

Přednáška 12 (7.1.2008)

- Shrnutí

- Po 7.1.2008 15:40-17:00 – konzultace s
dr. Noskem

- Út 8.1.2008 11:30 v T1 – TEST C

Okruhy otázek ke zkoušce

1. Měření rozměrů jader

2. Hmoty jader a vazbová energie
3. Kapkový model jádra, empirická hmotová formule, údolí stability
4. Jaderné síly a jaderný potenciál
5. Slupkový model jádra, magická čísla, spin a parita základních stavů jader
6. Rozpady jader
7. Využití radiace pro datování, měření šířek gama hladin, Mosbauerův jev.
8. Interakce záření s prostředím.
9. Štěpení a fúze jader.

- Částice alpha se rozptylují jakoby jádro bylo bodové
- Rozměr jádra je tudíž menší než $R_{\min}=30 \text{ fm}$, tj. asi 2000 krát menší než rozměr atomů

$$r_{\min} = \frac{1}{137} \cdot 2 \cdot 79 \cdot \frac{197 \text{ MeVfm}}{7,7 \text{ MeV}} = 29,5 \text{ fm}$$

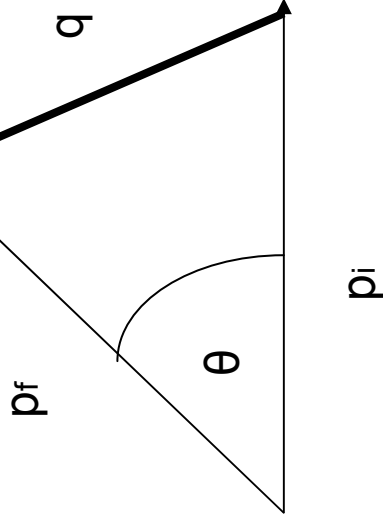
- Alfa částice pronikaly do lehkých jader (Be) a tudíž jádro má nejspíš konečný rozměr.

Měření rozměrů jader pomocí rozptylu:

Základní myšlenka - úhlové rozdělení závisí na potenciálu a bude zřejmě jiné pro bodový náboj a pro náboj rozdělený např. rovnoměrně uvnitř koule.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\cos(\theta)d\phi} = |f(\theta)|^2 = \frac{M^2}{4\pi^2(\hbar c)^4} \left| \int e^{-i\frac{\vec{q}r}{\hbar c}} \cdot V(r') \cdot d^3r' \right|^2$$

$$|\vec{q}| = |\vec{p}_f - \vec{p}_i| = 2p \sin(\theta/2) ; \quad |\vec{p}_f| = |\vec{p}_i| = p$$



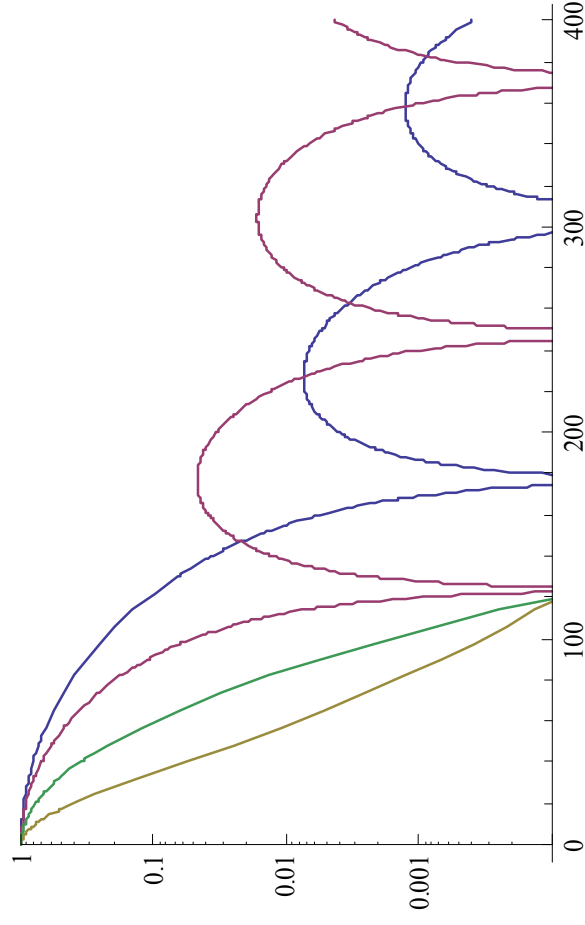
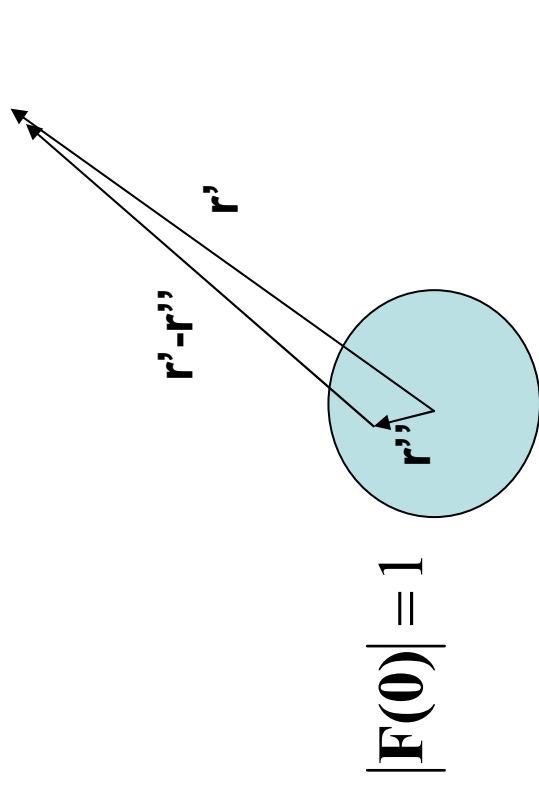
Formfaktor

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left| F(\vec{q}) \right|^2$$

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

$$\rho(r) = \frac{1}{4} \frac{\pi R^3}{3} \quad r \leq R; \quad \rho(r) = 0 \quad r > R;$$

$$F(q) = 3 \frac{\sin(qR/\hbar c) - (qR/\hbar c) \cos(qR/\hbar c)}{(qR/\hbar c)^3}$$



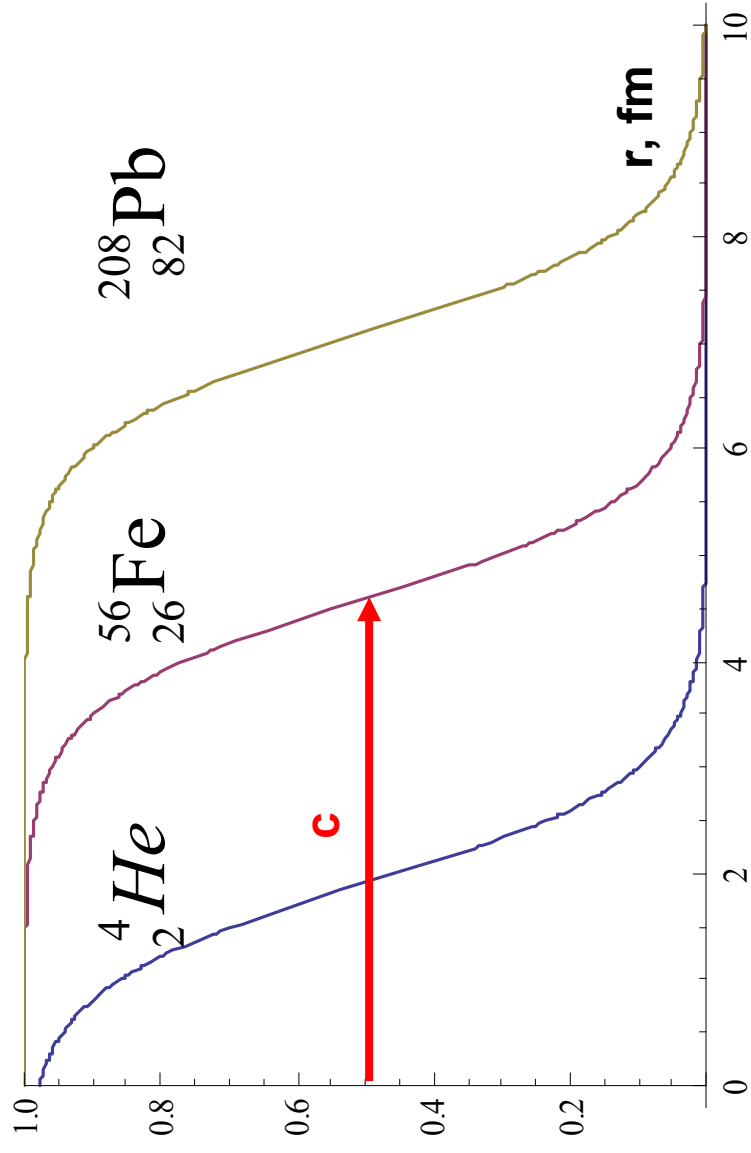
Rozdělení hustoty v jádře je dobře popsáno tzv. Saxon-Woodsovým rozdělením:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-c}{a}}}$$

$$c \cong 1,2 \cdot A^{1/3} \text{ fm}$$

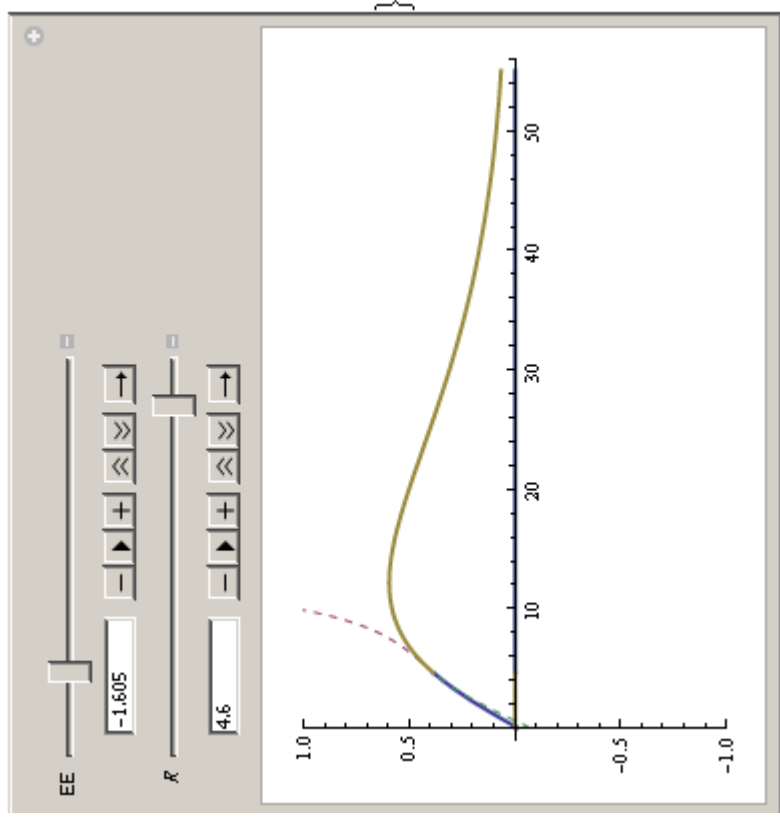
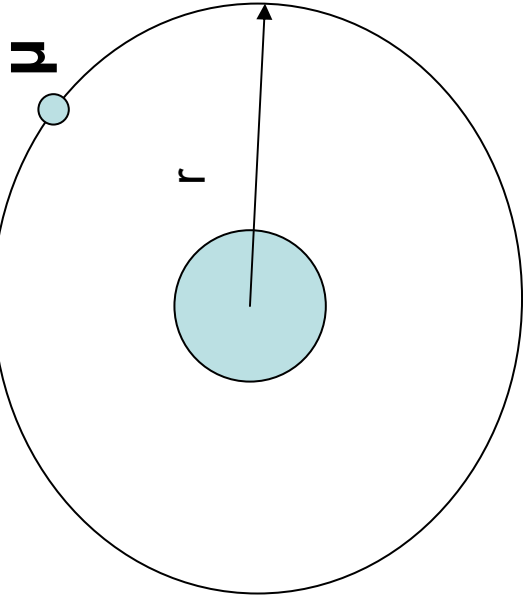
$$a \cong 0,5 \text{ fm}$$

[Saxon-Woods.nb](#)



Jinou metodou měření rozměrů jader je zkoumání spekter mionových atomů

Mionový atom: elektron je nahrazen záporně nabitým mionem



$$r = r_B \frac{m_e}{m_\mu} \frac{1}{Z} \Rightarrow r = 52 \cdot 10^3 \text{ fm} \frac{0,511 \text{ MeV}}{105,6 \text{ MeV}} \frac{1}{26} \cong 9,7 \text{ fm}$$

$$R = 0 \Rightarrow E = -13,6 \text{ eV} \cdot \frac{m_\mu}{m_e} \cdot Z^2 \cdot \frac{105,6 \text{ MeV}}{0,511 \text{ MeV}} \cdot 26^2 = -1,9 \text{ MeV}$$

$$R = 1,2 \text{ fm} \cdot \sqrt[3]{A_{Fe}} = 1,2 \text{ fm} \cdot \sqrt[3]{56} \cong 4,6 \text{ fm} \Rightarrow E \cong -1,605 \text{ MeV}$$

Okruhy otázek ke zkoušce

1. Měření rozměrů jader
2. **Hmoty jader a vazbová energie**
3. **Kapkový model jádra, empirická hmotová formule, údolí stability**
4. Jaderné síly a jaderný potenciál
5. Slupkový model jádra, magická čísla, spin a parita základních stavů jader
6. Rozpady jader
7. Využití radiace pro datování, měření šířek gama hladin, Mosbauerův jev.
8. Interakce záření s prostředím.
9. Štěpení a fúze jader.

Vazbová energie:

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

$B(A, Z) / A \approx 8 - 9 \text{ MeV}$ tj. asi 1/100 hmoty nukleonu.

Vazbová energie – jak se měří

A_ZX :

$$B(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - M_X$$

Hmotový spektrometr:

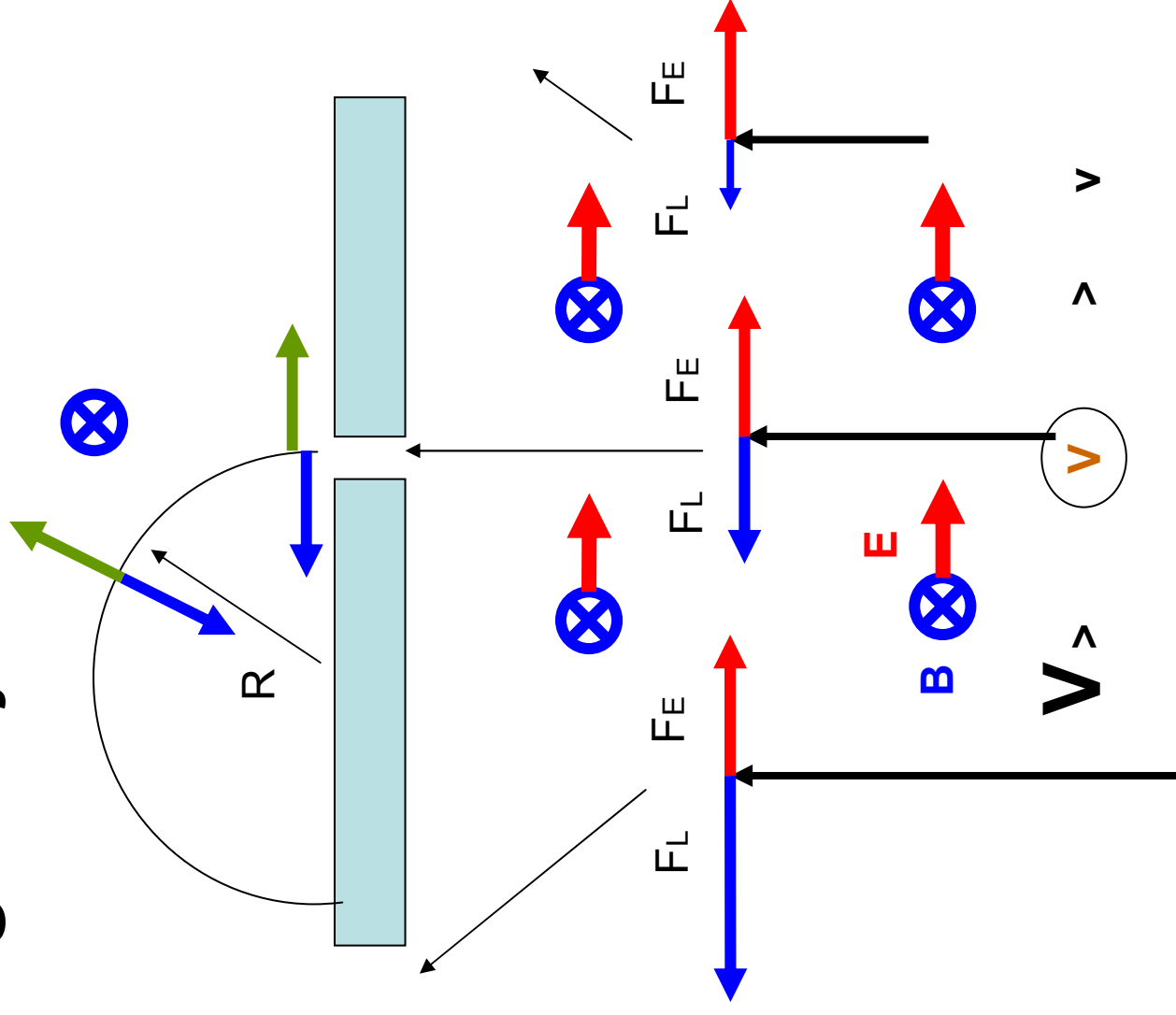
$$Ze \cdot E = Ze \cdot V \cdot B$$

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

$$Ze \cdot V \cdot B = M_x \frac{V^2}{R}$$

$$R = M_x \frac{V}{Ze \cdot B} = M_x \frac{E}{Ze \cdot B^2}$$

$$M_x = \frac{1}{R} \frac{Ze \cdot B^2}{E}$$



Kapkový model jádra a empirická hmotová formule (Weiczäcker)

Jádro jako kapka nestlačitelné kapaliny

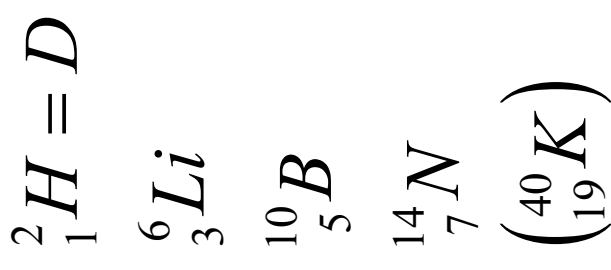
Objemový člen

Povrchový člen

$$B(A, Z) = A \cdot 15,6 \text{ MeV} - A^{2/3} \cdot 17,2 \text{ MeV} - \frac{Z^2}{A^{1/3}} \cdot 0,7 \text{ MeV} - \frac{(A - 2Z)^2}{A} \cdot 23,3 \text{ MeV} +$$

$$+ \frac{1}{A^{1/2}} 12,0 \text{ MeV} \quad \dots \text{ lichá - lichá} \quad \dots \text{ lichá - sudá a sudá - lichá}$$

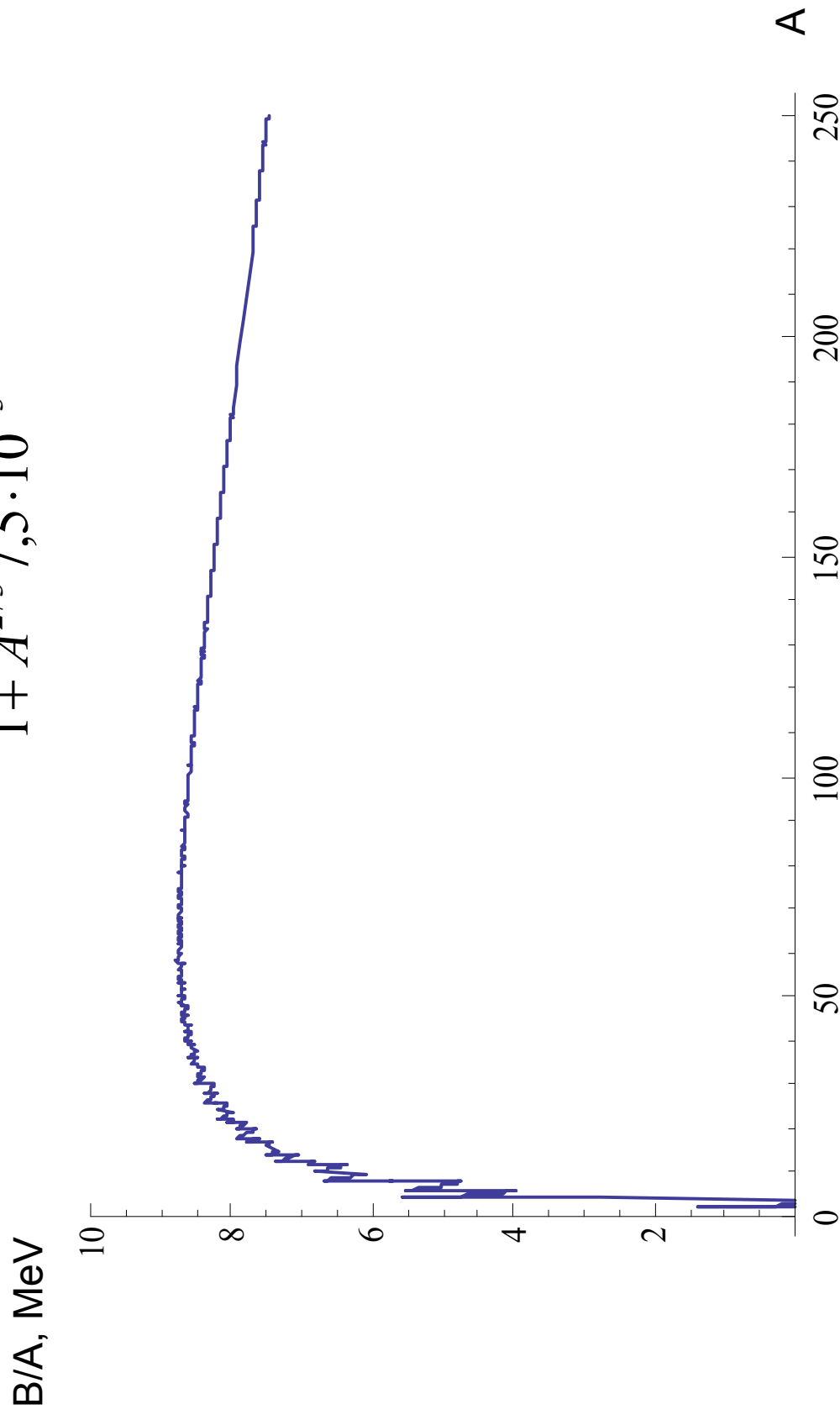
$$+ \frac{1}{A^{1/2}} 12,0 \text{ MeV} \quad \dots \text{ sudá - sudá}$$



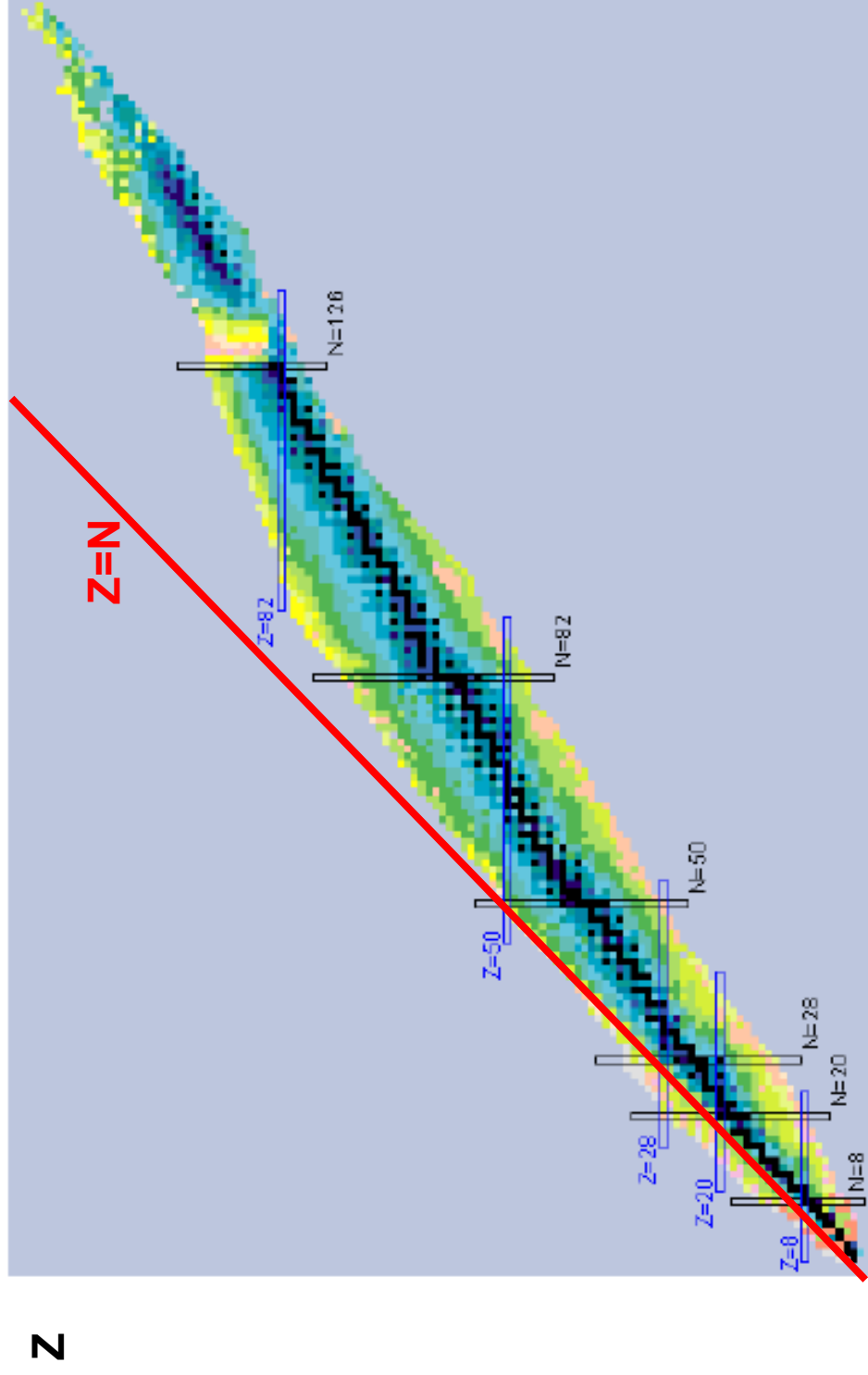
	Z even	Z odd
N even	157	49
N odd	51	4

Vazbová energie na jeden nukleon (v údolí stability)

$$B(A, Z = A/2) \cdot \frac{1}{1 + A^{2/3} 7,5 \cdot 10^{-3}} = B(A)$$



Údolí stability



- Těžká jádra mají více neutronů než protonů
- Vazbová energie pro lehká jádra roste s A
- Jádra kolem železa jsou nejstabilnější
- Pro větší A energie zase klesá
- Proč se těžká jádra nerozpadnou/nerozštěpí na lehčí?
- Proč se lehká jádra nesloučí na těžší?
- Jak jádra dosáhnou údolí stability? Pomocí radioaktivních rozpadů.

Okruhy otázek ke zkoušce

1. Měření rozměrů jader
2. Hmoty jader a vazbová energie
3. Kapkový model jádra, empirická hmotová formule, údolí stability
4. **Jaderné síly a jaderný potenciál**
5. **Slupkový model jádra, magická čísla, spin a parita základních stavů jader**
6. Rozpady jader
7. Využití radiace pro datování, měření šířek gama hladin, Mosbauerův jev.
8. Interakce záření s prostředím.
9. Štěpení a fúze jader.

