítomností hyperonů

**Výpočtů zatím málo a nezahrnují všechny efekty**

#### Neutronové hvězdy

Gravitačnímu zhroucení odolávají tlakem degenerovaného neutronového plynu (fermionový plyn).  $M \approx 2 - 3 M_{\odot}$ ,  $R = 10, 30 \text{ km}$ ,  $\rho \approx 10^{17} \text{ kg/cm}^3$ .

Znalosti o stavbě neutronových hvězd závisí na znalostech vlastností hmoty, která je tvoří.

**Pozorovací údaje:**

**Hmotnosti neutronových hvězd** ukazují na tvrdou stavovou rovnici  $K \approx 300$

Efekty vznikající působením silného gravitačního a magnetického pole → pulsary

**Rotace neutronové hvězdy (periody 1.5 ms – 5 s):**

**Pomalé zpomalování rotace pulsaru** - brždění magnetosférou → rotace neutronové hvězdy se zpomaluje

**Skokové zrychlení rotace** ( $\sim 10^{-6} - 10^{-8}$ ) – rotace neutronové hvězdy jako pevného tělesa – interakce mezi vnější a vnitřní kúrou.

Milisekundové pulsary ve dvojhvězdách

Dosud známo 730 radiopulsarů (3% ve dvojhvězdách)

jádře neutronové hvězdy i podivné částice (hyperony).

Složité struktura → skoky v periodě

## Podivné hvězdy

Pokud existuje stabilní kvark-gluonové plazma s podivností (se třemi druhy kvarků u, d, s) → možnost existence podivných hvězd.

Popis kvark-gluonového plazmatu s podivností – podobně jako jaderné hmoty – Fermiho kapalina, tentokrát však složená s nehmotných kvarků (fermiony – nastolení chirální symetrie). Vazbová energie (objemová) –  $B = 57 \text{ MeV/fm}^3$ .

Složení: u, d, s kvarky a  $e^-$  - celkové baryonové číslo určuje celkovou vazebnou energii (rozdíl mezi energií systému složeného s vodíku a systému s podivného kvark-gluonového plazmatu se stejným baryonovým číslem)

Povrch vázán silnou interakcí a ne gravitací →

1. skoková změna hustoty z 0 na  $\sim 4 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$ . Hustota se od povrchu k centru příliš nemění – není struktura, homogenní
2. neplatí klasická Eddingtonova limita (limita pro hustotu svítivého výkonu)
3. vysoká hustota elektrického náboje → z povrchu se do magnetosféry nedostávají ionty a elektrony, stejně jako v plazmě je ovlivněno elektromagnetické záření

podivné hvězdy: je složena s normální hmoty

Kvarky interagují silně → ostré rozhraní

Leptony neinteragují silně → pozvolné (rozmazané rozhraní)

Kůra musí splňovat:

1. její hmotnost nesmí být velká, aby elektronová vrstva udržela mezeru
2. hustota musí být menší než hustota vzniku neutronové kapaliny ( $\sim 4 \cdot 10^{14} \text{ kg/m}^3$ )

Kůra modifikuje chování podivné hvězdy a přibližuje je chování neutronové hvězdy.

Způsoby odlišení podivné a neutronové hvězdy:

1. Hustoty v centru podivných a neutronových hvězd jsou různé ( $\rho_{\text{PODIVNÉ}} > \rho_{\text{NEUTRONOVÉ}}$ ). Podivná hvězda může mít vyšší rychlost rotace.
2. Díky různé vnitřní stavbě (podivná hvězda je homogenní) nemůže u podivné hvězdy docházet ke skokům v periodě (33 skoků u 8 pulsarů)

Vznik podivné hvězdy:

Stabilní podivnůstka (strangelet) + neutronová hvězda → transformace na podivnou hvězdu

Podivnůstka je buď ve hvězdě (vznikne při výbuchu supernovy) nebo se podivnůstka vzniklá při velkém třesku setká s neutronovou hvězdou později

Přeměna a její rychlost je dána slabými procesy (absorpce neutronů podivnůstkou) →  $t \sim 1 \text{ min}$

Uvolní se vazbová energie  $\sim 10^{46} \text{ J}$  (přežije jen kůra neutronové hvězdy)

Při přeměně dochází ke gama a neutrinovému záblesku.

