

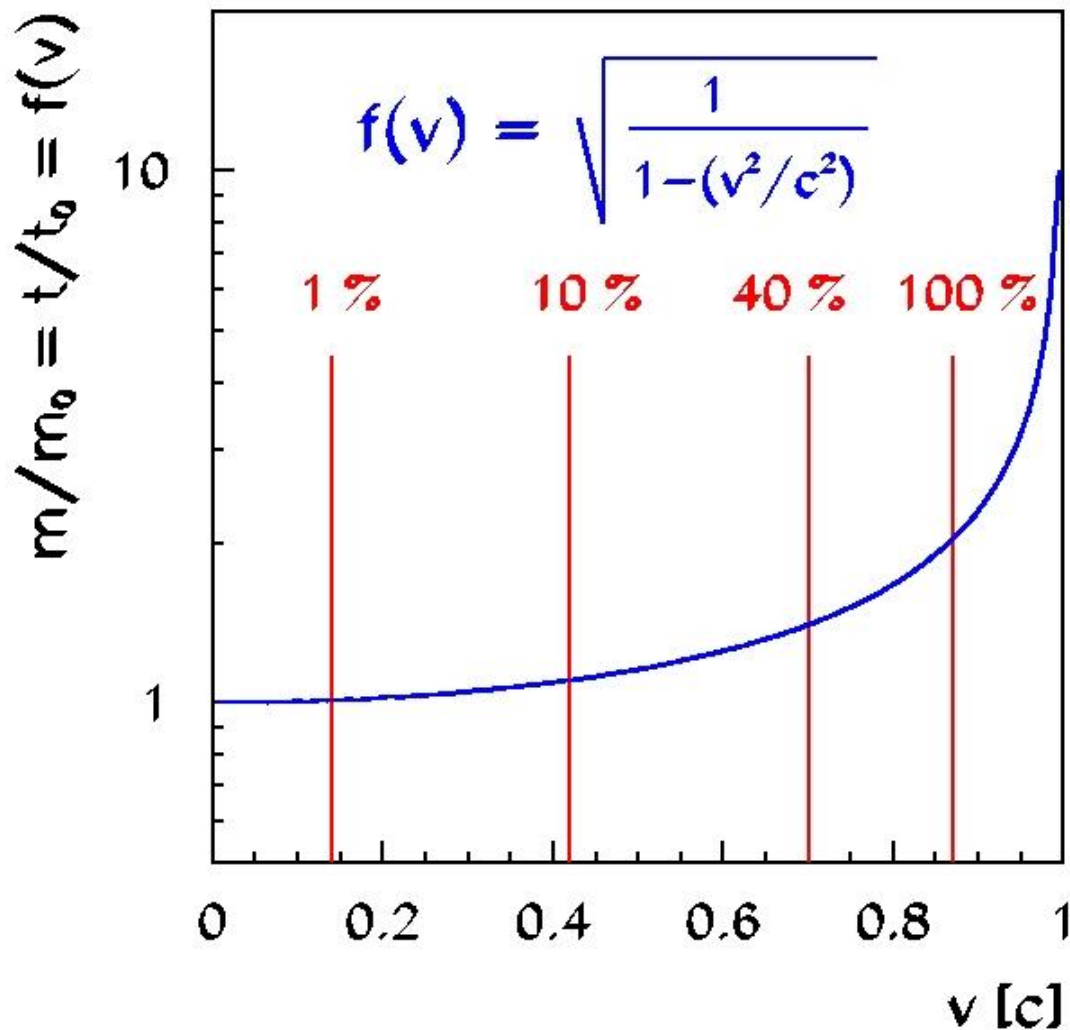
Nástroje pro poznávání mikrosvěta

Speciální teorie relativity:

Rozdíly mezi klasickou Newtonovou mechanikou a Einsteinovou speciální teorií relativity (Galileiho a Lorentzovou transformací) se projeví až pro rychlosti v tělesa vůči vztažné soustavě blízké rychlosti světla c ($3 \cdot 10^8$ m/s).

Pohyb relativistických částic v urychlovači.

Doba života mezonů pí z kosmického záření.



Projevy speciální teorie relativity v závislosti na rychlosti.

Kvantová fyzika:

Projeví se až při procesech s přenosem účinku v řádu:

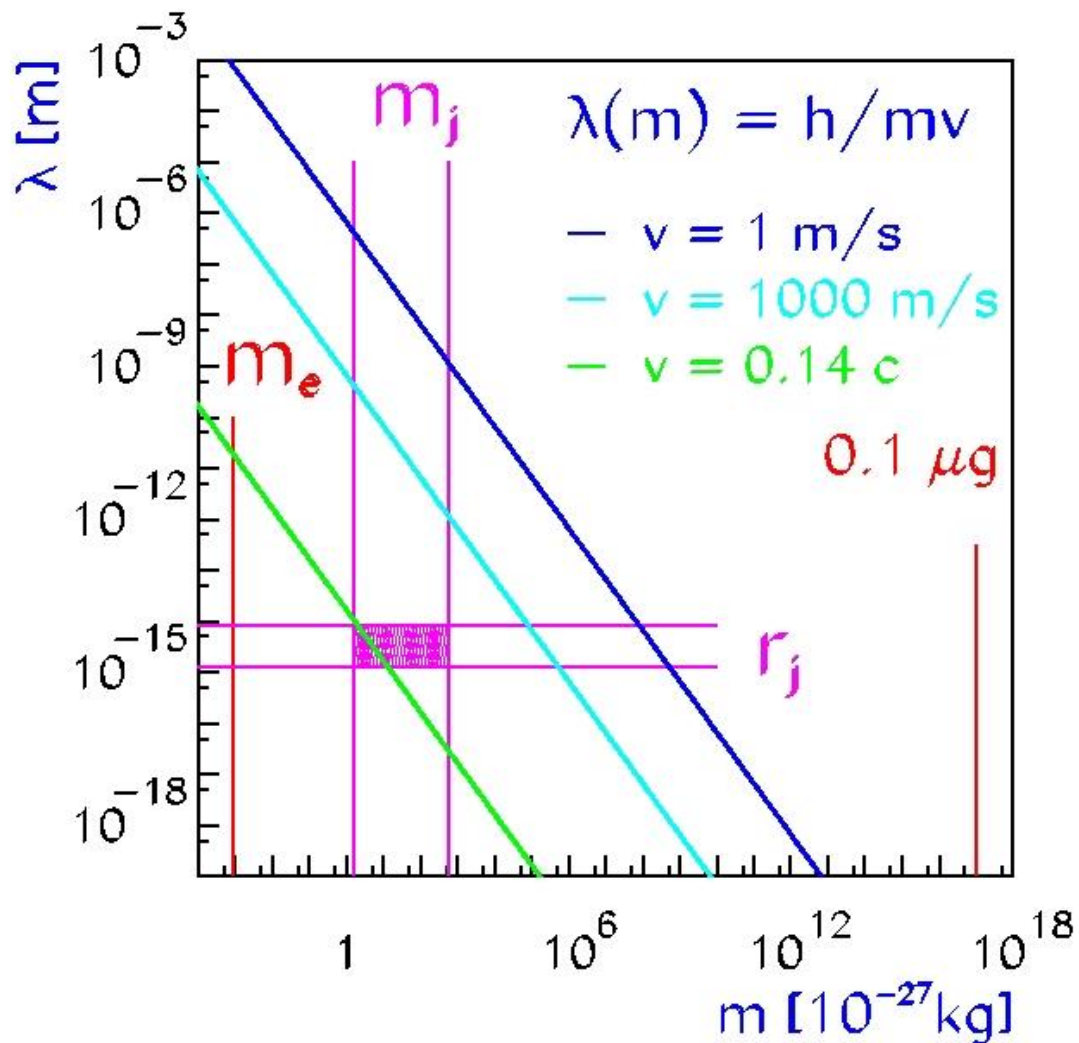
$$h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js} = 4.14 \cdot 10^{-21} \text{ MeV s}$$

Ovlivnění měřeného objektu samotným aktem měření.

Principiální neurčitost měření:

$$\Delta p \Delta x \sim h \quad \Delta E \Delta t \sim h$$

Pravděpodobnostní charakter.



Srovnání deBroglieho vlnové délky λ pro objekty s různou hmotností m (m_e - hmotnost elektronu, m_j hmotnost jádra, r_j - poloměr jádra)



Nebaryonová temná hmota

Hmota (nenulová klidová hmotnost)

Horká temná hmota (HDM) - malá klidová hmotnost → v době krátce po Velkém třesku relativistická
 Neutrino (pokud mají nenulovou klidovou hmotnost)

Chladná temná hmota (CDM) - větší klidová hmotnost → i v době krátce po Velkém třesku nerelativistická

WIMP - slabě interagující hmotné částice:

1) částice vycházející z modelů sjednocení interakcí:

Fotina, neutralina, axiony

2) jiné hypotetické částice: těžká neutrino

3) Primordiální černé díry - pozůstatky po Velkém Třesku.

Energie (nulová klidová hmotnost):

Viditelná energie - reliktní fotony

Temná energie - neutrino (pokud mají nulovou klidovou hmotnost), gravitony, energie vakua (nenulová kosmologická konstanta)



Neutrína – klíč k nové etapě fyziky

Standardní model hmoty a interakcí – popíše téměř všechna známá experimentální fakta

Experimentální skutečnosti nevysvětlitelné v rámci standardního modelu:

- 1) Asymetrie mezi výskytem hmoty a antihmoty ve vesmíru
- 2) Evidence pro existenci oscilací neutrin
- 3) Anomální magnetický moment mionu

Evidence existence oscilací neutrin → nezachování jednotlivých leptonových čísel - kosmické záření, urychlovače a vzdálené detektory

Bezneutrinový dvojný beta rozpad → nezachování celkového leptonového čísla

Nenulovost hmotnosti neutrina



Oscilace neutrin

Kvantová fyzika → popis pomocí vlnové funkce (její kvadrát určuje pravděpodobnost výskytu částice

Vlnová funkce neutrina je směs různých stavů (ν_e, ν_μ, ν_τ).

Jako příklad – oscilace anti ν_μ a anti ν_e :

Stav antineutrína je směsí stavu elektronového a mionového:

$$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ \bar{\nu}_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

Pravděpodobnost přechodu mionového antineutrína v elektronové je:

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = \sin^2 2\Theta \sin^2 (1.27 \times \Delta m^2 \times L/E_\nu)$$

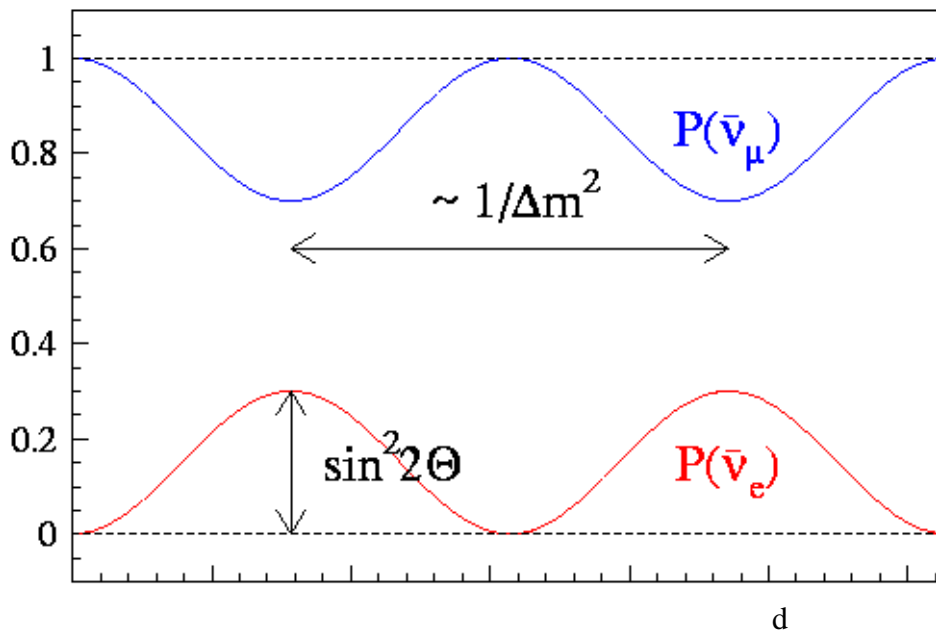
kde $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ [eV²]

L – vzdálenost v metrech [m]

E_ν – energie neutrina [MeV]

Pravděpodobnost, že ve vzdálenost d nalezneme anti ν_μ je $P(\bar{\nu}_\mu)$

a anti ν_e je $P(\bar{\nu}_e)$:



Reliktní neutrina

Tři druhy neutrin: ν_e, ν_μ, ν_τ

Vznikla v ranných stádiích Velkého třesku ($\sim 1s$ po začátku). Poměr mezi počtem reliktních fotonů a neutrin je 4:1 \rightarrow počet neutrin je $\sim 100 \text{ cm}^3$. Teplota dnes $T = 1.9 \text{ K}$

Limity na hmotnosti neutrin:

$\nu_e \rightarrow m < 3 \text{ eV}, \nu_\mu \rightarrow m < 0.19 \text{ MeV}, \nu_\tau \rightarrow m < 18.2 \text{ MeV}$

Oscilace atmosférických a slunečních neutrin $\Delta m \sim 0.001 - 0.1 \text{ eV}^2$

Řada podzemních neutrinových experimentů:



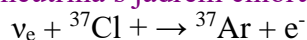
Neutrina ze Slunce - neutrina vznikají v průběhu termojaderných reakcí na Slunci:

většinou v procesech pp-cyklu, část i v procesu CNO cyklu (produkce neutrin - pozitronový rozpad beta jader $^{13}\text{N}, ^{15}\text{O}$ a ^{17}F) – vyšší energie neutrin

Energie neutrin až přes 10 MeV – velmi rychle klesá jejich počet:

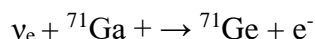
energie slunečních neutrin \rightarrow různý způsob detekce

1. Experimenty založené na **interakci neutrina s jádrem chloru** ($E \geq 0.8 \text{ MeV}$):



R. Davis (od r. 1968) ve starém dole v Homestake v Jižní Dakotě (600 t CCl_4). První informace o **deficitu neutrin**.

2. Experimenty **gáliové** (dostupná nižší $E \geq 0.2 \text{ MeV}$) - GALLEX a GNO v Gran Sasso (Itálie), SAGE v Baksanu (Rusko).