Jaderné síly a jaderný potenciál

Slupkový model jader

H. Yukava – jaderné síly jsou výměna nových částic, tzv. mezonů. Tak je možno zajistit, aby na malých vzdálenostech byly jaderné síly silnější než elektrické a na velkých slabší

$$V_J(r) = -\alpha_J \frac{\hbar c}{r} e^{-\frac{mr}{\hbar c}}$$

$$r \cong fm \quad |V_J(r)| \gg V_{em}(r) = \alpha \frac{\hbar c}{r}$$

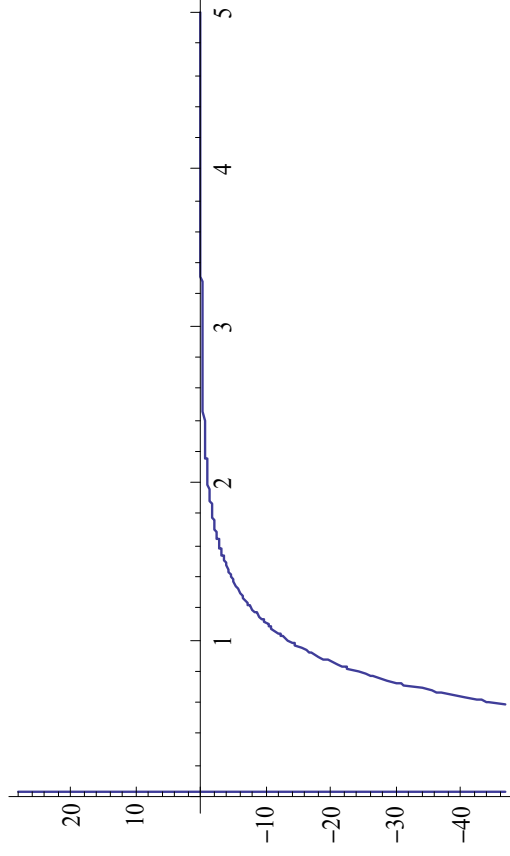
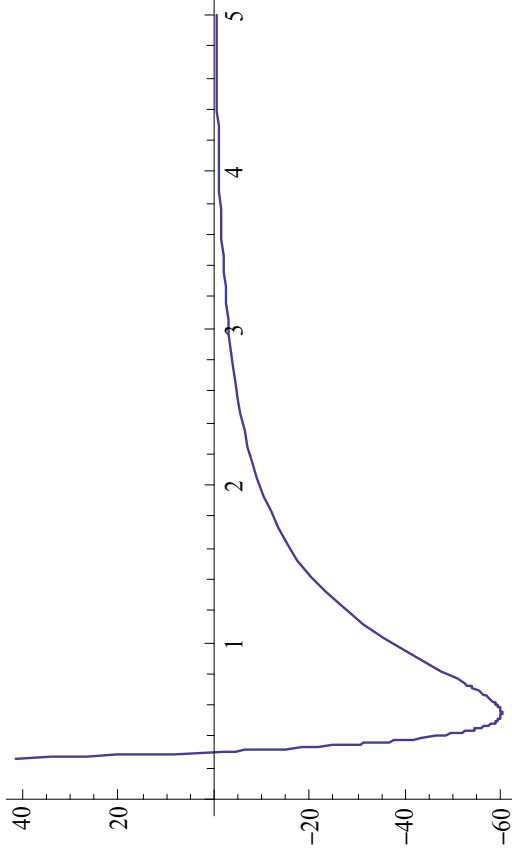
$$\alpha_J \cong 0,4 \gg \alpha = 1/137$$

$$m = 140 MeV (\pi \text{ meson}),$$

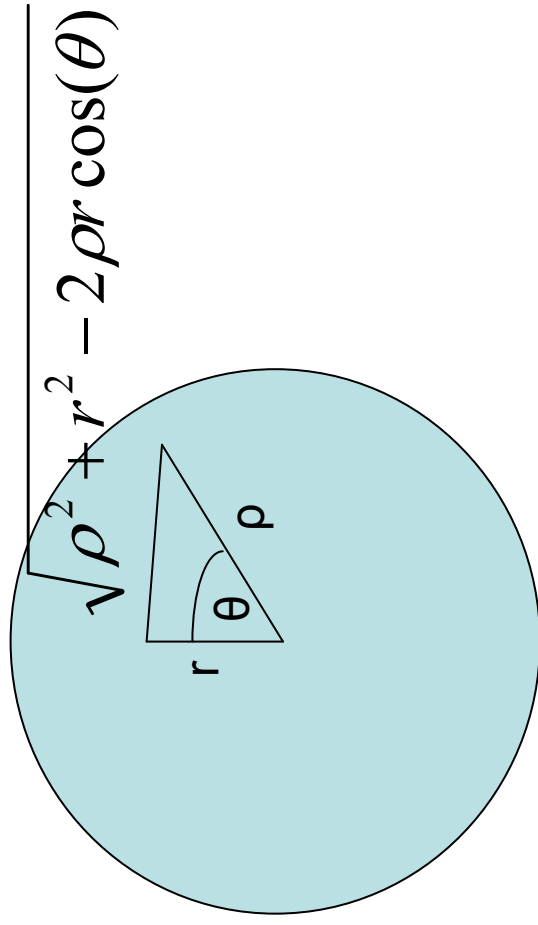
$$560 MeV (\sigma),$$

$$770 MeV (\rho)$$

$$m = \langle m \rangle = 350 MeV, \alpha_J \cong 0,4$$



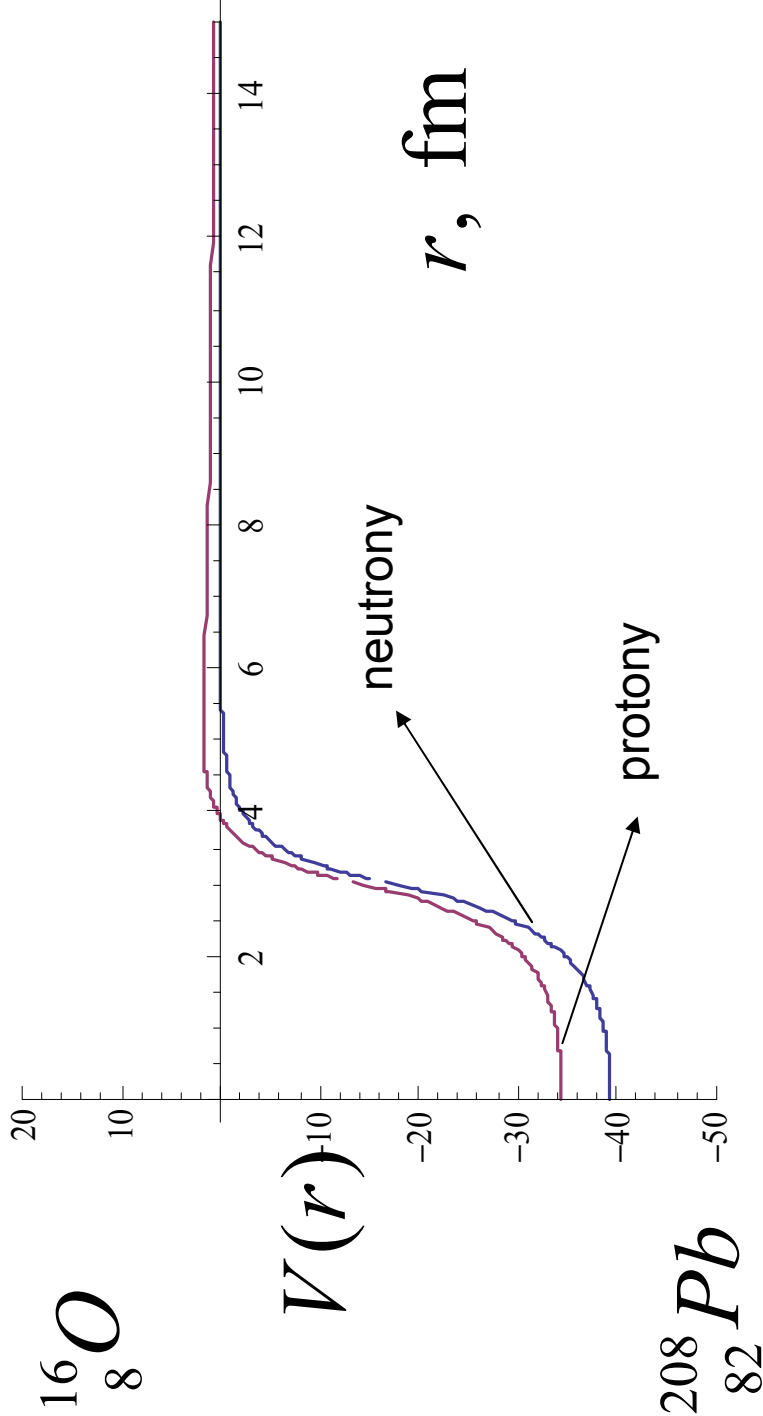
Jak vypočítat energetické hladiny v jádře – na každý nukleon působí zbývající A-1 nukleonů. Představa - nukleon je v poli zbývajících A-1 nukleonů. Ty vyplňují rovnoměrně (jaderně) nabitou kouli



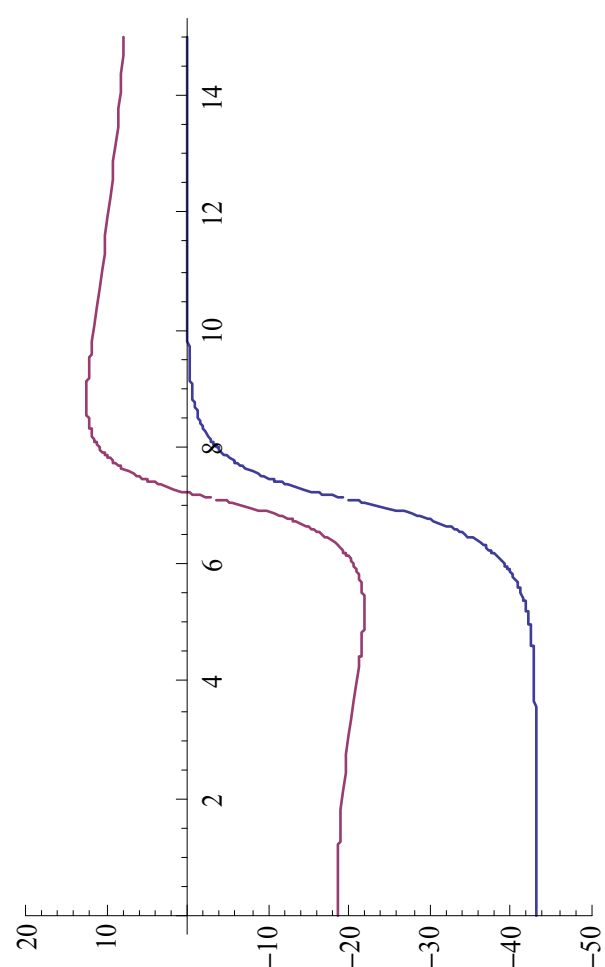
$$V(r) = -\frac{(A-1)}{(4/3)\pi R^3} \alpha_J \cdot \hbar c \cdot \int_0^R \rho^2 d\rho \int_{-1}^1 d \cos(\theta) \frac{e^{-\frac{m\sqrt{\rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos(\theta)}}{\hbar c}}}{\sqrt{\rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos(\theta)}} \int_0^{2\pi} d\phi =$$

$$-\frac{(A-1)2\pi}{(4/3)\pi R^3} \alpha_J \cdot \hbar c \cdot \int_0^R \rho^2 \frac{e^{-\frac{m|r-\rho|}{\hbar c}} - e^{-\frac{m(r+\rho)}{\hbar c}}}{\rho} d\rho = -\frac{(A-1)2\pi}{(4/3)\pi R^3} \alpha_J \cdot \hbar c \cdot \left(\int_0^r \rho^2 \frac{e^{-\frac{m(r-\rho)}{\hbar c}} - e^{-\frac{m(r+\rho)}{\hbar c}}}{mr\rho} d\rho + \int_r^R \rho^2 \frac{e^{-\frac{m(r-\rho)}{\hbar c}} - e^{-\frac{m(r+\rho)}{\hbar c}}}{mr\rho} d\rho \right) =$$

Jádro kyslíku $^{16}_8\text{O}$



Jádro olova $^{208}_{82}\text{Pb}$



Jádro kyslíku – harmonický oscilátor

$$R = 1,2 fm(16)^{1/3} \approx 3,0 fm$$

$$V_0 = -38 MeV (neutrons)$$

$$A = 16, Z = 8, N = 8$$

Harm. oscillator :

$$V(r) = V_0 + \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 = V_0 + \frac{1}{2} m c^2 (\hbar \omega)^2 r^2 / (\hbar c)^2 =$$

$$V_0 + \frac{1}{2} m (\hbar \omega)^2 r^2 / (\hbar c)^2$$

$$V(R) = V_0 / 2$$

$$V_0 + \frac{1}{2} m (\hbar \omega)^2 R^2 / (\hbar c)^2 = V_0 / 2$$

$$\hbar \omega = \frac{\hbar c}{R} \sqrt{\frac{-V_0}{m}} = \frac{197 MeV fm}{3 fm} \sqrt{\frac{38 MeV}{939,57 MeV}} \approx 13,2 MeV$$

Hladiny :

neutrons :

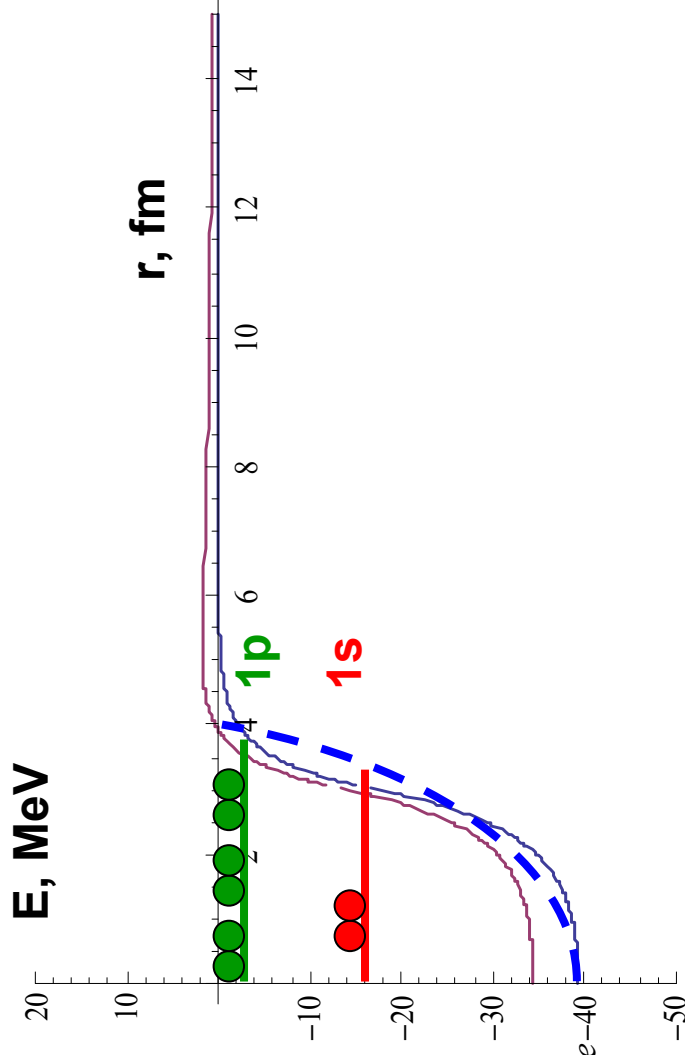
$$1p \quad V_0 + \frac{5}{2} \hbar \omega = -38 MeV + \frac{5}{2} 13,2 MeV = -5,0 MeV \dots 6$$

$$1s \quad V_0 + \frac{3}{2} \hbar \omega = -38 MeV + \frac{3}{2} 13,2 MeV = -18,2 MeV \dots 2$$

Vazbova energie :

$$B = 6 \cdot 5 + 2 \cdot 18,2 = 66,4 MeV$$

$$B / N = 66,4 MeV / 8 = 8,3 MeV / neutron$$



Jádro kyslíku v přiblížení pravouhlé 3D jámy

[jádro_kysliku.nb](#)

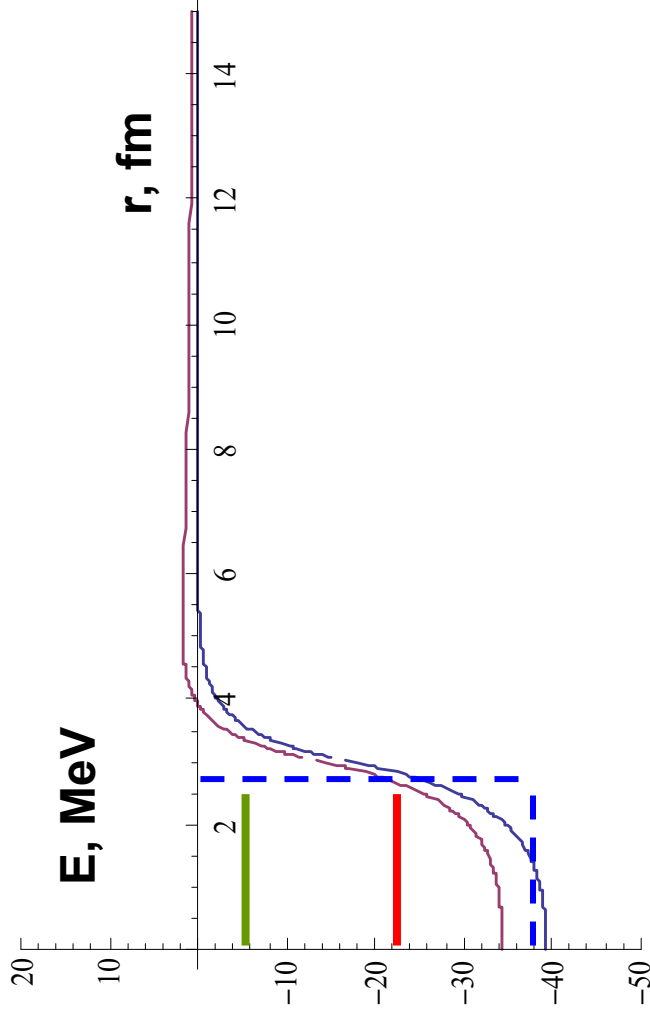
$$R = 1,2 \text{ fm}(16)^{1/3} \cong 3,0 \text{ fm}$$

$$V_0 = -38 \text{ MeV (neutrons)}$$

$$A = 16, Z = 8, N = 8$$

Potenciálová jáma :

$$V(r) = V_0; r \leq 2,7 \text{ fm}$$



$$-\frac{(\hbar c)^2}{2m} \frac{d^2(r\psi(r))}{dr^2} + V(r)(r\psi(r)) + \frac{(\hbar c)^2 l(l+1)}{2mr^2} (r\psi(r)) = E(r\psi(r))$$

Slupkový model jádra a Magická čísla

Jádra s určitým počtem neutronů a/nebo protonů vykazují abnormální velkou vazbovou energii.

Tato čísla jsou 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126

Příklad Ca 20, 40 je dvakrát magické jádro, má magický počet neutronů i protonů (20).

Další příklady = alfa částice (2, 4), kyslík (8, 16), ... , olovo (82, 208).

Za objasnění magických čísel dostali Maria Goepert-Mayer a Johannes Jensen Nobelovu cenu.



Magická čísla pro harmonický oscilátor:

1i	26	2g	18	3d	10	4s	2	56	168
1h	22	2f	14	3p	6			42	112
1g	18	2d	10	3s	2			30	70
1f	14	2p	6					20	40
1d	10	2s	2					12	20
1p	6							6	8
1s	2							2	2

2,8,20 jsou správně, ale neumí předpovědět 28, 50, 82, 126

Spin-orbitální interakce

potenci

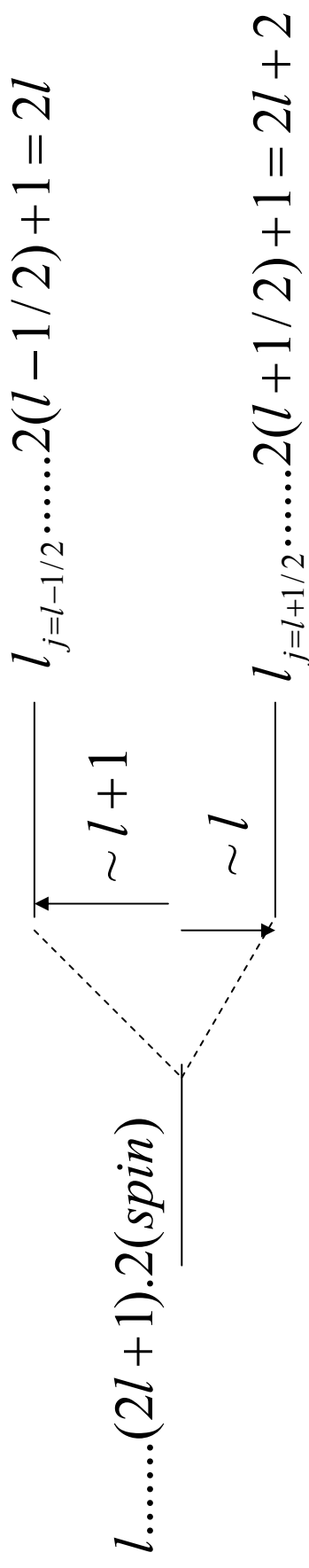
$$-\vec{L} \cdot \vec{S} = \frac{1}{2} \left((\vec{L} + \vec{S})^2 - \vec{L}^2 - \vec{S}^2 \right) = \frac{1}{2} \left(J^2 - L^2 - S^2 \right)$$

$$\langle l_j | -\vec{L} \cdot \vec{S} | l_j \rangle = -\frac{\hbar^2}{2} (j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)) =$$

$$-\frac{\hbar^2}{2} ((l \pm 1/2)(l \pm 1/2 + 1) - l(l+1) - 1/2(1/2 + 1)) =$$

$$-\frac{\hbar^2}{2} ((l^2 \pm l/2 \pm l/2 + 1/4 + l \pm 1/2) - (l^2 + l) - 3/4) =$$

$$-\frac{\hbar^2}{2} \pm l - 1$$



1i	<u>26</u>	2g	<u>18</u>	3d	<u>10</u>	4s	<u>2</u>
		2f	<u>14</u>	3p	<u>6</u>		
1h	<u>22</u>	2d	<u>10</u>	3s	<u>2</u>		
1g	<u>18</u>						
1f	<u>14</u>	2p	<u>6</u>				
1d	<u>10</u>	2s	<u>2</u>				
1p	<u>6</u>						
1s	<u>2</u>						

1j	<u>5/2</u>							184
4s	<u>1/2</u>							
1i	<u>11/2</u>							
2g	<u>9/2</u>							126
3p	<u>1/2</u>							
2f	<u>5/2</u>							
1h	<u>9/2</u>							
								82
3s	<u>1/2</u>							
2d	<u>5/2</u>							
								50
1g	<u>9/2</u>							
1f	<u>5/2</u>							
1f	<u>7/2</u>							28
2s	<u>1/2</u>							20
								8
1p	<u>1/2</u>							2
1s	<u>1/2</u>							

(Celkový) spin (J) a parita základních stavů jader

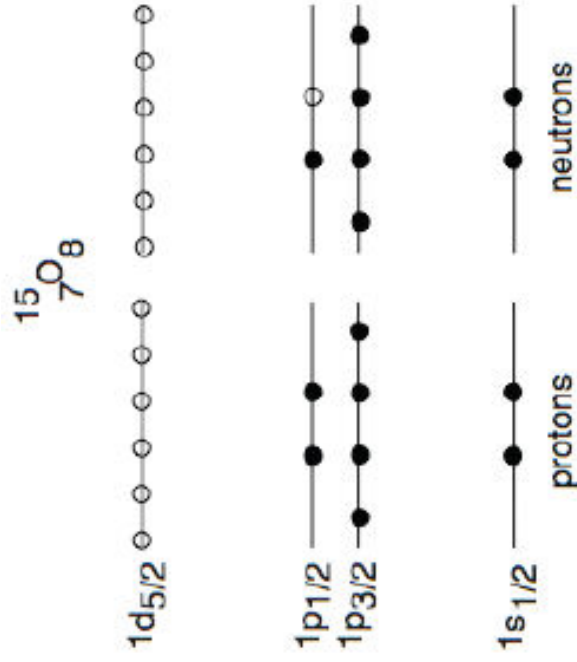
Sudo-sudá jádra.....spin=0, parita=+

Licho-sudá a sudo-lichá.....spin a parita dány nespárovaným nukleonem

Př.: kyslík 15: nespárovaný neutron má spin $J=1/2$ a $l=1$, tj. zápornou paritu

Licho-lichá.....spin je dán součtem spinů nespárovaných nukleonů

Př.: dusík 14: nespárovaný proton i neutron mají spin $J=1/2$ a celkový spin jádra může být 0 nebo 1 (je 1).



Okruhy otázek ke zkoušce

1. Měření rozměrů jader
2. Hmoty jader a vazbová energie
3. Kapkový model jádra, empirická hmotová formule, údolí stability
4. Jaderné síly a jaderný potenciál
5. Slupkový model jádra, magická čísla, spin a parita základních stavů jader
- 6. Rozpady jader**
7. Využití radiace pro datování, měření šířek gama hladin, Mosbauerův jev.
8. Interakce záření s prostředím.
9. Štěpení a fúze jader.

Rozpadový zákon

$$N(t) \quad ; \quad p = \Delta t / \tau$$

$$(1-p)^N \dots\dots 0 \quad ; \quad \binom{N}{1} p(1-p)^{N-1} \dots 1 \quad ; \dots \quad \binom{N}{i} p^i (1-p)^{N-i} \dots i \quad ; \dots ; \quad \binom{N}{N} p^N \dots N$$

$$-\Delta N(t) = 0 \cdot (1-p)^N + 1 \cdot \binom{N}{1} p(1-p)^{N-1} + \dots + N \cdot \binom{N}{N} p^N =$$

$$\sum_{i=0}^N i \cdot \binom{N}{i} p^i (1-p)^{N-i} = \sum_{i=0}^N i \cdot \frac{N!}{i!(N-i)!} p^i (1-p)^{N-i} =$$

$$\sum_{i=1}^N \frac{N(N-1)!}{(i-1)!(N-i)!} p p^{i-1} (1-p)^{N-i} =$$

$$N \cdot p \sum_{i=1}^N \frac{(N-1)!}{(i-1)!(N-1-(i-1))!} p^{i-1} (1-p)^{(N-1-(i-1))} =$$

$$N \cdot p \sum_{i-1=0}^{N-1} \binom{N-1}{i-1} p^{i-1} (1-p)^{N-i} = N p (p + (1-p))^{N-1} = N p$$

$$-\Delta N(t) = N \cdot p = N(t) \frac{\Delta t}{\tau} \quad ; \quad N(t) = N(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$N(0) / 2 = N(0) \cdot e^{-\frac{T_{1/2}}{\tau}} \Rightarrow T_{1/2} = \tau \ln(2) \cong 0,69 \cdot \tau$$

$$-\Delta N(t) = N \cdot p = N(t) \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right)^n \frac{\Delta t}{\tau} = N(t) \frac{1}{n+1} \left(\frac{t}{\tau}\right)^{n+1} \Delta \left(\frac{t}{\tau}\right) \quad N(t) = N(0) \cdot e^{-\frac{1}{n+1} \left(\frac{t}{\tau}\right)^{n+1}}$$

Rozpadový zákon kvant. mech.