### Chandrasekharova mez

(Upozornění: použita řada zjednodušení - pouze ukázka postupu)

Určení vztahu mezi rovnovážným poloměrem a hmotností objektu obsahujícího degenerovaný fermionový plyn:

Celková energie:  $E_{\text{TOT}} = E_{\text{KIN}} + E_{\text{POT}}$

Nejdříve degenerovaný elektronový plyn (bílý trpaslík):

Pro potenciální energii platí:

Předpoklady: bílý trpaslík je popsán

1) neutrální koulí → stejný počet protonů a elektronů  $n_e \approx n_p$

2) jádra mají  $N \approx Z \approx A/2$ ,  $m_n \approx m_p$

Z toho plyne pro hmotnost hvězdy:  $M \approx 2n_p m_p \approx 2n_e m_p$

Gravitační potenciální energie koule s hmotností M:

$$E_{\text{pot}} = -\frac{3}{5} G_N \frac{M^2}{R} = -\frac{3}{5} G_N \frac{(2n_e m_p)^2}{R} = -\frac{12}{5} G_N \frac{(n_e m_p)^2}{R}$$

Pro kinetickou energii:

Předpoklad:

1) Jádra jsou těžká →  $E_{\text{KIN}}$  dána kinetickou energií elektronů

2) Elektronů tvoří degenerovaný fermionový plyn → vyplňují všechny nejnižší stavy až po Fermiho hladinu (viz. část jádro jako Fermiho plyn) (nastává pro  $M > 0.01 M_{\text{S}}$ ):

$$E_{\text{KIN}}(n) = \sum_{\alpha=1}^n E_{\text{KIN},\alpha} = \int_0^{p_F(n)} \frac{p^2}{2m_e} \left( 2 \frac{V 4\pi p^2}{h^3} \right) dp = \frac{3}{5} n E_F(e)$$

kde

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left( \frac{3\pi^2 n}{V} \right)^{2/3} = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left( \frac{3\pi^2 n}{\frac{4}{3}\pi R^3} \right)^{2/3} = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left( \frac{9\pi n}{4R^3} \right)^{2/3} = \frac{3}{4} \frac{\hbar^2}{m_e R^2} \left( \frac{3}{2} \right)^{1/3} (\pi n)^{2/3}$$

dosadíme:

$$E_{\text{KIN}} = \frac{9}{20} \left( \frac{3}{2} \right)^{1/3} \frac{\hbar^2 \pi^{2/3} n_e^{5/3}}{m_e R^2}$$

Potom  $E_{\text{TOT}}$ :

$$E_{\text{TOT}} = -\frac{12}{5} G_N \frac{(n_e m_p)^2}{R} + \frac{9}{20} \left( \frac{3}{2} \right)^{1/3} \frac{\hbar^2 (\pi)^{2/3} n_e^{5/3}}{m_e R^2}$$

Velikost poloměru určíme jako minimum v závislosti energie na poloměru:

$$\frac{\partial E_{\text{TOT}}}{\partial R} = \frac{12}{5} G_N \frac{(n_e m_p)^2}{R^2} - \frac{9}{10} \left( \frac{3}{2} \right)^{1/3} \frac{\hbar^2 \pi^{2/3} n_e^{5/3}}{m_e R^3} = 0$$

odtud:

$$\frac{12}{5} G_N \frac{(n_e m_p)^2}{R^2} = \frac{9}{10} \left( \frac{3}{2} \right)^{1/3} \frac{\hbar^2 \pi^{2/3} n_e^{5/3}}{m_e R^3}$$

$$G_N (n_e m_p)^2 = \frac{3}{8} \left( \frac{3}{2} \right)^{1/3} \frac{\hbar^2 \pi^{2/3} n_e^{5/3}}{m_e R}$$

Vyjádříme poloměr:

$$R = \frac{3}{8} \left( \frac{3}{2} \right)^{1/3} \frac{\hbar^2 \pi^{2/3} n_e^{5/3}}{m_e G_N (n_e m_p)^2} = \frac{3^{4/3} \hbar^2 \pi^{2/3} n_e^{5/3}}{8 m_e G_N (2 n_e m_p)^{1/3} n_e^{5/3} m_p^{5/3}} = \frac{3^{4/3} \hbar^2 \pi^{2/3}}{8 m_e G_N m_p^{5/3}} M^{-1/3}$$

V nerelativistickém přiblížení je tedy  $R = f(M^{-1/3})$ .

★

### Kosmické záření – vesmírné urychlovače

A) Primární kosmické záření - vysokoenergetické stabilní částice vyplňující vesmírný prostor:

1) Neutrina: detekce hlavně slunečních – malá část, problém s malým účinným průřezem

2) Fotony: malá část ( $\sim 0.001$  fotonů  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )

3) Elektrony, pozitrony: většina z rozpadu  $\pi^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e$  (anti- $\nu_e$ ) 1.5% všech částic

4) Protony, He a další jádra – např. železo: složení odpovídá chemickému složení hmoty ve vesmíru (převaha protonů a částic  $\alpha$ ).

Izotropní a homogenní rozložení v okolí Země ( $\sim 2\div 4$  část.  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )

Velmi široké spektrum energií: GeV –  $10^{11}$  GeV (pozemské urychlovače  $\sim 10^4$  GeV). Dolní limita dána odstíněním magnetickým polem Slunce. Počet částic klesá s energií  $N(E) \sim 1/E^3$ .

**Možné zdroje:** Slunce, hvězdy, centra galaxií, supernovy, pulzary, srážky galaxií, rázové vlny při akreci nebo kvazary.

Otevřený problém: zdroj vysokoenergetické části spektra (např. případ “Oh My God” s  $E \sim 3 \cdot 10^{11}$  GeV)

.....