3. Experimenty **využívající Čerenko-vova záření** (rychlé nabitě leptony vzniklé v reakcích neutrin s jádrem) ve vodě ($E \geq 7 \text{ MeV}$) a těžké vodě – Superkamiokande v Japonsku, SNO v Ontáriu

Vnitřek detektoru Superkamiokande (Jap.):

1. Přípravované experimenty:
2. **Rozptyl neutrin na elektronech** (sup-ratekuté ${}^4\text{He} - T = 2.1 \text{ K}$) – HERON: Měří se neutrina i s velmi nízkou energií. Měření energie předané elektronu. Problémy s šumem

Fungující detektory pozorují **menší množství neutrin** oproti slunečním modelům (SNU – Solar Neutrino Unit – $10^{-36} \text{ int} \cdot \text{N}_t^{-1} \text{ s}^{-1}$):

Experiment	E_{MIN} [MeV]	Experiment [SNU]	Model [SNU]	Exp./Mod.
Kamiokande	7	0.47(2)	1.00(17)	0.47
Homestake (Cl)	0.8	2.56(23)	7.7(12)	0.33
GALEX	0.2	74(7)	129(8)	0.57
SAGE	0.2	75(8)	129(8)	0.58

Data jsou z přednášky J.N. Bahcalla: Nucl. Phys.B(Proc. Suppl.) 91, s. 9

Možná vysvětlení:

1. Nepřesnosti modelů Slunce
2. Nepřesnosti ve znalosti účinných průřezů jaderných reakcí
3. Nové vlastnosti neutrin (oscilace)

Tak velký rozdíl a jeho závislost na energii neutrin vylučuje vysvětlení úpravou slunečního modelu a **svědčí pro existenci oscilací neutrin $\nu_e \rightarrow \nu_\mu (\nu_\tau)$ s $\Delta m^2 \leq 10^{-5} \text{ eV}^2$.**

Dosavadní informace:

1. Neutrina ve Slunci opravdu vznikají

2. Významný rozdíl mezi předpověďmi a pozorováními → signál nové fyziky (oscilace neutrin)

Budoucí informace z neutrin:

1. Přesný rozměr centrální oblasti Slunce, kde probíhají termojaderné reakce
2. Současný obraz centra Slunce (fotony putují z jádra ven velmi dlouho) – předpověď budoucího chování Slunce
3. Teplota centrálních oblastí Slunce
4. Poměry mezi zastoupeními různých typů fúzních reakcí

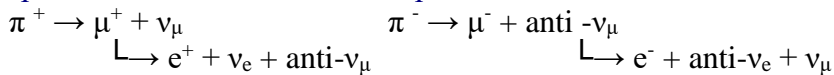
Neutrino z kosmického záření – dvě složky

a. **Primární složka:** částice s vysokou energií (až $\sim 10^{11}$ GeV – dnešní urychlovače $\sim 10^4$ GeV), největší část jsou protony a jádra, část i neutrina a anti neutrina ν_e, ν_μ a ν_τ . **Izotropní rozložení** – přichází ze všech směrů

Původ: vzdálenější nerozlišitelné zdroje (supernovy, aktivní jádra galaxií, kolabující objekty ...). Interakce částic kosmického záření s $E \geq 10^{10}$ GeV s fotony reliktního záření → neutrina s $E \approx 10^8 - 10^{13}$ GeV

b. **Sekundární složka:**

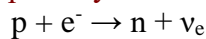
Srážky částic a jader kosmického záření s jádry atmosféry → spousta hadronů → mezi nimi spousta mezonů π :



Intenzivní zdroj neutrin a antineutrin ν_μ a ν_e
poměr mezi počtem ν_μ a ν_e je $R(\nu_\mu/\nu_e) = 2$

zároveň intenzivní zdroj mionů **Neutrino při výbuchu supernovy:**

a. Neutrino vznikají při **záchytu elektronů protony:**



v průběhu přeměny normální hvězdy na neutronovou, energie v řádu MeV

b. Během **kolapsu hvězdy** → velmi horká a hustá hmota → produkce částic i s velmi vysokou energií (i neutrin a antineutrin ν_e, ν_μ a ν_τ). Střední energií neutrin 10 – 15 MeV. Energetické spektrum → Fermiho rozložení $kT \approx 3 - 6$ MeV

Supernova SN1987A

Vzdálenost 150 000 svět. let

Detekce neutrin experimentem IMB, Kamiokande, Baksan a Mt. Blank - souhlas mezi experimenty
Energie neutrin $(3-6) \cdot 10^{45}$ J a trvání neutrinového pulsu 13 s

Dosavadní informace (supernova SN1987A):

1. Potvrzení vzniku neutrin
2. Řádový souhlas s předpoklady
3. Blízkost rychlosti neutrin rychlosti světla, omezení na klidovou hmotnost neutrina
4. Určena limita pro dobu života neutrina

Možná budoucí informace (čekáme na blízkou supernovu):

1. Potvrzení modelů výbuchu supernovy
2. Chování horké a velmi stlačené hmoty
3. Pozorování supernov zastíněných galaktickou hmotou

Reliktní neutrina

pocházejí z počátku velkého třesku $t \sim 1$ s ($t \sim 300\,000$ let pro reliktní fotony), nynější teplota neutrin je $T \approx 1.9$ K (fotony $T \approx 3.1$ K)

Pro energie $E > 1$ MeV se nachází různé typy neutrin v rovnováze:

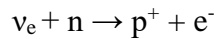
kde $i = e, \mu, \tau$

pro nižší energie neutrina neinteragují s ostatní hmotou- vymrzají

Velmi nízká energie → velké problémy s detekcí

Možnosti detekce (zatím jen v úvahách):

1. **Procesy, které nepotřebují energii** – neutrino iniciuje rozpad jádra rozpadající se rozpadem beta:



Energie elektronu > energie rozpadu jádra → pík ve spektru elektronů za koncem Fermiho grafu (velmi slabý).

Měření jako při určování hmotnosti neutrin – nutnost najít vhodná jádra a přechody, aby počet rozpadů díky reliktním neutrinům nebyl zanedbatelný. Potřeba zlepšit parametry elektronových spektrometrů. Problémy s pozadím.

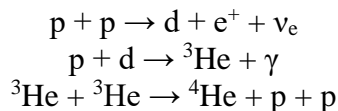
2. **Interakce urychlených částic** – energii dodají urychlené částice. Výběr vhodných parametrů pro dostatečnou pravděpodobnost interakce – problém s pozadím, potřeba vysoká intenzita a stabilita svazku urychlovače.
3. **Interakce velmi energetických neutrin kosmického záření:** E_ν taková, aby při srážce s reliktním neutrinem byla v těžišti energie rovna klidové hmotnosti Z bosonu $M_Z = 100 \text{ GeV}$ ($10^{12} - 10^{16} \text{ GeV}$ – skutečná hodnota závisí na hmotnosti neutrina) → dojde k rezonančnímu zvýšení interakce s reliktními neutrinami → minimum v energetickém spektru vysokoenergetických kosmických neutrin



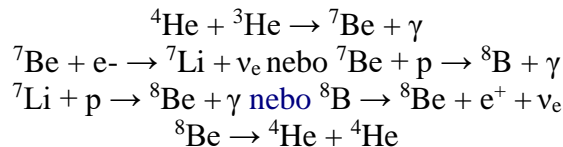
Neutrína ze Slunce

Neutrína vznikají v průběhu termojaderných reakcí na Slunci:
Většinou v procesech pp-cyklu:

ppI:



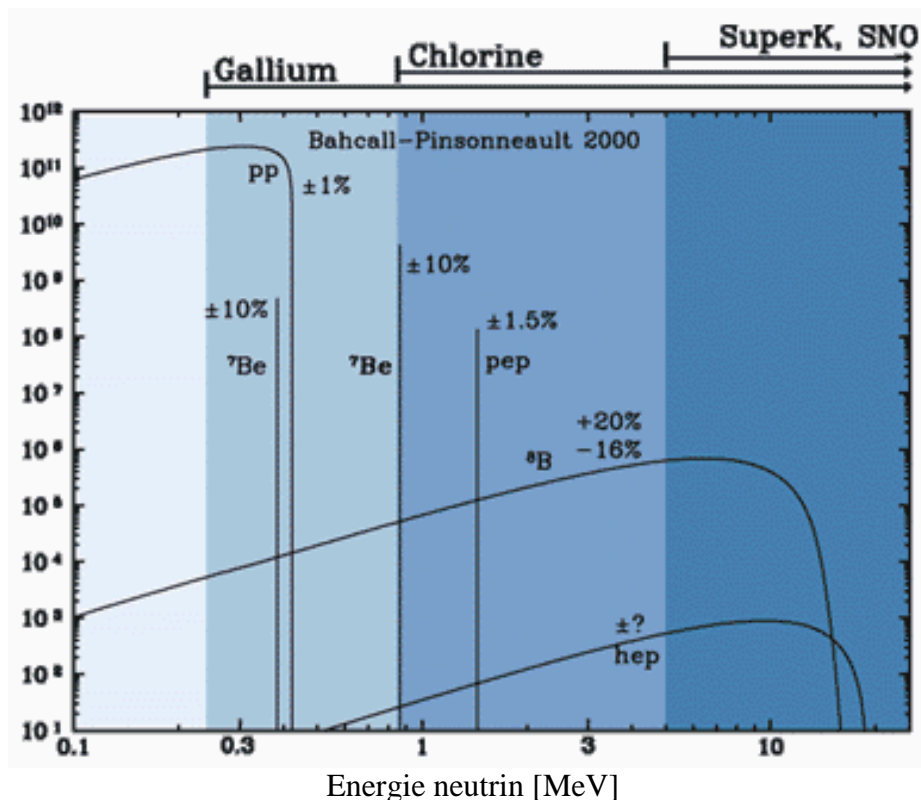
ppII nebo ppIII:



ale část i v procesu CNO cyklu: (produkce neutrin - pozitronový rozpad beta jader ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$ a ${}^{17}\text{F}$) – vyšší energie neutrin

Energie neutrin až přes 10 MeV – velmi rychle klesá jejich počet:

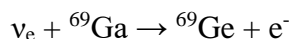
Neutrinový tok [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]



Spektrum slunečních neutrin podle výpočtů J. Bahcalla

Různá energie slunečních neutrin → různý způsob detekce

1. Experimenty založené na interakci neutrina s jádrem chloru ($E \geq 0.8 \text{ MeV}$): $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$
R. Davis (od r. 1968) ve starém dole v Homestake v Jižní Dakotě (600 t CCl_4). První informace o deficitu neutrin.
2. Experimenty gáliové (dostupná nižší $E \geq 0.2 \text{ MeV}$) - GALLEX a GNO v Gran Sasso (Itálie), SAGE v Baksanu (Rusko).



Experimenty využívající Čerenkovova záření (rychlé nabitě leptony vzniklé v reakcích neutrin s jádry) ve vodě ($E \geq 7 \text{ MeV}$) a těžké vodě – Superkamiokande v Japonsku, SNO v Ontáriu

1. Přípravované experimenty:
2. Rozptyl neutrin na elektronech (supratekuté ${}^4\text{He}$ – $T = 2.1 \text{ K}$) – HERON: Měří se neutrina i s velmi nízkou energií. Měření energie předané elektronu. Problémy s šumem

Fungující detektory pozorují menší množství neutrin oproti slunečním modelům (SNU – Solar Neutrino Unit – $10^{-36} \text{ int} \cdot \text{N}_t^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$):

Experiment	E_{MIN} [MeV]	Experiment [SNU]	Model [SNU]	Exp./Mod.
Kamiokande	7	0.47(2)	1.00(17)	0.47
Homestake (Cl)	0.8	2.56(23)	7.7(12)	0.33
GALEX	0.2	74(7)	129(8)	0.57
SAGE	0.2	75(8)	129(8)	0.58

Data jsou z přednášky J.N. Bahcalla: Nucl. Phys.B(Proc. Suppl.) 91, s. 9

Možná vysvětlení:

1. Nepřesnosti modelů Slunce
2. Nepřesnosti ve znalosti účinných průřezů jaderných reakcí

3. Nové vlastnosti neutrin (oscilace)

Tak velký rozdíl a jeho závislost na energii neutrin vylučuje vysvětlení úpravou slunečního modelu a svědčí pro existenci oscilací neutrin $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (ν_τ) s $\Delta m^2 \leq 10^{-5} \text{ eV}^2$.

Dosavadní informace:

1. Neutrína ve Slunci opravdu vznikají
2. Významný rozdíl mezi předpověďmi a pozorováními \rightarrow signál nové fyziky (oscilace neutrin)

Budoucí informace z neutrin:

1. Přesný rozměr centrální oblasti Slunce, kde probíhají termojaderné reakce
2. Současný obraz centra Slunce (fotony putují z jádra ven velmi dlouho) – předpověď budoucího chování Slunce
3. Teplota centrálních oblastí Slunce
4. Poměry mezi zastoupeními různých typů fúzních reakcí

Neutrinová astrofyzika – důležitost nepolapitelné nicky

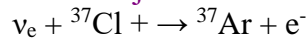
Neutrína ze Slunce - neutrína vznikají v průběhu termojaderných reakcí na Slunci:

většinou v procesech pp-cyklu, část i v procesu CNO cyklu (produkce neutrin - pozitronový rozpad beta jader ^{13}N , ^{15}O a ^{17}F) – vyšší energie neutrin

Energie neutrin až přes 10 MeV – velmi rychle klesá jejich počet:

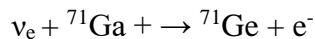
energie slunečních neutrin \rightarrow různý způsob detekce

1. Experimenty založené na interakci neutrina s jádrem chloru ($E \geq 0.8 \text{ MeV}$):



R. Davis (od r. 1968) ve starém dole v Homestake v Jižní Dakotě (600 t CCl_4). První informace o deficitu neutrin.

2. Experimenty gáliové (dostupná nižší $E \geq 0.2 \text{ MeV}$) - GALLEX a GNO v Gran Sasso (Itálie), SAGE v Baksanu (Rusko).



3. Experimenty využívající Čerenko-vova záření (rychlé nabitě leptony vzniklé v reakcích neutrin s jádry) ve vodě ($E \geq 7 \text{ MeV}$) a těžké vodě – Superkamiokande v Japonsku, SNO v Ontáriu

1. Připravované experimenty:

2. Rozptyl neutrin na elektronech (sup-ratekuté ${}^4\text{He}$ – $T = 2.1 \text{ K}$) – HERON: Měří se neutrína i s velmi nízkou energií. Měření energie předané elektronu. Problémy s šumem

Fungující detektory pozorují menší množství neutrin oproti slunečním modelům (SNU – Solar Neutrino Unit – $10^{-36} \text{ int} \cdot \text{N}_T^{-1} \text{ s}^{-1}$):

Experiment	E_{MIN} [MeV]	Experiment [SNU]	Model [SNU]	Exp./Mod.
Kamiokande	7	0.47(2)	1.00(17)	0.47
Homestake (Cl)	0.8	2.56(23)	7.7(12)	0.33
GALEX	0.2	74(7)	129(8)	0.57
SAGE	0.2	75(8)	129(8)	0.58

Data jsou z přednášky J.N. Bahcalla: Nucl. Phys.B(Proc. Suppl.) 91, s. 9

Možná vysvětlení:

1. Nepřesnosti modelů Slunce
2. Nepřesnosti ve znalosti účinných průřezů jaderných reakcí
3. Nové vlastnosti neutrin (oscilace)

Tak velký rozdíl a jeho závislost na energii neutrin vylučuje vysvětlení úpravou slunečního modelu a svědčí pro existenci oscilací neutrin $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (ν_τ) s $\Delta m^2 \leq 10^{-5} \text{ eV}^2$.

Dosavadní informace:

1. Neutrína ve Slunci opravdu vznikají
2. Významný rozdíl mezi předpověďmi a pozorováními → signál nové fyziky (oscilace neutrin)

Budoucí informace z neutrin:

1. Přesný rozměr centrální oblasti Slunce, kde probíhají termojaderné reakce
2. Současný obraz centra Slunce (fotony putují z jádra ven velmi dlouho) – předpověď budoucího chování Slunce
3. Teplota centrálních oblastí Slunce
4. Poměry mezi zastoupeními různých typů fúzních reakcí

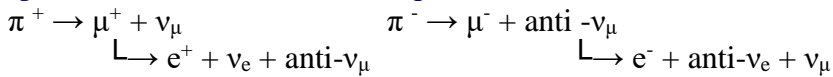
Neutrína z kosmického záření – dvě složky

- a. **Primární složka:** částice s vysokou energií (až ~ 10^{11} GeV – dnešní urychlovače ~ 10^4 GeV), největší část jsou protony a jádra, část i neutrína a anti neutrína ν_e, ν_μ a ν_τ . **Izotropní rozložení** – přichází ze všech směrů

Původ: vzdálenější nerozlišitelné zdroje (supernovy, aktivní jádra galaxií, kolabující objekty ...). Interakce částic kosmického záření s $E \geq 10^{10}$ GeV s fotony reliktního záření → neutrína s $E \approx 10^8 - 10^{13}$ GeV

- b. **Sekundární složka:**

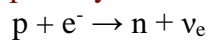
Srážky částic a jader kosmického záření s jádry atmosféry → spousta hadronů → mezi nimi spousta mezonů π :



Intenzivní zdroj neutrin a antineutrin ν_μ a ν_e
poměr mezi počtem ν_μ a ν_e je $R(\nu_\mu/\nu_e) = 2$

zároveň intenzivní zdroj mionů **Neutrína při výbuchu supernovy:**

- a. Neutrína vznikají při **záchytu elektronů protony:**



v průběhu přeměny normální hvězdy na neutronovou, energie v řádu MeV

- b. Během **kolapsu hvězdy** → velmi horká a hustá hmota → produkce částic i s velmi vysokou energií (i neutrin a antineutrin ν_e, ν_μ a ν_τ). Střední energií neutrin 10 – 15 MeV. Energetické spektrum → Fermiho rozložení $kT \approx 3 - 6$ MeV

Supernova SN1987A

Vzdálenost 150 000 svět. let

Detekce neutrin experimentem IMB, Kamiokande, Baksan a Mt. Blank - souhlas mezi experimenty
Energie neutrin (3-6) $\cdot 10^{45}$ J a trvání neutrinového pulsu 13 s

Dosavadní informace (supernova SN1987A):

1. Potvrzení vzniku neutrin
2. Řákový souhlas s předpoklady
3. Blížkost rychlosti neutrin rychlosti světla, omezení na klidovou hmotnost neutrina
4. Určena limita pro dobu života neutrina

Možná budoucí informace (čekáme na blízko supernovu):

1. Potvrzení modelů výbuchu supernovy
2. Chování horké a velmi stlačené hmoty
3. Pozorování supernov zastíněných galaktickou hmotou

Reliktní neutrína

pocházejí z počátku velkého třesku $t \sim 1s$ ($t \sim 300\,000$ let pro reliktní fotony), nynější teplota neutrin je $T \approx 1.9$ K (fotony $T \approx 3.1$ K)

Pro energie $E > 1$ MeV se nachází různé typy neutrin v rovnováze:



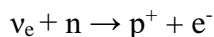
kde $i = e, \mu, \tau$

pro nižší energie neutrína neinteragují s ostatní hmotou- vymrzají

Velmi nízká energie → velké problémy s detekcí

Možnosti detekce (zatím jen v úvahách):

1. **Procesy, které nepotřebují energii** – neutrino iniciuje rozpad jádra rozpadající se rozpadem beta:



Energie elektronu > energie rozpadu jádra → pík ve spektru elektronů za koncem Fermiho grafu (velmi slabý).