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$i\hbar \partial_t \psi(\vec{r}, t) = \hat{H} \psi(\vec{r}, t) = E_0 \psi(\vec{r}, t)$$

$$\psi(\vec{r}, t) = e^{-\frac{i}{\hbar} E_0 t} \varphi(\vec{r})$$

Pokud se rozpadá:

$$\psi(\vec{r}, t) = e^{-\frac{i}{\hbar} E_0 t} e^{-\frac{t}{2\tau}} \varphi(\vec{r}) = e^{-\frac{i}{\hbar} (E_0 - \frac{i}{2}\hbar\Gamma)t} \varphi(\vec{r}) ; \Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$$

$$\psi^*(\vec{r}, t) \cdot \psi(\vec{r}, t) = \left(e^{-\frac{t}{2\tau}} \right)^2 \varphi^*(\vec{r}) \cdot \varphi(\vec{r}) = e^{-\frac{t}{\tau}} \psi^*(\vec{r}, 0) \cdot \psi(\vec{r}, 0)$$

Jak se měří velmi krátké doby života

$$\vec{\psi}(r,E) = \int \vec{\psi}(r,t) e^{\frac{i}{\hbar}Et} dt = \int e^{\frac{i}{\hbar}E_0t} e^{-\frac{t}{2\tau}} e^{\frac{i}{\hbar}Et} dt \cdot \vec{\varphi}(r) =$$

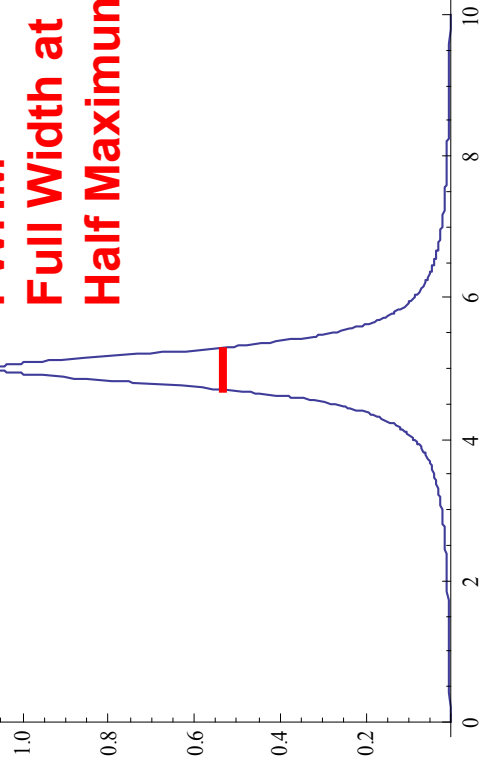
$$\int_0^\infty e^{\frac{i}{\hbar}[(E_0-E)-i\frac{\hbar}{2\tau}]t} dt \vec{\varphi}(r) = \frac{-1}{-\frac{i}{\hbar}[(E_0-E)-i\frac{\hbar}{2\tau}]} \vec{\varphi}(r) = \frac{\hbar/i}{(E_0-E)-i\frac{\hbar}{2\tau}} \vec{\varphi}(r)$$

$$\vec{\psi}^*(r,E) \cdot \vec{\psi}(r,E) = \frac{\hbar^2}{(E_0-E)^2 + \left(\frac{\hbar}{2\tau}\right)^2} \vec{\varphi}^*(r) \cdot \vec{\varphi}(r) = \frac{\hbar^2}{(E_0-E)^2 + \frac{\hbar^2}{4}} \vec{\varphi}^*(r) \cdot \vec{\varphi}(r)$$

$$\vec{\psi}^*(r,E) \cdot \vec{\psi}(r,E) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E_0-E)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} ; \int \vec{\psi}^*(r,E) \cdot \vec{\psi}(r,E) dE = 1$$

Breit-Wignerova formule

**Γ = pološířka,
FWHM
Full Width at
Half Maximum**



$$\tau = 1ns = 10^{-9} s ; \Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{\hbar c}{c\tau} =$$

$$\frac{197 \cdot 10^6 eV \cdot 10^{-13} cm}{30cm} = 6,6 \cdot 10^{-7} eV$$

$$\tau = 1ps = 10^{-12} s ; \Gamma = 6,6 \cdot 10^{-4} eV$$

$$\tau = 1fs = 10^{-15} s ; \Gamma = 6,6 \cdot 10^{-1} eV$$

Radioaktivní rozpady

Pro rozpady a reakce se zavádí Q hodnota:

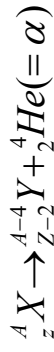
$$X_1 + X_2 + \dots \rightarrow Y_1 + Y_2 + \dots$$

$$Q = \sum_i M_{X_i} - \sum_i M_{Y_i}$$

Rozpad je možný, pokud: $Q > 0$

Rozpad α

Alpha_decay.nb

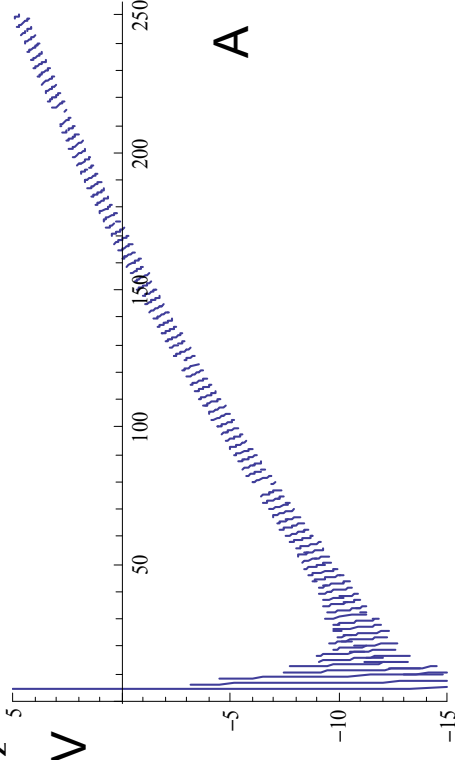


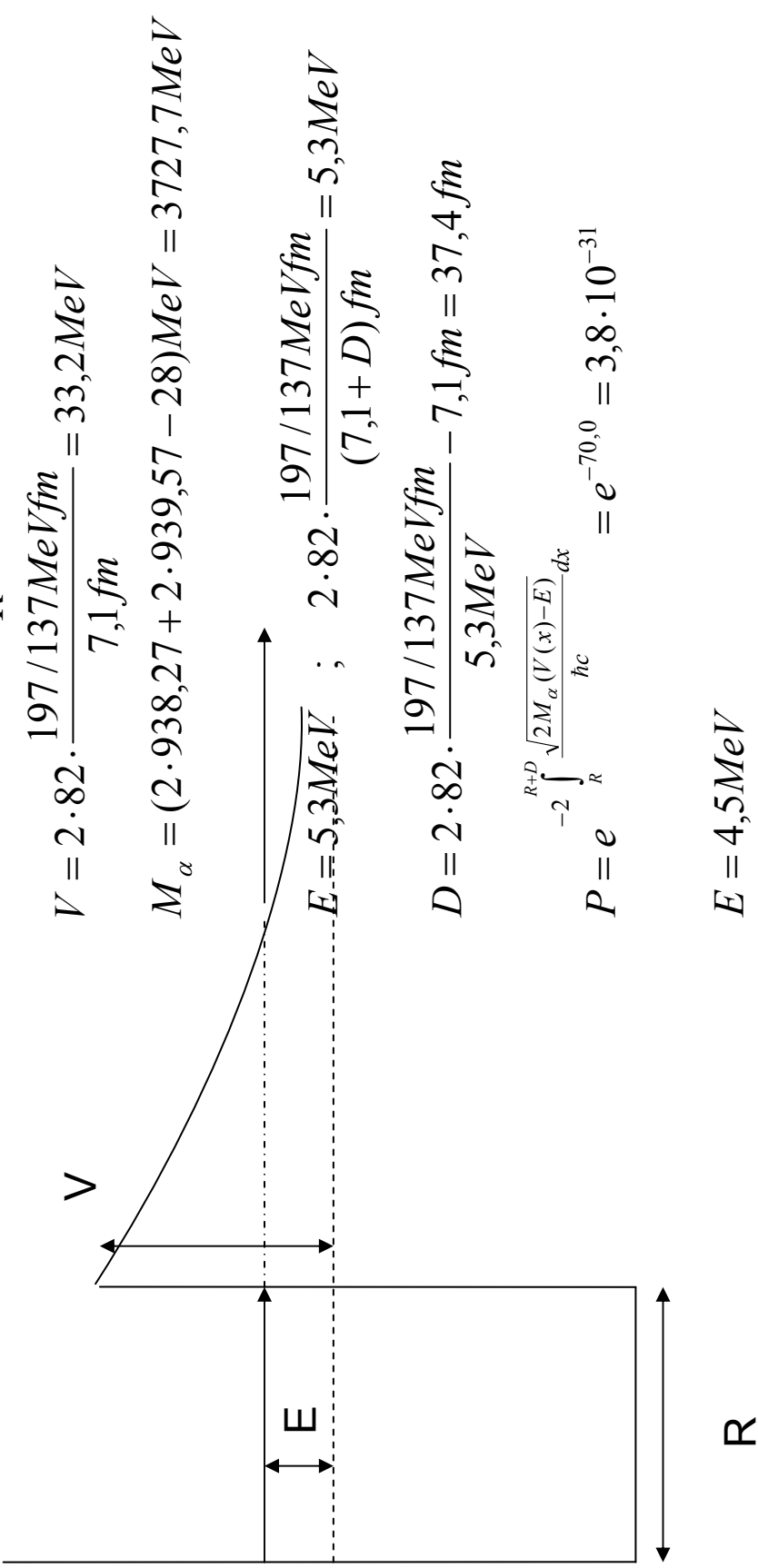
$$Q_\alpha = M_X - (M_Y + M_\alpha) =$$

$$Zm_p + Am_n - B(A, Z) - ((Z-2)m_p + (A-4)m_n - B(A-4, Z-2)) + \gamma m + 4m - B(4, 2)) =$$

$$-(B(A, Z) - B(A-4, Z-2) - B(4, 2)) > 0 \quad Q, \text{ MeV}$$

$$A \geq 160 \text{ MeV}$$





$$V(R) = 2(Z-2) \frac{\alpha \hbar c}{R} \quad ; \quad R = 1,2^3 \sqrt{A-4} \, fm = 7,1 \, fm$$

$$V = 2 \cdot 82 \cdot \frac{197 / 137 \, MeV \cdot fm}{7,1 \, fm} = 33,2 \, MeV$$

$$M_{\alpha} = (2 \cdot 938,27 + 2 \cdot 939,57 - 28) \, MeV = 3727,7 \, MeV$$

$$E = 5,3 \, MeV \quad ; \quad 2 \cdot 82 \cdot \frac{197 / 137 \, MeV \cdot fm}{(7,1 + D) \, fm} = 5,3 \, MeV$$

$$D = 2 \cdot 82 \cdot \frac{197 / 137 \, MeV \cdot fm}{5,3 \, MeV} - 7,1 \, fm = 37,4 \, fm$$

$$P = e^{-2 \int_R^{R+D} \sqrt{2 M_{\alpha} (V(x) - E)} \, dx \over \hbar c} = e^{-70,0} = 3,8 \cdot 10^{-31}$$

$$E = 4,5 \, MeV$$

$$D = 2 \cdot 82 \cdot \frac{197 / 137 \, MeV \cdot fm}{4,5 \, MeV} - 7,1 \, fm = 45,3 \, fm$$

$$P = P = e^{-2 \int_R^{R+D} \sqrt{2 M_{\alpha} (V(x) - E)} \, dx \over \hbar c} = e^{-83,0} = 8,5 \cdot 10^{-37}$$

Závislost doby života alfa na energii:

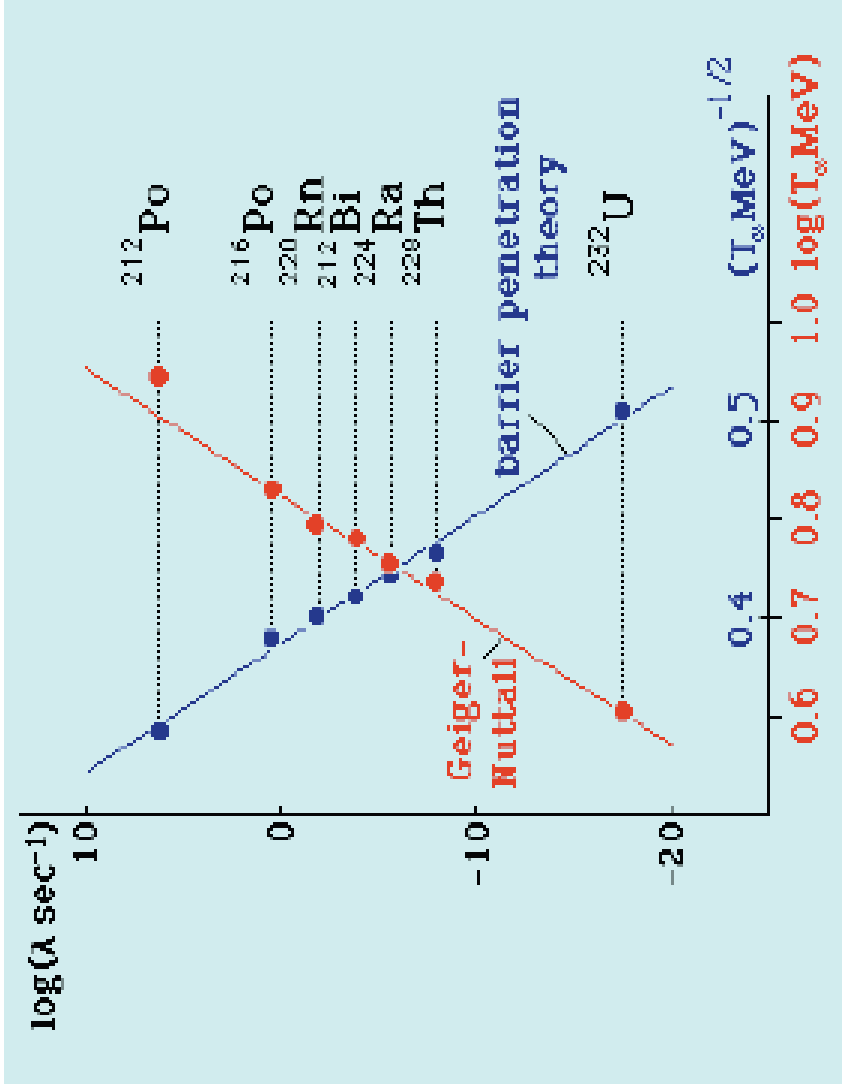
```

In[128]:= Z = 84
A = 210
Ma = 2 × 938.27 + 2 × 939.57 - 28;
a1 = 1 / 137;
hc = 197;

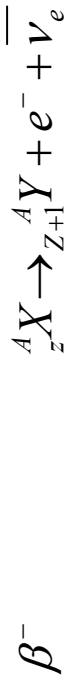
R = 1.2 √[3]{A - 4} ;
EE = 5.4
RR = 2 (Z - 2) a1 hc / EE;
- 2 ∫[RR, ∞] √[2 Ma (2 (Z - 2) a1 hc / x - EE)] dx;
N[e*]
EE = 4.5
RR = 2 (Z - 2) a1 hc / EE;
- 2 ∫[RR, ∞] √[2 Ma (2 (Z - 2) a1 hc / x - EE)] dx;
N[e*]
EE = 1.5
RR = 2 (Z - 2) a1 hc / EE;
- 2 ∫[RR, ∞] √[2 Ma (2 (Z - 2) a1 hc / x - EE)] dx;
N[e*]
EE = 8.5
RR = 2 (Z - 2) a1 hc / EE;
- 2 ∫[RR, ∞] √[2 Ma (2 (Z - 2) a1 hc / x - EE)] dx;
N[e*]

Out[128]= 84
Out[129]= 210
Out[134]= 5.4
Out[137]= 3.77376 × 10^-31
Out[138]= 4.5
Out[141]= 8.54363 × 10^-37
Out[142]= 1.5
Out[145]= 5.5797 × 10^-85
Out[146]= 8.5
Out[149]= 2.3733 × 10^-19

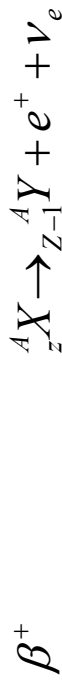
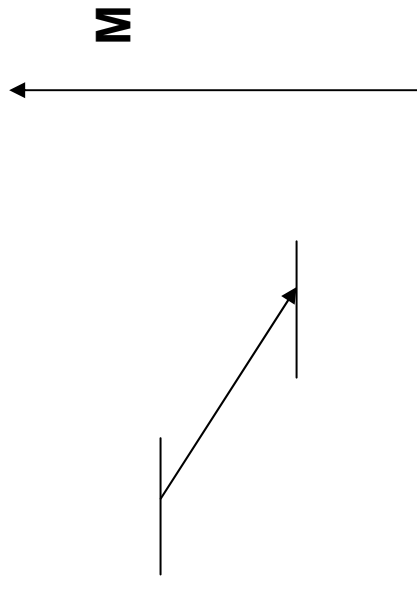
```



Rozpad beta



$$\tilde{Q} = M_X + Zm_e - (M_Y + Zm_e + m_e) = M_X - M_Y > 0$$



$$\tilde{Q} = M_X + Zm_e - (M_Y + Zm_e + m_e) = M_X - (M_Y + 2m_e) > 0 \Rightarrow M_X - M_Y > 2m_e$$

Elektronový záchyt

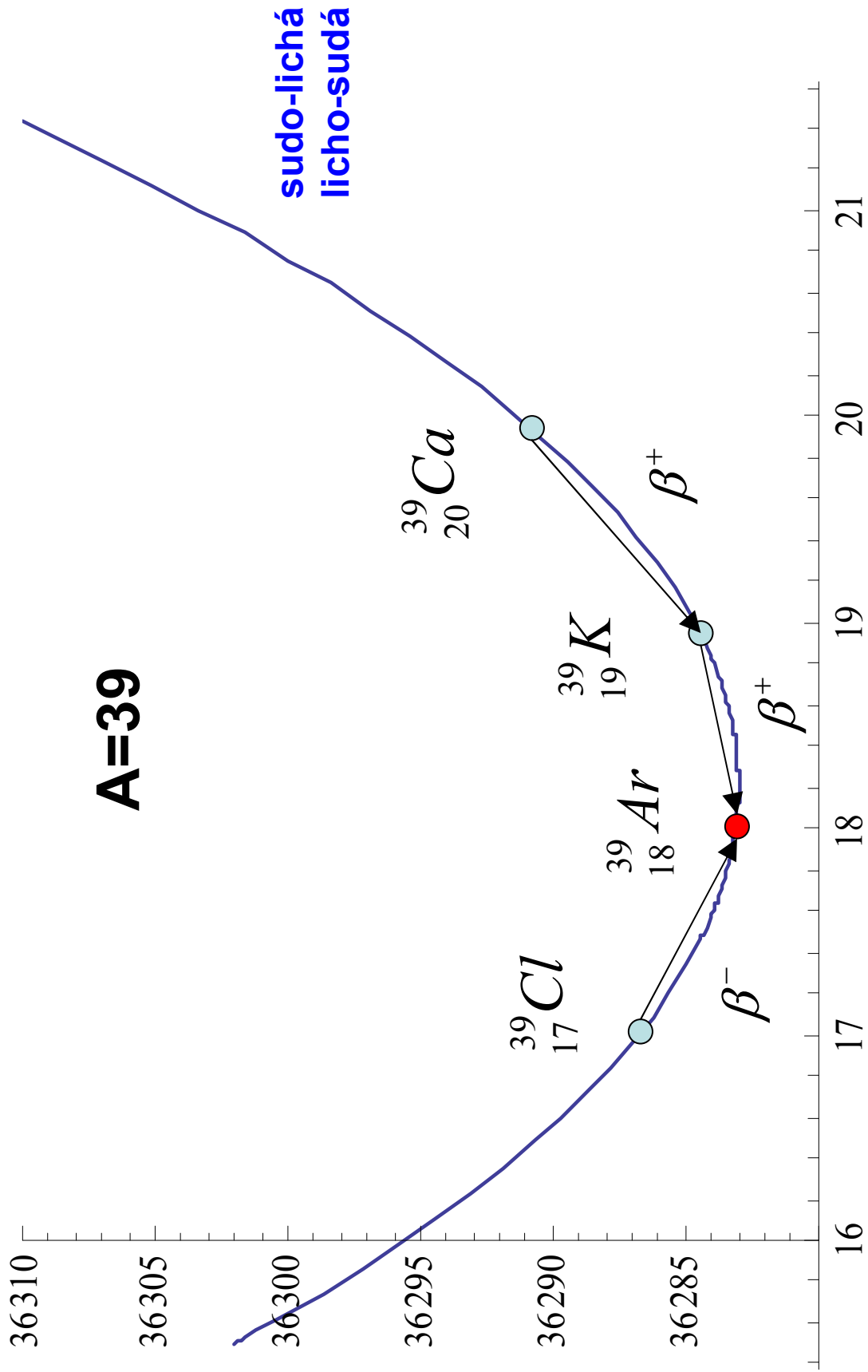


$$\tilde{Q} = M_X + Zm_e - (M_Y + (Z-1)m_e) = M_X - M_Y > 0$$



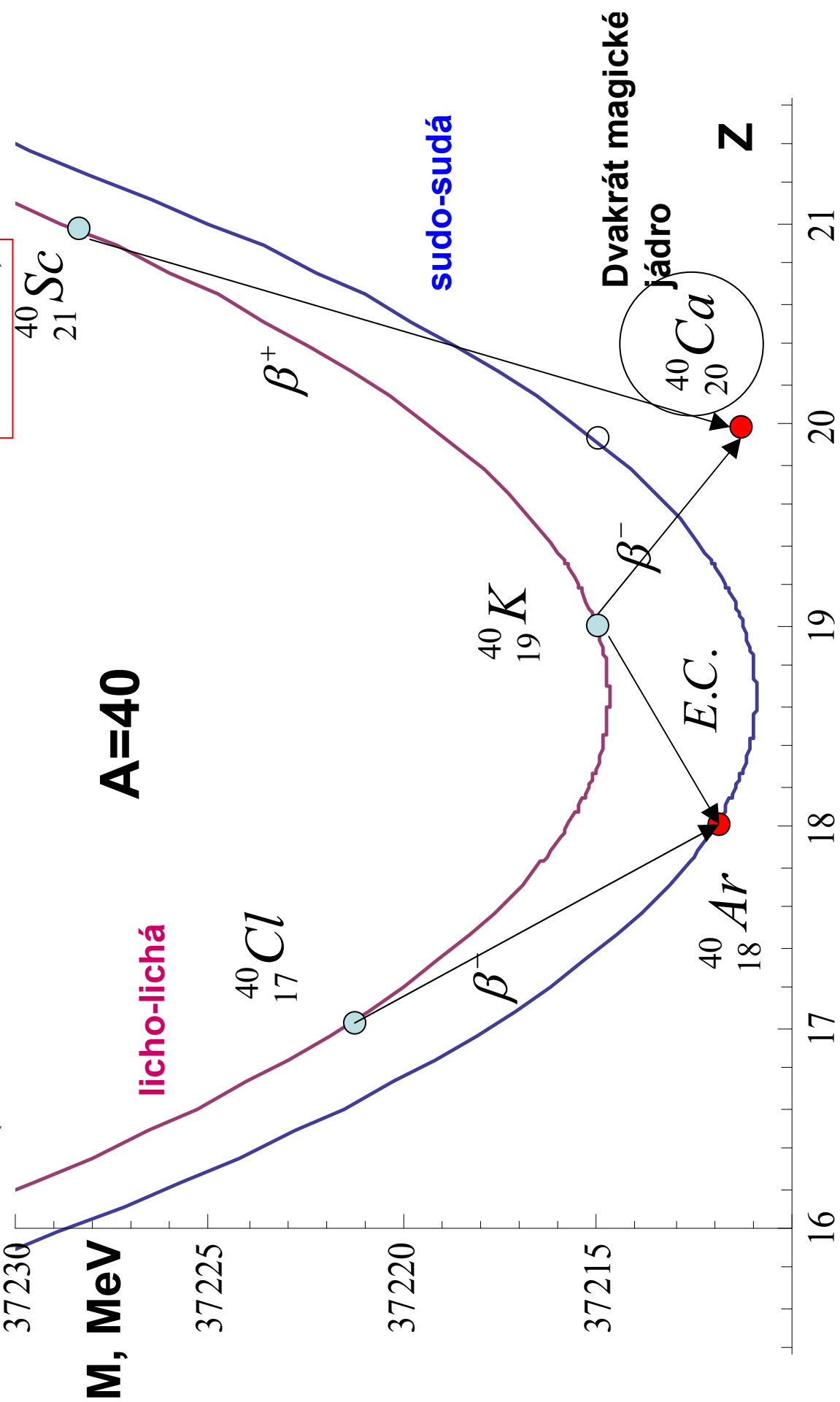
$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - B(A, Z) =$$

$$Zm_p + (A - Z)m_n - \left(A \cdot 15,6 \text{ MeV} - A^{2/3} \cdot 17,2 \text{ MeV} - \frac{Z^2}{A^{1/3}} \cdot 0,7 \text{ MeV} - \frac{(A - 2Z)^2}{A} \cdot 23,3 \text{ MeV} \right)$$

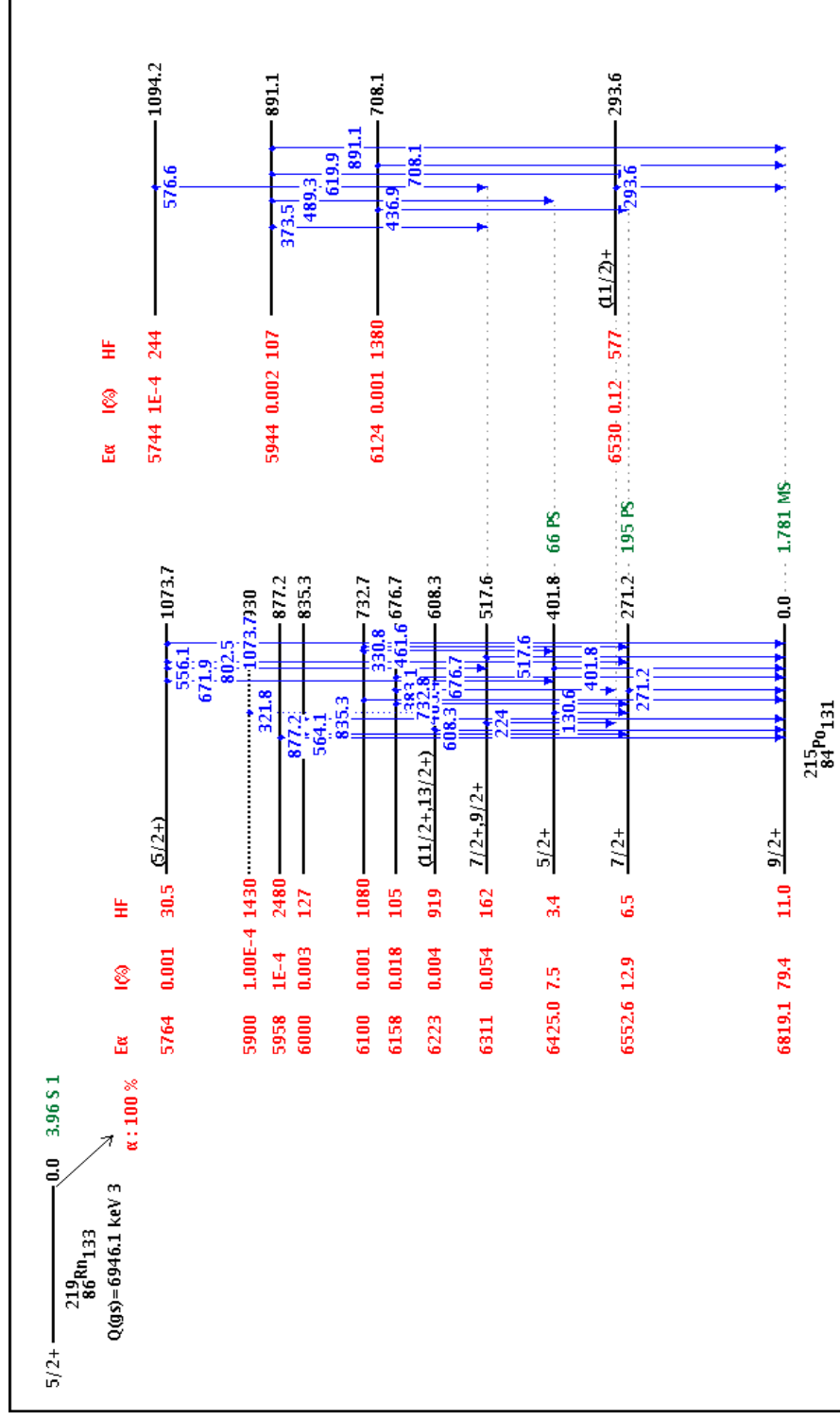


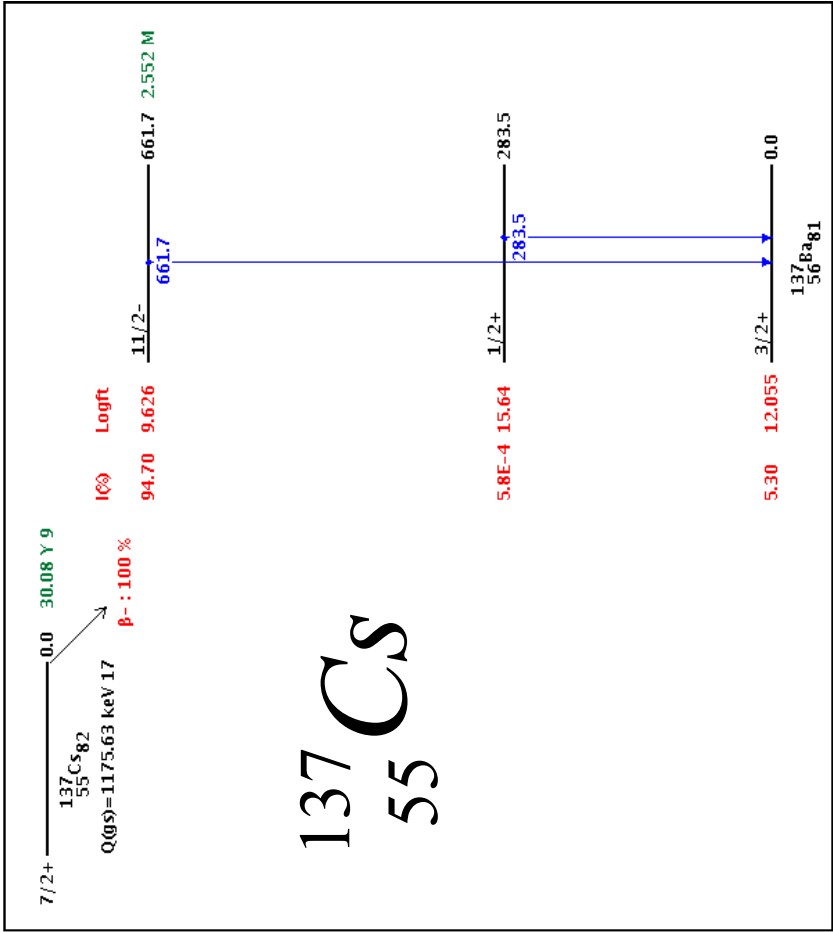
$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - B(A, Z) =$$

$$Zm_p + (A - Z)m_n - \left(A \cdot 15,6 \text{ MeV} - A^{2/3} \cdot 17,2 \text{ MeV} - \frac{Z^2}{A^{1/3}} \cdot 0,7 \text{ MeV} - \frac{(A - 2Z)^2}{A} \cdot 23,3 \text{ MeV} + \frac{1}{A^{1/2}} \cdot 12,0 \text{ MeV} \right)$$

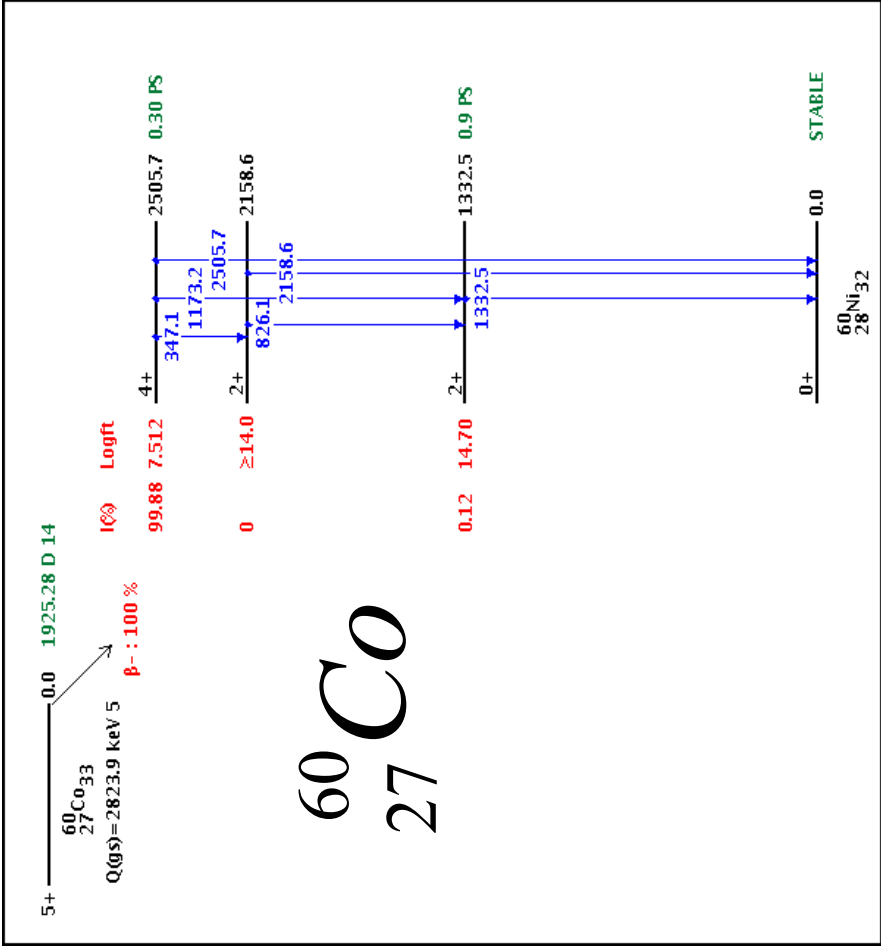


Vzbuzené stavy jader a gama záření





Příklady známých gama zářičů



Okruhy otázek ke zkoušce

1. Měření rozměrů jader
2. Hmoty jader a vazbová energie
3. Kapkový model jádra, empirická hmotová formule, údolí stability
4. Jaderné síly a jaderný potenciál
5. Slupkový model jádra, magická čísla, spin a parita základních stavů jader
6. Rozpady jader
7. **Využití radiace pro datování, měření šířek gama hladin, Mosbauerův jev.**
8. Interakce záření s prostředím.
9. Štěpení a fúze jader.