**Brždění o fotony reliktního záření** → limita energie  $\sim 5 \cdot 10^{10}$  GeV → zdroje s  $E \sim 10^{11}$  GeV nejsou v kosmologických vzdálenostech

**Vliv magnetických polí:** mezigalaktických, galaktických, meziplanetárních, zemských (van Allenovy pasy) – vychyluje, zachytává nebo naopak urychluje nabitě částice

Vniknutí do atmosféry → vytvoření spršky sekundárních částic

**B) Sekundární kosmické záření** – elementární částice vznikající při průchodu primárního kosmického záření zemskou atmosférou a dopadající na povrch. Energie primární částice → velké množství sekundárních částic → **ionizace atmosféry**

Vznik velkého počtu **mezonů  $\pi$**  → rozpady  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$  (anti- $\nu_\mu$ ) a  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  → vznik velkého počtu **relativistických mionů** (hlavní složka sekundárního kosmického záření na povrchu Země).

Vznik **radioaktivních jader**  $^3\text{H}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{35}\text{S}$ ,  $^{39}\text{Cl}$ ,  $^{40}\text{K}$  ... (datování předmětů)

Plocha na povrchu Země pokrytá sekundárními nabitými částicemi až  $16 \text{ km}^2$ .

**Detekce částic kosmického záření:**

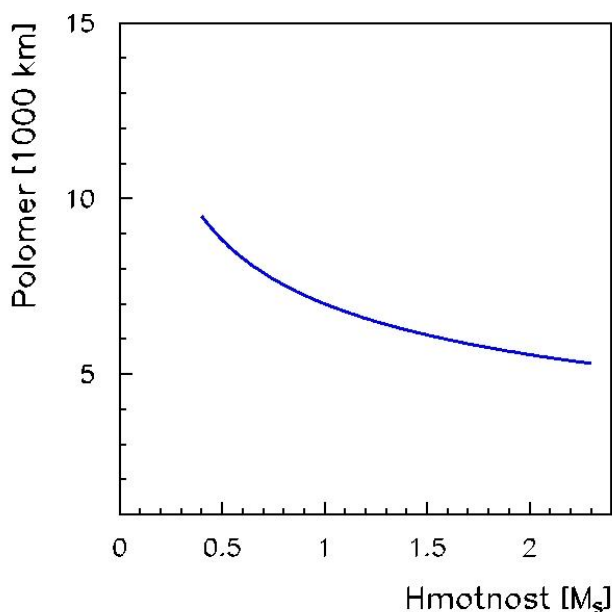
1. **Balóny a kosmické sondy** – do energie  $\sim 10^3$  GeV (limitováno hustotou částic a plochou detektorů).

2. **Pozemní velkoplošné detektory** –

1. detekce **nabitých částic**

2. detekce **fluorescenčního světla** z excitovaných molekul dusíku, např. detektorový systém HIRES – soustavy zrcadel soustřeďují fluorescenční světlo do fotonásobičů:

detekci vysokoenergetických neutrin reakce s produkcí nabitého leptonu → detekce Čerenkovova záření → prostředí pro odstínění mionů z kosmického záření, interakci neutrina a vznik Čerenkovova záření - moře, jezera, ledovec.



**Závislost poloměru na hmotnosti pro bílého trpaslíka (elektronový degenerovaný plyn).** Pro limity hmotnosti je skutečný průběh odlišný. Nízké hmotnosti – nízký stupeň degenerace. Vysoké hmotnosti – relativistický neutronový plyn, nestabilní fáze, přechod v neutronovou hvězdu.

Dosadíme za hmotnost  $M = M_s = 1.99 \cdot 10^{30}$  kg:

$$R_s = \frac{3^{4\beta} \cdot 3 \cdot 14^{2\beta} \cdot (1.05 \cdot 10^{-34} \text{ Js})^2}{8 \cdot 9 \cdot 1 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \cdot 6.7 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2} \cdot (1.7 \cdot 10^{-27} \text{ kg})^{5\beta} (1.99 \cdot 10^{30} \text{ kg})^{1/3}} \approx 7 \cdot 10^6 \text{ m}$$

Což je přibližně poloměr Země. Hustota je  $\approx 10^9 \text{ kg/m}^3$

Což jsou poloměry a hustoty bílých trpaslíků s  $M \approx M_s$

Jestliže se při dalším zvětšování hmotnosti zvětší kinetická energie elektronů a stává se relativistickou, musíme uvažovat:

$$E_{\text{KIN}} = \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2$$

Další růst kinetické energie → ultrarelativistická limita:  $E_{\text{KIN}} = pc$

$$E_{\text{KIN}}(n) = \sum_{\alpha=1}^n E_{\text{KIN},\alpha} \approx \int_0^{p_F(n)} pc \left( 2 \frac{V 4 \pi p^2}{h^3} \right) dp = \int_0^{p_F(n)} \frac{8V \pi p^3 c}{h^3} dp = \frac{1}{4} \cdot \frac{8V \pi}{h^3} p_F^4 c$$