Měření jako při určování hmotnosti neutrin – nutnost najít vhodná jádra a přechody, aby počet rozpadů díky reliktním neutrinům nebyl zanedbatelný. Potřeba zlepšit parametry elektronových spektrometrů. Problémy s pozadím.

2. **Interakce urychlených částic** – energii dodají urychlené částice. Výběr vhodných parametrů pro dostatečnou pravděpodobnost interakce – problém s pozadím, potřeba vysoká intenzita a stabilita svazku urychlovače.

Interakce velmi energetických neutrin kosmického záření: E_ν taková, aby při srážce s reliktním neutrinem byla v těžišti energie rovna klidové hmotnosti Z bosonu $M_Z = 100 \text{ GeV}$ ($10^{12} - 10^{16} \text{ GeV}$ – skutečná hodnota závisí na hmotnosti neutrina) → dojde k rezonančnímu zvýšení interakce s reliktními neutrinami → minimum v energetickém spektru vysokoenergetických kosmických neutrin



Nukleosyntéza ve hvězdách – hvězdy jako továrny na výrobu prvků

Po velkém třesku byl ve vesmíru vodík, 23 % helia, něco deuteria a lithia. Všechny ostatní prvky vznikly v průběhu dalšího období ve hvězdách během jejich evoluce.

Jaderné reakce ve hvězdách:

1. Odpovídají za zastoupení prvků ve vesmíru
2. Jsou zdrojem energie ve hvězdách

Základní reakce $H \rightarrow He$ – reakce jader vodíku (**proton -protonová reakce**) nebo reakce jader vodíku s těžšími prvky – působí jako katalyzátory (**CNO cyklus**)

p-p řetězec:



uplatňuje se při $T = 10^{6.8}\text{K} - 10^{7.2}\text{K}$

CNO cyklus:



uplatňuje se při $T = 10^{7.2}\text{K} - 10^{7.7}\text{K}$ Při ještě vyšších teplotách ($T = 10^8\text{K}$) - **3 α -proces** (Salpeterův):



Ještě vyšší teploty → vznik ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{20}_{10}\text{Ne}$, ${}^{24}_{12}\text{Mg}$... dalším spalováním helia, spalování ${}^{12}_6\text{C}$

Větší hmotnost hvězdy → větší teplota v nitru → rychlejší průběh reakcí → rychlejší vydělování energie → **vývoj hvězdy je rychlejší**

Na vzniku těžších prvků se podílejí (závislost na vazebné energii):

α -proces: syntéza prvků pomocí ${}^4_2\text{He}$ procesem (α, γ), vznikajví jádra až po ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ ($T = 10^9\text{K}$)

e-proces: $T = 4 \cdot 10^9\text{K}$ a $N_p/N_n = 300$ → vznik prvků skupiny železa: V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni

s-proces: záchyt neutronů jádry lehkých prvků nebo prvků skupiny železa. (pomalý “slow” vůči rozpadu beta)

r-proces: hodně neutronů → záchyt neutronů probíhající rychle (“rapid”) vzhledem k rozpadu beta → vznik těžkých prvků

p-proces: prostředí plné vodíku → vznik vzácnějších lehkých prvků ($T = 2.5 \cdot 10^9\text{K}$)

Intenzivní vznik těžkých prvků - výbuchy supernov



Optický model

Při hrubém středování excitační funkce se ukáže i rozdělení vykazující ve směru dopadu maxima vznikající při ohybu → potenciálový rozptyl. Kromě **potenciálového rozptylu** je třeba popsat i **pohlčení dopadající částice** (vznik složeného jádra).

Lze popsat optickým modelem:

Předpoklad: jádro je spojité prostředí, které láme a absorbuje de Broglieho vlny dopadajících částic.

Limitní případ je model černého tělesa → jádro pohlcuje všechny dopadající částice

Zjednodušení: reakce dopadající částice s jádrem se aproximuje rozptylem a pohlčením částice silovým centrem

Problém $A_1 + A_2$ částic → problém dvou částic

Hledá se tvar středního potenciálu (**optický potenciál**) $U(r)$ vytvářený silovým centrem, který po dosazení do Schrödingerovi rovnice a splnění okrajových podmínek **dává přímo střední hodnotu amplitudy rozptylu**.

Optický potenciál zavedeme jako empirický potenciál. Volba parametrů → spočítání diferenciálního účinného průřezu → porovnání s experimentálním úhlovým rozdělením.

Přítomnost absorpce → komplexní člen → $U(r) = V(r) + iW(r)$

Reálná část $V(r)$ má tvar **potenciálu slupkového modelu** (nejčastěji Woodsova-Saxonova tvaru se započtením spin-orbitální interakce)

Imaginární část: Nízké energie → převaha absorpce na povrchu

Vyšší energie (≥ 80 MeV) → převaha absorpce v objemu

Při konkrétních výpočtech je třeba započítat vliv **coulombovského potenciálu** a **odstředivého potenciálu**.

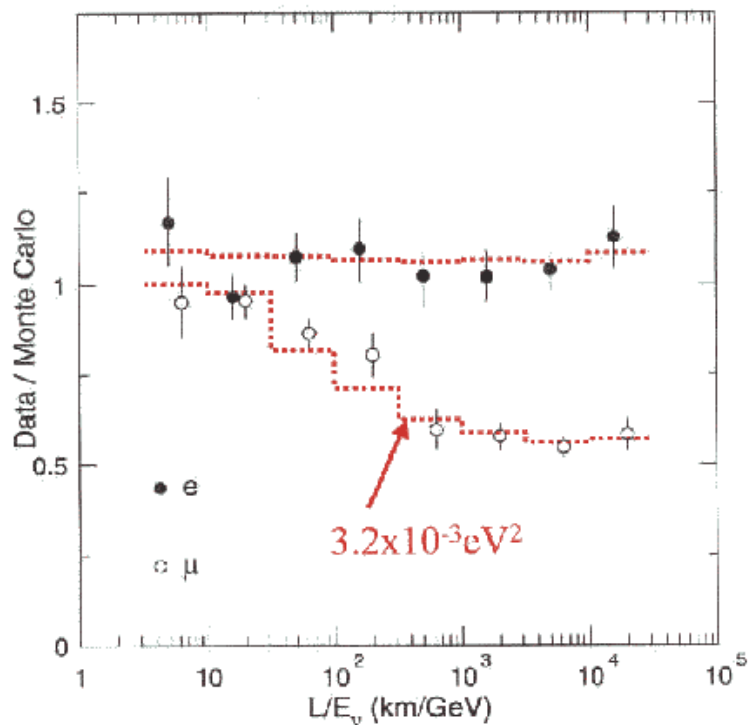


Oscilace neutrin

Atmosférická neutrina:

Detekce neutrin přicházejících zespodu (po průletu Zemí) a shora (proletí různou vzdáleností)

Experimenty: Superkamiokande, IMB, Soudan 2



Závislost počtu neutrin na vzdálenosti, kterou proletí (detektor Superkamiokande), e – elektrony z ν_e a μ – miony z ν_μ

Pozorování:

1. Deficit ν_μ
2. Izotropie ν_e

Vysvětlení: Oscilace neutrin $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

Sluneční neutrina:

Pozorování: nedostatek elektronových neutrin.

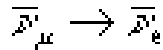
Vysvětlení: oscilace $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$

Experimenty na krátkou vzdálenost:

zdroj neutrin urychlovač, reaktor

Experiment LSND:

Urychlovač – zdroj mionových antineutrin



Detektor s kapalným scintilátorem - hledání elektronových antineutrin \rightarrow pozorován přebytek \rightarrow pozorovány oscilace $\rightarrow 0.2 \text{ eV}^2 \leq \Delta m^2 \leq 2.0 \text{ eV}^2$ - v rozporu se slunečními daty

Potřeba nezávislých ověření !

Experiment KARMEN:

Zatím nižší citlivost (oscilace nevidí) \rightarrow na zvětšení citlivosti se pracuje

Příprava dalších experimentů:

Boone, ORLaND, TOSCA



Podivné částice

1) Nové částice s mnohem delší dobou života $\sim 10^{-10}$ s – rozpadají se pomalu, i když se uvolňují značná energie.

2) Produkce těchto částic v párech.

3) Neexistence některých typů rozpadů:

Existuje rozpad: $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$

S = -1 -1 0

Neexistuje rozpad: $\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$

S = -1 0 0

↓↓↓

Znak existence nového zákona zachování – zákon zachování podivnosti (platí pro silnou a elektromagnetickou interakci, neplatí pro slabou) \rightarrow zavedení veličiny podivnost (S)

I pro slabý rozpad pouze $\Delta S = \pm 1$.

Neexistuje rozpad: $\Xi^- \rightarrow n + \pi^-$

S = -2 0 0

Hyperon (podivný barion) Ξ^- se tak rozpadá ve dvou etapách:

$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$

S = -2 -1 0

$\Lambda \rightarrow n + \pi^0$

S = -1 0 0

Zavedení hypernáboje: $Y = B + S$

Izospin:

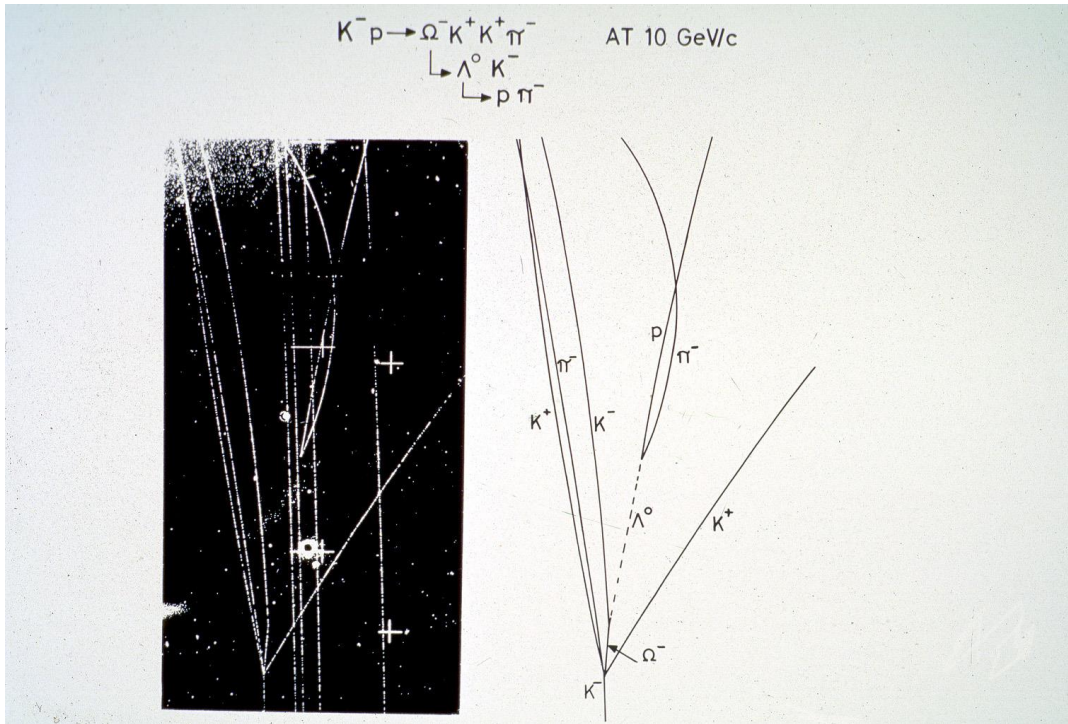
Nezávislost silné interakce na náboji. \rightarrow proton a neutron jsou dva nábojové stavy jedné částice – nukleonu.

Hodnota izospinu I je taková, že počet jeho průmětů do třetí osy $2I+1$ udává počet nábojových stavů.

Náboj hadronů :

$Q = e(I_z + Y/2) = e(I_z + (B+S)/2)$

První podivné částice: K mezony, lambda - přelom 40 a 50 let



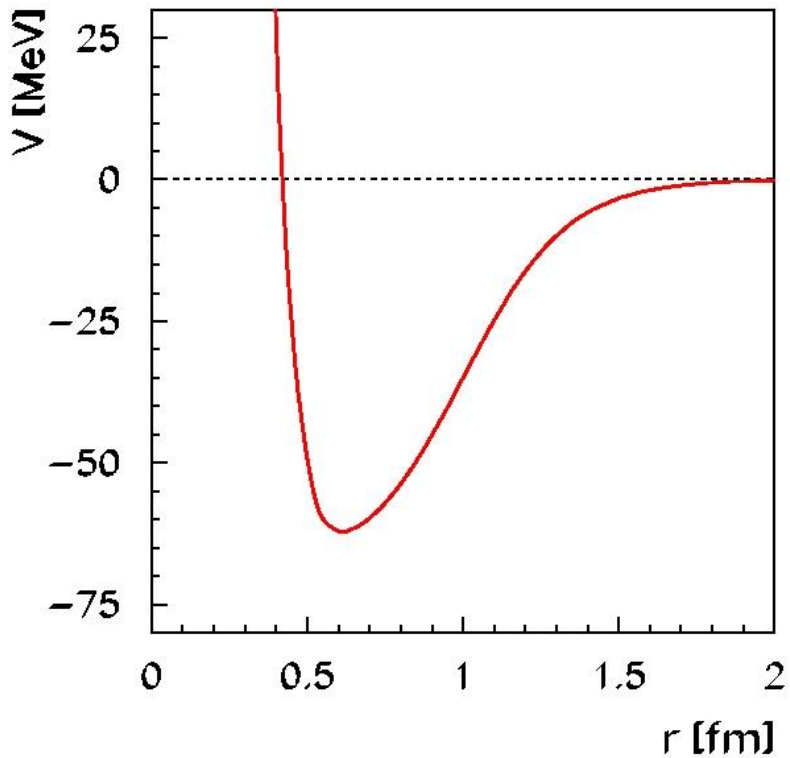
Produkce Ω^- ($S=2$) částice – snímek bublinové komory v CERNu



Podstata jaderných sil

V jádře se projevují **elektromagnetická** interakce (coulombovské odpuzování), **slabá** (rozpad jader) ale hlavně **silná jaderná** interakce, která drží jádro pohromadě.

Pro coulombovskou interakci je vazebná energie $B \approx Z(Z-1) \rightarrow B/Z \approx Z$ pro velká $Z \rightarrow$ nenasycené síly dalekého dosahu



Pro jadernou sílu je vazebná energie $B/A \approx \text{konst}$ – projevuje se **krátký dosah** a **nasycenost jaderných sil** Maximální dosah ~ 1.7 fm

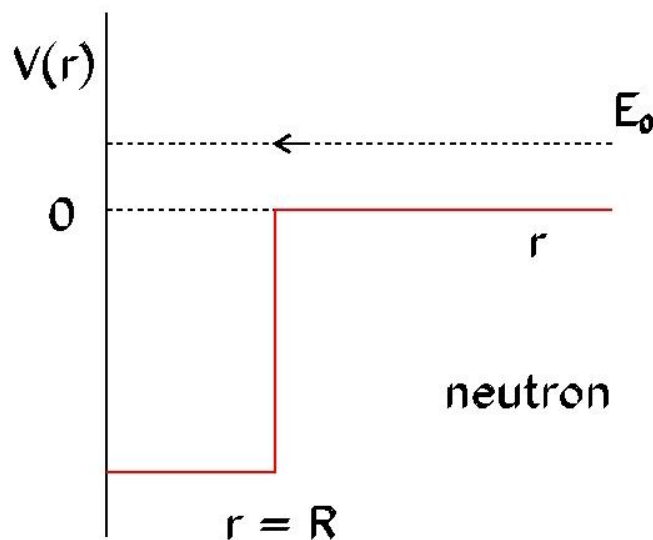
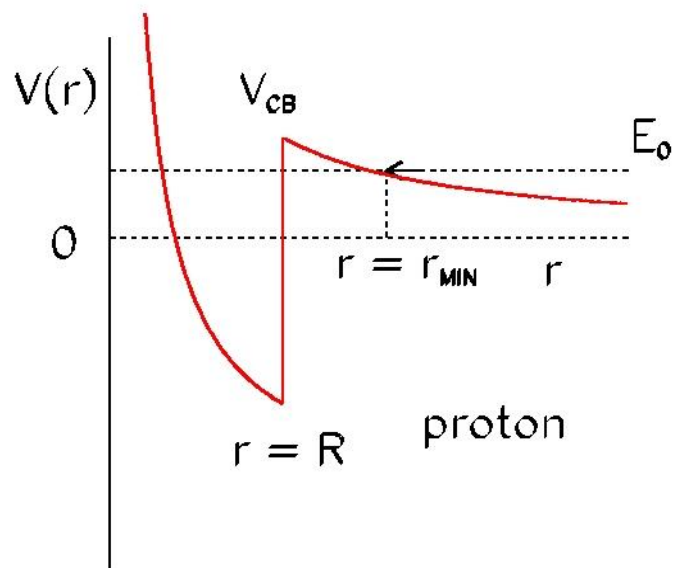
Jaderné síly jsou **přitažlivé** (udržují jádro pohromadě), na velmi krátké vzdálenosti (~ 0.4 fm) se mění v **odpudivé** (jádro nezkolabuje). Přesnější tvar **potenciálu jaderných sil** lze získat z rozptylu nukleonů na nukleonech nebo jádrech.