[illegible]

10 - 1000 g. - Yellowish white, turning black at the bottom
 Papered side - Long & thin
 Ebbon' - like a 87. at the same distance -
 Width - 6 1/2 mm.

10 - 1000 g. - 1000 g. - 1000 g. - 1000 g.
 Paper 1000 - 1000 g. - 1000 g. - 1000 g.
 Paper 1000 - 1000 g. - 1000 g. - 1000 g.

Antoine Henri
Becquerel

1/2 of the prize
France
École Polytechnique
Paris, France

b. 1852
d. 1908



Pierre Curie

 1/4 of the prize
France
École municipale de physique et de chimie industrielles (Munich)
School of Industrial Physics and Chemistry
Paris, France

b. 1859
d. 1906



Marie Curie, née Skłodowska

⑨ $\frac{1}{4}$ of the prize

b. 1867
(in Warsaw, Poland, then
Russian Empire)
d. 1934

The Nobel Prize in Physics 1903

The Nobel Prize in Physics 1903



The Nobel Prize in Chemistry 1911

The Nobel Prize in Chemistry 1911



Marie Curie, née Skłodowska

France

Sorbonne University
Paris, France

b. 1867
(in Warsaw, Poland, then
Russian Empire)
d. 1934

Pierre Curie: "It can even be thought that radium could become very dangerous in criminal hands, and here the question can be raised whether mankind benefits from knowing the secrets of Nature, whether it is ready to profit from it or whether this knowledge will not be harmful for it. The example of the discoveries of Nobel is characteristic, as powerful explosives have enabled man to do wonderful work. They are also a terrible means of destruction in the hands of great criminals who are leading the peoples towards war. I am one of those who believe with Nobel that mankind will derive more good than harm from the new discoveries."

Rozpadové řady:

Thoriová:

$$Mod(A,4)=0:$$



$$T_{1/2} = 13,9 \cdot 10^9 \text{ years}$$

Neptuniová:

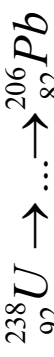
$$Mod(A,4)=1:$$



$$T_{1/2} = 0,00255 \cdot 10^9 \text{ years}$$

Uranová:

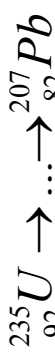
$$Mod(A,4)=2:$$



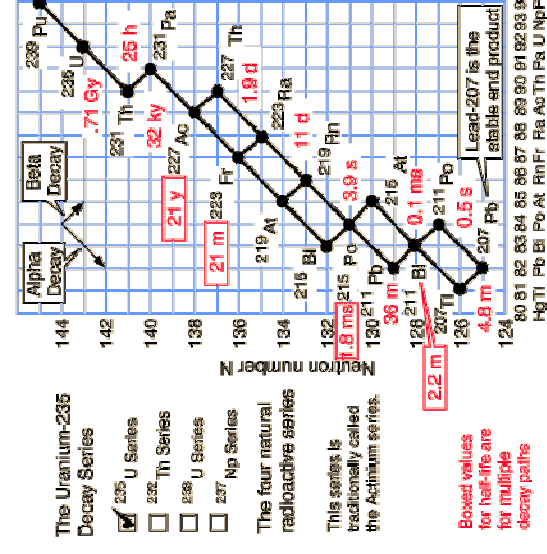
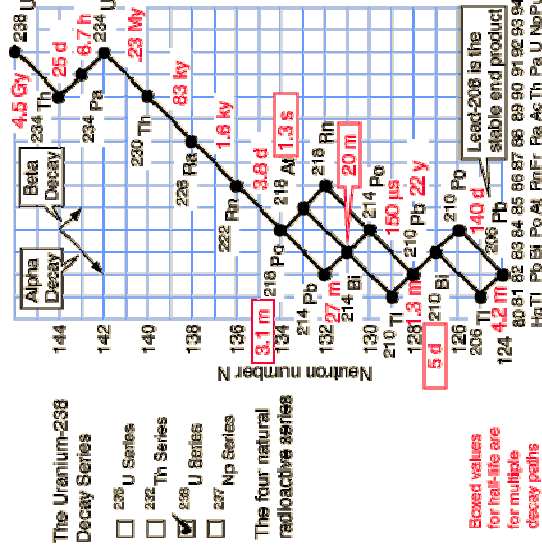
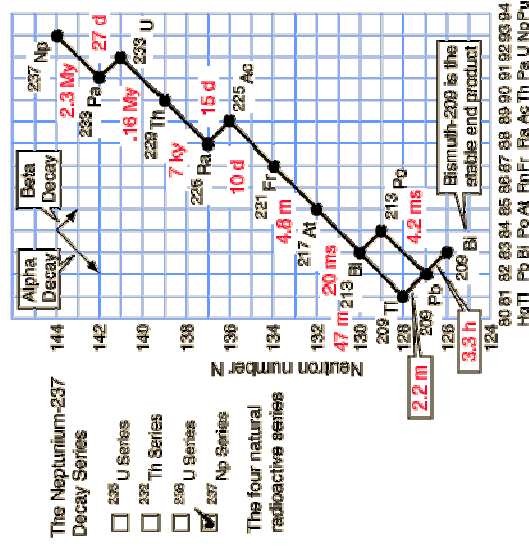
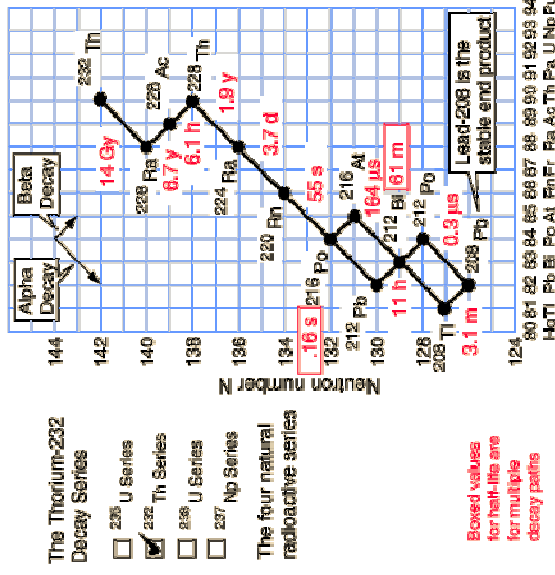
$$T_{1/2} = 4,51 \cdot 10^9 \text{ years}$$

Aktiniová:

$$Mod(A,4)=3:$$



$$T_{1/2} = 0,707 \cdot 10^9 \text{ years}$$



Datování pomocí radioaktivních rozpadů

Isotopes of Uranium (Z=92)

Click on an isotope to get more information about its decay

Isotope	Half-life	Spin Parity	Decay Mode(s) or Abundance
218U	1.5 ms	0+	%A=100
219U	42 us		%A=?
220U			
221U			
222U	1.0 us	0+	%A=100
223U	18 us		%A=?
224U	0.9 ms	0+	%A=100
225U	95 ms		%A=100
226U	0.35 s	0+	%A=100
227U	1.1 m	(3/2+)	%A=100, %EC+%B+ < 0.001
228U	9.1 m	0+	%EC<5, %A>95
229U	58 m	(3/2+)	%EC+%B+ ~ 80, %A ~ 20
230U	20.8 d	0+	%A=100, %SF < 1.4E-10
231U	4.2 d	(5/2-)	%EC=100, %A ~ 0.0055
232U	68.9 y	0+	%A=100, %24NE=9E-11 7
233U	1.592e+5 y	5/2+	%A=100, %SF < 6E-11, %24NE < 9.5E-11
234U	2.455e+5 y	0+	%Abundance=0.0055 5, %A=100, %SF=1.64E-9 22, %NE=9E-12 7, %MG=1.4E-11 3
235U	7.038e+8 y	7/2-	%Abundance=0.7200 12, %A=100, %SF=7.0E-9 21, %20NE=8E-10 4
235m1U	25 m	1/2+	%IT=100
236U	2.342e7 y	0+	%A=100, %SF=9.4E-8 4
237U	6.75 d	1/2+	%B=100
238U	4.468e+9 y	0+	%Abundance=99.2745 60, %A=100, %SF=5.45E-5 7, %BB=2.2E-10 7
238m1U	225 ns	0+	

Zjednodušený příklad:

$$N_{235}(t) = N_{235}(0) \cdot e^{-\frac{t}{T_{235}/\ln(2)}}$$
$$N_{238}(t) = N_{238}(0) \cdot e^{-\frac{t}{T_{238}/\ln(2)}}$$
$$\frac{N_{235}(t)}{N_{238}(t)} = \frac{N_{235}(0)}{N_{238}(0)} e^{-\left(\frac{1}{T_{235}/\ln(2)} - \frac{1}{T_{238}/\ln(2)}\right)t}$$
$$\frac{0.7\%}{99.3\%} = 1 \cdot e^{-\left(\frac{1}{0,70 \cdot 10^9 [y]/\ln(2)} - \frac{1}{4,47 \cdot 10^9 [y]/\ln(2)}\right)t [y]}$$

$$t = 5,97 \cdot 10^9 \text{ y}$$

[Uran.nb](#)

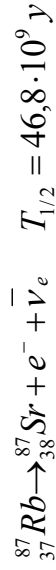
Určování stáří hornin

Metoda Uran-Olovo

^{238}U	miliardy let 4.468	^{206}Pb	<p>-V uranových dolech: olovo vzniklo z uranu, nebzlo tam žádné na začátku, protože se chemicky nesnese s uranem</p> <p>-Stáří Země určeno jako 4,2 miliardy let.</p>
^{235}U	0.704	^{207}Pb	
^{40}K	1.251	^{40}Ar	
^{87}Rb	48.8	^{87}Sr	

Metoda Rubidium-Stroncium

Metoda Rubidium-Stroncium



$$t = 0 : \left(\frac{^{87}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} \right)_{t=0} ; \left(\frac{^{87}\text{Rb}}{^{86}\text{Sr}} \right)_{t=0}$$

$$\left(\frac{^{87}\text{Rb}}{^{86}\text{Sr}} \right)_t = \frac{\left(\frac{^{87}\text{Rb}}{^{86}\text{Sr}} \right)_{t=0} \cdot e^{-\frac{t}{T_{1/2}/\ln(2)}}}{\left(\frac{^{86}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} \right)_{t=0}} = \left(\frac{^{87}\text{Rb}}{^{86}\text{Sr}} \right)_{t=0} \cdot e^{-\frac{t}{T_{1/2}/\ln(2)}}$$

$$\left(\frac{^{87}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} \right)_t = \frac{\left(\frac{^{87}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} \right)_{t=0} + \left(\frac{^{87}\text{Rb}}{^{86}\text{Sr}} \right)_{t=0} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{1/2}/\ln(2)}} \right)}{\left(\frac{^{86}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} \right)_{t=0}} =$$

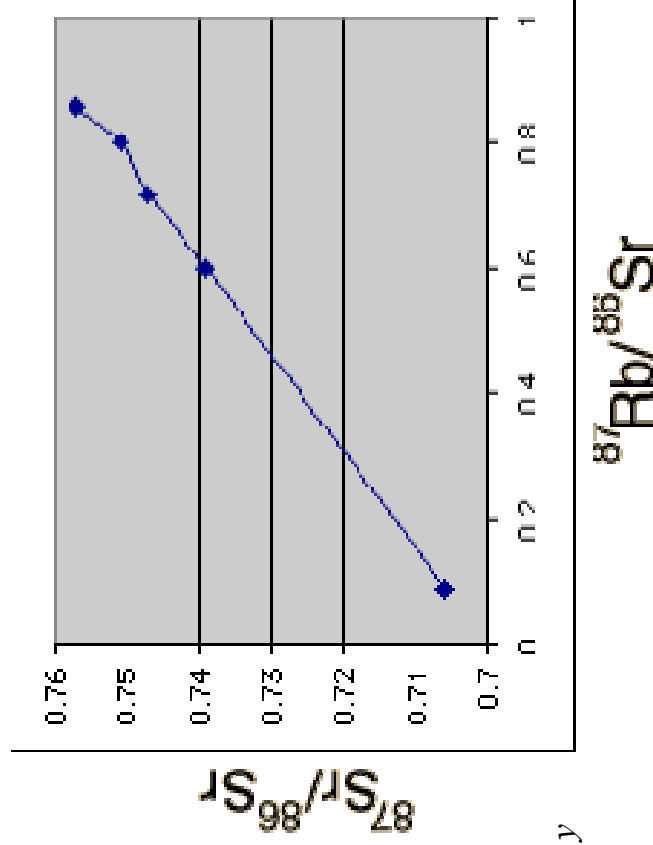
$$\left(\frac{^{87}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} \right)_{t=0} + \left(\frac{^{87}\text{Rb}}{^{86}\text{Sr}} \right)_{t=0} \cdot e^{-\frac{t}{T_{1/2}/\ln(2)}} \cdot \left(e^{\frac{t}{T_{1/2}/\ln(2)}} - 1 \right) =$$

$$\left(\frac{^{87}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} \right)_{t=0} + \left(\frac{^{87}\text{Rb}}{^{86}\text{Sr}} \right)_{t=0} \cdot \left(e^{\frac{t}{T_{1/2}/\ln(2)}} - 1 \right)$$

$$\left(e^{\frac{t}{T_{1/2}/\ln(2)}} - 1 \right) = \frac{0,049}{0,77} \Rightarrow t = \frac{T_{1/2} = 46,8 \cdot 10^9 \text{ y}}{\ln(2)} \ln \left(1 + \frac{0,049}{0,77} \right) = 4,17 \cdot 10^9 \text{ y}$$

Meteorit	$^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}$	$^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$
Modoc	0.86Sr	0.757
Homestead	0.8Sr	0.751
Bruderheim	0.72Sr	0.747
Kyushu	0.6Sr	0.739
Buth Furnace	0.09Sr	0.706

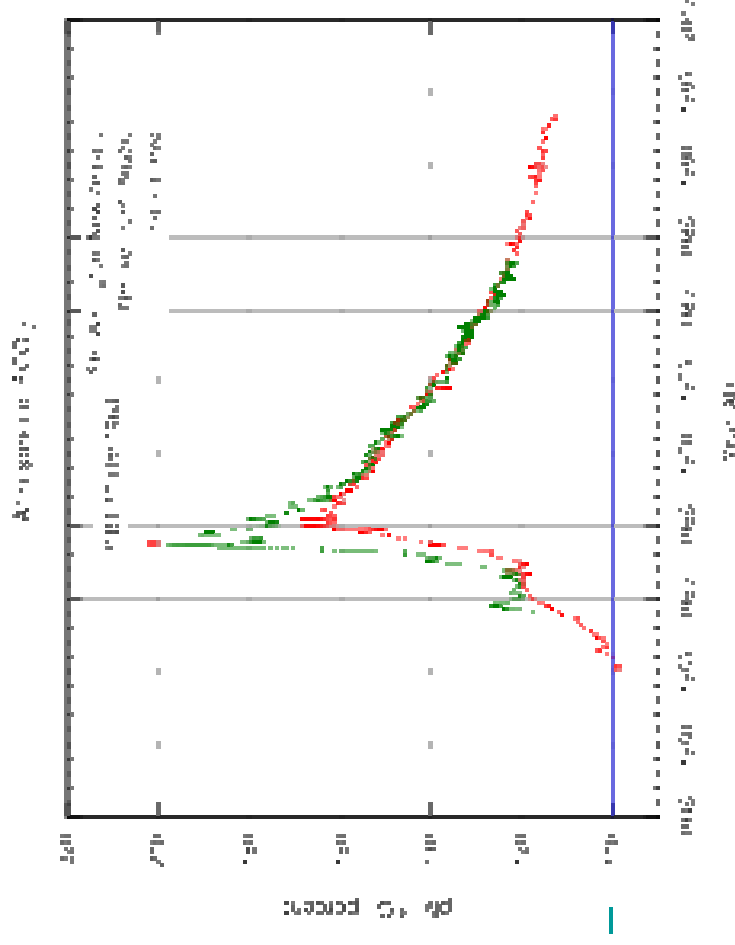
4.6 x 10^9 years



Datování stárí živých organismů pomocí uhlíku 14

- Uhlík 14 tvoří CO2 a ten se dostává do zelených rostlin
- Živočiškové, kteří se živí zelenými rostlinami a-nebo jinými živočichy, kteří požívají zelenou stravu dostávají do těla C14, ten je v rovnováze s C12
- Jakmile umřou, začne se obsah C14 v jejich tělech snižovat

Je třeba brát do úvahy změny obsahu uhlíku 14 v atmosféře



Atmospheric ^{14}C , [New Zealand](#)[1] and [Austria](#)[2]. The New Zealand curve is representative for the Southern Hemisphere, the Austrian curve is representative for the Northern Hemisphere. Atmospheric nuclear weapon tests almost doubled the concentration of ^{14}C in the Northern Hemisphere [3].



The Nobel Prize in Physics 1961

"for his pioneering studies of electron scattering in atomic nuclei and for his thereby achieved discoveries concerning the structure of the nucleons"



Robert Hofstadter

1/2 of the prize

USA

Stanford University
Stanford, CA, USA

b. 1915
d. 1990

"for his researches concerning the resonance absorption of gamma radiation and his discovery in this connection of the effect which bears his name"



Rudolf Ludwig
Mössbauer

1/2 of the prize

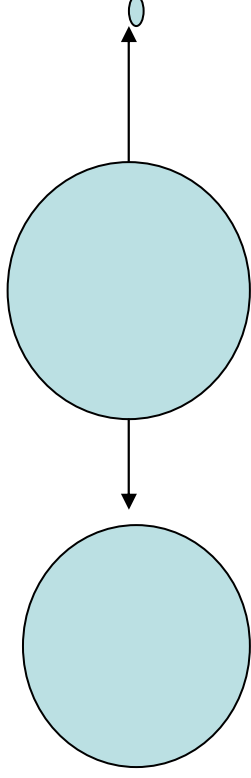
Federal Republic of
Germany

Technical University
Munich, Federal Republic
of Germany; California
Institute of Technology
(Caltech)
Pasadena, CA, USA

b. 1929

Měření šířek gama přechodů a Mössbauerův jev

Při gama přechodu jádro odnáší část energie a tak je energie gama o něco menší

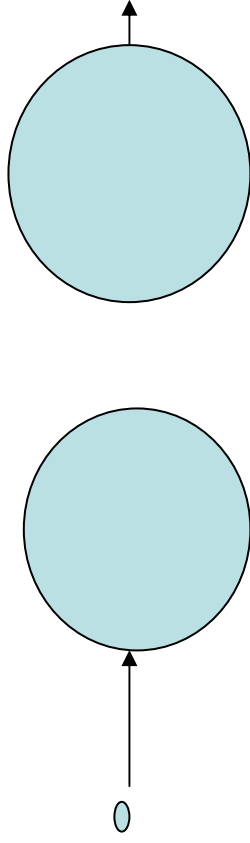


$$(M + E_\gamma) \rightarrow M + E'_\gamma$$

$$E'_\gamma = \frac{(M + E_\gamma)^2 - M^2}{2(M + E_\gamma)} = \frac{2ME_\gamma + E_\gamma^2}{2(M + E_\gamma)} =$$

$$\frac{2E_\gamma(M + E_\gamma) - E_\gamma^2}{2(M + E_\gamma)} = E_\gamma - \frac{E_\gamma^2}{2(M + E_\gamma)}$$

Naopak pro vybuzení jádra do excitovaného stavu je třeba energie o něco málo větší než odpovídá energii gama přechodu

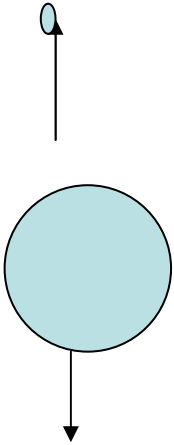


$$E''_{\gamma} + M \rightarrow (M + E_{\gamma})$$

$$(E''_{\gamma} + M)^2 - (E''_{\gamma})^2 = (M + E_{\gamma})^2$$

$$2E''_{\gamma}M = 2E_{\gamma}M + E_{\gamma}^2$$

$$E''_{\gamma} = E_{\gamma} + \frac{E_{\gamma}^2}{2M}$$



$$(M + E_{\gamma}) \rightarrow M + E'_{\gamma}$$

$$E'_{\gamma} = E_{\gamma} - \frac{E_{\gamma}^2}{2(M + E_{\gamma})}$$

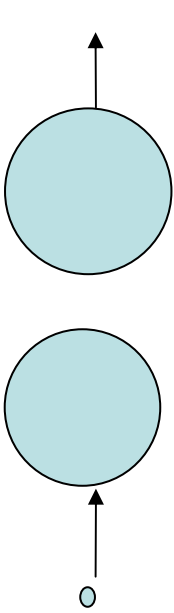
$$({}^{191}_{77}\text{Ir} + 129\text{keV}) \rightarrow + E'_{\gamma}$$

$$M_{{}^{191}_{77}\text{Ir}} = (77 \cdot 938,27 + (191 - 77) \cdot 939,57 - 191 \cdot 8,5)\text{MeV} = 177734\text{MeV}$$

$$E'_{\gamma} - 129\text{keV} = - \frac{(129 \cdot 10^3)^2 \text{eV}^2}{2 \cdot 177734 \cdot 10^6 \text{eV}} = 46,8 \cdot 10^{-3} \text{eV}$$

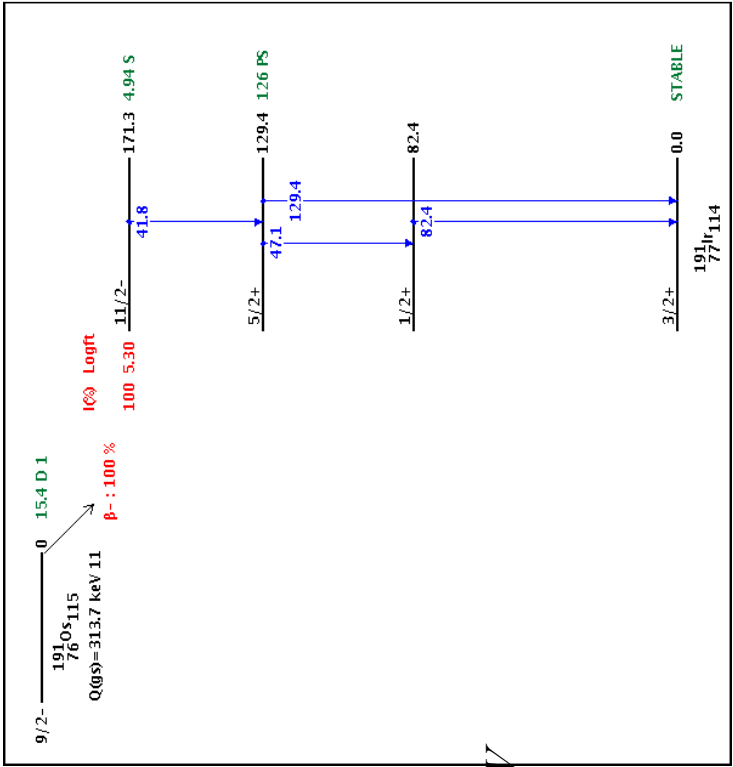
$$E''_{\gamma} - 129\text{keV} = \frac{(129 \cdot 10^3)^2 \text{eV}^2}{2 \cdot (177734 \cdot 10^6 + 129 \cdot 10^3) \text{eV}} = 46,8 \cdot 10^{-3} \text{eV}$$

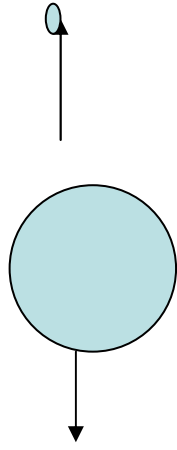
$$\Gamma = \frac{\hbar c}{c \tau} = \frac{\hbar c}{c(T_{1/2} / \ln(2))} = \frac{197 \cdot 10^6 \text{eV} 10^{-13} \text{cm}}{30 \text{cm} / \text{ns} \cdot 0,126 \text{ns} / 0,69} = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{eV}$$



$$E''_{\gamma} + M \rightarrow (M + E_{\gamma})$$

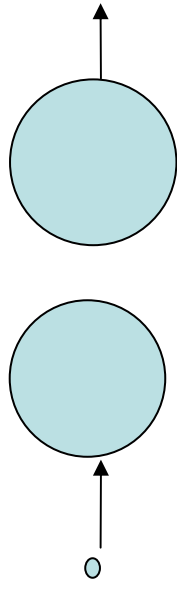
$$E''_{\gamma} = E_{\gamma} + \frac{E_{\gamma}^2}{2M}$$





$$(M + E_{\gamma}) \rightarrow M + E'_{\gamma}$$

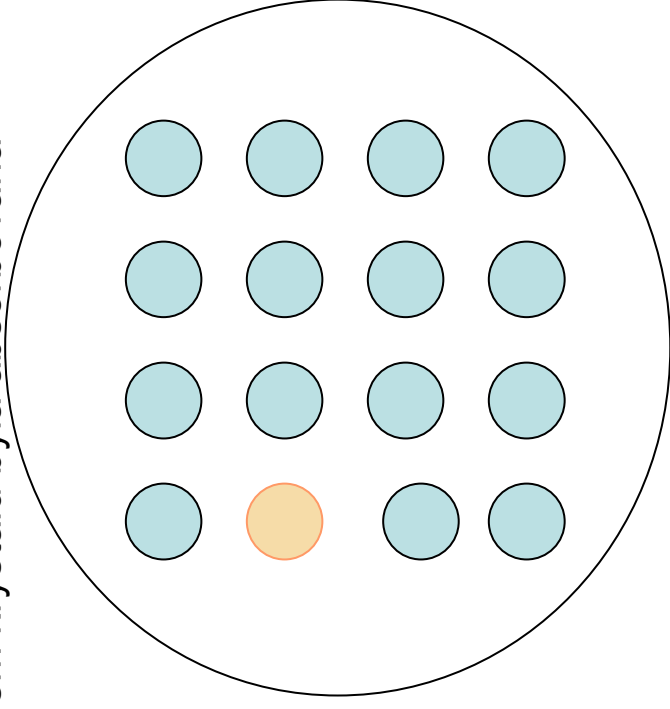
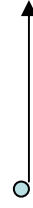
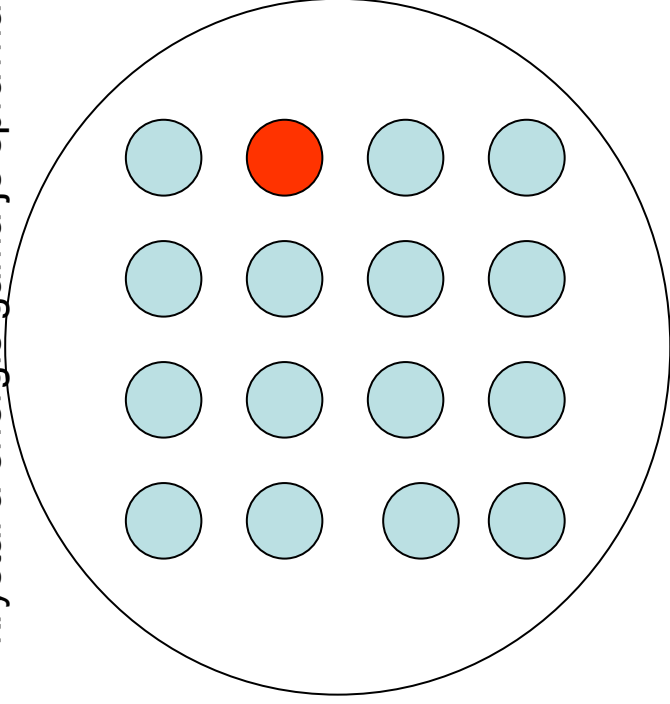
$$E'_{\gamma} = E_{\gamma} - \frac{E_{\gamma}^2}{2(M + E_{\gamma})}$$



$$E''_{\gamma} + M \rightarrow (M + E_{\gamma})$$

$$E''_{\gamma} = E_{\gamma} + \frac{E_{\gamma}^2}{2M}$$

Je-li atom zabudován do krystalu ($M \rightarrow M$ krystal), pak při nízké teplotě je odražen celý krystal a energie gama je správná na to aby v jiném takovém krystalu byla absorbována



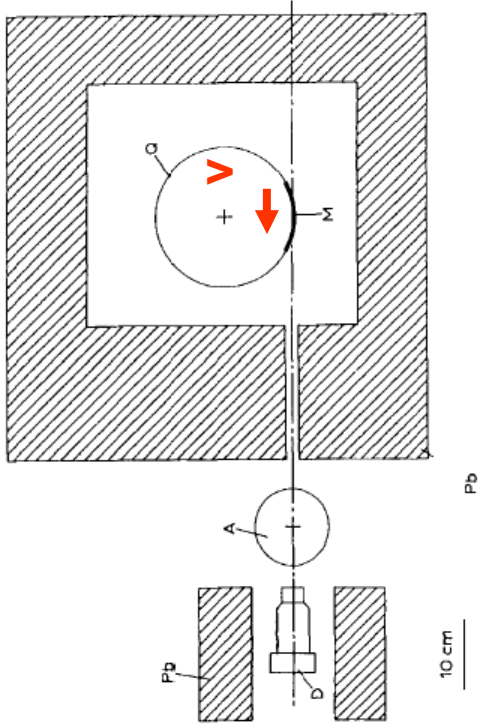


Fig. 7. Experimental arrangement. A, absorber-cryostat; Q, rotating cryostat with source; D, scintillation detector.



$$\Gamma = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$$

$$129 \cdot 10^3 \text{ BeV} = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$$

$$\beta = \frac{3,6 \cdot 10^{-6} \text{ eV}}{129 \cdot 10^3 \text{ eV}} = 2,8 \cdot 10^{-11}$$

$$\nu = 2,8 \cdot 10^{-11} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/s} = 0,84 \text{ cm/s}$$

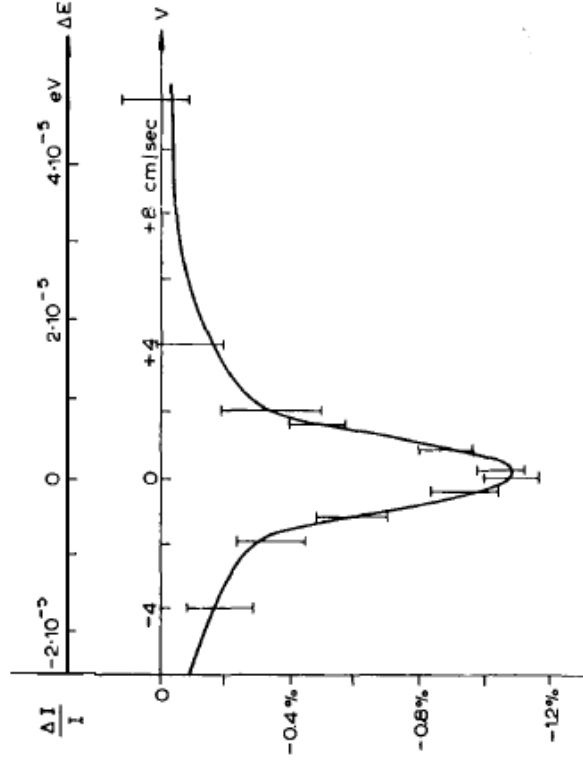


Fig. 8. Relative intensity ratio $\Delta I/I$ of gamma radiation measured behind the resonant iridium absorber, in comparison with intensities measured behind a nonresonant absorber.