Jelikož platí (viz. model jádra jako Fermiho plyn):

$$n = \frac{8 \pi V p_F^3}{3h^3}$$

Dostaneme pro celkovou kinetickou energii:

$$E_{\text{KIN}}(n) = \frac{3}{4} n \cdot p_F c = \frac{3}{4} n \left( \frac{3h^3 n}{8 \pi V} \right)^{1/3} c = \frac{3}{4} n \hbar \left( \frac{3 \pi^2 n}{4 \pi R^3} \right)^{1/3} c = \frac{9}{8} \left( \frac{2}{3} \pi \right)^{1/3} \frac{n^{4/3}}{R} \hbar c$$

Celková energie pak je:

$$E_{\text{TOT}} = -\frac{12}{5} G_N \frac{(n_e m_p)^2}{R} + \frac{9}{8} \left( \frac{3}{2} \pi \right)^{1/3} \frac{n_e^{4/3}}{R} \hbar c$$

Minimum totální energie je pouze pro  $R=0$ . Není další stabilní řešení. Zhroucení hvězdy nenastane pouze v případě, že kinetická energie je v absolutní hodnotě větší než potenciální:

$$\frac{12}{5} G_N \frac{(n_e m_p)^2}{R} < \frac{9}{8} \left( \frac{3}{2} \pi \right)^{1/3} \frac{n_e^{4/3}}{R} \hbar c \Rightarrow n_e^{2/3} < \frac{15}{32} \left( \frac{3}{2} \pi \right)^{1/3} \frac{\hbar \cdot c}{G_N m_p^2}$$

a tedy maximální hmotnost hvězdy ve formě bílého trpaslíka - Chandrasekharova mez je:

$$n_e < \left( \frac{15}{32} \right)^{3/2} \left( \frac{3}{2} \pi \right)^{1/2} \left( \frac{\hbar \cdot c}{G_N m_p^2} \right)^{3/2} \approx 1.3 \cdot 10^{57}$$

$$M_{\text{CH}} \approx 2n_e m_p \approx 2.2 M_{\odot}$$

Přesná hodnota závisí na různých gravitačních opravách, rotaci a stavové rovnici jaderné hmoty ( $M_{\text{CH}} = 1.44 M_{\odot}$ ).

Hvězda s větší hmotností se hroučí do neutronové hvězdy, kdy hvězdu drží **degenerovaný neutronový plyn**.

**Nerelativistický neutronový plyn** → nositelé kinetické energie jsou neutrony:

1) je jich dvojnásobný počet

2)  $m_n \approx m_p \approx 1840 m_e$

poměr poloměru bílého trpaslíka ( $R_{\text{BT}}$ ) a neutronové hvězdy ( $R_{\text{NH}}$ ) pro danou hmotnost:

$$\frac{R_{\text{BT}}}{R_{\text{NH}}} \approx \frac{m_p}{2^{5/3} m_e} \approx 580$$

a tedy poloměr neutronové hvězdy s  $M = M_{\odot}$  je  $R_{\text{NH}}(M_{\odot}) \approx 12 \text{ km}$

**Relativistický neutronový plyn:**

Poměr limit stability:

$$\frac{M_{\text{NH}}}{M_{\text{BT}}} \approx 2^{4/3} \Rightarrow M_{\text{NH}} \approx 5.5 M_{\text{S}}$$

Vše však závisí na stavové rovnici jaderné hmoty ovlivněné dalšími nepopsanými efekty. Přesnější výpočty – mezní hmotnost 2 – 3  $M_{\text{S}}$



### Ovlivnění průběhu Velkého třesku

Standardní model Velkého třesku + inflační model:

Kosmologické parametry:

Stáří vesmíru  $T = 14 \pm 2$  Glet

Hubbleova konstanta  $H_0 = 65 \pm 5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$

Podíl jednotlivých složek hmoty  $\Omega_i = \rho_i / \rho_{\text{KRIT}}$ , kde  $\rho_{\text{KRIT}}$  je kritická hustota (plochý vesmír),  $\rho_{\text{KRIT}} = 0.79 \cdot 10^{-29} \text{ g/cm}^3 = 4.5 \cdot 10^3 \text{ eV/cm}^3$

$\Omega_{\text{TOT}}$  - celková hustota hmoty a energie

$\Omega_{\text{M}}$  - celkový podíl hmoty

$\Omega_{\text{E}}$  - celkový podíl energie

$\Omega_{\Lambda}$  - podíl energie vakua ( $\Omega_{\gamma}$  - podíl reliktních fotonů)

$\Omega_{\text{CMD}}$  - podíl chladné temné hmoty

$\Omega_{\text{HMD}}$  - podíl horké temné hmoty ( $\Omega_{\nu}$  - podíl reliktních neutrin)

$\Omega_{\text{b}}$  - podíl baryonové hmoty (temné i viditelné)

Vliv temné hmoty na řadu procesů:

1. Fluktuace teploty reliktního záření
2. Vznik velkorozměrové struktury vesmíru
3. Průběh formování a stability galaxií
4. Průběh primordiální nukleosyntézy