Nábojová nezávislost – účinné průřezy rozptylu nukleonů nezávisí na jejich elektrickém náboji. → Pro jaderné síly jsou neutron a proton dva různé stavy jedné částice nukleonu. Pro popis se zavádí nová veličina **izospin** T . Nukleon má pak izospin $T = 1/2$ se dvěma možnými orientacemi $T_z = +1/2$ (proton) a $T_z = -1/2$ (neutron). Formálně nakládáme z izospinem jako se spinem.

Spinová závislost – vysvětluje existenci stabilního deuteronu (existuje jen v tripletním stavu – $s = 1$ a ne v singletním – $s = 0$) a neexistenci dvojneutronu. Studujeme v rozptylových experimentech s použitím orientovaných svazků a terčů.

Tenzorový charakter – interakce mezi dvěma nukleony závisí na úhlu mezi směrem spinů a spojnicí obou částic.

Kromě silné interakce působí i elektrická síla. Jádro má kladný náboj a pro kladně nabitou částici vytváří tato síla **coulombickou bariéru** (dosah elektrické síly je větší než silné jaderné). Příslušný potenciál má tvar $V(r) \sim Q/r$.



V případě rozptylu navíc působí **odstředivá bariéra**, daná momentem hybnosti nalétávající částice.

Výměnný charakter jaderných sil:

krátký dosah → nenulová klidová hmotnost zprostředkujících částic. Odpovídající potenciál navrhl H. Yukawa

$$V(r) \propto \frac{e^{-mcr/\hbar}}{r}$$

kde m je hmotnost zprostředkující částice a \hbar/mc je její Comptonova vlnová délka. Položíme Comptonovu délku rovnou dosahu R jaderných sil a určíme hmotnost zprostředkující částice:

$$mc^2 = \frac{\hbar c}{\lambda} \approx \frac{\hbar c}{R} = \frac{197 \text{ MeV fm}}{1.7 \text{ fm}} \approx 120 \text{ MeV}$$

Zprostředkující částice s podobnou hmotností byly nalezeny a označeny jako **mezony π** . Přitažlivá a odpuzivá jaderná síla je tak zprostředkována výměnou nabitých a neutrálních mezonů:



Protony a neutrony neustále emitují a pohlcují mezony. Proč je nenacházíme s různou hmotností?

Princip neurčitosti: $\Delta E \Delta t \geq \hbar \rightarrow$ Nezachování energie je dovoleno pokud trvá méně než $\hbar/\Delta E$.

Maximální dosah jaderných sil je $R = 1.7 \text{ fm}$. Pak nejmenší doba přeletu nukleonu je: $\Delta t = R/c$. Při

emisi fotonu s hmotností m_π se nezachovává energie: $\Delta E = m_\pi c^2$. Jestliže bude doba existence nezachování energie Δt tak pro maximální možnou energii nezachování (hmotnost mezonu)

dostaneme: $m_\pi c^2 = \hbar c/R$ (stejný jako výše uvedený)

Nalezeny další mezony ($\eta, \rho, \phi \dots$), i dvojmezonová výměna.

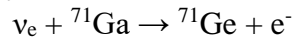
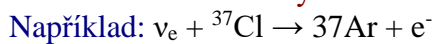


Detekce neutrin pod zemí

Nutnost odstínění od částic kosmického záření (miony ze sekundární složky) \rightarrow detektory hluboko do podzemí

Metody detekce:

1. **Radiochemické metody:** Pro neutrina s nižší energií. Proces obráceného rozpadu beta:



1. měření – radiochemická určení počtu jader vzniklých v reakci s neutrinem

Vlastnosti:

1. Detekují se i neutrina s nižší energií
2. Nelze určit přesnou energii neutrina
3. Nelze určit čas interakce
4. Nelze určit směr příletu

2. **Využití Čerenkovova nebo scintilačního záření:** Dostatečná energie k produkci elektronů, mionů či tauonů s $v \approx c$

Při $v >$ rychlost světla v daném prostředí \rightarrow Čerenkovovo záření

Ionizační ztráty nabitých částic \rightarrow vznik scintilačního světla.

Nádrž s vodou nebo kapalným scintilátorem – na stěnách fotonásobiče pro detekci

Čerenkovova nebo scintilačního světla (i obojí)

1. **Vlastnosti:**

1. Potřebná vyšší energie neutrina
2. Možnost určit dobu, směr příletu a energii neutrina

2. **Návrhy využití rozptylu neutrin na elektronech (ve vývoji):**

- a. HERON - měří se energie předaná elektronu – malá energie \rightarrow nutnost potlačit šum \rightarrow využití supratekutého helia ($T = 30 \text{ mK}$) \rightarrow měření tepelných pulsů.
- b. HELLAZ – komora naplněná heliovým plynem \rightarrow rozptyl neutrin na elektronech \rightarrow ionizační ztráty elektronu \rightarrow záznam jeho dráhy sběrem vzniklých iontů



Rozpínání a chladnutí oblasti horké a husté hmoty

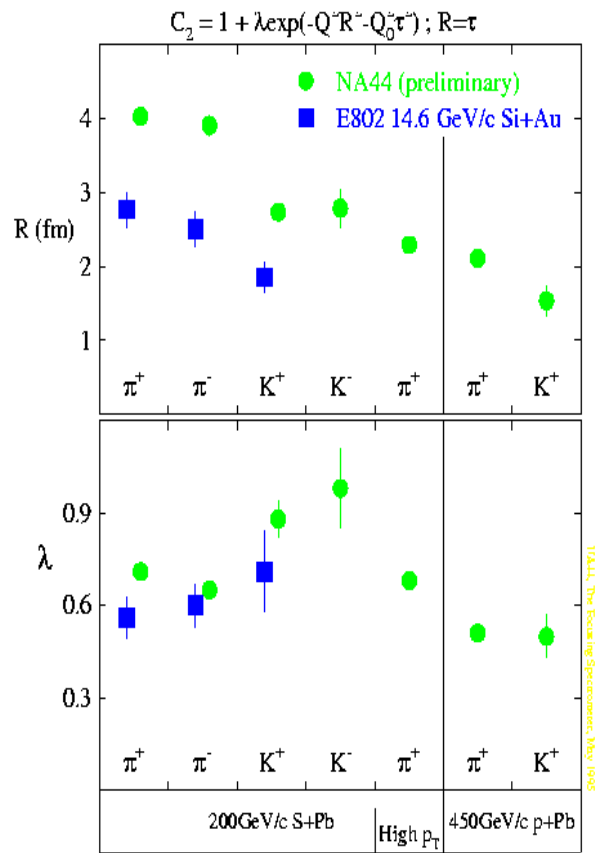
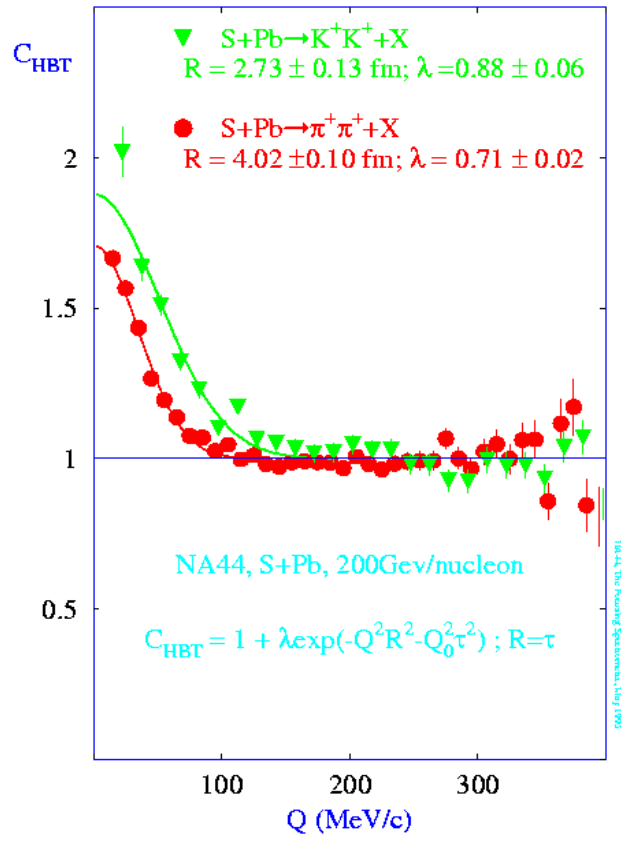
Horká a hustá jaderná hmota expanduje z místa vzniku. Zkoumá se studiem různých hadronů vylétujících z místa srážky (vznikají v různé etapě expanze) - určuje se velikost a rychlost expanze horké oblasti:

1. Rozložení složky hybnosti kolmé ke směru srážejících se jader
2. Interferometrie

Experimenty NA44, NA45/CERES, NA49, NA50, NA52, NA57/WA97 a WA98

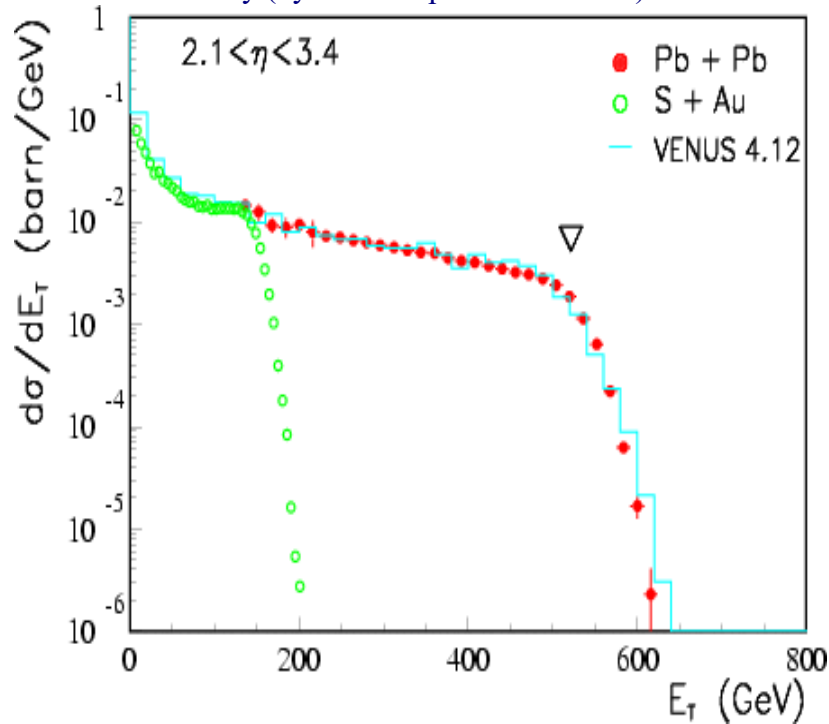
Příklad: Interferometrie z experimentu NA44





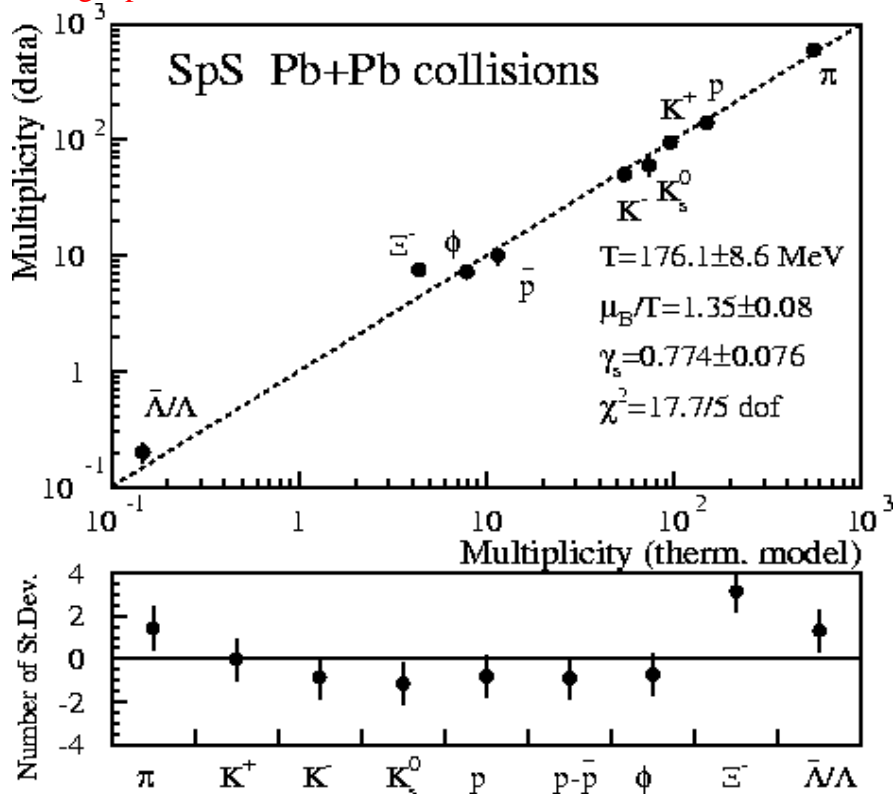
Naměřené údaje odpovídají plně našim předpokladům o vzniku horké a husté expandující zóny a dynamické vlastnosti jaderné hmoty, která se po srážce rozpíná, splňují naše představy získané z hydrodynamických modelů.

Zkoumání složky energie kolmé ke směru svazku E_t umožňuje odhadnout hustotu energie dosaženou ve velmi raném stadiu centrální srážky (výsledek experimentu Na49):



Závislost účinného průřezu sigma na kolmé složce energie E_t vede k hodnotě hustoty energie pro **rané stádium** centrální Pb+Pb srážky okolo 3 GeV/fermi^3 . Dostatečná hustota pro vznik QGP. Tlak v takto stlačené a ohřáté hmotě vede k expanzi, vzniku rázové vlny. Horká a hustá hmota expanduje rychlostí přibližně $0.55 c$.

Teplota a hustota energie při hadronizaci:



Z poměrů produkce jednotlivých hadronů (experiment NA49): Určená teplota v okamžiku hadronizace je $T_c=176(10) \text{ MeV}$ a hustota energie $1.1(2) \text{ GeV/fermi}^3$.

Zdá se, že pozorování spíše odpovídají tomu, že přechod od QGP k hadronové hmotě **není prvního druhu** :

1. Nepozorování zpomalení expanze během hadronizace a jejího delšího trvání.
2. Nepozorování fluktuace teploty a hustoty, při kterých k hadronizaci dochází v jedné srážky ke druhé. Při koexistenci podchlazené QGP a přehřáté hadronové hmoty by k tomu mělo docházet.

Měřením spekter impulsu (jeho složky kolmé ke směru svazku) hadronů můžeme zjistit teplotu v okamžiku jejich vzniku.

Zastoupení různých typů hadronů

Poměr mezi podivnými a nepodivnými hadrony a produkce antihmoty - informace o chemickém (kvarkovém) složení husté a horké hmoty.

Experimentů NA57/WA97, NA49 a NA50 studovaly produkci různých hadronů pro jádro-jaderné srážky. Ty se srovnávaly s produkcí v p-p a p-jaderných srážkách.