Okruhy otázek ke zkoušce

1. Měření rozměrů jader
2. Hmoty jader a vazbová energie
3. Kapkový model jádra, empirická hmotová formule, údolí stability
4. Jaderné síly a jaderný potenciál
5. Slupkový model jádra, magická čísla, spin a parita základních stavů jader
6. Rozpady jader
7. Využití radiace pro datování, měření šířek gama hladin, Mosbauerův jev.
- 8. Interakce záření s prostředím.**
9. Štěpení a fúze jader.

Interakce jaderného záření s prostředím

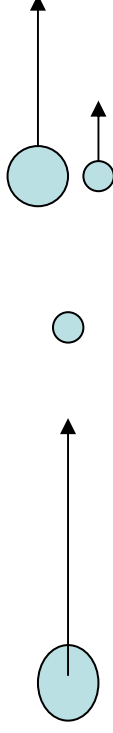
Ionizace – nabité částice

Brzdné záření – elektrony

Interakce gama záření

Tmax

$$\tau_{k,\max} = \frac{2m_e\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma\frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2}$$



Tmin

$$\tau_{k,\min} = I = 10eV \cdot Z$$

Sřední excitační energie – elektrony jsou vázány v atomu a je proto třeba určit minimální energii, abychom se uvolnily z vazby.

$$\frac{d\sigma}{d\tau_k} = 2 \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^2 \frac{1}{(\gamma\beta)^2} m_e \pi r_e^2 \frac{1}{\tau_k^2}$$

$$p = \sigma \cdot \Delta x \cdot \rho \cdot \frac{N_A Z}{A}$$

$$\frac{dp}{d\tau_k} = \Delta x \cdot \rho \cdot \frac{N_A}{A} Z \cdot 2 \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^2 \frac{1}{(\gamma\beta)^2} m_e \pi r_e^2 \frac{1}{\tau_k^2}$$

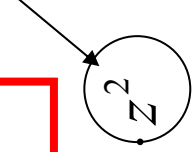
$$\langle \tau_k \rangle = \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \tau_k \frac{dp}{d\tau_k} d\tau_k = \Delta x \cdot \rho \cdot \frac{N_A}{A} Z \cdot 2 \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^2 \frac{1}{(\gamma\beta)^2} m_e \pi r_e^2 \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \tau_k \frac{1}{\tau_k^2} d\tau_k =$$

$$\Delta x \cdot \rho \cdot \frac{N_A}{A} Z \cdot 2 \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^2 \frac{1}{(\gamma\beta)^2} m_e \pi r_e^2 \ln \left(\frac{\tau_{\max}}{\tau_{\min}} \right)$$

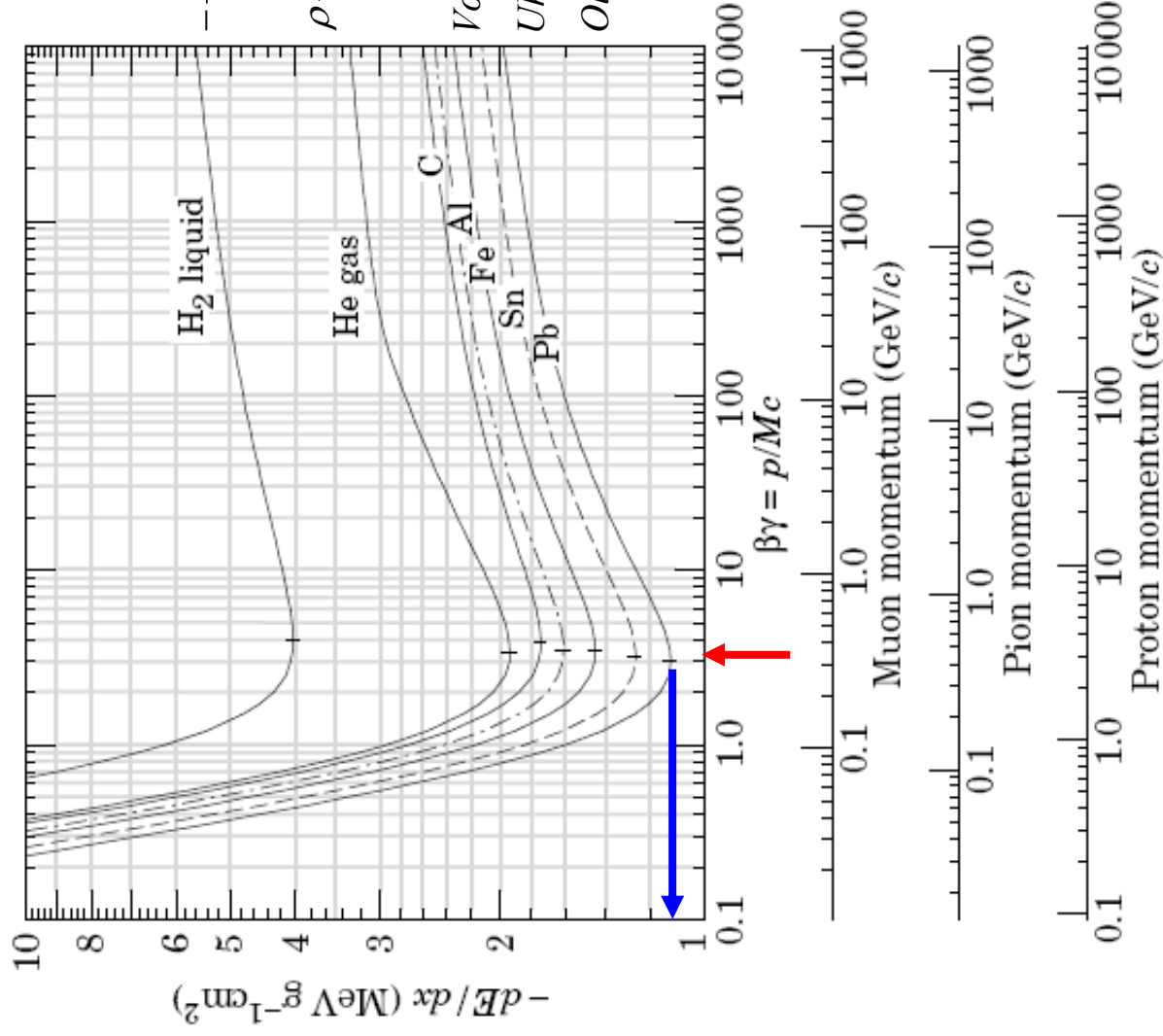
$$-\frac{\Delta T_k}{\Delta x} = \rho \cdot \frac{N_A}{A} Z \cdot 2 \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^2 \frac{1}{(\gamma\beta)^2} m_e \pi r_e^2 \ln \left(\frac{\tau_{\max}}{\tau_{\min}} \right)$$

$$-\frac{\Delta T_k}{\Delta x} = \rho \cdot \frac{N_A}{A} Z \cdot 2 \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^2 \frac{1}{(\gamma\beta)^2} m_e \pi r_e^2 \ln \left(\frac{\tau_{\max}}{\tau_{\min}} \right) \cdot Z^2$$

Pokud má částice
Náboj >1



$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]$$



$$-\frac{dE}{dx} [\text{MeV} / \text{cm}] = \rho [\text{gcm}^{-3}] \cdot 4 [\text{MeV} / (\text{gcm}^{-2})] \left[\frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} - \right]$$

$$\rho \frac{(dE / dx)_{\min}}{\beta^2}$$

$$\text{Vodík} : (dE / dx)_{\min} = 4 \text{MeV} / (\text{gcm}^{-2})$$

$$\text{Uhlík, voda} : (dE / dx)_{\min} = 2 \text{MeV} / (\text{gcm}^{-2})$$

$$\text{Olovo} : (dE / dx)_{\min} = 1,12 \text{MeV} / (\text{gcm}^{-2})$$

Doběh :

$$-\frac{dE}{dx}=\frac{(dE/dx)_{\min}\cdot\rho}{\beta^2}=\frac{(dE/dx)_{\min}\cdot\rho}{(E^2-m^2)/E^2}$$

$$-dE\frac{E^2-m^2}{E^2}=(dE/dx)_{\min}\cdot\rho\cdot dx$$

$$-\int\limits_{E_0}^mdE\left(1-\frac{m^2}{E^2}\right)=(dE/dx)_{\min}\cdot\rho\int\limits_0^Rdx$$

$$-(m-E_0)-m^2\left(\frac{1}{m}-\frac{1}{E_0}\right)=(dE/dx)_{\min}\cdot\rho\cdot R$$

$$E_0-2m+\frac{m^2}{E_0}=(dE/dx)_{\min}\cdot\rho\cdot R$$

$R=$

$$\frac{E_0-m}{(dE/dx)_{\min}\cdot\rho}\cdot\frac{E_0-m}{E_0}=\frac{T_k}{(dE/dx)_{\min}\cdot\rho}\cdot\frac{T_k+m}{T_k+m}$$

$$T_k<<m:$$

$$R=\frac{T_k}{(dE/dx)_{\min}}/\rho\cdot\frac{T_k}{m}\approx T_k^2$$

$$T_k>>m:$$

$$R=\frac{T_k}{(dE/dx)_{\min}}/\rho\approx T_k$$

Interakce elektronů:

Jakož i jiné nabitě částice ionizují, ale mohou předat více energie v jedné srážce a rozptýlí se na velké úhly.

$$T_{k,\max} = \frac{2m_e\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma\frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2}$$

$$M = m_e \Rightarrow T_{k,\max} = \frac{2m_e\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma + 1} = \frac{2m_e\beta^2\gamma^2}{2(1 + \gamma)} = \frac{m_e(\gamma^2 - 1)}{(1 + \gamma)} = m_e(\gamma - 1) = T_k$$

Při energiích $E > E_c = 800 \text{ MeV}/(Z+1.2) \sim 30 \text{ MeV}$ pro železo dominuje brzdné záření – bremsstrahlung

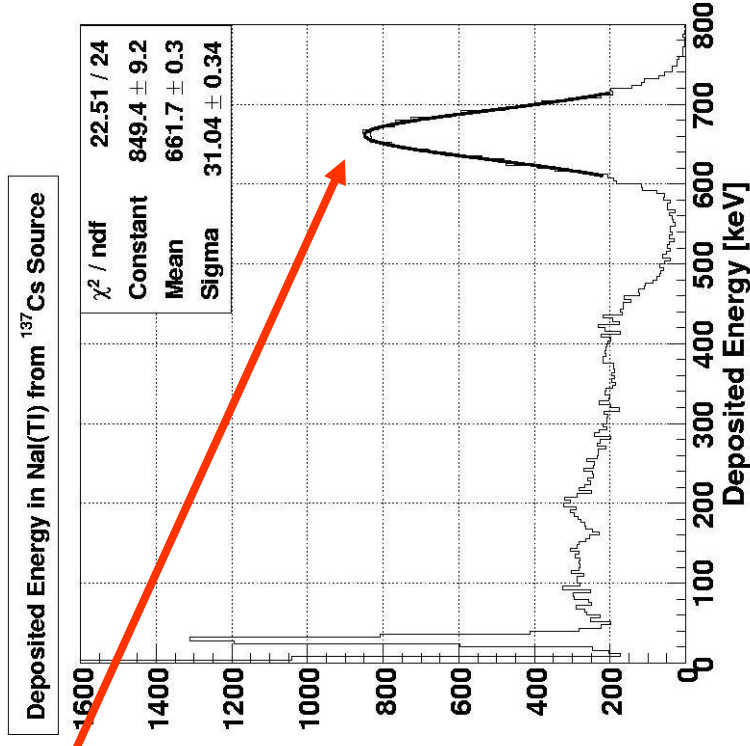
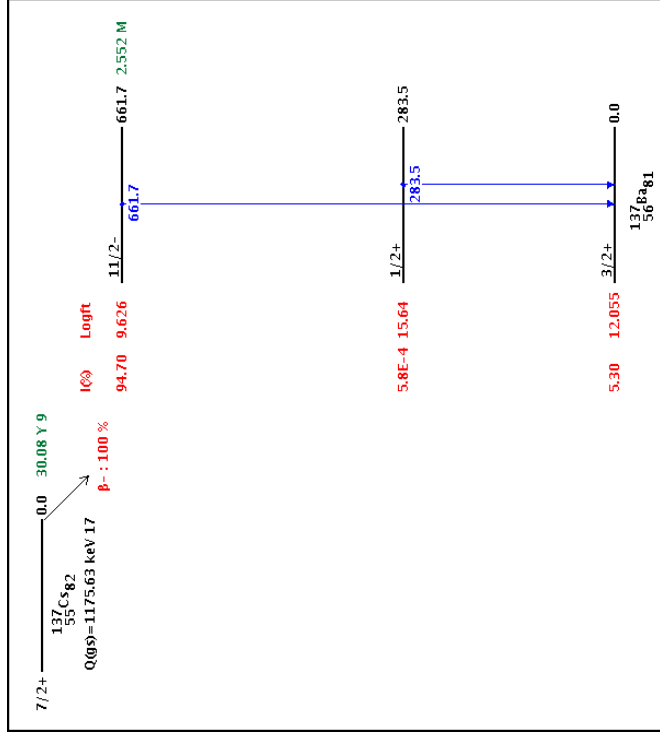
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \Rightarrow E = E_0 e^{-L/X_0}$$

$$X_0(\text{vzduch}) = 304m; X_0(\text{voda}) = 36cm$$

$$X_0(\text{Fe}) = 1,8cm; X_0(\text{Pb}) = 5,6mm$$

Interakce záření gama

Fotoefekt, Comptonův rozptyl, Tvorba párů elektron-positron



Compton :

$$E_\gamma + m_e = E'_\gamma + \sqrt{m_e^2 + p_e^2} \Rightarrow p_e^2 = (E_\gamma - E'_\gamma + m_e)^2 - m_e^2$$

$$E_\gamma = E'_\gamma \cos(\theta) + p_e \cos(\phi)$$

$$E'_\gamma \sin(\theta) = p_e \sin(\phi)$$

$$\Rightarrow p_e^2 = (E_\gamma - E'_\gamma \cos(\theta_\gamma))^2 + (E'_\gamma \sin(\theta_\gamma))^2$$

$$(E_\gamma - E'_\gamma \cos(\theta))^2 + (E'_\gamma \sin(\theta))^2 = (E_\gamma - E'_\gamma + m_e)^2 - m_e^2$$

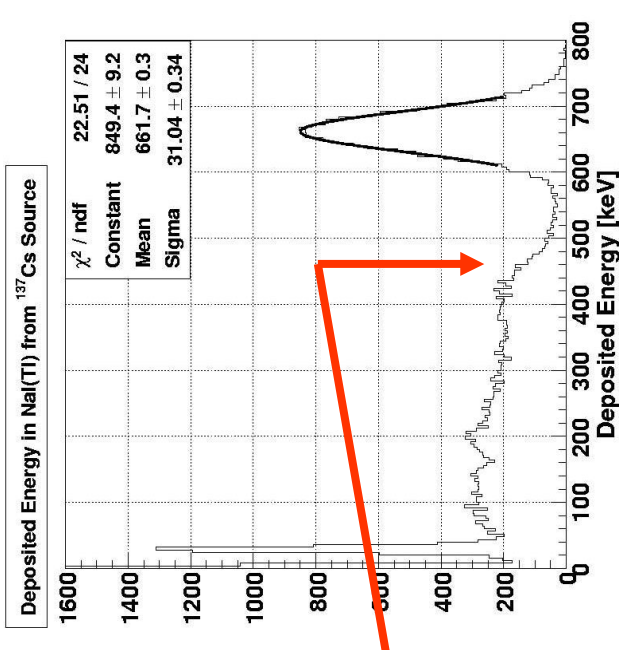
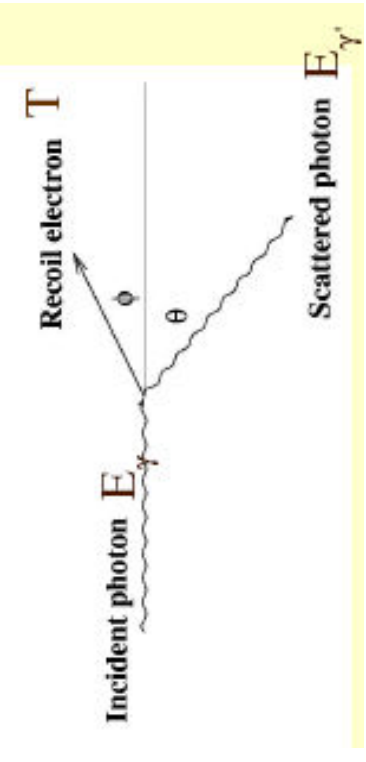
$$E_\gamma^2 - 2E_\gamma E'_\gamma \cos(\theta) + E_\gamma'^2 = E_\gamma^2 + E_\gamma'^2 - 2E_\gamma E'_\gamma + 2m_e E_\gamma - 2E_\gamma m_e$$

$$E'_\gamma (E_\gamma (1 - \cos(\theta)) + m_e) = m_e E_\gamma$$

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e} (1 - \cos(\theta))}$$

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e} (1 - \cos(\theta))} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e} (1 - \cos(\theta))} \frac{E_\gamma}{m_e} (1 - \cos(\theta))$$

$$\Rightarrow \Delta E_{\gamma_{\max}} = E_\gamma \frac{2 \frac{E_\gamma}{m_e}}{1 + 2 \frac{E_\gamma}{m_e}} = \frac{2E_\gamma^2}{m_e + 2E_\gamma}$$



Tvorba elektron-positronových párů

$$\gamma + M \rightarrow M + e^+ + e^-$$

Prahová energie gama:

$$\left(E_{\gamma}^{thr} + M\right)^2 - E_{\gamma}^{thr\,2} = (M + 2m_e)^2$$

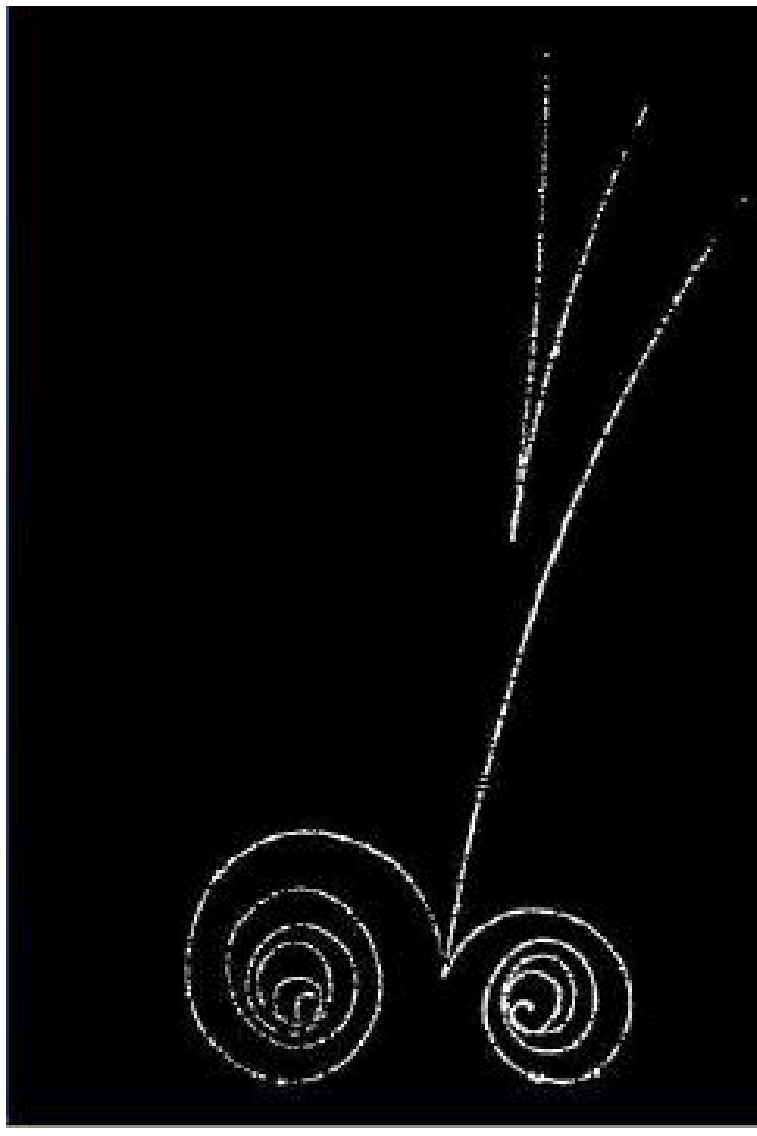
$$2E_{\gamma}^{thr}M = 4m_eM + 4m_e^2$$

$$E_{\gamma}^{thr} = 2m_e \left(1 + \frac{m_e}{M}\right)$$

$$M \gg m_e \Rightarrow E_{\gamma}^{thr} \approx 2m_e$$

$$M = m_e \Rightarrow E_{\gamma}^{thr} = 4m_e$$

$$\gamma + e^- \rightarrow e^- + e^- + e^+$$



$$P(x) = 1 - e^{-\left(\sigma_{\text{fotoefekt}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{pairs}}\right) x \frac{N_A}{A} \rho}$$

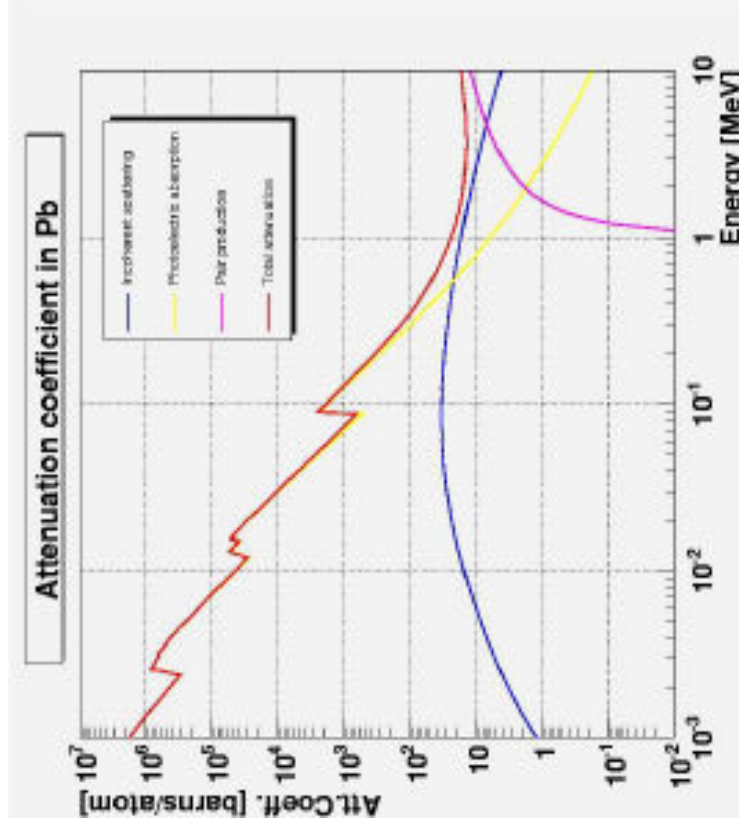
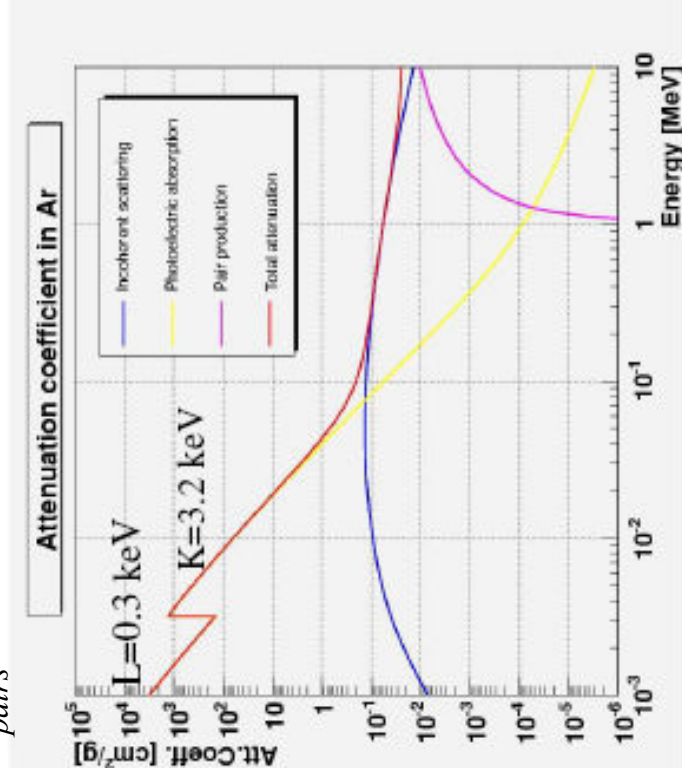
$$I(x) = I_0(1 - P(x)) = I_0 e^{-\left(\sigma_{\text{fotoefekt}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{pairs}}\right) \frac{N_A}{A} \rho x} = I_0 e^{-\mu \rho x}$$

$$\mu = \left(\sigma_{\text{fotoefekt}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{pairs}}\right) \frac{N_A}{A}$$

$$\sigma_{\text{fotoefekt}} \cong Z^{(4-5)}$$

$$\sigma_{\text{Compton}} \cong Z$$

$$\sigma_{\text{pairs}} \cong Z^2$$



Okruhy otázek ke zkoušce

1. Měření rozměrů jader
2. Hmoty jader a vazbová energie
3. Kapkový model jádra, empirická hmotová formule, údolí stability
4. Jaderné síly a jaderný potenciál
5. Slupkový model jádra, magická čísla, spin a parita základních stavů jader
6. Rozpady jader
7. Využití radiace pro datování, měření šířek gama hladin, Mosbauerův jev.
8. Interakce záření s prostředím.
9. **Štěpení a fúze jader.**



The Nobel Prize in Chemistry 1944

"for his discovery of the fission of heavy nuclei"

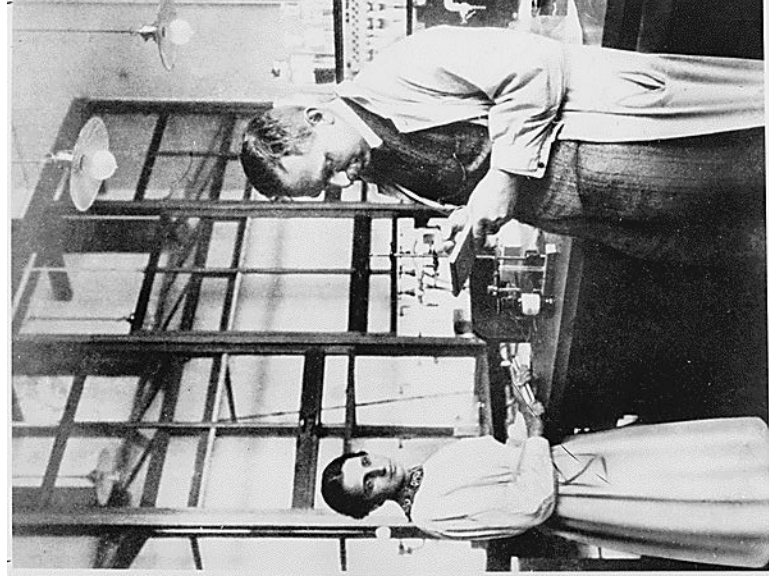


Otto Hahn

Germany

Kaiser-Wilhelm-Institut
(now Max-Planck Institut)
für Chemie
Berlin-Dahlem, Germany

b. 1879
d. 1968



O. Hahn a L. Meitner ozařovali Uran neutrony ve snaze vyrobit prvky těžší než Uran. K velkému překvapení však objevili, že se rodí Barium, tj. že se Uran štěpí na lehčí prvky.