### Kvantová chromodynamika (QCD)

= dynamická teorie kvarků a gluonů popisující barevnou silnou interakci

Podobnost s kvantovou elektrodynamikou:

1. QED - interakce nábojů prostřednictvím "nehmotných" fotonů  
QCD – interakce barevných nábojů prostřednictvím "nehmotných" gluonů
2. QED – kalibrační teorie – komutující grupa symetrií  $U_Q(1)$   
QCD – kalibrační teorie – nekomutující barevná grupa symetrií  $SUC(3)$

Rozdíly oproti kvantové elektrodynamice:

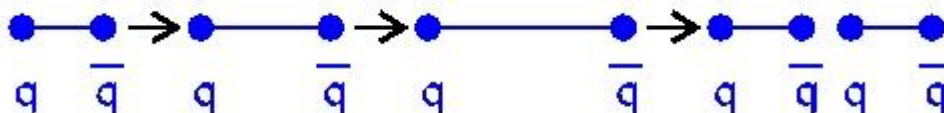
1. gluony jako nosiče interakce jsou sami nositeli barevného náboje → gluony barevně interagují i mezi sebou
2. barevně neutrální je jak kombinace kvarku s barvou a anti-kvarku s antibarvou, tak kombinace tří kvarku se třemi různými barvami

Silná interakce váže kvarky do bezbarvých hadronů a způsobuje jadernou sílu zprostředkovanou výměnou mezonů.

**Asymptotická volnost** – velikost barevných sil roste se zmenšováním vzdálenosti a se zvyšováním přenesené hybnosti (energie) → pro vysoké energie se kvarky chovají jako volné částice → poruchové přiblížení použitelné pro vysoké energie.

Nízké energie → nutnost neporuchové teorie - kvarky vázány do hadronů → čím větší vzdálenost kvarků tím větší interakce → nemožnost oddělení kvarků → **uvěznění**

Dostatečná energie → vznik páru kvarku a antikvarku → nový hadron.



Ještě vyšší energie → produkované kvarky končí v bezbarvých vázaných stavech → **produkce výtrysku hadronů (jetu)**

Silná jaderná síla mezi hadrony → zbytková barevná síla Van der Waalsova typu

**Experimentální evidence pro platnost QCD:**

1. Nepozorování volných kvarků
2. Výsledky rozptylových experimentů při velmi vysokých energiích (závislosti účinného průřezu na přenesené hybnosti)
3. Vlastnosti produkce hadronových výtrysků



### Kvantové vlastnosti

Čím menší hmotnosti a vzdálenosti částic – tím intenzivnější projevy kvantových vlastností. Kvantitativní hranice pro přechod klasické mechaniky v kvantovou je dána Heisenbergovým principem neurčitosti  $\Delta p \Delta x \geq \hbar$ . Platí princip korespondence - pro  $\Delta p \Delta x \gg \hbar$  nastává přechod kvantové mechaniky v klasickou.

Neoddělitelnost vlnových a částicových vlastností.

Diskrétní charakter energetického spektra a jiných veličin pro kvantové objekty (spekter atomů, jader, částic, jejich spinů ...).

Kvantová fyzika je **princiálně** statistickou teorií. To je rozdíl od klasické statistické teorie, která předpokládá principiální možnost sledovat každou částici (v praxi tomu brání jen jejich velký počet).

Kvantová mechanika (stejně jako v klasická) musí obsahovat:

1. Popis stavu sledované fyzikální soustavy v daný okamžik.
2. Pohybové rovnice popisující změnu tohoto stavu v čase.
3. Vztah mezi veličinami popisujícími stav soustavy a fyzikálními veličinami pozorovatelnými.

Klasická teorie	Kvantová teorie
Stav částice v daném okamžiku je popsán šesticí čísel $x, y, z, p_x, p_y, p_z$	Stav částice je plně popsán zadáním komplexní funkce $\Psi(x,y,z)$ v celém prostoru.
Časový vývoj stavu je popsán Hamiltonovými rovnicemi: $dr/dt = \partial H/\partial p$ $dp/dt = -\partial H/\partial r$ kde H je Hamiltonova funkce	Časový vývoj stavu je popsán Schrödingerovou rovnicí: $i\hbar \partial \Psi/\partial t = \hat{H}\Psi$ kde $\hat{H}$ je Hamiltonův operátor.
Veličiny $x$ a $p$ popisující stav jsou bezprostředně měřitelné.	Funkce $\Psi$ není bezprostředně měřitelnou veličinou.
Klasická mechanika je dynamickou teorií.	Kvantová mechanika má statistický charakter. Hodnota $ \Psi(r) ^2$ udává pravděpodobnost výskytu částice v bodě $r$ . Fyzikální veličiny jsou středními hodnotami.