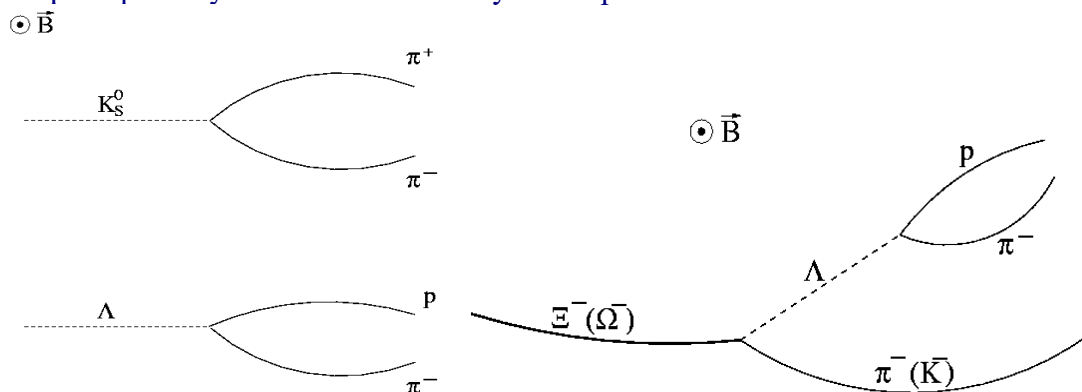
Výsledek: počet hadronů s podivností **převyšuje** počet, jenž vyplývá z předpokladu, že vznikají pouze ve srážkách nukleonů.

Takový **narůst podivnosti je velice obtížné vysvětlit** v případě, že vzniká pouze jaderná hmota ve stavu hadronového plynu:

Srážky hadronů - velmi malou pravděpodobnost produkce částic s podivností.

Srážky kvarků a gluonů v plazmatu a následná hadronizaci - vysoká pravděpodobnost vzniku podivných částic.

Příklady rozpadů podivných hadronů studovaných v experimentu WA97:



Identifikace částic pomocí invariantních hmotností:

✦

Přímé reakce

Přímé reakce (také pružný a nepružný rozptyl) - reakce trvající velmi krátce 10^{-22}s

Reakce strhávání – terčíkové jádro odebírá jeden nebo více nukleonů z projektilu, zbytek projektilu letí dál bez podstatné změny hybnosti - (d,p) reakce.

Reakce vytrhávání – vytržení nukleonu projektilem z jádra

Reakce přenosu – obecně výměna nukleonů mezi terčíkem a projektilem.

Rozdíly ve srovnání s reakcí přes složené jádro:

- a. Úhlové rozdělení je nesymetrické – silný vzrůst intenzity ve směru dopadu
- b. Excitační funkce nemá rezonanční charakter
- c. Větší podíl vyletujících částic s vyšší energií
- d. Relativní poměry účinných průřezů různých procesů neodpovídají modelu složeného jádra

Principiálně lze spočítat prvek matice přechodu $H_{fi} \rightarrow$ lze spočítat σ . Účinný průřez lze rozdělit na dvě složky:

$$\sigma = S \cdot \sigma_{\text{DWBA}}$$

Část σ_{DWBA} má kinematický charakter – určuje úhlové rozdělení závislé na přenesené momentu hybnosti.

Spektroskopický faktor S obsahuje vlnové funkce počátečního a konečného stavu jádra – je určován s experimentu a pak srovnáván s modelovým výpočtem.

Přitom potřebujeme znát σ_{DWBA} . V nejjednodušším případě se vychází z aproximace vlnových funkcí nalétávající a vyletující částice pomocí rovinných vln – **Bornovo přiblížení**.

Pro částice pod vlivem potenciálu jádra to není přesné → pro vlnové funkce se vezme řešení z rozptylu optickým potenciálem – **Bornovo přiblížení s porušenými vlnami** (DWBA – Distorted Wave Born Approximation)

.....

Průběh primordiální nukleosyntézy

Množství primordiálního ${}^4\text{He}$ (~25%), D, ${}^3\text{H}$ a ${}^3\text{He}$ (malé příměsi) jsou dána podílem baryonové hmoty (svítící i temné) na celkové hustotě hmoty:

Menší podíl baryonové hmoty = méně ${}^4\text{He}$, D, ${}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}$

Experimentální zastoupení ${}^4\text{He}$ a D vymezuje množství baryonové hmoty:

$$\Omega_b = 0.05 \pm 0.01$$

Ovlivněno i existencí nebaryonových forem temné hmoty - možnost přehřátí, fluktuace z fázového přechodu od kvark-gluonového plazmatu k normální hmotě

.....

Princip detailní rovnováhy

Nízkoenergetické reakce → energie interakce $H_{\text{int}} \ll$ energie celé soustavy → lze pro určení pravděpodobnosti P_{if} přechodu od stavu φ_i ke stavu φ_f použít zlaté pravidlo poruchového počtu:

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \frac{d\nu}{dE_0}$$

Kde H_{fi} je maticový element přechodu:

$$H_{fi} = \langle \varphi_f | H_{\text{int}} | \varphi_i \rangle = \int \varphi_f^* H_{\text{int}} \varphi_i dV$$

V objemu V je počet dn stavů (elementárních buněk po jedné částici s hybností p, $p+\Delta p$):

$$d\nu = \frac{V \cdot 4\pi p^2 dp}{h^3} = \frac{4\pi V p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3}$$

a tedy:

$$\frac{d\nu}{dE_0} = \frac{1}{dE_0} \frac{4\pi V p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3}$$

dále uvažujme reakci $A(a,b)B$ v těžišťové soustavě:

V konečném stavu platí: $\vec{p}_b = -\vec{p}_B$ → pouze jedna nezávislá hybnost (zvolme p_b).

Jestli $dE_0 = dE_b + dE_B$:

$$\frac{d\nu}{dE_0} = \frac{1}{dE_b + dE_B} \frac{4\pi V p_b^2 dp_b}{(2\pi\hbar)^3}$$

Dosadíme za $dE=(p/m)dp$:

$$dE_b + dE_B = \frac{p_b}{m_b} dp_b + \frac{p_B}{m_B} dp_B = \left(\frac{1}{m_b} + \frac{1}{m_B} \right) p_b dp_b = \frac{1}{m_f} p_b dp_b$$

Kde m_f je redukovaná hmotnost konečného stavu. Pak dostaneme:

$$\frac{d\nu}{dE_0} = \frac{4\pi V}{(2\pi\hbar)^3} m_f p_b$$

Má-li částice (fermion) spin I , podle Pauliho principu může být v každém stavu $2I+1$ částic. Platí to pro oba produkty reakce:

$$\frac{dN}{dE_0} = \frac{4\pi V}{(2\pi\hbar)^3} (2I_b + 1)(2I_B + 1)m_f p_b$$

Dosadíme do výrazu pro pravděpodobnost:

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \frac{4\pi V}{(2\pi\hbar)^3} (2I_b + 1)(2I_B + 1)m_f p_b$$

Vztah mezi diferenciálním účinným průřezem a pravděpodobností přechodu:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_s = \frac{(P_{if})_s}{j} = \frac{P_{if}}{j}$$

kde $(P_{if})_{\text{theta}} = (1/4\pi)P_{if}$ pravděpodobnost vztažená na jednotku prostorového úhlu. Hustota toku dopadajících částic:

$$j = Nv_i$$

kde v_i je rychlost dopadajících částic a N je jejich počet v jednotce objemu. Vztahneme-li jej na jednu dopadající částici:

$$N=1/V \rightarrow j=v_i/V$$

Potom

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_s = \frac{P_{if}V}{4\pi v_i} = \frac{P_{if}Vm_i}{4\pi p_i}$$

Kde m_i je redukovaná počáteční hmotnost (jádro považujeme za nehybné, takže v_i je vzájemná rychlost). Dosadíme za P_{if} :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_s = \frac{(2I_b + 1)(2I_B + 1)}{(2\pi)^2 \hbar^4} |H_{fi}|^2 m_i m_f \frac{p_f}{p_i}$$

Člen V^2 se pokrátí s faktorem $1/V^2$, který se objeví před členem $|H_{fi}|$ v případě normování vlnových funkcí členem $1/\sqrt{V}$. Úhlová závislost je plně obsažena zcela v $|H_{fi}|$.

Odvodíme obdobný vztah pro inverzní proces. Jestliže:

$$|H_{if}|^2 = |H_{fi}|^2$$

spočteme poměr obou účinných průřezů:

$$\frac{\sigma_{i \rightarrow f}}{\sigma_{f \rightarrow i}} = \frac{(2I_b + 1)(2I_B + 1)p_f^2}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)p_i^2}$$

Tento vztah se nazývá **princip detailní rovnováhy jaderné reakce**.

Je-li v malé oblasti energií $|H_{fi}|^2$ konstantní, dostáváme:

$$\sigma = \text{konst} \frac{p_f}{p_i}$$

Podívejme se na různé typy reakcí:

a) Pružný rozptyl nenabitých částic $\rightarrow v_a = v_b \rightarrow \sigma = \text{konst} \rightarrow$ nezávisí na rychlosti v_a

b) Exotermní reakce buzené tepelnými neutrony $\rightarrow Q \approx 1 \text{ MeV}$ a energie neutronů $E_n \approx 1 \text{ eV} \rightarrow v_b = \text{konst} \rightarrow \sigma = \text{konst}/v_a$. Platí jen pro nenabitě vyletující částice. Pro nabitě jsou v $|H_{fi}|^2$ průnikové faktory typu Gamowova faktoru:

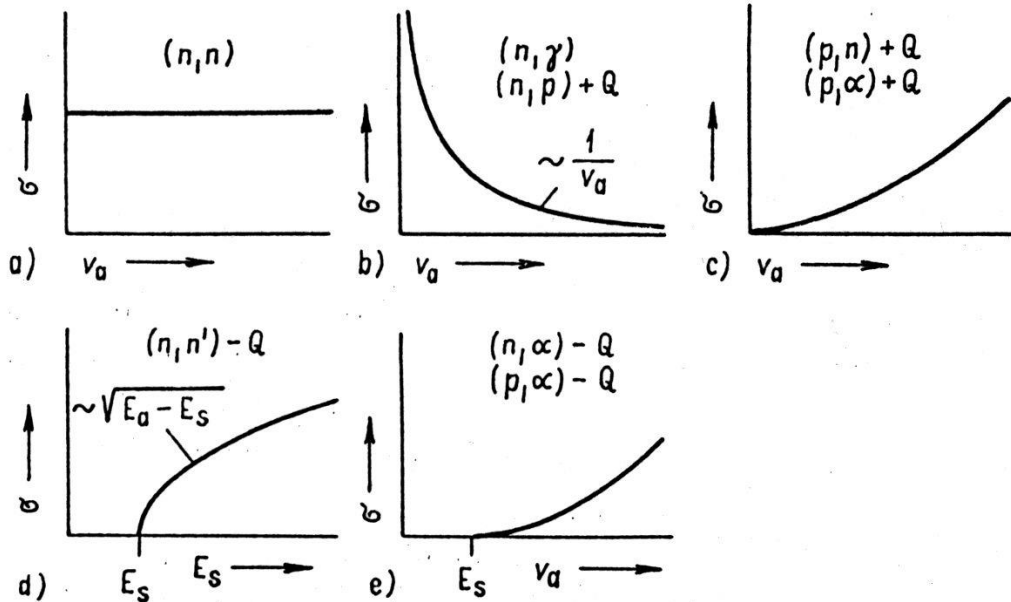
$$|H_{fi}|^2 \sim e^{-(G_a + G_b)}$$

c) Exoergické reakce s nabitými částicemi – převažuje závislost na faktoru $\exp(-G_a)$.

d) Nepružný rozptyl neutronů – endotermní, v_b závisí silně na energii \rightarrow nad prahem $v_a \approx \text{konst.}$
 Energie produktu je dána přebytkem energie nad prahem $E_b \approx E_a - E_s$

$$\rightarrow v_b \sim p_b \approx \sqrt{2m_b(E_a - E_s)} \rightarrow \sigma \approx \sqrt{(E_a - E_s)}$$

e) Endoergické reakce s produkcí nabitě částice – dominuje člen $\exp(-G_a)$



Produkce a uchování antičástic

Produkce antičástic – potřeba dostatku energie

Nutná energie větší než klidová energie (hmotnost) páru částice a antičástice ($E = mc^2$)

Vždy vytvoření párů částice antičástice (neplatí pro případ, kdy je částice shodná s antičásticí)

Urychlovače jako zdroje energie pro produkci antičástic – vyšší energie urychlených částic \rightarrow možnost antičástic s vyšší hmotností

Rychlosti urychlených částic $v \approx c$

Produkce většiny antihmotných partnerů k dnes známým částicím

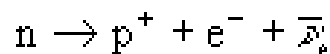
Srážky jader urychlených na vysoké energie \rightarrow horká a hustá jaderná hmota – zdroj antičástic



Produkce neutrin

I. Úmělé zdroje:

1. **Jaderné reaktory:** rozpad beta \rightarrow velké množství antineutrin z rozpadů neutronů a vznikajících radioaktivních jader:



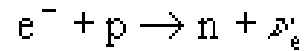
Vlastnosti tohoto zdroje:

- a. pouze elektronová antineutrína
- b. nesměrovaný
- c. spojité spektrum energií neutrin a jejich relativně nízká energie ($\sim \text{keV} - \text{MeV}$)
- d. vysoká intenzita a stabilita
- e. provoz je spojitý v čase (nemožnost pulsního režimu)

1. Urychlovače:

- a. **protonové urychlovače s tlustým terčem** – využití tříštivých reakcí \rightarrow produkce hadronů \rightarrow

1. vydělení mezonů π , jejich rozpad na mion a mionové neutrino \rightarrow případně další rozpad μ a produkce ν_μ a ν_e
 2. rozpady s produkcí tauonů \rightarrow jejich rozpad na ν_τ
- b. **urychlovače mionů** - následné urychlení mionů vzniklých v případě a) \rightarrow jejich rozpad \rightarrow reakce mionů z protony



- c. **urychlovače elektronů** – využití obráceného beta rozpadu:

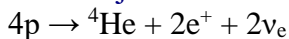
Vlastnosti tohoto zdroje:

- d. produkce různých typů neutrin
- e. široká škála energií a možnost volby energie
- f. možnost směrování a pulsního režimu

. **Přirozené zdroje:**

1. **Slunce:**

Hlavní část energie i produkovaných neutrin pochází z pp cyklu, ve kterém se čtyři protony mění na jádro ${}^4\text{He}$:



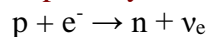
řidčeji z CNO cyklu. Jeho energie závisí na konkrétní reakci.

Vlastnosti zdroje:

- a. zdroj elektronových neutrin
- b. energie v rozsahu řádově $\sim 0.01 - 10$ MeV
- c. spojité spektrum
- d. tok neutrin na Zemi $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (pro $E \geq 7$ MeV $\rightarrow \sim 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)

1. **Supernovy:**

a) Neutrina vznikají při **záchytu elektronů protony:**



v průběhu přeměny normální hvězdy na neutronovou, energie v řádu MeV

b) Během **kolapsu hvězdy** \rightarrow velmi horká a hustá hmota \rightarrow vyso-koenergetické procesy \rightarrow produkce částic s velmi vysokou energií (i neutrin a antineutrin ν_e , ν_μ a ν_τ)

1. pro aktivní galaktická jádra a kolabující vesmírné objekty

Vlastnosti tohoto zdroje:

- a. intenzita klesá se čtvercem vzdálenosti supernovy
- b. zdroj neutrin ν_e s energií \sim MeV a neutrin i antineutrin ν_e , ν_μ a ν_τ (až po TeV)
- c. velmi krátký záblesk prostorově lokalizovaný

1. **Kosmické záření**

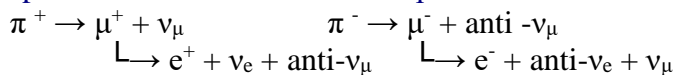
- a. **Primární složka:** částice s vysokou energií (až $\sim 10^{11}$ GeV – dnešní urychlovače $\sim 10^4$ GeV), největší část jsou protony a jádra, část i neutrina a anti neutrina ν_e , ν_μ a ν_τ .

Izotropní rozložení – přichází ze všech směrů

Původ: vzdálenější nerozlišitelné zdroje (supernovy, aktivní jádra galaxií, kolabující objekty ...)

- b. **Sekundární složka:**

Srážky částic a jader kosmického záření s jádry atmosféry \rightarrow spousta hadronů \rightarrow mezi nimi spousta mezonů π :



Intenzivní zdroj neutrin a antineutrin ν_μ a ν_e

poměr mezi počtem ν_μ a ν_e je $R(\nu_\mu/\nu_e) = 2$

zároveň intenzivní zdroj mionů

2. **Vlastnosti tohoto zdroje:**

- a. Zdroj neutrin a antineutrin ν_μ a ν_e ze všech směrů
- b. I velmi vysoké energie

.....

Temná (skrytá) hmota – projevuje se pouze gravitačním působením. Názny její existence J. Oort (pohyb hvězd v Galaxii) a F. Zwicky (pohyb galaxií v kupě Coma Berenici) – třicátá léta minulého století.