Energie uvolněná při štěpení

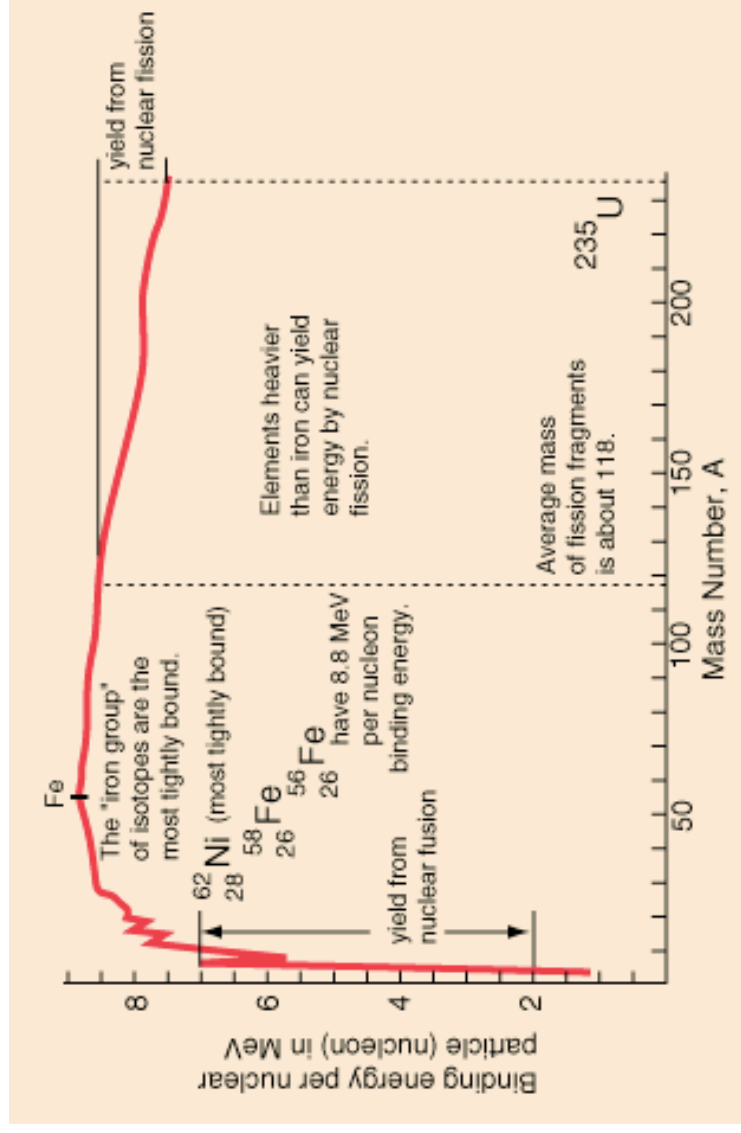
Příklad vznik Ba



$$Q = m_n + 92m_p + 143m_n - B(235,92) -$$

$$(56m_p + 84m_n - B(140,56) + 36m_p + 57m_n - B(93,36) + 3m_n) =$$

$$B(140,56) + B(93,36) - B(235,92) \simeq 160 \text{ MeV}$$



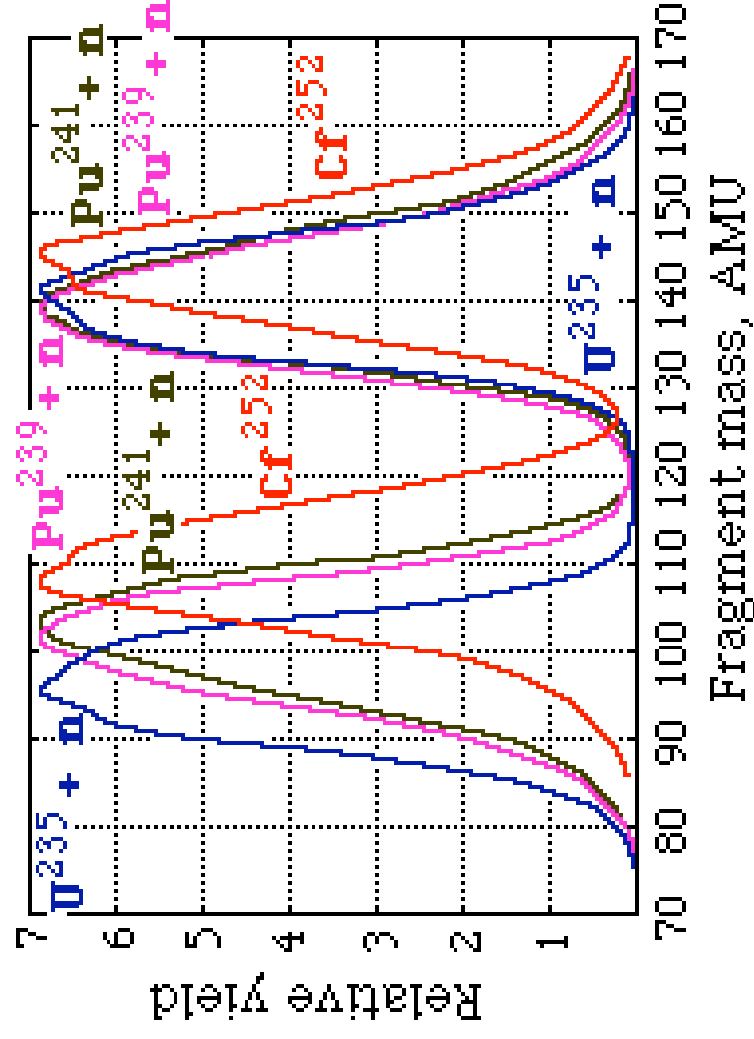
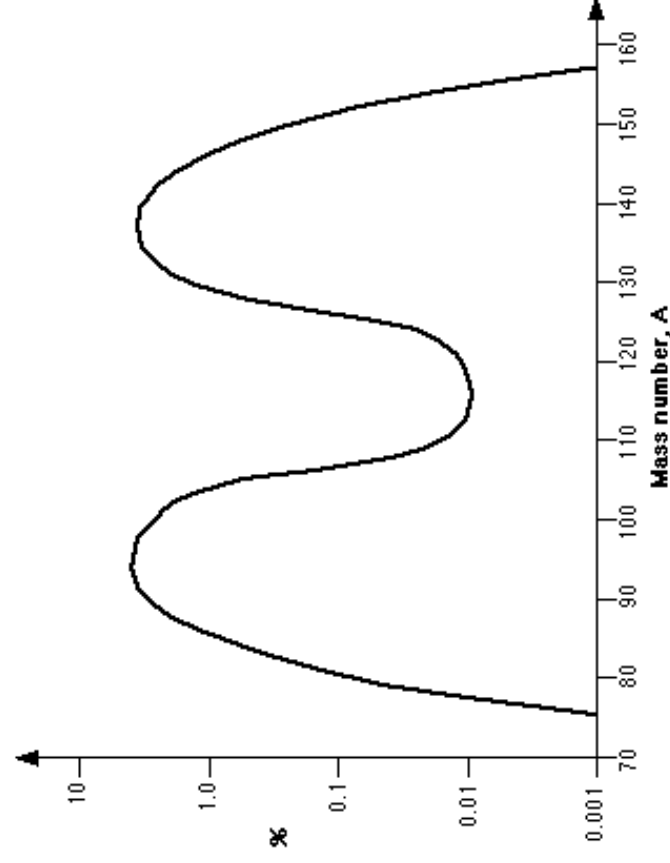
K tomu ještě 5MeV neutrony a 35 MeV radioaktivní rozpady celkem tedy asi 200 MeV

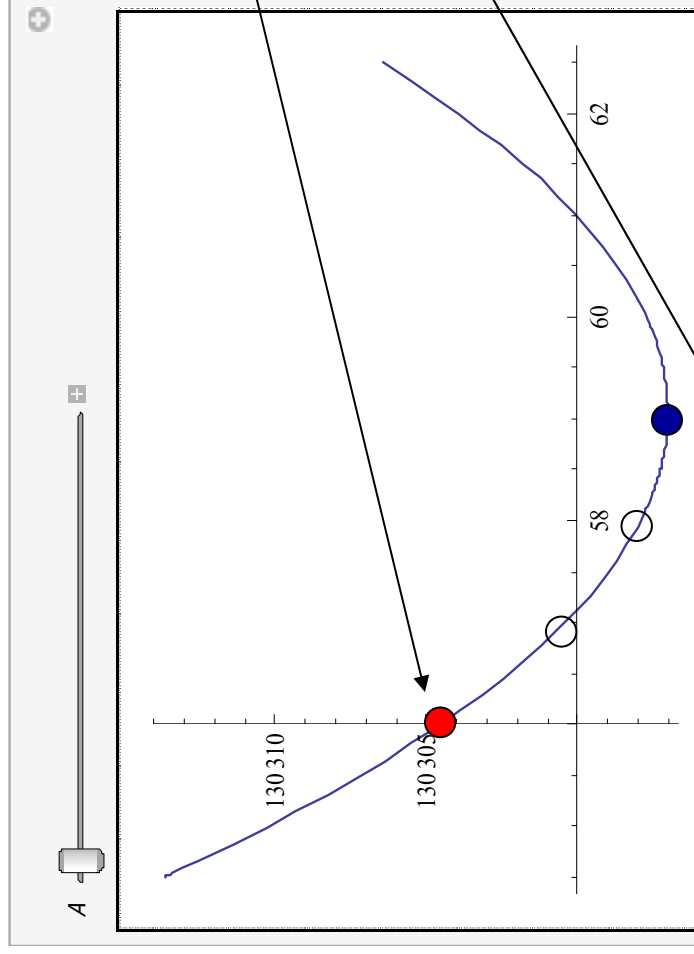
Vzniklá jádra mají příliš mnoho neutronů = nacházejí se mimo údolí stability.

Stabilita je pak dosažena beta-rozpady.

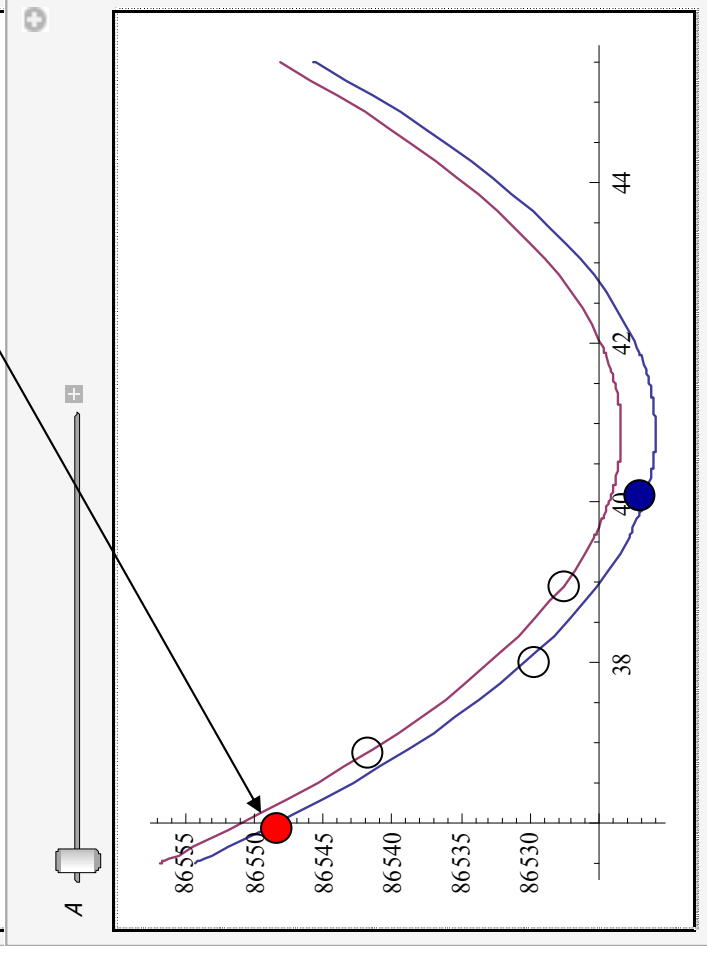
Štěpení je převážně asymetrické, existuje silná tendence produkovat těžké fragmenty s A okolo 140 a 90. Důvodem jsou magická jádra.

Distribution of fission products from Uranium-235





Out[79]=



Out[80]=

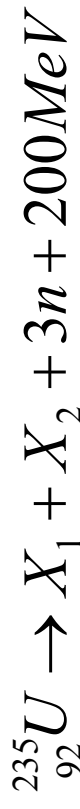
Vzniklá jádra mají příliš mnoho neutronů = nacházejí se mimo údolí stability.
Stabilita je pak dosažena beta-rozpady.

Porovnání chemické a jaderné energie



$$12g \text{ C } 6,023 \cdot 10^{23} \cdot 4,1eV = 6,023 \cdot 10^{23} \cdot 6,56 \cdot 10^{-19} J = 39,5 \cdot 10^4 J =$$

$$395kJ \Rightarrow 1g \text{ C } 32,9kJ$$



$$235g \text{ } {}^{235}_{92}U \cdot 6,023 \cdot 10^{23} \cdot 200MeV = 6,023 \cdot 10^{23} \cdot 200 \cdot 10^6 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} J =$$

$$1930 \cdot 10^{10} J = 19300GJ \Rightarrow 1g \text{ } {}^{235}_{92}U \text{ } 82,1GJ$$

Deformace jader

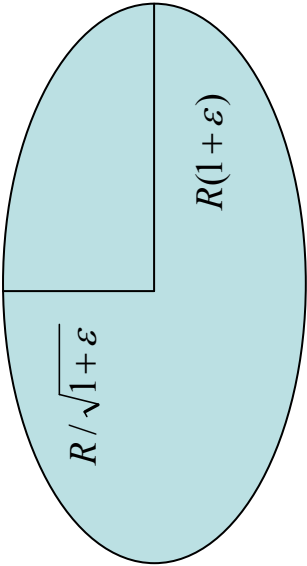
$$V=\frac{4}{3}\pi\left(\frac{R}{\sqrt{1+\varepsilon}}\right)^2R(1+\varepsilon)=\frac{4}{3}\pi R^3$$

$$\left(\frac{x}{R(1+\varepsilon)}\right)^2+\left(\frac{y}{R/\sqrt{1+\varepsilon}}\right)^2=1\Rightarrow y(x)=\sqrt{\frac{R^2}{1+\varepsilon}-\frac{x^2}{(1+\varepsilon)^3}}\,;$$

$$S=4\pi R^2(1+\frac{2}{5}\varepsilon^2)$$

$$R^2\rightarrow R^2(1+\frac{2}{5}\varepsilon^2)$$

$$\frac{1}{R}\rightarrow\frac{1}{R}(1-\frac{1}{5}\varepsilon^2)$$



```

In[115]:= "ELIPSOID"

y[x_]:=Sqrt[R^2/(1+e)-x^2/(1+e)^3]

"OBJEM"
Simplify[Series[(y[x])^2,{e,0,4}],R>0&&x>0&&R>x];
(
  Pi
  Integrate[(%)dx,{-R/(1+e),R/(1+e)}]/(4*Pi*R^3/3)
)
"POVRCH"
Simplify[Series[z[x]Sqrt[1+(D_x y[x])^2],{e,0,4}],R>0&&x>0&&R>x];
(
  2*Pi
  Integrate[(%)dx,{-R/(1+e),R/(1+e)}]/(4*Pi*R^2)
)

Out[115]= ELIPSOID

Out[117]= OBJEM

Out[119]= 1+O(e^5)

Out[120]= POVRCH

Out[122]= 1+2e^2/5-52e^3/105+11e^4/21+O(e^5)

```

$$B(A, Z, \varepsilon) = A \cdot 15,6 \text{ MeV} - A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5} \varepsilon^2 \right) \cdot 17,2 \text{ MeV} - \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{5} \varepsilon^2 \right) \cdot 0,7 \text{ MeV}$$

$$\begin{array}{rcl}
-\frac{1}{A^{1/2}} 12,0 \text{ MeV} & \dots & \text{lichó - lichá} \\
-\frac{(A-2Z)^2}{A} \cdot 23,3 \text{ MeV} + & 0 \dots & \text{lichó - sudá a sudó - lichá} \\
+\frac{1}{A^{1/2}} 12,0 \text{ MeV} & \dots & \text{sudó - sudá}
\end{array}$$

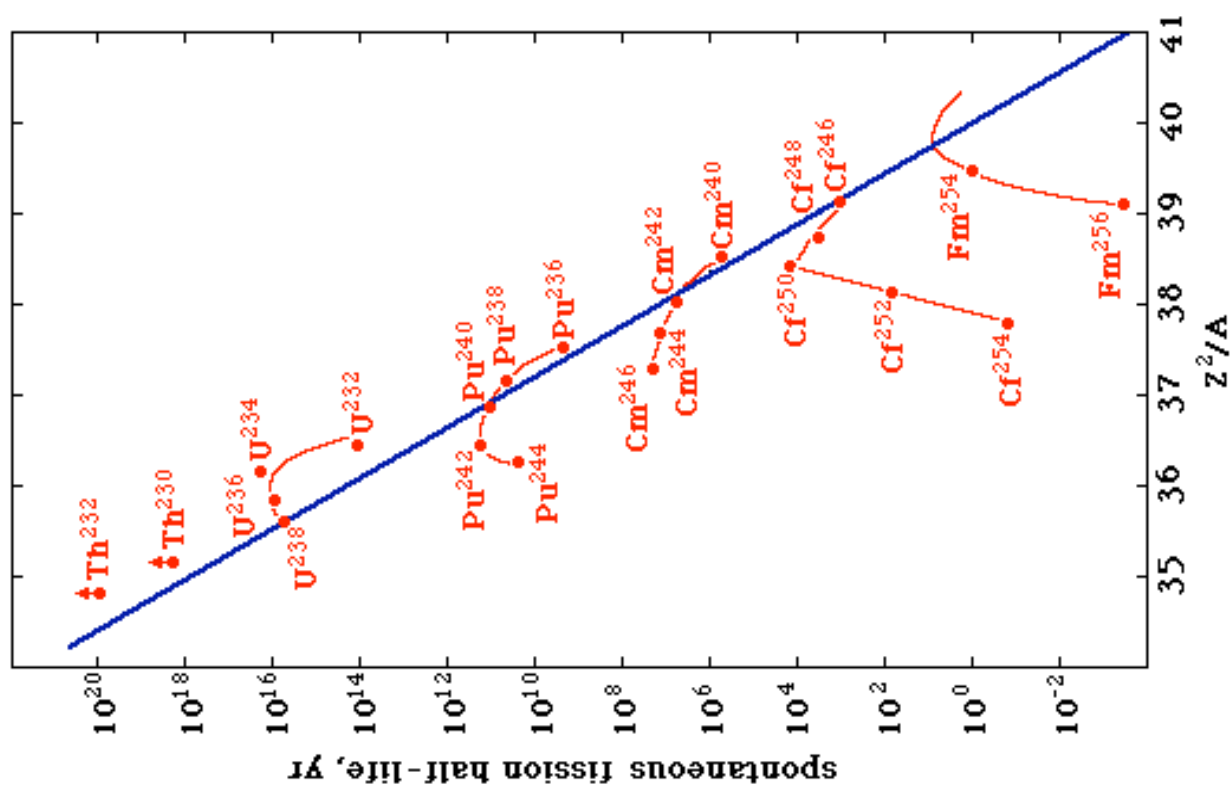
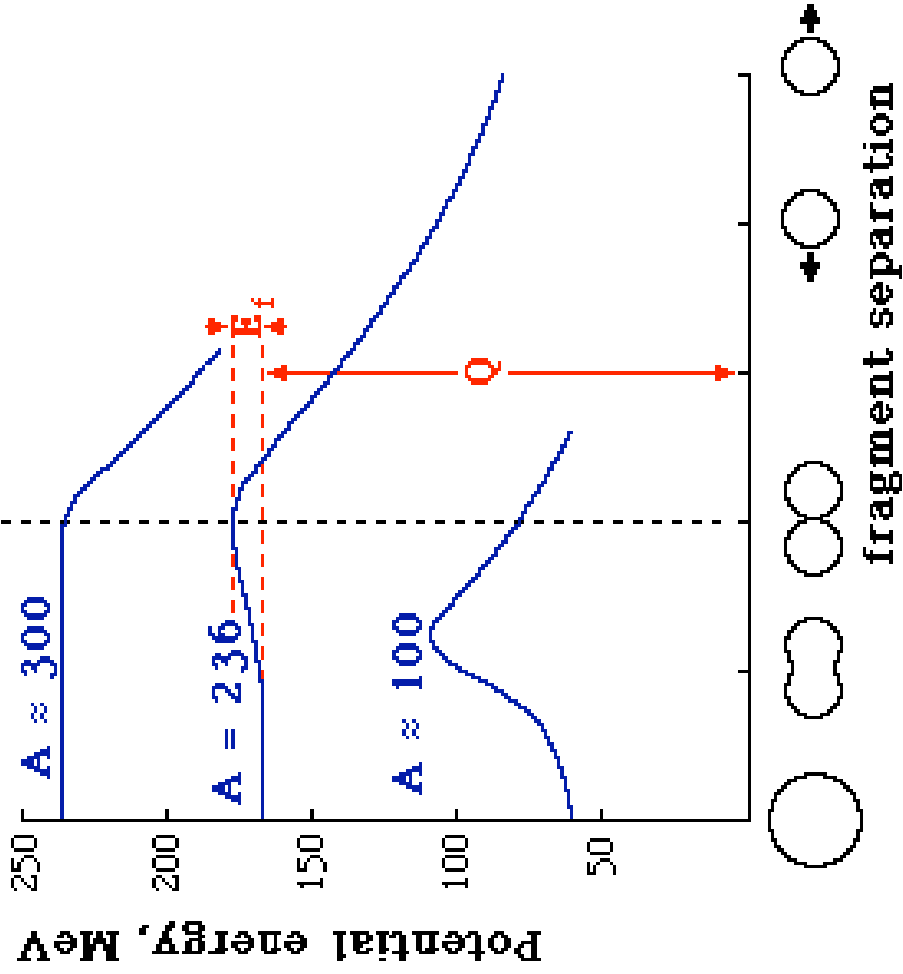
$$B(A, Z, \varepsilon) > B(A, Z, \varepsilon = 0) \Rightarrow \text{Spontánní štěpení}$$

$$-A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5} \varepsilon \right) \cdot 17,2 \text{ MeV} - \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{5} \varepsilon \right) \cdot 0,7 \text{ MeV} > -A^{2/3} \cdot 17,2 \text{ MeV} - \frac{Z^2}{A^{1/3}} \cdot 0,7 \text{ MeV}$$

$$-A^{2/3} \frac{2}{5} \varepsilon \cdot 17,2 \text{ MeV} + \frac{Z^2}{A^{1/3}} \frac{1}{5} \varepsilon \cdot 0,7 \text{ MeV} > 0$$

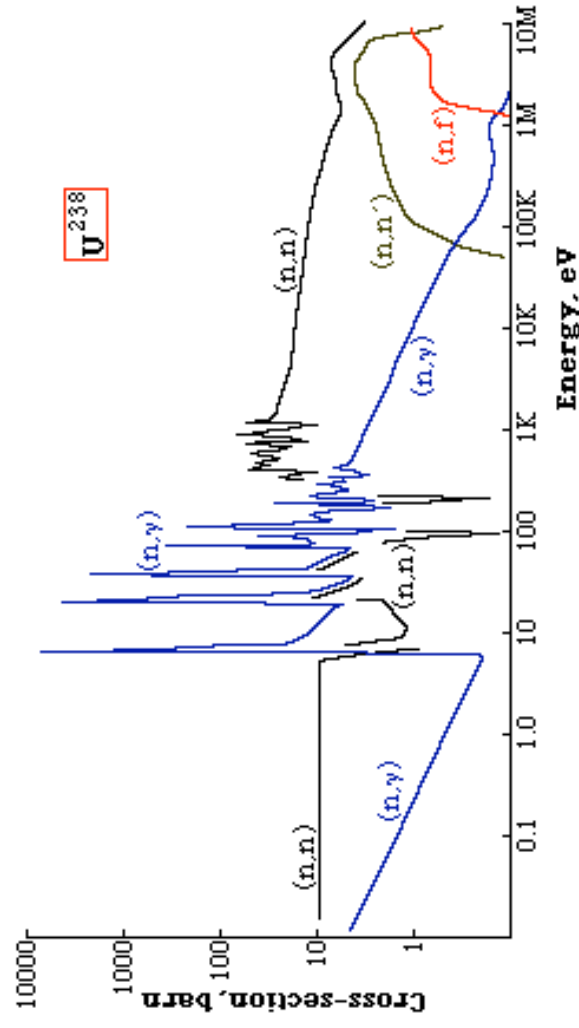
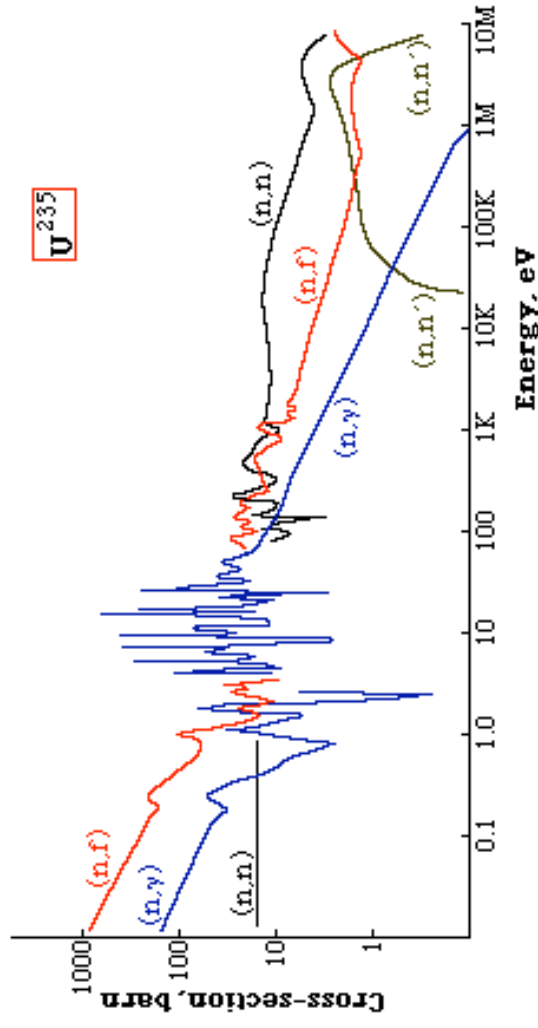
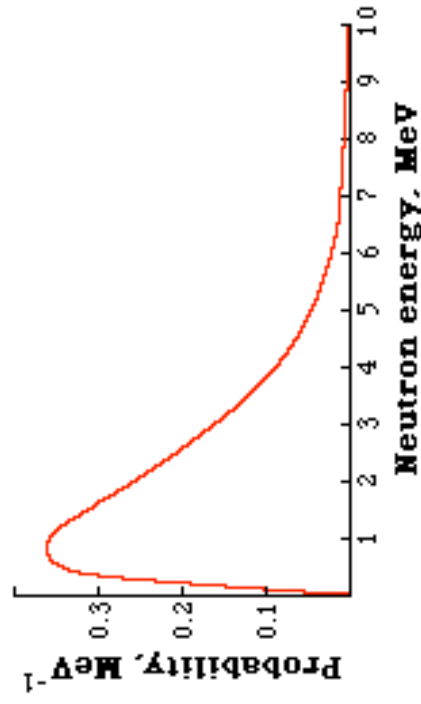
$$\frac{Z^2}{A^{1/3}} \frac{1}{5} \cdot 0,7 \text{ MeV} > A^{2/3} \frac{2}{5} \cdot 17,2 \text{ MeV}$$

$$\frac{Z^2}{A} > \frac{34,4}{0,7} \approx 49$$



Štěpení U235 lze vzvolat záchytem neutronů

Neutrony je třeba zpomalit (moderovat), aby se zvýšila pravděpodobnost štěpné reakce



Chlazení neutronů = zmenšování jejich kinetické energie

$$n + A \rightarrow n + A; \quad p_n = -p_n' + P_A; \quad \frac{p_n^2}{2m_n} = \frac{p_n'^2}{2m_n} + \frac{P_A^2}{2M_A}$$

$$\left(\frac{\Delta T_k}{T_k} \right)_{\max} = \left(\frac{p_n^2}{2m_n} - \frac{p_n'^2}{2m_n} \right) / \left(\frac{p_n^2}{2m_n} \right) = \left(\frac{P_A^2}{2M_A} \right) / \left(\frac{p_n^2}{2m_n} \right) = \frac{P_A^2}{p_n^2} \frac{m_n}{M_A}$$

$$\frac{p_n^2}{2m_n} = \frac{(P_A - p_n)^2}{2m_n} + \frac{P_A^2}{2M_A} \Rightarrow P_A^2 \left(\frac{1}{2M_A} + \frac{1}{2m_n} \right) = \frac{P_A^2}{p_n^2} \Rightarrow \left(\frac{2M_A}{M_A + m_n} \right)^2$$

$$\left(\frac{\Delta T_k}{T_k} \right)_{\max} = \frac{P_A^2}{p_n^2} \frac{m_n}{M_A} = \left(\frac{2M_A}{M_A + m_n} \right)^2 \frac{m_n}{M_A} \approx \frac{4A}{(A+1)^2}$$

$$\left\langle \frac{\Delta T_k}{T_k} \right\rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta T_k}{T_k} \right)_{\max} = \frac{2A}{(A+1)^2}$$

$$T_{k,0} \rightarrow T_{k,1} = T_{k,0} \left(1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \right) \rightarrow T_{k,2} = T_{k,1} \left(1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \right) = T_{k,0} \left(1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \right)^2 \rightarrow \dots T_{k,N} = T_k \left(1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \right)^N$$

$$1 \text{ MeV} \left(1 - \frac{2 \cdot 12}{(12+1)^2} \right)^N = 100 \text{ meV} \Rightarrow (0,858)^N = 10^{-12} \Rightarrow N = \frac{\ln(10^{-12})}{\ln(0,858)} \approx 180$$

$$1 \text{ MeV} \left(1 - \frac{2 \cdot 1}{(1+1)^2} \right)^N = 100 \text{ meV} \Rightarrow (0,5)^N = 10^{-12} \Rightarrow N = \frac{\ln(10^{-12})}{\ln(0,5)} \approx 40$$