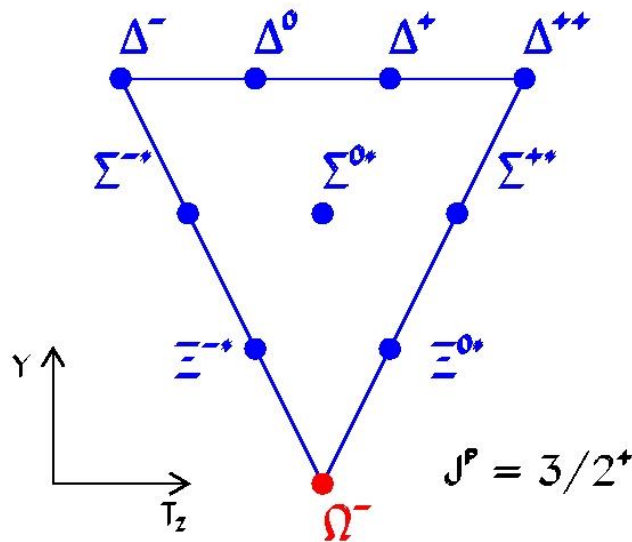
### Kvarková struktura hadronů

Baryony → tři kvarky:  $n = udd$ ,  $p = uud$ ,  $\Sigma^+ = uus$ ,  $\Sigma^0 = uds$ ,  $\Lambda = uds$ ,  $\Omega^- = sss$  ( $\Sigma^0$ ,  $\Lambda$  se liší izospinem)

Mezony → kvark – antikvark:

$$\pi^- = d\bar{u}, \quad \pi^+ = u\bar{d}, \quad K^+ = s\bar{u}$$

Baryonový deкупlet (rezonance):



kvarky (fermiony) v základním stavu – Pauliho vylučovací princip → nutnost dalšího kvantového čísla – **barva** – kvantová chromodynamika (QCD)

kvarky držené pohromadě silnou interakcí (výměnou bezbarvých gluonů)

Další částice → tři nové kvarky – nová kvantová čísla

### Přehled kvarků

Kvark	Q [e]	I(J <sup>P</sup> )	I <sub>z</sub>	S	C	B	T
u	+2/3	1/2(1/2 <sup>+</sup> )	+1/2	0	0	0	0
d	-1/3	1/2(1/2 <sup>+</sup> )	-1/2	0	0	0	0
s	-1/3	0(1/2 <sup>+</sup> )	0	-1	0	0	0
c	+2/3	0(1/2 <sup>+</sup> )	0	0	+1	0	0
b	-1/3	0(1/2 <sup>+</sup> )	0	0	0	-1	0
t	+2/3	0(1/2 <sup>+</sup> )	0	0	0	0	+1

★

### Mechanismy a modely jaderných reakcí

Podle mechanismu se vydělují:

1) **Přímé reakce** (také pružný a nepružný rozptyl) - reakce trvající velmi krátce  $\tau \approx 10^{-22}$ s → široké (rozmazané) hladiny pomalé změny  $\sigma$  s energií projektilu

2) **Reakce přes složené jádro** – vzniká jádro s poločasem rozpadu  $\tau \approx 10^{-16}$ s → úzké hladiny → rychlé změny  $\sigma$  s energií projektilu (rezonanční charakter), rozpad do různých kanálů

Pro popis reakcí se vytvářejí **modely**, které popisují různé třídy reakcí.

Střední potenciál jádra vytvářený nukleony terčíkového jádra.

Projektil vletí do jádra → je pod vlivem středního potenciálu → ten se může změnit vlivem energie projektilu.

Nutnost započítání vlivu elektromagnetické interakce a coulombovského pole – fotojaderné a elektrojaderné reakce, reakce coulombovského buzení. Elektromagnetickou část interakce lze spočítat přesně.

**Optický model** – jádro je spojitě prostředí – láme a pohlcuje de Broglieho vlnu spojenou s nalétávající částicí



**Statistický model** – v reakcích přes složené jádro spousta mezistavů → velký počet stupňů volnosti → uvažujeme pouze střední hodnoty veličin.

**Kaskádní modely** – vysoké (relativistické) energie → malá vlnová délka nukleonů → nukleony dobře lokalizovány → reakce (tříštivá) jako sekvence srážek jednotlivých nukleonů.

Jaderná reakce je popsána úplně – známe  $\sigma$  pro všechny měřitelné parametry (energie, úhly, druhy částic ...). Tomu se lze blížit v modelech přímých reakcí, nelze v statistickém modelu.



### Současné modely vzniku přebytku hmoty

Spojeny z inflačními fázemi vývoje vesmíru na počátku velkého třesku – vesmír nebyl v tepelné rovnováze

Vznik baryonů (baryonové asymetrie) = **baryogeneze**

Spojena s vydělováním jednotlivých interakcí s jejich jednotného základu a narušením jednotlivých symetrií:

1. **Elektroslabá baryogeneze** -fázový přechod spojený s oddělením elektromagnetické a slabé interakce ( $t=10^{-10}s$ ,  $T=100$  GeV)
2. **GUT baryogeneze** – spojená s fázovým přechodem při oddělení silné a elektroslabé interakce a teoriemi velkého sjednocení ( $t=10^{-35}s$  a  $T=10^{15}$  GeV)
3. **Affleck-Dineho (AD) baryogeneze** – spojená se supersymetrickými teoriemi a supergravitací a fázovými přechody s nimi spojenými

Možnost smazání baryonové asymetrie v následných nerovnovážných stavech. Přenesení v podobě částic (objektů) s dostatečně dlouhou dobou života – těžké Higgsovi bosony, primordiální černé díry (dostatečná  $\tau \rightarrow M \sim 10^5 g$  – rozpad i těžkými X, Y bozony) ...