Možnosti zkoumání:

1. Zkoumání pohybu hvězd v galaxiích, galaxií v kupách, velkorozměrové struktury vesmíru
2. Teplota horkého plynu v galaxiích a kupách galaxií
3. Využití efektu gravitační čočky

Až 90 % hmoty v kupách tvoří skrytá hmota

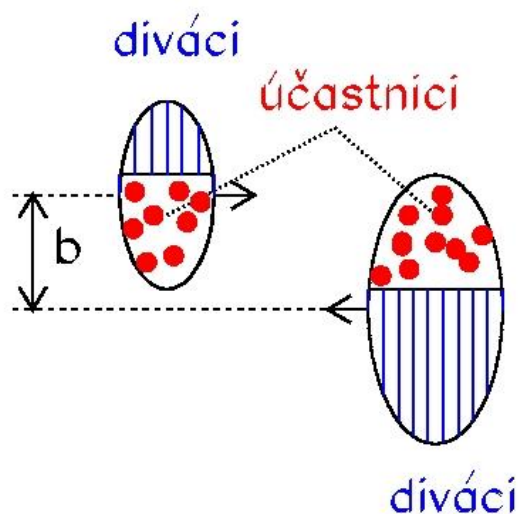
4) **Nestandardní:** ovlivnění průběhu počátku vesmíru – vliv na reliktní záření a průběh primordiální nukleosyntézy

Srážka relativistických těžkých jader

Studujeme srážku ohraničených (nepříliš velkých) objemů jaderné hmoty → potřeba oddělit vliv dynamiky srážky od vlastností jaderné hmoty (její stavové rovnice).

Průběh srážky závisí na parametru srážky → **rozdělení nukleonů** na:

1. **Účastníky** – účastní se srážky (jsou v překrývající se části jader)
2. **Diváci** – neúčastní se srážky (nejsou v překrývající se části jader)



Rozdělení nukleonů během srážky

Průběh srážky jader:

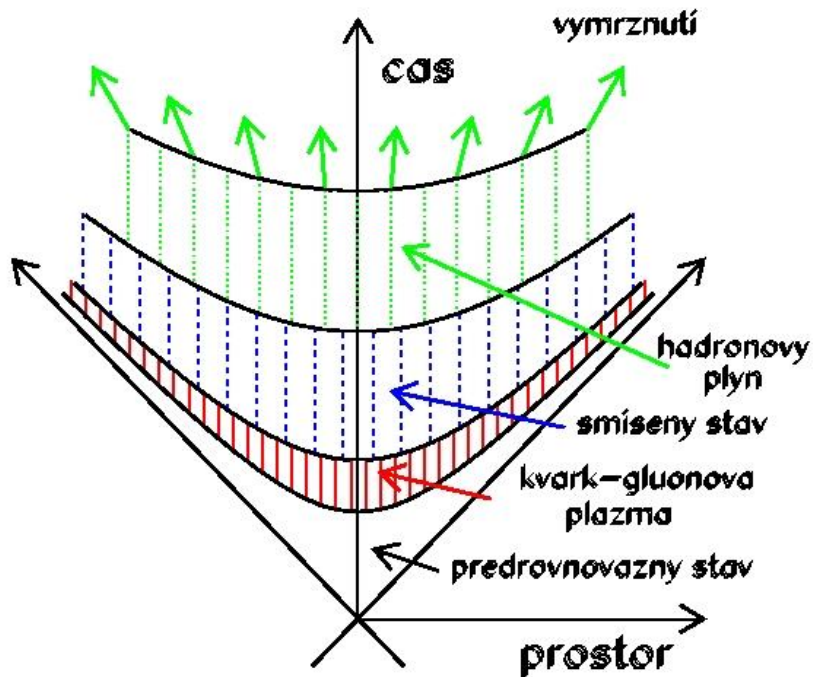
Vznik horké a husté hmoty – nedochází k prolnutí jader ale k silné přeměně kinetické energie na tepelnou a excitační

Intenzivní vznik tepla → expanze

Čas expanze je jen 10 až 100 krát větší než charakteristický čas procesů navozujících rovnováhu.

Časový průběh (pokud vznikne kvark-gluonové plazma):

1. V čase $3 \cdot 10^{-24}$ s nastolení tepelné rovnováhy rozptylem kvarků gluonů (střední volná dráha kvarků je 0.5 fm)
2. Systém expanduje a chladne, v $2 \cdot 10^{-23}$ s dosáhne kritické teploty a začne hadronizace
3. Pro fázový přechod prvního druhu, existuje déle než $3 \cdot 10^{-23}$ s koexistence různých fází.
4. Po hadronizaci systém dále expanduje až na objemy $10^4 - 10^5 \text{ fm}^3$, kdy dojde k “vymrznutí”



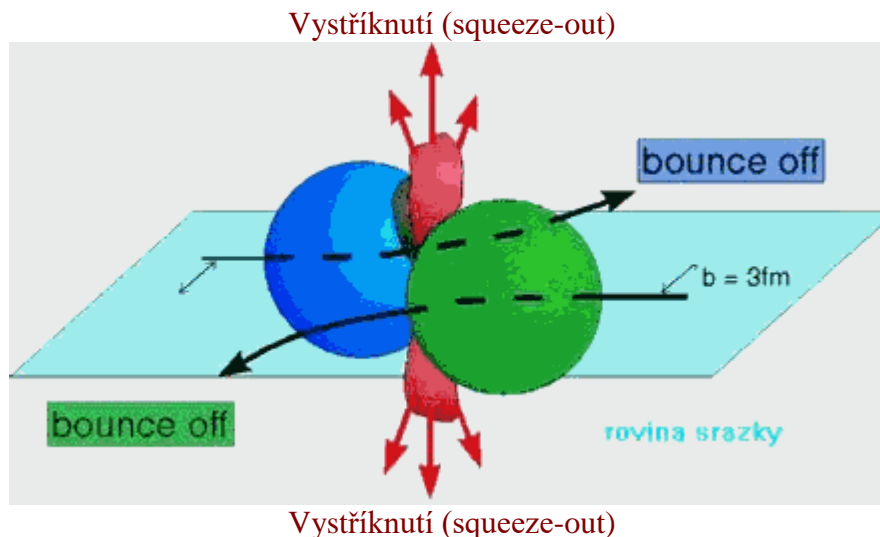
Předpokládaný průběh srážky při vzniku kvark-gluonového plazmatu

Kolektivní toky částic:

1. V rovině srážky: “side-splash” – emise nukleonů z kolizní zóny
“bounce-off” - odrazení nukleonů diváků (ba-rometr tlaku)
2. Kolmo na rovinu srážky – vystříknutí (“squeeze-out”)

Absorpce částic výletujících z horké a husté zóny v chladné hmotě tvořené diváky → asymetrie v produkci částic → závisí na rychlosti průletu nukleonů diváků a okamžiku zrodu částic

Kolektivní toky částic:



Vystříknutí (squeeze-out)

.....

Původ vesmírného vodíku

$t \sim 10^{-4}s$ $T \sim 2 \times 10^{12}K$ chladnutí → hmota se mění z podoby volného seskupení kvarků a gluonů (kvark-gluonového plazmatu) do seskupení hadronů

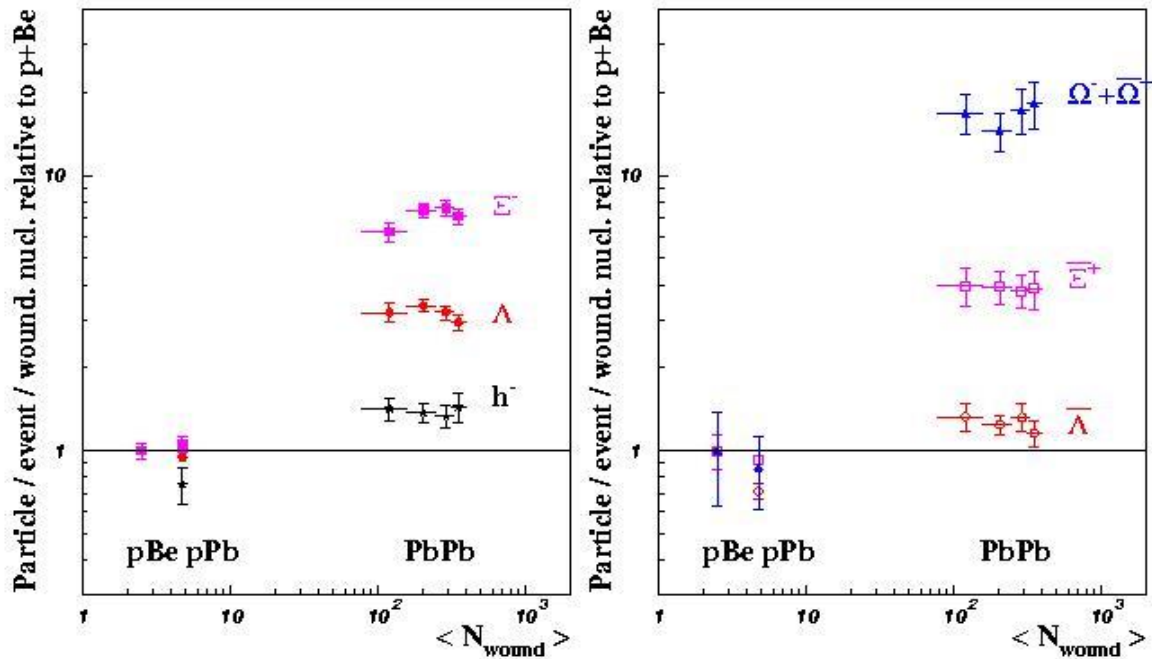
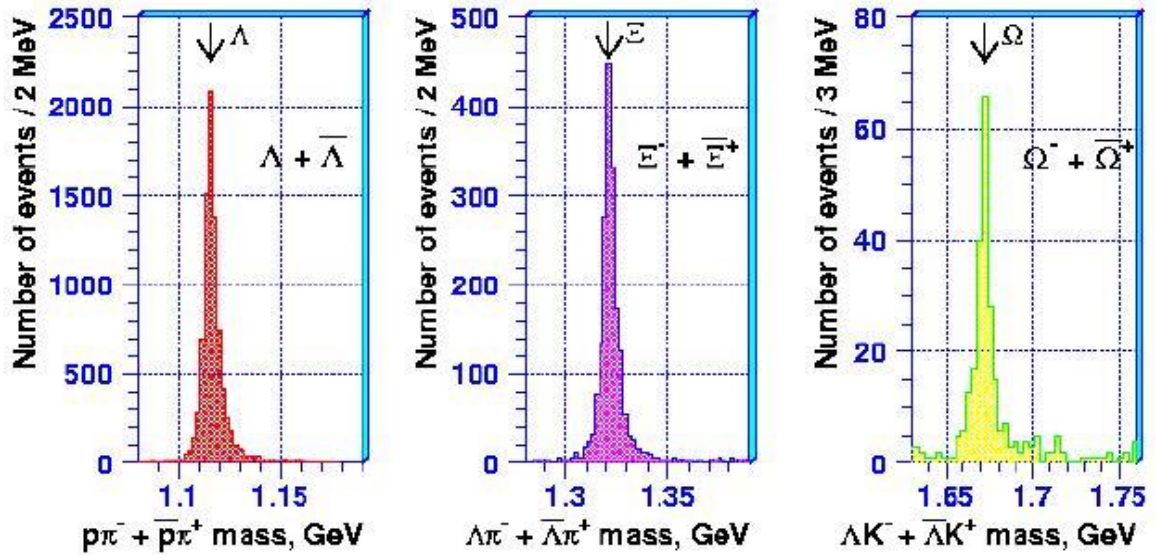
Neustálé vznikání a zanikání různých hadronů a antihadronů

Zmenšování teploty → zmenšování hustoty energie → postupné ubývání těžších hadronů (rezonancí)

Zůstávají baryony s nejmenší klidovou hmotností - nukleony (protony a neutrony)

a vznik helia

$t \sim 1 \text{ s}$ $T \sim 10^{10} \text{ K}$ jsou možné vázané stavy nukleonů \rightarrow vznikají lehká jádra
 $t \sim 100 \text{ s}$ $T \sim 10^9 \text{ K}$ energie nestačí na reakci $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$: (rozpad neutronů nevázaných v jádrech $T_{1/2} = 10.4 \text{ m}$)
 zůstávají pouze protony (vodík) a určité množství lehkých prvků (hlavně ^4He - má velmi vysokou vazbovou energii)
 $t \sim 400\,000 \text{ let}$ $T \sim 4000 \text{ K}$ - zachycení elektronů jádry \rightarrow vznik atomů \rightarrow počátek chemie
 $t \sim$ stovky milionů let - formování hvězd a galaxií - vznik prvků ve hvězdách



Změna hmotností a dob života vektorových mezonů v husté a horké jaderné hmotě

K tomuto jevu dochází i v husté hadronové hmotě, ale souvisí přímo s **nastolováním chirální symetrie**, které předpovídá **QCD**. Jeho experimentální potvrzení by bylo důležitý důkaz těch vlastností QCD, které vedou ke vzniku kvark-gluonového plazmatu.

Přímé studium raných fází srážky pomocí částic rozpadajících se uvnitř horké a husté jaderné hmoty na leptony (neinteragují silně). Velmi malá pravděpodobnost rozpadu na leptony ve srovnání s rozpady na hadrony:

Mezon	Rozpad	Pravděpodobnost	Hmotnost	Doba života
ro	e^+e^-	$(4.5 \cdot 10^{-5})$	770 MeV	1 fm/c
omega	e^+e^-	$(7.2 \cdot 10^{-5})$	782 MeV	22 fm/c
Fí	e^+e^-	$(3.1 \cdot 10^{-4})$	1019 MeV	44 fm/c

Experiment NA45/CERES (malá pravděpodobnost rozpadu = velké pozadí). Využití Čerenkovova záření k identifikaci rychlých lehkých leptonů - detekce kroužků vytvořených Čerenkovovým světlem. **pozorováno zvýšení produkce e^+e^- párů v oblasti invariantních hmotností menší než hmotnost ro mezonů při jadro-jaderných srážkách**

Pro urychlovač SIS v GSI Darmstadt se připravuje podobný spektrometr HADES. Lepší rozlišení invariantních hmotností umožní studovat zmenšení hmotnosti ro mezonů přímo.

.-.-.-

Potlačení produkce J/PSÍ mezonů

Jde o nejvýznamnější příznak fázového přechodu. Mezon J/PSÍ je silně vázaným systémem kvarku c a antikvarku \bar{c} . V kvark-gluonovém plazmatu se díky odstínění těchto kvarků možnost vzniku tohoto mezonu silně snižuje.

Experiment NA50 studoval produkci J/PSÍ mezonů v závislosti na počtu nukleonů srážejících se jader, jejich energii a centralitě srážky (z těchto parametrů se dá odvodit dosažená hustota energie epsilon).

Zdá se, že naměřené hodnoty potlačení produkce J/PSÍ mezonů nelze vysvětlit bez předpokladu vzniku nového stavu hmoty.

Přímá informace z fáze kvark-gluonového plazmatu:

Detekce přímých fotonů vznikajících při rozptylech kvarků a gluonů. Zatím nepozorovány. V experimentech na SPS určen pouze **horní limit** jejich příspěvku **5-7 %** z příspěvku fotonů vzniklých v hadronové fázi. V experimentech na RHIC a LHC by však měly převažovat, takže snad získáme první **přímou informaci z fáze kvark-gluonového plazmatu.**

✦

Reakce přes složené jádro

Reakce při kterých se energie nalétávajícího projektilu přerodí na více nukleonů terčíkového jádra → vzniká excitované složené jádro → kumulace energie → výlet jednoho nebo více nukleonů.

Rozpad složeného jádra 10^{-16} s.