Přírodní uran:

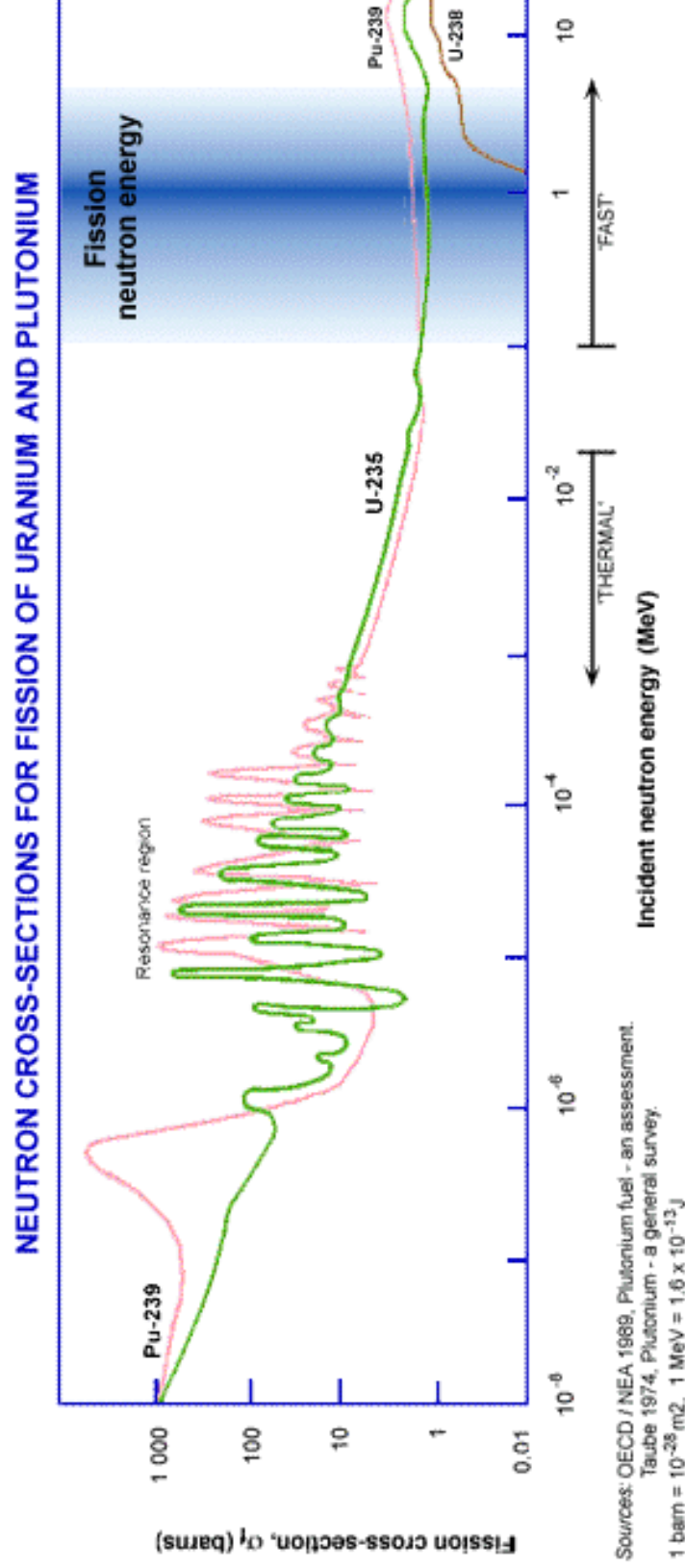
100 neutronů

98 je zachyceno U238 a jen 8 z nich vyvolá štěpení x 3 neutrony = 24 neutronů

2 zbývající štěpí U235 x 3 = 6 neutronů

Tj. ze 100 neutronů bude 30

Přírodní uran je nutné obohatit, tj. zvýšit v něm zastoupení U235, přibližně na 4%. To se dělá pomocí např. pomocí odstředivek.



Jaderné reakce



$$Q = M_a + M_A - (M_b + M_B)$$

$$Q > 0$$

Exotermické reakce

$$Q < 0$$

Endotermické reakce



První jaderná reakce objevená Rutherfordem



Chadwickův objev neutronu



Termojaderná fúze – příkladem je Slunce, kde se vodík mění na helium

$$p + p \rightarrow {}^2_1\text{H} + e^+ + \nu_e$$

$$Q = 2m_p - (m_p + m_n - B({}^2_1\text{H}) + m_e) = 2 \cdot 938,27 - (938,27 + 939,57 - 2,2 + 0,511) = 0,4\text{MeV}$$

Neexistuje vázaný stav pp ani nn, pouze pn = deuterium.

$${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He}; Q = 23,8\text{MeV}$$

Ale uvolněná energie je dostatečná na to, aby se přeměnila na odtržení protonu anebo neutronu, takže častěji nastane:

$${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + n; Q = 3,3\text{MeV}$$

$${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p; Q = 4,0\text{MeV}$$

Termojaderná fúze – příkladem je Slunce, kde se vodík mění na helium

Po fúzi deuteria by helium mohlo vzniknout přímo v reakci:

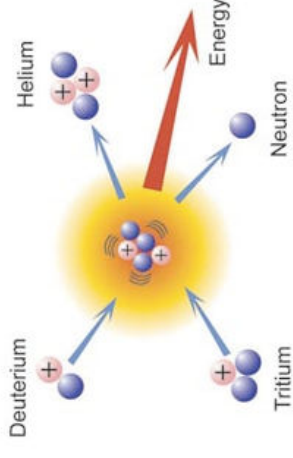


Ale uvolněná energie je dostatečná na to, aby se přeměnila na odtržení protonu anebo neutronu, takže častěji nastane:



Fúzní reaktory

Využití reakce:



$$P_1(E) \approx e^{-\frac{E}{kT}} \quad \text{Maxwell-Boltzman}$$

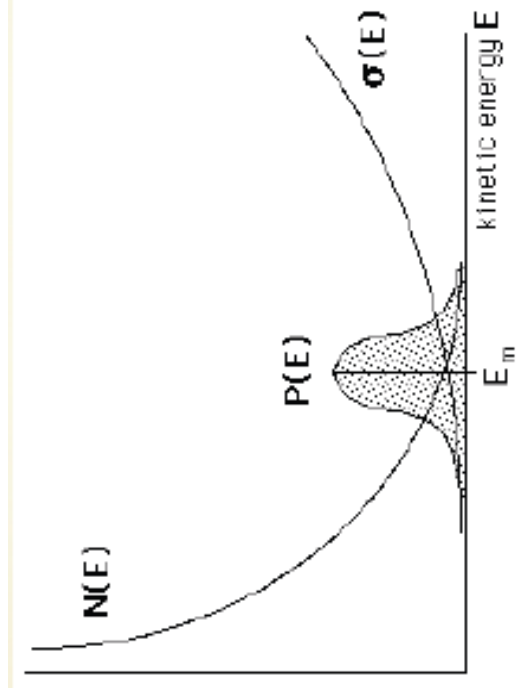
$$P_2(E) \approx e^{-a \int \sqrt{V(x)-E} dx}$$

$$P(E) = P_1(E)P_2(E) \approx e^{-\left(\frac{E}{kT} + a\sqrt{V-E}\right)}$$

$$\frac{d\left(\frac{E}{kT} + a\sqrt{V-E}\right)}{dE} = 0 \Rightarrow \frac{1}{kT} - \frac{a}{2\sqrt{V-E}} = 0$$

Průnik Coulomb. bariery:

$$P_2(E) = e^{-2 \int_R^{R+D} \sqrt{2M(V(x)-E)} \frac{dx}{\hbar c}}$$



$$n_D = n_T = n$$

$$N(t) = n \cdot \sigma \cdot v \cdot t \cdot n$$

$$E(t) = N(t) \cdot Q$$

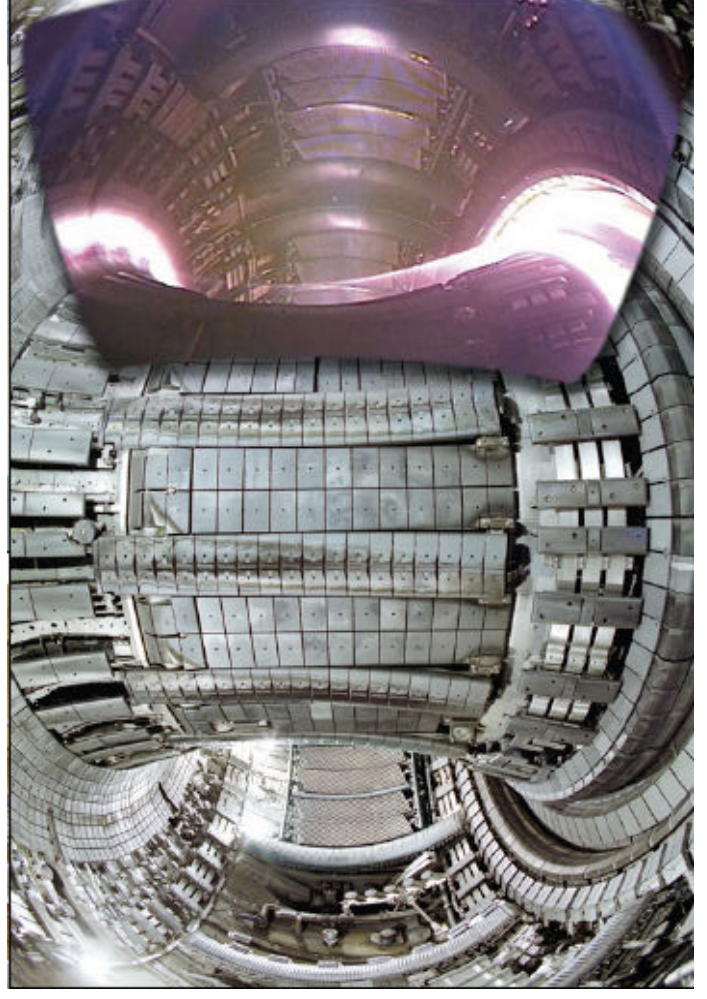
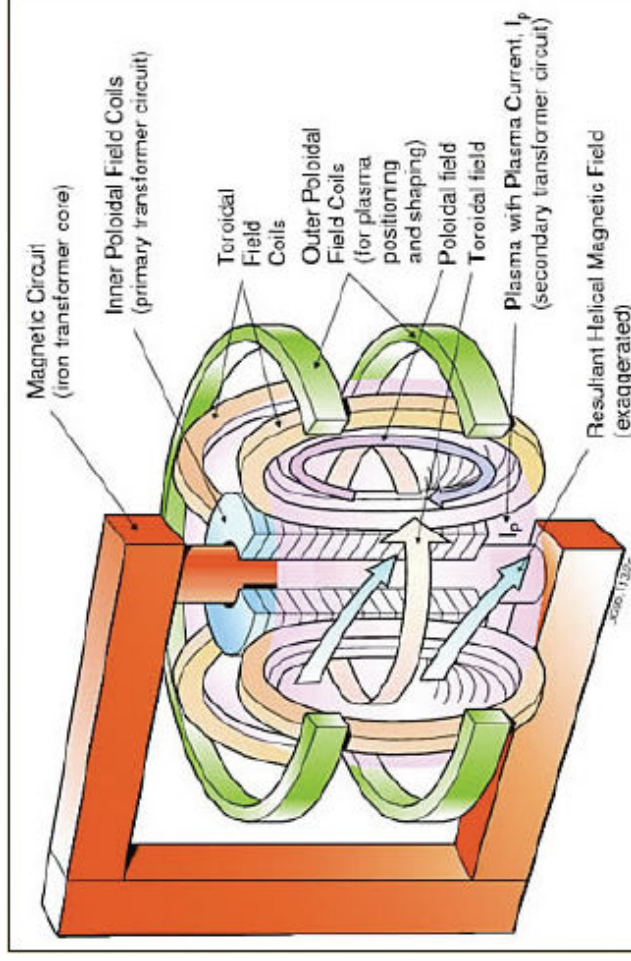
$$E = (n + n) \cdot \frac{3}{2} kT$$

$$E(t) = N(t) \cdot Q > E = (n + n) \cdot \frac{3}{2} kT$$

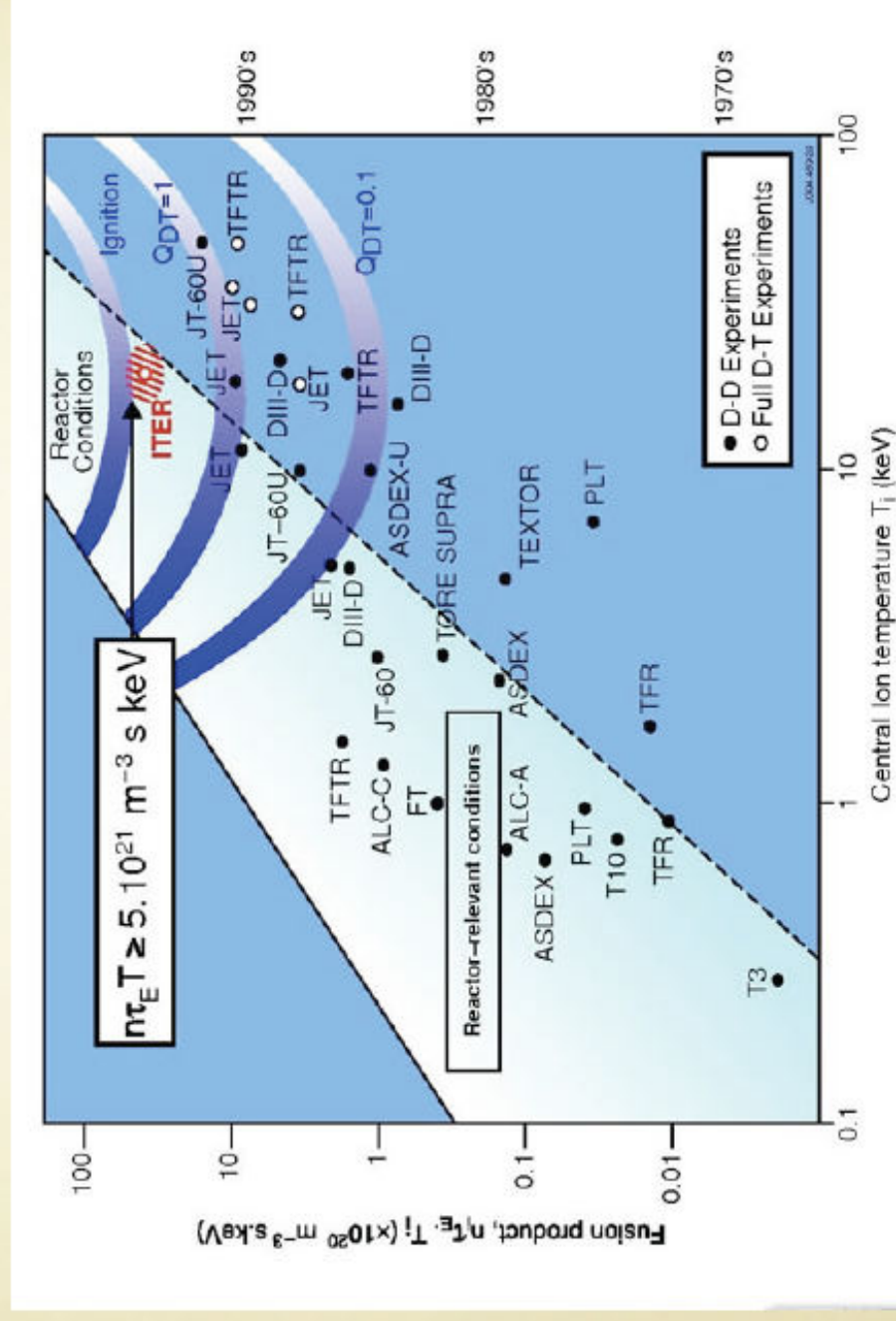
$$n \cdot \sigma \cdot v \cdot t \cdot n \cdot Q > (n + n) \cdot \frac{3}{2} kT$$

$$n \cdot t > \frac{3kT}{\sigma \cdot v \cdot Q}$$

$$n \cdot t > \frac{3kT}{\sigma \cdot v \cdot Q} = \frac{3 \cdot 25 \cdot 10^{-3} \, eV}{10^{-21} m^3 s^{-1} \cdot 17,6 MeV} \frac{1,2 \cdot 10^8 \, K}{300 K} = \frac{3 \cdot 10 keV}{10^{-21} m^3 s^{-1} \cdot 17,6 MeV} = 1,7 \cdot 10^{20} m^{-3} s^1$$



ITER = nový projekt ve Francii. Bude prvním fúzním reaktorem, kde se bude získávat energie.



Okruhy otázek ke zkoušce

1. **Objev nových částic v kosmickém záření**
2. Kvarkový model mezonů a baryonů.
3. Magnetické momenty neutronu a protonu.
4. Oktet pseudoskalárních a nonet vektorových mezonů.
5. Dekuplet a oktet baryonů.
6. Interakce elementárních částic. Sjednocení slabé a elektromagnetické interakce.
7. Nezachování P a CP ve slabých interakcích
8. Leptony, hmoty neutrin, oscilace
9. Kvarky b,c a t.
10. Intermediální bosony W a Z.
11. Kvarky, gluony a barevná interakce.
12. Současné problémy v částicové fyzice.



The Nobel Prize in Physics 1936

"for his discovery of
cosmic radiation"



Victor Franz Hess

1/2 of the prize

Austria

Innsbruck University
Innsbruck, Austria

b. 1883
d. 1964

"for his discovery of
the positron"



Carl David Anderson

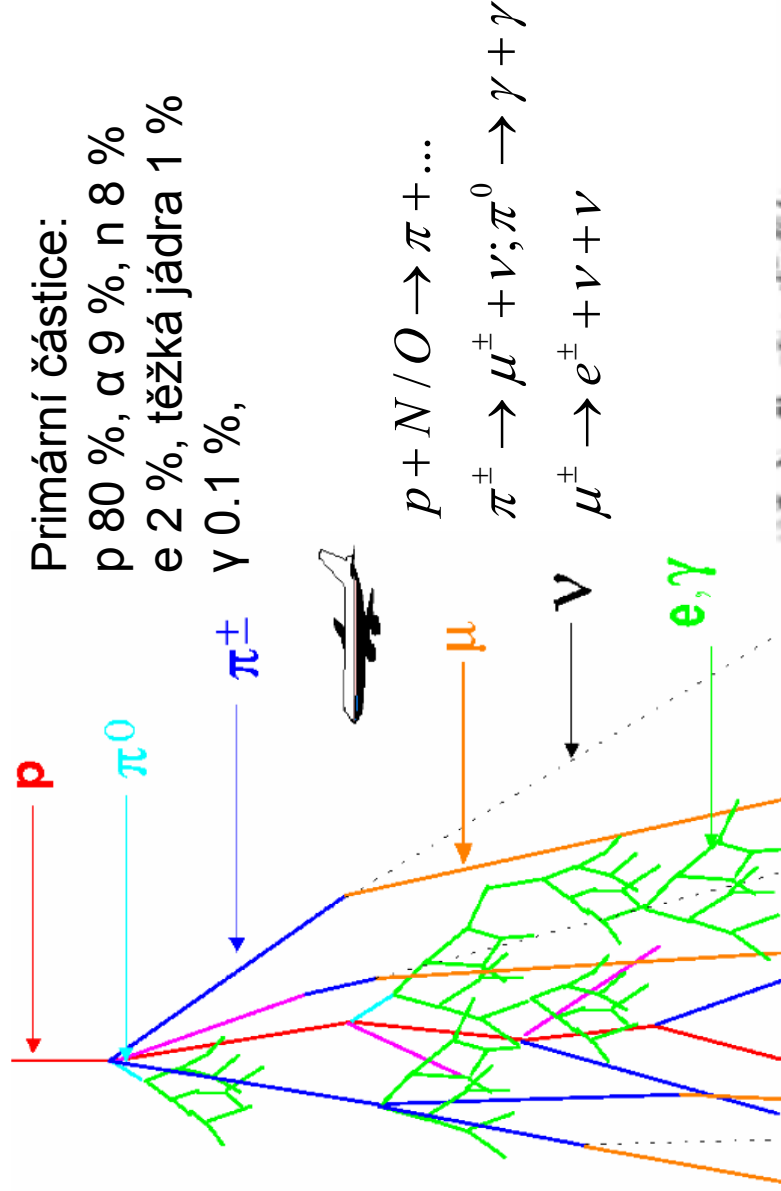
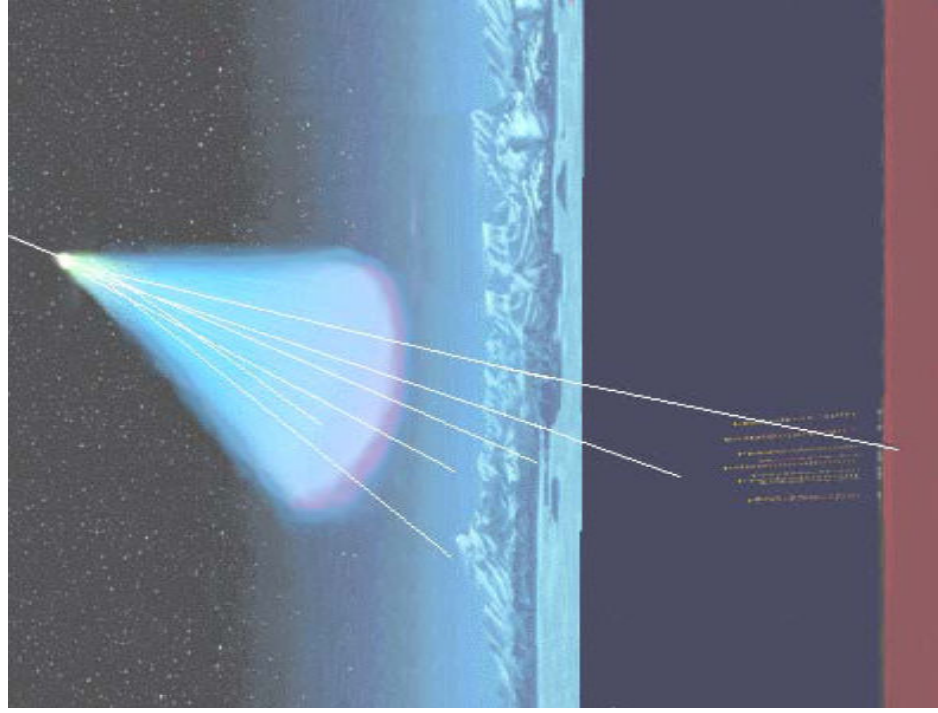
1/2 of the prize

USA

California Institute of
Technology (Caltech)
Pasadena, CA, USA

b. 1905
d. 1991

Kosmické záření:



Sekundární částice

na Zemi:

ν 68 %

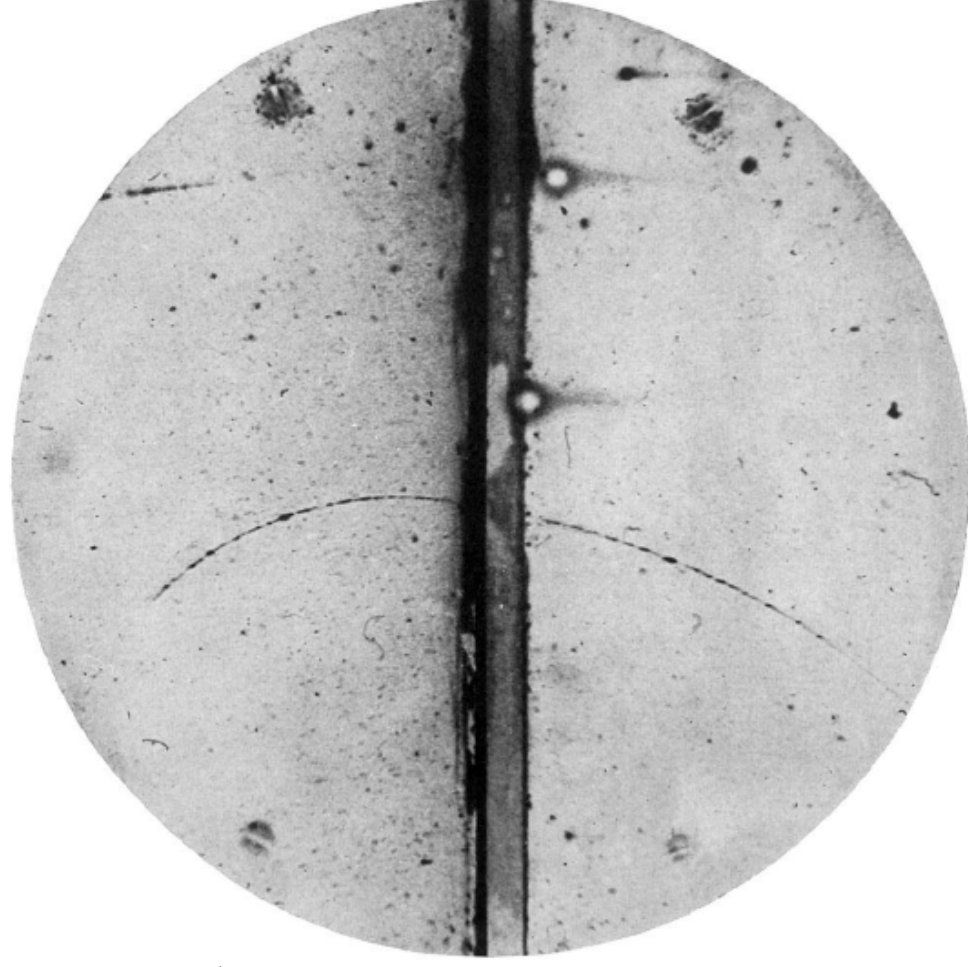
μ 30 %

p, n, π ... 2 %

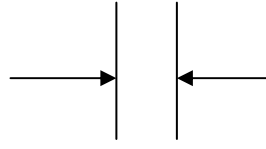


Objev pozitronu, Carl D. Anderson

Kladně nabitá částice.



P=23 MeV



6 mm Pb

P=63 MeV

FIG. 1. A 63 million volt positron ($H\rho = 2.1 \times 10^5$ gauss-cm) passing through a 6 mm lead plate and emerging as a 23 million volt positron ($H\rho = 7.5 \times 10^4$ gauss-cm). The length of this latter path is at least ten times greater than the possible length of a proton path of this curvature.

Yukawův mezon



The Nobel Prize in Physics 1949

"for his prediction of the existence of mesons on the basis of theoretical work on nuclear forces"



Hideki Yukawa

Japan

Kyoto Imperial University
Kyoto, Japan; Columbia
University
New York, NY, USA

b. 1907
d. 1981

Krátký dosah jaderných sil je možné vysvětlit tak, že jsou zprostředkovány výměnou hmotného mezonu:

$$V_J(r) = \alpha_J \frac{\hbar c}{r} e^{-\frac{mr}{\hbar c}}$$

$$\frac{m \cdot 1 \text{ fm}}{\hbar c} \approx 1 \Rightarrow m \approx \frac{\hbar c}{1 \text{ fm}} = 197 \text{ MeV}$$

Takový mezon by měl ineragovat jadernou interakcí

Objev mionu – Street a Stevenson, Anderson a Nedermayer a další

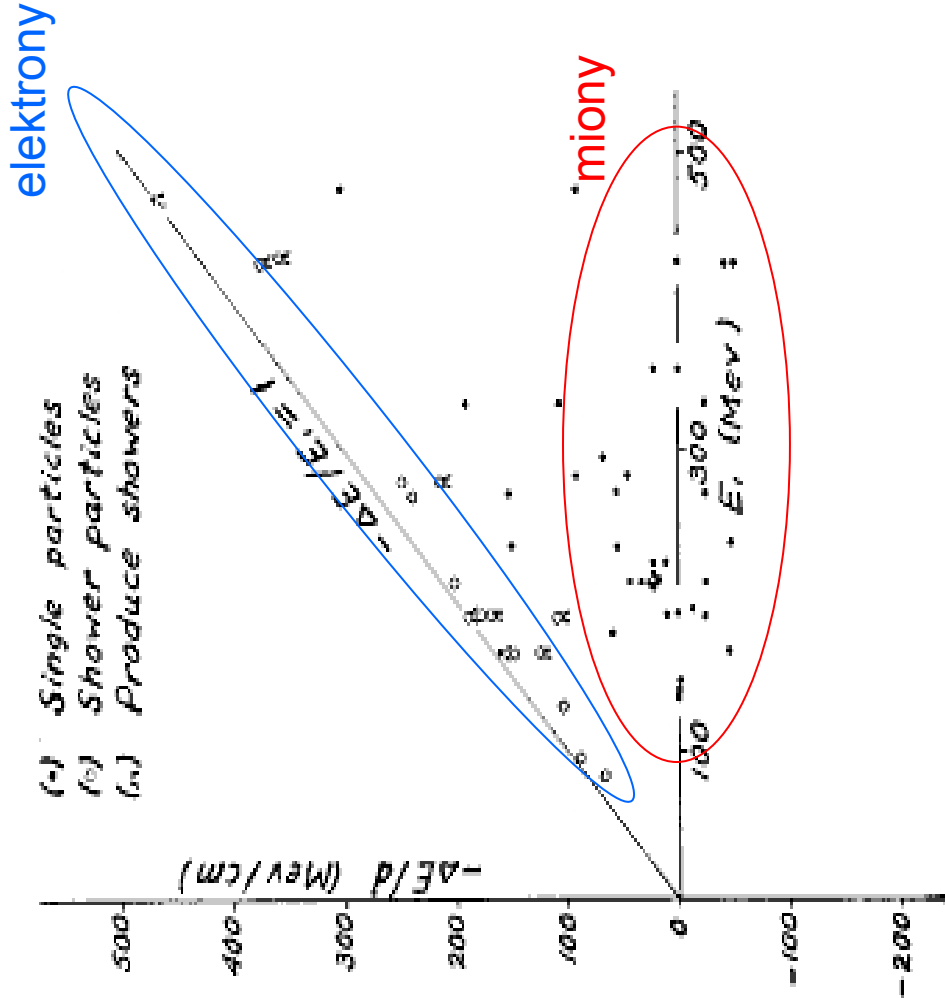


Fig. 1. Energy loss in 1 cm of platinum.