**Možné experimentální evidence:**

1. **Astrofyzikální:**
  1. zastoupení jednotlivých prvků, vlastnosti reliktového záření
  2. velikost poměru  $n_b/n_\gamma$ .
  3. vlastnosti nebaryonové složky temné hmoty
2. **Z fyziky částic:**
  1. studium nezachování CP a P symetrie
  2. testy jednotlivých sjednocovacích teorií (rozpad protonu, supersymetričtí partneři, oscilace neutrin ...)



## Pozor , zde modré písmo je autorovo

### Co když temná hmota neexistuje?

Na temnou hmotu usuzujeme pouze z gravitačního působení → předpoklad platnosti Einsteinovi obecné teorie relativity (v nerelativistické limitě Newtonovi teorie gravitace)

Hypotéza modifikace gravitačního působení pro malé intenzity - zrychlení (difuzní rozložení hmoty) → hledání nové teorie gravitace (zatím neexistuje ani v náznaku)

Fenomenologické modifikace (**MOD** - **MOD**ified **Newtonian Dynamics**) → zesílení vlivu gravitace ↔ lepší popis rotačních křivek galaxií a pohybu galaxií v kupách

Dva možné způsoby modifikace (pro velmi malá zrychlení):

1. Narušení rovnosti setrvačné a gravitační hmotnosti
2. Změna gravitačního zákona

**Výhody:**

1. Není nutno zavádět nové částice a exotické formy hmoty či energie
2. Dobrý popis rotačních křivek galaxií

**Nevýhody:**

1. Zatím žádná teorie gravitace, která by takovou modifikaci obsahovala, problém se skloubením OTR a MOND
2. Zatím nepotvrzen jev, který by MOND předpovídal odlišně od současné gravitační teorie se započtením temné hmoty

★

### Narušení symetrií

Některé symetrie nejsou úplně přesné → narušení symetrie → porušení příslušného zákona zachování  
**Narušení izospinové symetrie** (u elektromagnetických a slabých):

Příklad evidence: různost neutronů a protonů

**Narušení P symetrie (parity):**

1. v makrosvětě asymetrie existuje (srdce na levé straně – v zrcadle na pravé ...) – výsledek náhodných procesů
2. v mikrosvětě (obecné fyzikální zákonitosti) – striktní zachová-ní?

Evidence nezachování parity:

Důležitý vztah mezi hybnostmi (vektor) a momenty hybností (pseudovektor)

Transformace vektoru při zrcadlení:

$$\vec{r} \rightarrow \vec{r}' = -\vec{r}$$

$$\vec{p} = m \frac{d\vec{r}}{dt} \rightarrow \vec{p}' = m \frac{-d\vec{r}}{dt} = -\vec{p}$$

Transformace pseudovektoru (axiálního vektoru) při zrcadlení:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \rightarrow \vec{L}' = \vec{r}' \times \vec{p}' = (-\vec{r}) \times (-\vec{p}) = \vec{L}$$

1. Rozpad mezonů  $K^+$  a  $K^-$ :

Spiny mezonů:  $I=0$ , orbitální momenty soustav mezonů  $\pi$ :  $l=0$

→ parita po rozpadu je dána vnitřními paritami mezonů  $\pi$  (jsou to pseudoskalary s paritou

$$\Pi(\pi^+) = \Pi(\pi^-) = \Pi(\pi^0) = -1)$$

Dva možné rozpady pro  $K^+$ :

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \rightarrow \Pi = \Pi(\pi^+) \cdot \Pi(\pi^0) = 1$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \Pi = \Pi(\pi^+) \cdot \Pi(\pi^+) \cdot \Pi(\pi^-) = -1$$

pro  $K^-$ :

$$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 \rightarrow \Pi = \Pi(\pi^-) \cdot \Pi(\pi^0) = 1$$

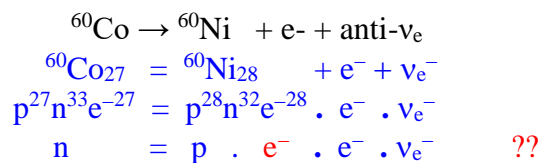
$$K^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- \rightarrow \Pi = \Pi(\pi^+) \cdot \Pi(\pi^-) \cdot \Pi(\pi^-) = -1$$

Protože  $\Pi(K^+) = \Pi(K^-) = 1 \rightarrow$  **rozpad na tři  $\pi$  nezachovává paritu**

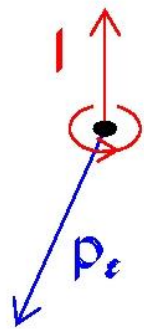
?