Různé excitované hladiny složeného jádra - doba života hladin spojena s jejich šířkou Heisenbergovým principem neurčitosti

$$\Gamma \tau \approx h$$

Rozdělení reakcí přes složené jádro:

- 1) **Rezonanční** – vzdálenost hladin $\Delta E \gg \Gamma \rightarrow \sigma(E)$ rezonanční charakter
- 2) **Nerezonanční** - $\Delta E \ll \Gamma \rightarrow \sigma(E)$ nerezonanční charakter – statistický způsob popisu

Možná interpretace reakce přes složené jádro v rámci kapkového modelu:

vybuzené složené jádro – ohřátá kapka vody

snížení energie výletem nukleonů – ochlazení odpařením molekul

→ vypařovací modely

Dva nezávislé procesy:

1. Vznik složeného jádra
2. Rozpad složeného jádra

Účinný průřez σ_{ab} reakce z vstupním kanálem a a výstupním b přes složené jádro C:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} P_b$$

kde σ_{aC} je účinný průřez pro vznik složeného jádra a P_b je pravděpodobnost rozpadu složeného jádra do kanálu b.

$$\sum_b P_b = 1$$

Součet přes všechny výstupní kanály:

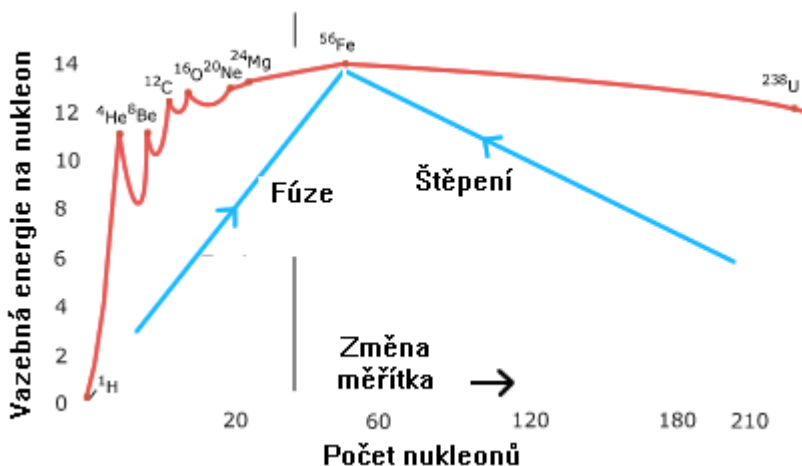
Parciální šířka hladiny Γ_b – šířka vůči rozpadu do kanálu b:

$$\Gamma = \sum_b \Gamma_b$$

Vztah mezi Γ_b a P_b : $P_b = \Gamma_b / \Gamma$ kde



Zdrojem všeho jsou jaderné reakce



Závislost vazebné energie na nukleon na počtu nukleonů

Možnosti získání energie spalováním vodíku případně těžších jader - zdroje energie → ohřev hvězdy → zabránění gravitačnímu kolapsu hvězdy & zdroj různých chemických prvků

Základní reakce $\text{H} \rightarrow \text{He}$ – reakce jader vodíku (proton – protonová reakce) nebo reakce jader vodíku s těžšími prvky – působí jako katalyzátory

(CNO cyklus):

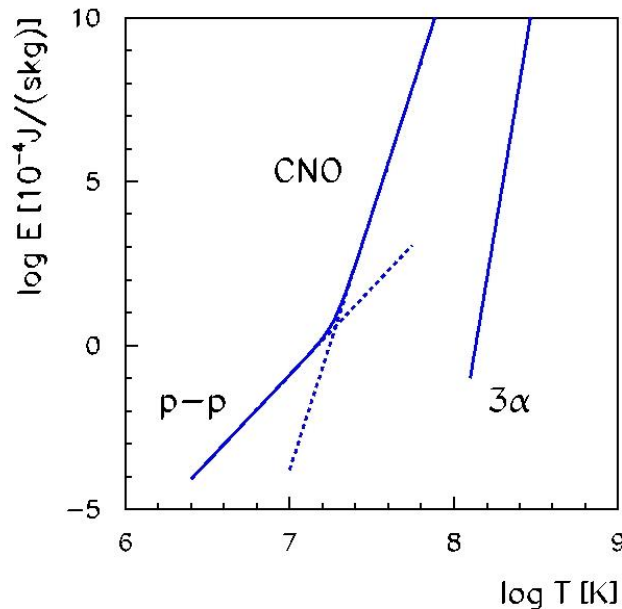
A) p-p řetězec

B) CNO cyklus

C) 3α -proces (Salpeterov)

Velmi silná závislost na teplotě

Ještě vyšší teploty → vznik ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg ... dalším spalováním helia, spalování ^{12}C



Závislost rychlosti průběhu (velikosti vydělené energie) reakcí na teplotě

Vznik těžších elementů

Na vzniku těžších prvků se podílejí (závislost na vazebné energii):

α-proces: syntéza prvků pomocí ^4He procesem (α, γ), vznikajví jádra až po ^{40}Ca ($T = 10^9\text{K}$)

e-proces: $T = 4 \cdot 10^9\text{K}$ a $N_p/N_n = 300 \rightarrow$ vznik prvků skupiny železa: V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni

s-proces: záchyt neutronů jádry lehkých prvků nebo prvků skupiny železa. Málo neutronů - pomalý “slow” vůči rozpadu beta

Zdroj neutronů: reakce $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ a $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$

r-proces: hodně neutronů \rightarrow záchyt neutronů probíhající rychle “rapid” vzhledem k rozpadu beta \rightarrow vznik těžkých prvků (i velmi nestabilní izotopy s velkým přebytkem neutronů). Jen při hvězdných explozích

p-proces: prostředí plné vodíku \rightarrow vznik vzácnějších lehkých prvků ($T = 2.5 \cdot 10^9\text{K}$)

Nutná znalost vlastností celé škály možných reakcí \rightarrow zkoumání důležitých astrofyzikálních reakcí na urychlovačích

Stačí nižší energie $\sim 1 - 10$ MeV na nukleon

Potřebné znát reakce i krátce žijících jader \rightarrow radioaktivní svazky



Relativistické invariantní proměnné

Při rozptylu dvou částic s klidovými hmotnostmi m_1 a m_2 můžeme dostat rychlost těžiště pomocí celkové relativistické hybnosti a celkové relativistické energie:

$$\frac{\vec{v}_{\text{CM}}}{c} \equiv \vec{\beta}_{\text{CM}} = \frac{(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)c}{E_1 + E_2} \dots\dots\dots (1.a)$$

Označme m_1 hmotnost projektilu a m_2 hmotnost terče. Použijeme laboratorní kinematické proměnné a dostaneme:

$$\vec{\beta}_{\text{CM}} = \frac{\vec{p}_1 c}{E_1 + m_2 c^2} = \frac{\vec{p}_1 c}{\sqrt{p_1^2 c^2 + m_1^2 c^4} + m_2 c^2} \dots\dots\dots (1.b)$$

Nerelativistické přiblížení ($m_1 c^2 \gg p_1 c$):

$$\vec{\beta}_{\text{CM}} = \frac{m_1 \vec{v}_1 c}{m_1 c^2 + m_2 c^2} = \frac{m_1 \vec{v}_1}{(m_1 + m_2)c} \dots\dots\dots (1.c)$$

Ultrarelativistické přiblížení ($m_1c^2 \ll p_1c$ a $m_2c^2 \ll p_1c$):

$$\beta_{\text{CM}} = \left| \vec{\beta}_{\text{CM}} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + ((m_1c^2)/(p_1c))^2 + (m_2c^2)/(p_1c)}} = \frac{\sqrt{1 + ((m_1c^2)/(p_1c))^2 - (m_2c^2)/(p_1c)}}{1 + ((m_1c^2)/(p_1c))^2 - ((m_2c^2)/(p_1c))^2} \cong$$

$$\cong \sqrt{1 + ((m_1c^2)/(p_1c))^2 - (m_2c^2)/(p_1c)} \cong 1 - \frac{m_2c}{p_1} - \frac{1}{2} \left(\frac{m_1c}{p_1} \right)^2$$

Pro $m_1 \approx m_2$:

$$\beta_{\text{CM}} \cong (1 - m_2c/p_1)$$

A pro:

$$\gamma_{\text{CM}} = (1 - \beta_{\text{CM}}^2)^{-1/2} = [(1 + \beta_{\text{CM}})(1 - \beta_{\text{CM}})]^{-1/2} \cong [2(m_2c/p_1)]^{-1/2} = \sqrt{p_1/(2m_2c)}$$

Odvoďme obecný relativistický vztah pro γ_{CM} :

Z rovnice (1.b):

$$\beta_{\text{CM}}^2 = \frac{p_1^2 c^2}{(E_1 + m_2c^2)^2}$$

Takže ($m_1^2c^4 = E_1^2 - p_1^2c^2$):

$$1 - \beta_{\text{CM}}^2 = \frac{E_1^2 + 2E_1m_2c^2 + m_2^2c^4 - p_1^2c^2}{(E_1 + m_2c^2)^2} = \frac{m_1^2c^4 + m_2^2c^4 + 2E_1m_2c^2}{(E_1 + m_2c^2)^2}$$

a dostaneme rovnici:

$$\gamma_{\text{CM}} = (1 - \beta_{\text{CM}}^2)^{-1/2} = \frac{E_1 + m_2c^2}{(m_1^2c^4 + m_2^2c^4 + 2E_1m_2c^2)^{1/2}} \dots (2)$$

kteřá se pro limity $E_1 = p_1c \gg m_1c^2$ a $p_1c \gg m_2c^2$ redukuje na dříve uvedenou ultrarelativistickou limitu.

Veličina v děliteli (2) je invariantní skalar. Což lze odvodit z čtverce následujícího čtyřvektoru v laboratorní soustavě ($p_2 = 0$):

$$s = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 c^2 = (E_1 + m_2c^2)^2 - p_1^2c^2 =$$

$$= E_1^2 + m_2^2c^4 + 2E_1m_2c^2 - p_1^2c^2 = m_1^2c^4 + m_2^2c^4 + 2E_1m_2c^2$$

Tento skalar má stejnou hodnotu v libovolné vztažné soustavě. V těžišťové soustavě má jednoduchou interpretaci (celková hybnost v této souřadné soustavě je nulová):

$$s = m_1^2c^4 + m_2^2c^4 + 2E_1m_2c^2 = (\tilde{E}_1 + \tilde{E}_2)^2 - (\tilde{\vec{p}}_1 + \tilde{\vec{p}}_2)^2 c^2 =$$

$$= (\tilde{E}_1 + \tilde{E}_2)^2 = \tilde{E}_{\text{TOT}}^2$$

a s je čtverec celkové energie dostupné v těžišťové soustavě. Pak

$$\gamma_{\text{CM}} = \frac{E_1 + m_2c^2}{\tilde{E}_{\text{TOT}}} = \frac{E_{\text{TOT}}}{\tilde{E}_{\text{TOT}}}$$

Invariantní proměnná s je často využívána pro popis vysokoenergetických srážek. Pro vstříčné svazky se často udává právě odmocnina s.

Často užívaná je i veličina t – čtyřimpuls přenesený ve srážce (čtverec rozdílu čtyřvektorů energie a hybnosti projektilu před a po srážce):

$$t = (E_1^f - E_1^i)^2 - (\vec{p}_1^f - \vec{p}_1^i)^2 c^2 \dots\dots\dots (3a)$$

Protože platí zákony zachování energie a hybnosti, můžeme t vyjádřit i v terčových proměných:

$$t = (E_2^f - E_2^i)^2 - (\vec{p}_2^f - \vec{p}_2^i)^2 c^2 \dots\dots\dots (3b)$$

proměná t je invariantní a můžeme ji počítat v libovolné vztažné soustavě.

Doplňme ještě proměnnou u:

$$u = (E_1^f - E_2^i)^2 - (\vec{p}_1^f - \vec{p}_2^i)^2 c^2 \quad \text{nebo} \quad u = (E_2^f - E_1^i)^2 - (\vec{p}_2^f - \vec{p}_1^i)^2 c^2$$

Proměnné t, u a s se nazývají lorentzovsky invariantní Mandelstamovi proměnné, jejichž součet obecně splňuje rovnici:

$$s + t + u = (m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4)_i + (m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4)_f$$

$$\vec{E}^i = \vec{E}^f$$

Podívejme se pro příklad na pružný rozptyl v těžišťové soustavě (pro obě částice platí

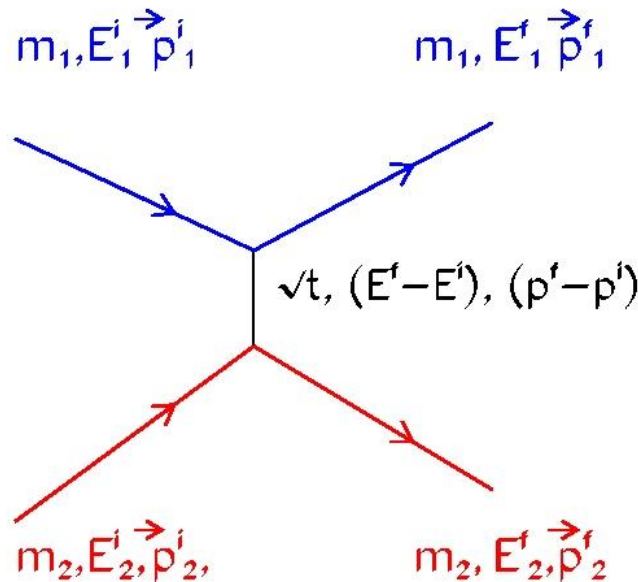
$$a \quad |\vec{p}^i| = |\vec{p}^f| = |\vec{p}| = \tilde{p}$$

$$t = -\left((\vec{p}_1^f)^2 + (\vec{p}_1^i)^2 - 2\vec{p}_1^f \vec{p}_1^i \right) c^2 = -2\tilde{p}^2 c^2 (1 - \cos \tilde{\theta})$$

Protože $-1 \leq \cos(\theta) \leq 1$ platí $t < 0$. Ovšem z (3a,b) se můžeme na proměnnou t dívat jako na čtverec hmotnosti vyměňované částice (s energií a hybností). Imaginární hmotnost \rightarrow virtuální částice.

Takové diagramy byly zavedeny R. Feynmanem pro výpočet rozptylových amplitud v QED a jsou označovány jako Feynmanovy grafy. Zavádí se proměná q^2 (platí $q^2 c^2 = -t$), která je v nerelativistickém přiblížení rovna kvadrátu hybnosti přenesené na terčikové jádro $q^2 \approx (m_2 v_2)^2$.

Feynmanův diagram:



Relativistické vlastnosti

Vztah mezi celkovou energií a hmotností: $E = mc^2$

Pro klidovou energii soustavy v klidu: $E_0 = m_0 c^2$

Pro kinetickou energii pak: $E_{KIN} = E - E_0 = mc^2 - m_0 c^2$

Pro relativistické systémy možnost určení změny energie měřením změny hmotnosti a obráceně.

Nerelativistické objekty ($E_{KIN} \ll m_0 c^2$) - změny hmotnosti neměřitelné.

(V dalším jsou p a v velikost impulsu a rychlosti částice.)

Vztah mezi energií E a impulsem p a kinetickou energií $E_{KIN}=f(p)$:

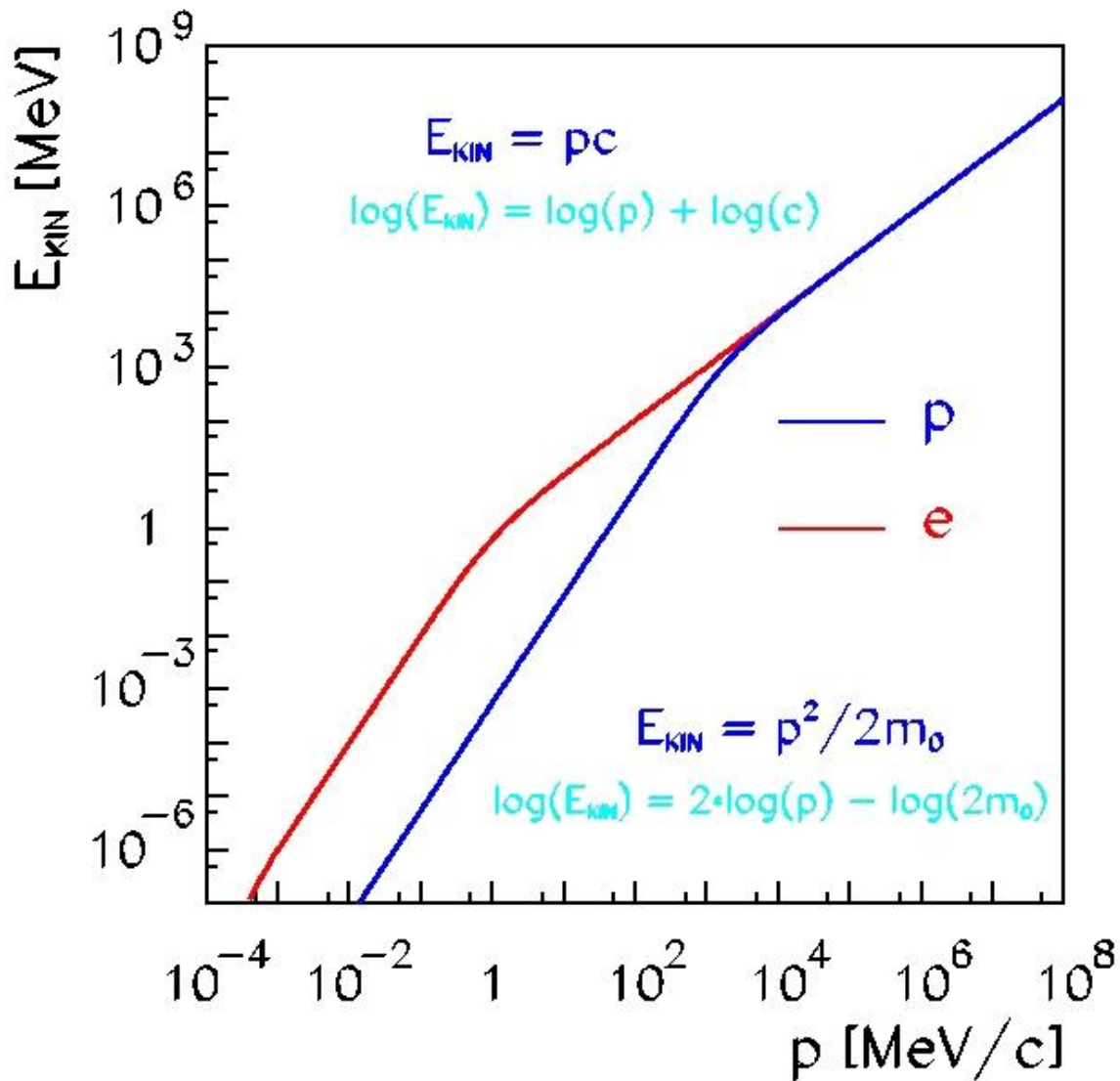
$$E = [p^2c^2 + (m_0c^2)^2]^{1/2} \quad \text{tedy} \quad E_{KIN} = [p^2c^2 + (m_0c^2)^2]^{1/2} - m_0c^2$$

Nerelativistické přiblížení ($p \ll m_0c$) - princip korespondence:

$$E_{KIN} = m_0c^2 [p^2/(m_0c)^2 + 1]^{1/2} - m_0c^2 = p^2/2m_0 = (m_0v^2)/2$$

(pro odmocninu bereme první členy binomického rozvoje - platí $(1+x)^n = 1+nx$ a $(1-x)^n = 1-nx$ pro $x < 1$)

Ultrarelativistické přiblížení ($p \gg m_0c$): $E_{KIN} = E = pc$



Pro rychlost v platí:

$$v = pc^2/E_{KIN}$$

pro $p \gg m_0c$ nebo $m_0 = 0$:

$$v = c$$

$$\text{Invariantní veličina: } m_0c^2 = [E - p^2c^2]^{1/2}$$



Relativistický popis – nerelativistické a ultrarelativistické přiblížení

Celková energie je z hybnosti spojená relativistickým vztahem:

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4}$$

V následujícím označíme klidovou hmotnost $m \equiv m_0$. Klidová hmotnost a klidová energie jsou invariantní vůči lorentzovské transformaci (jsou stejné ve všech inerciálních souřadných soustavách) a tedy invariantní je i veličina (lze vybrat nejvhodnější souřadnou soustavu, ve které ji určíme):

$$E^2 - \vec{p}^2 c^2 = m^2 c^4$$

To platí pro jednotlivou částici, ale i pro soustavu v daném čase:

$$\left(\sum_{i=1}^n E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i \right)^2 c^2 = \left(\sum_{i=1}^n m_i c^2 \right)^2 \dots\dots\dots (1)$$

Vyjádříme kinetickou energii a hybnost:

$$E_{\text{KIN}} = E - mc^2 \qquad \vec{p}^2 = \frac{E^2}{c^2} - m^2 c^2$$

Odvodíme **prahová energie** nalétávající částice (předpokládáme nalétávající částici na pevným terč $E_2 = m_2 c^2$):

V těžišťové soustavě pro prahovou energii platí, že suma kinetických energií soustavy v konečném stavu je nulová. Vyjádříme invariant (1) pro počáteční stav systému v laboratorní a pro konečný v těžišťové souřadné soustavě:

$$(E_1 + m_2 c^2)^2 - \vec{p}_1^2 c^2 = \left(\sum_{j=1}^{n_f} m_j c^2 \right)_f^2$$

Dosadíme za p^2 :

$$(E_1 + m_2 c^2)^2 - E_1^2 + m_1^2 c^4 = \left(\sum_{j=1}^{n_f} m'_j c^2 \right)_f^2$$

$$2E_1 m_2 c^2 + m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4 = \left(\sum_{j=1}^{n_f} m'_j c^2 \right)_f^2$$

a $E_{\text{KIN}1}$:

$$2E_{\text{KIN}1} m_2 c^2 + 2m_1 m_2 c^4 + m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4 = \left(\sum_{j=1}^{n_f} m'_j c^2 \right)_f^2$$

Dostáváme:

$$E_{\text{THR}} = E_{\text{KIN}1} = \frac{\left(\sum_{j=1}^{n_f} m'_j c^2 + m_1 c^2 + m_2 c^2 \right) \left(\sum_{j=1}^{n_f} m'_j c^2 - m_1 c^2 - m_2 c^2 \right)}{2m_2 c^2}$$

Protože:

$$Q = \sum_{j=1}^{n_f} m'_j c^2 - m_1 c^2 - m_2 c^2$$

dostaneme

$$E_{\text{THR}} = \frac{(Q + 2m_1 c^2 + 2m_2 c^2)Q}{2m_2 c^2} = Q \left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{Q}{m_2 c^2} \right)$$

V nerelativistickém přiblížení ($Q \ll m_2 c^2$) dostaneme známý vztah.

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

V ultrarelativistické přiblížení ($Q \gg m_1 c^2$ a $Q \gg m_2 c^2$): $E_{\text{THR}} = Q^2 / (2m_2 c^2)$

Srovnáme úhly výletu v laboratorní a těžišťové soustavě:

Lorentzova transformace hybnosti a energie z těžišťové soustavy do laboratorní je (těžiště se pohybuje ve směru osy y):

$$p_x = \frac{\tilde{p}_x + \frac{v_{\text{CM}} \tilde{E}}{c^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_{\text{CM}}}{c} \right)^2}} \quad p_y = \tilde{p}_y \quad E = \frac{\tilde{E} + v_{\text{CM}} \tilde{p}_x}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_{\text{CM}}}{c} \right)^2}}$$

Použijeme polární soustavu souřadnic:

$$p_x = p \cos \vartheta \quad p_y = p \sin \vartheta \quad \tilde{p}_x = \tilde{p} \cos \tilde{\vartheta} \quad \tilde{p}_y = \tilde{p} \sin \tilde{\vartheta}$$

Odvodíme vztah pro úhel theta :

$$\tan \vartheta = \frac{p_y}{p_x} = \frac{\tilde{p}_y \sqrt{1 - \left(\frac{v_{\text{CM}}}{c} \right)^2}}{\tilde{p}_x + \frac{v_{\text{CM}} \tilde{E}}{c^2}} = \frac{\tilde{p} \sin \tilde{\vartheta} \sqrt{1 - \left(\frac{v_{\text{CM}}}{c} \right)^2}}{\tilde{p} \cos \tilde{\vartheta} + \frac{v_{\text{CM}} \tilde{E}}{c^2}} = \frac{\tilde{v} \sin \tilde{\vartheta} \sqrt{1 - \left(\frac{v_{\text{CM}}}{c} \right)^2}}{\tilde{v} \cos \tilde{\vartheta} + v_{\text{CM}}}$$

V nerelativistickém přiblížení, kdy $v_{\text{CM}} \ll c$ dostaneme známý vztah, který jsme odvodily již dříve.

V praxi se používá místo rychlosti těžiště kinetická energie nalétávající částice:

Rychlost těžiště v laboratorní soustavě je dána poměrem celkového impulsu a celkové energie systému v laboratorní soustavě:

$$\beta_{\text{CM}} \equiv \frac{v_{\text{CM}}}{c} = \frac{p_1 c}{E_{\text{KIN1}} + m_1 c^2 + m_2 c^2}$$

Využijeme vztahu mezi kinetickou energií a hybností:

$$E_{\text{KIN1}} = \sqrt{m_1^2 c^4 + p_1^2 c^2} - m_1 c^2 \quad \rightarrow \quad p_1 c = \sqrt{E_{\text{KIN1}}^2 - 2E_{\text{KIN1}} m_1 c^2}$$

Dostaneme:

$$\beta_{\text{CM}} = \frac{\sqrt{E_{\text{KIN1}}^2 + 2E_{\text{KIN1}} m_1 c^2}}{E_{\text{KIN1}} + m_1 c^2 + m_2 c^2}$$

Tento vztah lze dosadit do vztahu pro úhel rozptylu. Podíváme se na speciální případ, kdy úhel rozptylu v těžišťové soustavě je $\pi/2$:

$$\tan \vartheta = \frac{\tilde{v} \sqrt{1 - \beta_{\text{CM}}^2}}{v_{\text{CM}}} = \frac{\tilde{v}}{c} \sqrt{\frac{(m_1 + m_2)^2 c^4 + 2E_{\text{KIN1}} m_2 c^2}{E_{\text{KIN1}}^2 + 2E_{\text{KIN1}} m_1 c^2}}$$

V ultrarelativistickém přiblížení ($E_{\text{KIN1}} \gg m_1 c^2$ a $E_{\text{KIN1}} \gg m_2 c^2$) dostaneme:

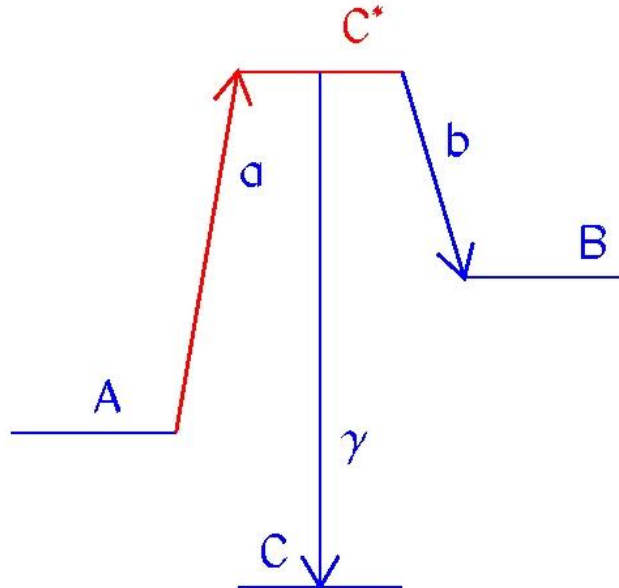
$$\theta \approx \tan \theta = \frac{\tilde{v}}{c} \sqrt{\frac{2m_2 c^2}{E_{\text{kin}}}} \rightarrow 0$$

Je vidět, že v takovém případě se produkují částice v laboratorní soustavě do **velmi malého úhlu**.



Rezonance

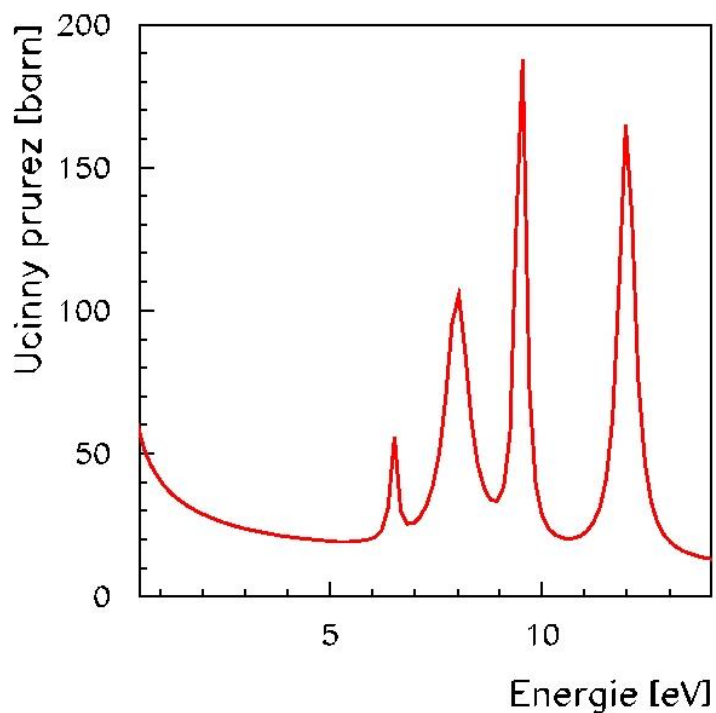
Prvek matice přechodu $|H_{fi}|^2$ a tedy i účinný průřez σ_{ab} se nemusí měnit jen pozvolna. Reakce jdoucí **přes složené jádro** → kromě pozvolného průběhu výskyt fluktuací - **rezonančních struktur** v průběhu $|H_{fi}|^2$ a σ_{ab}



Rezonance způsobeny reakcemi přes složené jádro:



(zobrazena i reakce $a + A \rightarrow C^* \rightarrow \gamma + C$)



Příklad rezonančního charakteru spektra reakcí přes složené jádro (typický příklad reakce s pomalými neutrony)

Pro oblast okolo 1 – 20 MeV rezonance hustě blízko sebe a jsou široké → nedají se rozdělit → vzniká kontinuum (statistická oblast)

Rezonanční maximum v průběhu účinného průřezu v místě izolované (od ostatních hladin) oddělené hladiny E_{res} . Pomocí kvantové mechaniky lze odvodit, že tvar rezonance popisuje

Breitův-Wignerův vzorec:

$$\sigma_{ab} = \frac{\pi}{k_a^2} \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma_b}{(E - E_{res})^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}$$

Součtem přes všechny výstupní kanály (i pružný rozptyl) → totální účinný průřez vzniku složeného jádra:

$$\sigma_{aC} = \frac{\pi}{k_a^2} \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma}{(E - E_{res})^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}$$

Platí:

$$\sigma_{ab} = \frac{\pi}{k_a^2} \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma_b}{(E - E_{res})^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} = \frac{\pi}{k_a^2} \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_{res})^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \cdot \frac{\Gamma_b}{\Gamma} = \sigma_{aC} \cdot \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

Tedy nezávislost vzniku a rozpadu složeného jádra.

Pro $E = E_{res}$ platí (předpokládáme pružný σ_{aa} a jeden nepružný σ_{ab} kanál → $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b$):

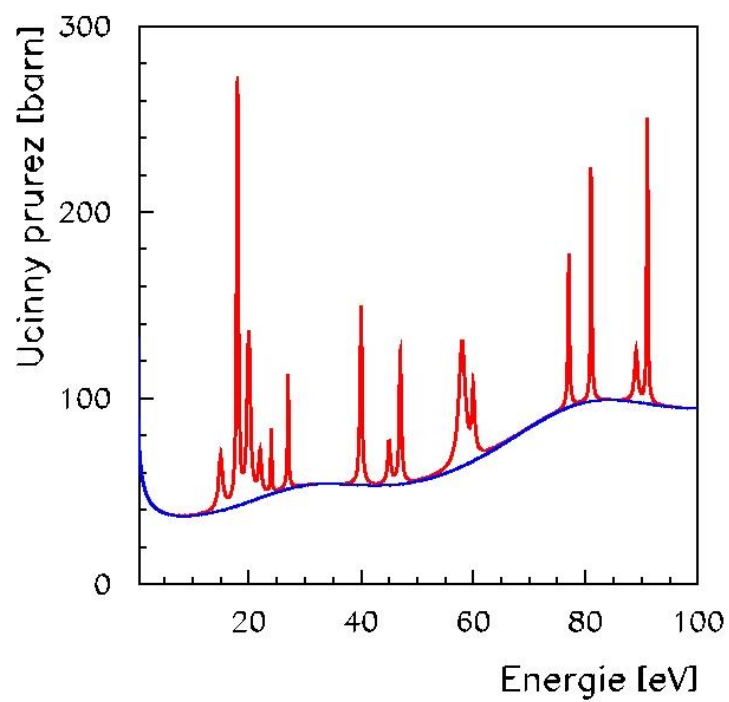
$$\sigma_{aa} = 4 \frac{\pi}{k_a^2} \frac{\Gamma_a^2}{\Gamma^2} \qquad \sigma_{ab} = 4 \frac{\pi}{k_a^2} \frac{\Gamma_b \Gamma_a}{\Gamma^2}$$

Maximum pro pružnou část ($\Gamma_b = 0, \Gamma_a = \Gamma$):

$$\sigma_{aa\max} = 4 \frac{\pi}{k_a^2}$$

Maximum pro nepružnou část ($\Gamma_b = \Gamma_a = \Gamma/2$):

$$\sigma_{ab\max} = \frac{\pi}{k_a^2}$$



Rezonanční rychlé změny jsou dány reakcemi přes složené jádro, pomalé změny způsobují přímé reakce