$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	$\frac{x^2 \cdot t^1}{x^2 \cdot t^1} = \frac{x^1 \cdot t^1}{x^1 \cdot t^1} \cdot \frac{x^1 \cdot t^2}{x^1 \cdot t^2}$	4 4
		4 4
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	$\frac{x^2 \cdot t^1}{x^2 \cdot t^1} = \frac{x^1 \cdot t^1}{x^1 \cdot t^1} \cdot \frac{x^1 \cdot t^1}{x^1 \cdot t^1} \cdot \frac{x^1 \cdot t^1}{x^1 \cdot t^1}$	5 4
		5 4

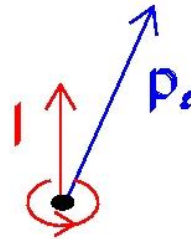
2. Asymetrie směru výletu elektronů při **rozpadu beta** vůči směru spinu - poprvé pro  $^{60}\text{Co}$  – C.S.Wu 1957:



rozpad  $^{60}\text{Co}$



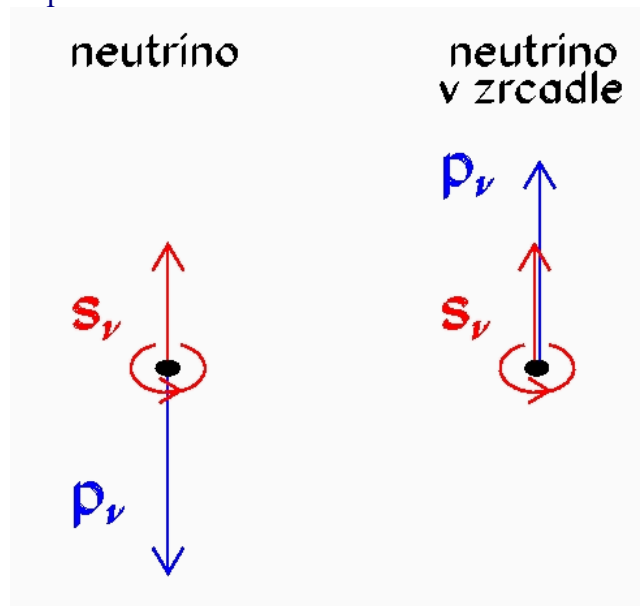
rozpad  $^{60}\text{Co}$   
v zrcadle



Orientace spinu jádra a hybnosti elektronu v normálním světě a v zrcadlovém

Polarizace silným magnetickým polem → zvýšená emise elektronů ve směru opačném ke směru magnetického pole (spinu)

- Existují pouze pravotočivá neutrina (helicita  $-1$ ) a levotočivá antineutrina (helicita  $+1$ ) → pouze P transformace → pravotočivé neutrino na levotočivé neutrino



Orientace spinu a hybnosti neutrina v normálním světě a v zrcadlovém

Projevuje se pouze u slabých interakcí → velmi malé efekty → svět v zrcadle se liší od světa jen velmi málo

**Narušení C symetrie:**

Příklad: existují pouze pravotočivá neutrina a levotočivá antineutrina → pouze C transformace → pravotočivé neutrino se transformuje na pravotočivé antineutrino

Současná C i P transformace → pravotočivé neutrino se transformuje na levotočivé antineutrino → CP symetrie se zachovává

**Narušení CP symetrie:**

Narušení C symetrie a P symetrie se téměř úplně vzájemně ruší → narušení CP symetrie je ještě menší

**Evidence narušení CP symetrie:**

- Rozpad mezonů  $K^0$  a  $\text{anti-}K^0$ : Liší se pouze podivností – podivnost se ve slabých interakcích nezachovává → oscilace mezi stavy  $K^0$  a  $\text{anti-}K^0$ .  
Podle rozpadu dostaneme pro systém  $K^0$ ,  $\text{anti-}K^0$ :  
Složka  $K^0_L \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$  ( $\tau = 5.17 \cdot 10^{-8}\text{s}$ ,  $\text{CP} = -1$ )

a složka  $K^0_S \rightarrow \pi^0 + \pi^0$  ( $\tau = 0.89 \cdot 10^{-10} \text{s}$ ,  $CP = 1$ )

Slabá příměs rozpadu  $K^0_L \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ , který nezachovává CP symetrii

2. Ještě větší efekt nastane pro  $B^0$  a  $\text{anti-}B^0$  mezony a některé jiné rozpady spojené s B mezony  
→ první výsledky z Fermilabu potvrzují narušení CP blízke předpokladu standardního modelu

**Narušení T symetrie:**

V případě zachování CPT symetrie → nezachování T symetrie ruší nezachování CP symetrie → ekvivalence těchto jevů

Zachování CPT symetrie – její narušení zatím nepozorováno

**Spontánní narušení kalibračních symetrií:**

V základech teorie elektroslabých interakcí a QCD → křeace hmotnosti, ...