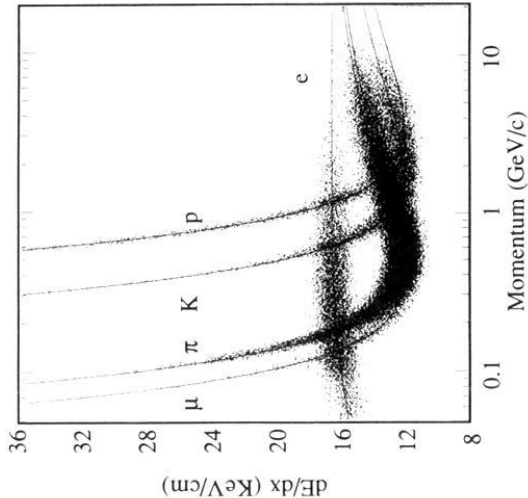


FIG. 2. Distribution in dE/dx vs momentum for particles in althadron events. Lines indicate the predicted average dE/dx as a function of momentum for different species.

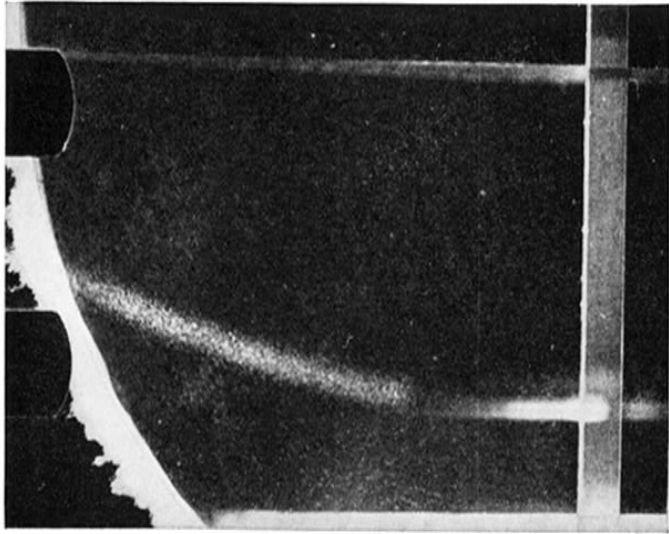


Fig. 3. Track B.

Určení hmoty částice podle měření ionizace a hybnosti

$$dE/dx \approx \frac{1}{\beta^2} \Rightarrow dE/dx = 4(dE/dx)_{\min} \Rightarrow \beta = 1/2$$

$$p = 200 \text{ MeV}$$

$$m \frac{v^2}{r} = e v H \Rightarrow \frac{(mv)^2}{r} = e(mv)H \Rightarrow p = e r H \Rightarrow \frac{pc}{e} = c r H$$

$$p[\text{eV}] = 3 \cdot 10^8 [\text{ms}^{-1}] r[\text{m}] H[\text{T}] \Rightarrow p[\text{GeV}] = 0,3 [\text{ms}^{-1}] r[\text{m}] H[\text{T}]$$

$$p[\text{GeV}] = 0,3 r[\text{m}] H[\text{T}]$$

$$p[\text{MeV}] = 0,3 r[\text{mm}] H[\text{T}]$$

$$p[\text{TeV}] = 0,3 r[\text{km}] H[\text{T}]$$

$$M = \beta \gamma p = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} p = \frac{0,5}{\sqrt{1-0,5^2}} 200 \text{ MeV} = 115,5 \text{ MeV}$$

Určení hmoty částice podle měření doběhu a hybnosti

$$R(\text{ange}) = \frac{1}{\rho \cdot (dE/dx)_{\min}} \frac{T_k^2}{T_k + M} = \frac{1}{\rho \cdot (dE/dx)_{\min}} \frac{\left(\sqrt{p^2 + M^2} - M \right)^2}{\sqrt{p^2 + M^2}}$$

$$R/M = \frac{1}{\rho \cdot (dE/dx)_{\min}} \frac{\left(\sqrt{(p/M)^2 + 1^2} - 1 \right)^2}{\sqrt{(p/M)^2 + 1^2}}$$

Mion ale nebyl mezonem předpovězeným Yukawou, neinteragoval jadernou silou

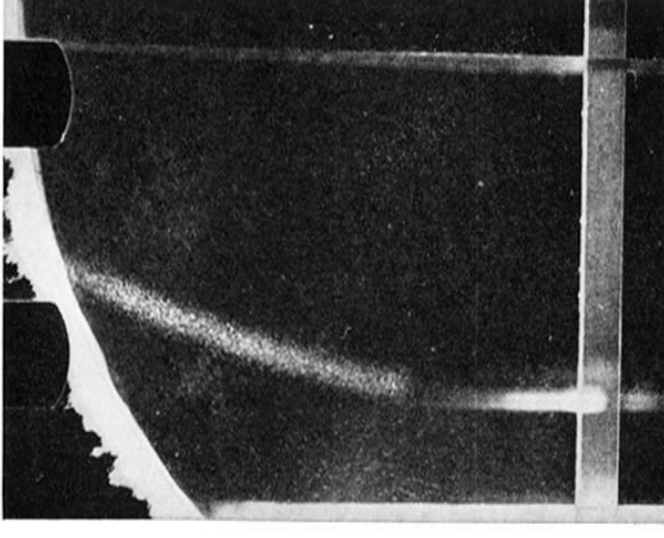


FIG. 3. Track B.

Objev pionu a jeho rozpadu. Mion nebyl pionem předpovězeným Yukawou, tím byl až π mezon, objevený Powelem



The Nobel Prize in Physics 1950

"for his development of the photographic method of studying nuclear processes and his discoveries regarding mesons made with this method"



Cecil Frank Powell

United Kingdom

Bristol University
Bristol, United Kingdom

b. 1903
d. 1969

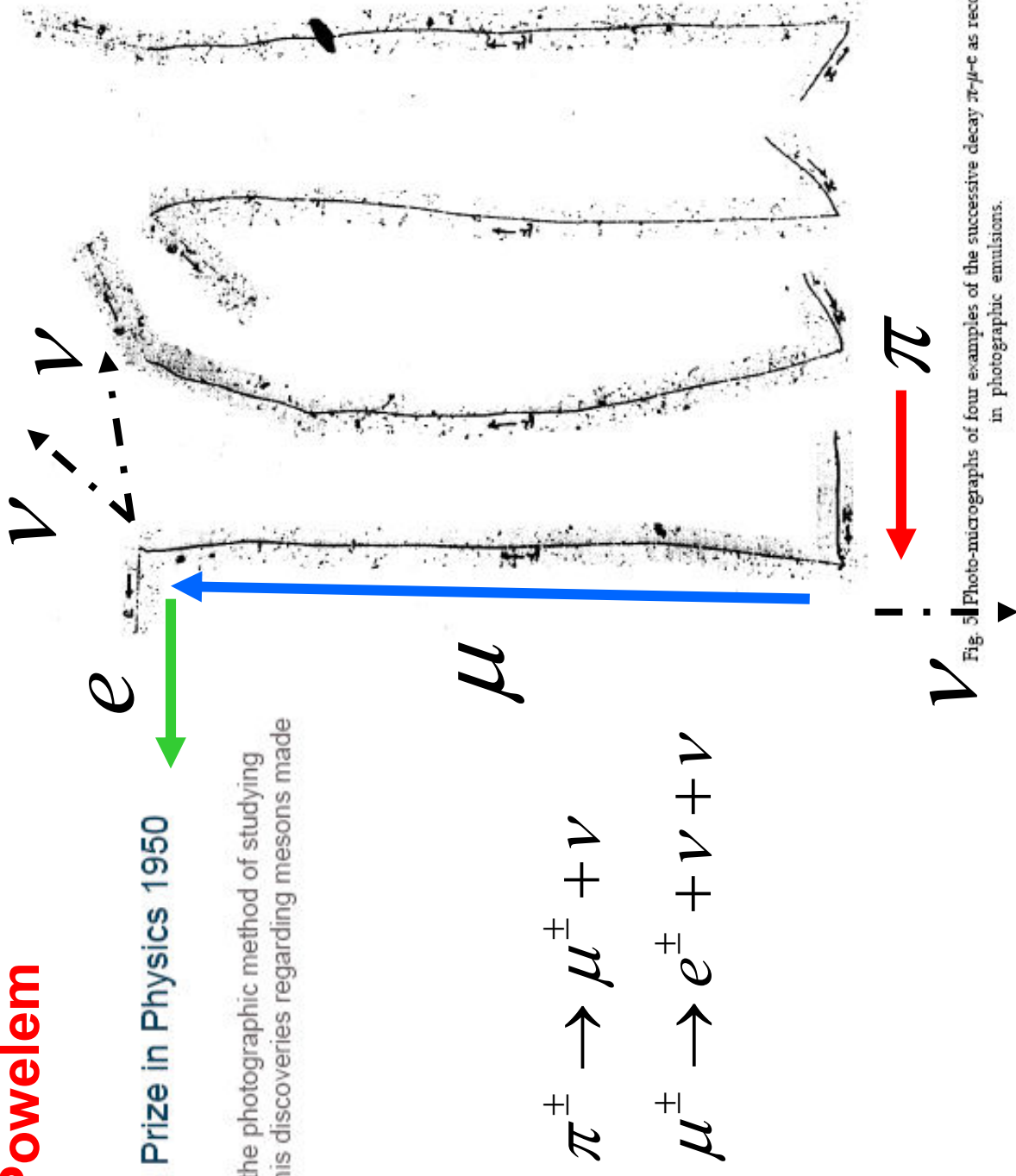
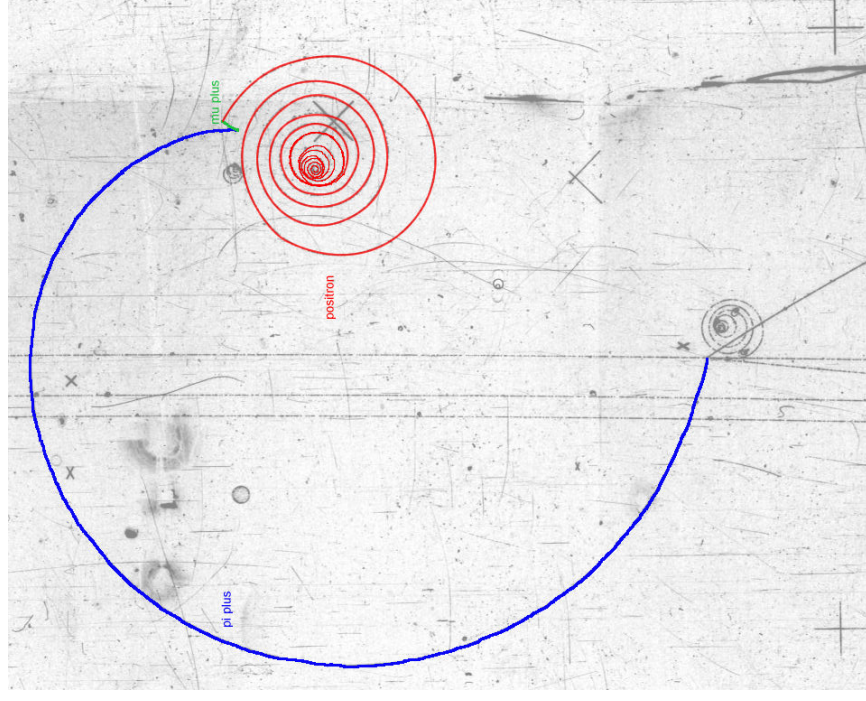


Fig. 5 Photo-micrographs of four examples of the successive decay $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ as recorded in photographic emulsions.

Pion – mion – elektron v bublinové komoře



Louis Leprince-Ringuet a Michel Heritier 1943 objev částice s hmotou M = 550MeV

$$H = 2500G = 0,25T$$

$$r_e = 1,6cm \Rightarrow p_e [MeV] = 0,3H[T]r_e [mm] = 1,2MeV$$

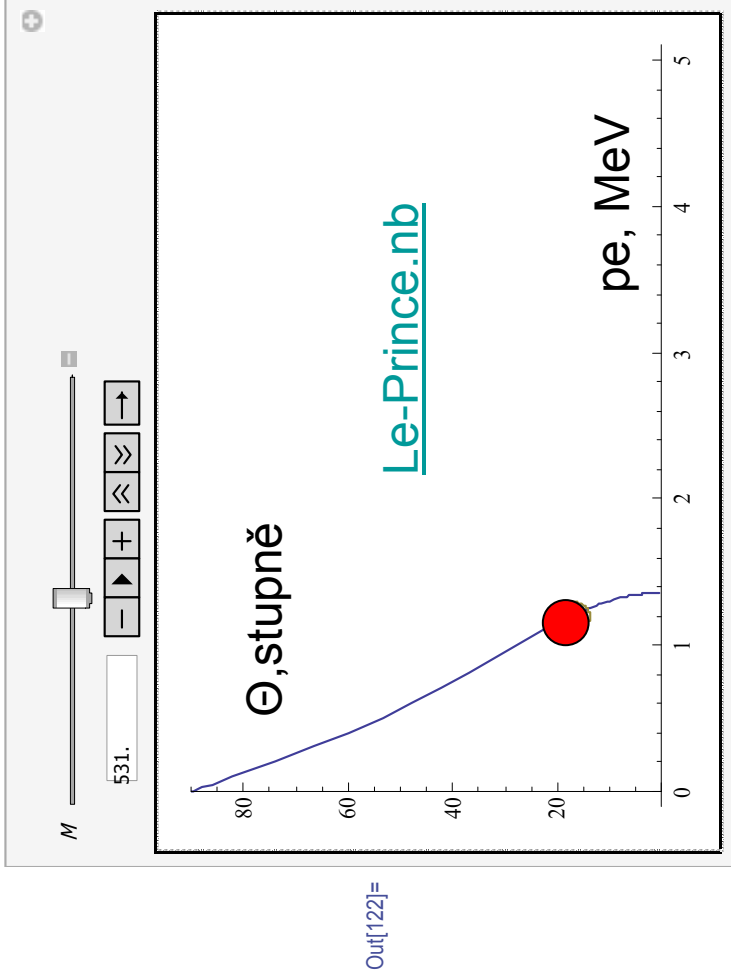
$$Hr_{prim} = 1,7 \cdot 10^6 Gcm \Rightarrow P_{prim} = 0,3H[T]r_{prim} [mm] = 510MeV$$

$$tg(\theta) = 0,32 \Rightarrow \theta = 17,75^\circ$$

$$\sqrt{|\vec{P}_{prim}|^2 + M^2} + m_e = \sqrt{|\vec{P}_{secondary}|^2 + M^2} + \sqrt{|\vec{p}_e|^2 + m_e^2}$$

$$|\vec{P}_{secondary}|^2 = \left(\sqrt{|\vec{P}_{prim}|^2 + M^2} + m_e - \sqrt{|\vec{p}_e|^2 + m_e^2} \right)^2 - M^2$$

$$\vec{P}_{prim} = \vec{P}_{secondary} + \vec{p}_e \Rightarrow |\vec{P}_{prim}|^2 = |\vec{P}_{secondary}|^2 + |\vec{p}_e|^2 + 2|\vec{P}_{secondary}||\vec{p}_e|\cos(\theta)$$



Out[122]=

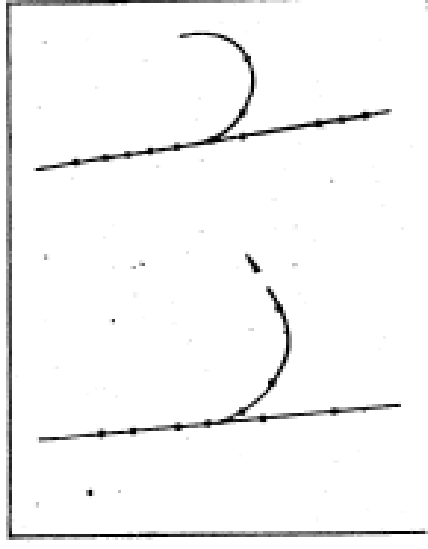
PHYSIQUE NUCLEAIRE. — Existence probable d'une particule de masse 990 m, dans le rayonnement cosmique. Note (*) de MM. Louis LEPRINCE-RINGUET et MICHEL HERITIER.

Nous avons pris, au cours de l'année 1943, dans le laboratoire de L'Argentière (Hautes-Alpes) situé à 1000^m d'altitude, une série de 1000 clichés de trajectoires cosmiques commandées par compteurs. Les rayons, filtrés par 10⁴ cm de plomb, traversaient une chambre de Wilson de 5^m de hauteur, placée dans un champ magnétique H de 2500 gauss environ. Nous nous sommes placés dans les conditions expérimentales les plus favorables [discutées précédemment (*), (*'), (*'')] pour profiter au mieux des clichés de collision entre particules pénétrantes et électrons du gaz de la chambre, dans le but de déterminer la masse au repos de la particule incidente.

Nous avons obtenu une dizaine de clichés intéressants. Le plus remarquable représente une collision dans le gaz pour laquelle d'excellentes conditions sont réalisées : le secondaire fait avec le plan médian de la chambre un angle ζ tel que tan ζ = 0,32 et son rayon de courbure projeté (r^m, δ), ainsi que la flèche dont il s'écarte du primaire sont mesurables avec précision. Le (Hρ) du primaire = 1,7 × 10⁴ gauss × cm. La formule de collision élastique donne pour le primaire, qui est positif, la masse au repos

$$\mu = 990 \pm 15 \% \text{ (limites extrêmes de l'erreur) } (*).$$

La masse ainsi obtenue peut surprendre. Les indications suivantes, qui donnent des garanties de la validité de la mesure, nous ont poussés à publier ce résultat.



Deux stéréoscopiques de la collision.

Dráhy částic a interakce ve Wilsonově mlžné komoře



The Nobel Prize in Physics 1948

"for his development of the Wilson cloud chamber method, and his discoveries therewith in the fields of nuclear physics and cosmic radiation"



**Patrick Maynard
Stuart Blackett**

United Kingdom

Victoria University
Manchester, United
Kingdom

b. 1897
d. 1974

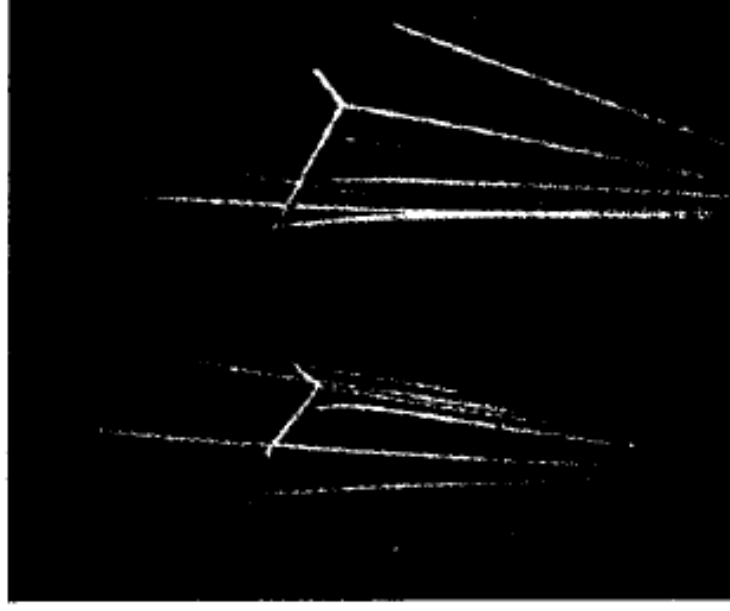
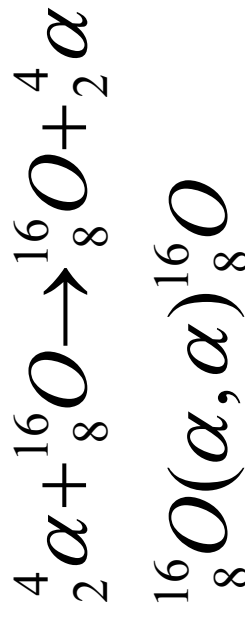


Fig. 1. Elastic collision of alpha particle with an oxygen nucleus.

Podivné částice

Two photographs taken by Rochester and Butler were of exceptional interest in that they seemed to suggest the existence of two new types of particles, one uncharged and one with a positive charge, and both of mass about 900 m . In one, Fig. 15, a forked track was observed in the gas, due to two particles, one positive and one negative with momenta of a few hundred

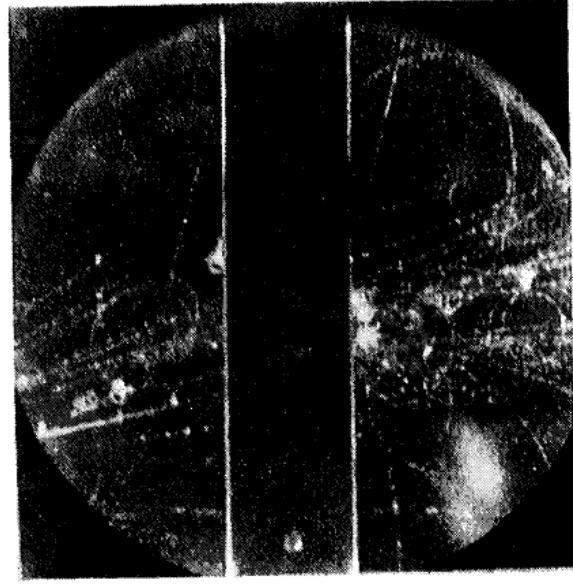


Fig. 15. Penetrating shower with anomalous forked track. A typical, but rare, type of penetrating shower showing several particles penetrating a g-cm lead plate together with some soft electronic component. On the right below the plate is a peculiar forked track, which for reasons given in the text, is considered to represent the spontaneous disintegration of a new type of neutral particle (π -meson) of mass about 900 m into a positive and negative particle of lower mass. $H = 3,500$ gauss. (Rochester and Butler, 1947)

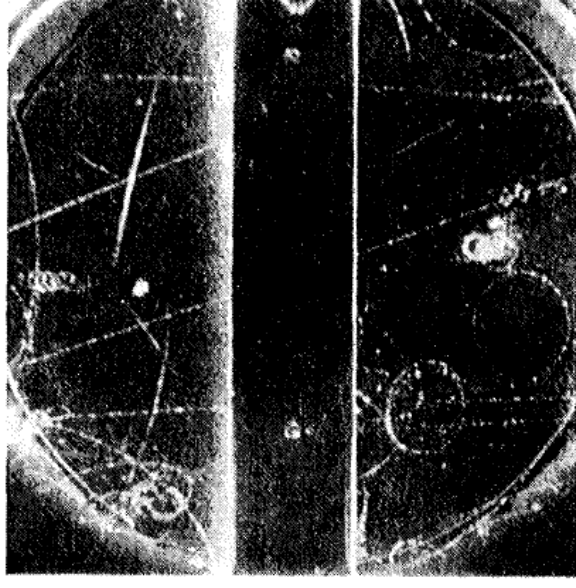


Fig. 16. Penetrating shower with anomalous bent track. A few penetrating particles pass through the plate. One of them, at the top right-hand corner of the photograph, makes an 18° deflection in the gas and then passes through the plate with little further deflection. This is interpreted as the spontaneous disintegration of a new type of positive particle (τ -meson) of mass about 900 m into a positive particle of lower mass together with a neutral unobserved particle. $H = 7,000$ gauss. (Rochester and Butler, 1947)

Řešení záhady podivných částic

Podivné částice se rodí v silných interakcích

Ale rozpadají se velmi pomalu

Řešení:

Připsat částicím aditivní kvantové číslo **podivnost S**

Podivnost se zachovává v silných interakcích, tj. musí vzniknout více podivných částic tak aby součet jejich podivností byl roven nule

Při rozpadu se podivnost nezachovává podivné částice se proto rozpadají pomocí jiné interakce (slabé)

Párová produkce podivných částic:

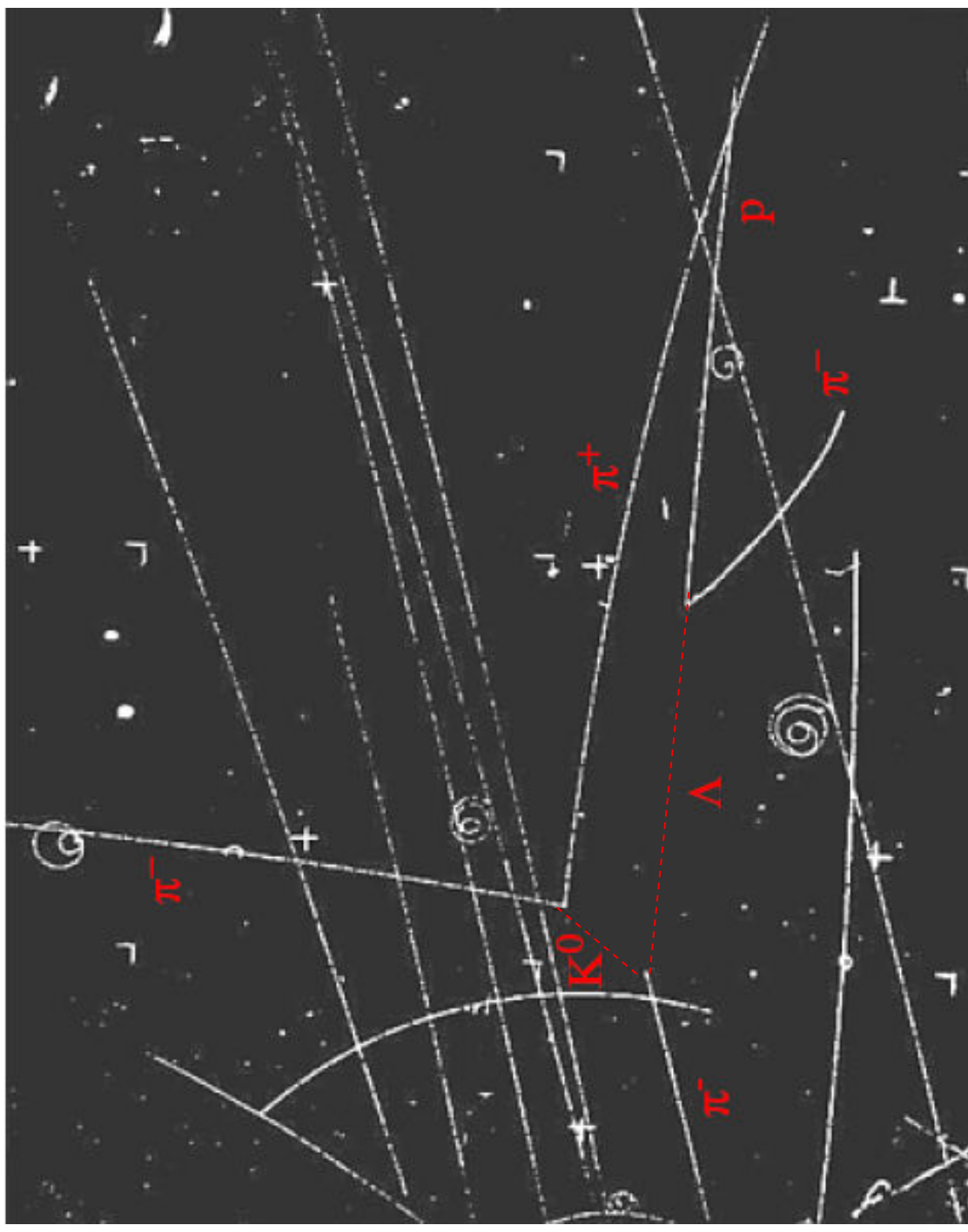
$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$$

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$$

$$S(\Lambda^0) = -1$$

$$S(K^0) = +1$$



Okruhy otázek ke zkoušce

1. Objev nových částic v kosmickém záření
2. **Kvarkový model mezonů a baryonů.**
3. Magnetické momenty neutronu a protonu.
4. Oktet pseudoskalárních a nonet vektorových mezonů.
5. Dekuplet a oktet baryonů.
6. Interakce elementárních částic. Sjednocení slabé a elektromagnetické interakce.
7. Nezachování P a CP ve slabých interakcích
8. Leptony, hmoty neutrin, oscilace
9. Kvarky b,c a t.
10. Intermediální bosony W a Z.
11. Kvarky, gluony a barevná interakce.
12. Současné problémy v částicové fyzice.

Sakátův model

Předchůdce kvarkového modelu. Základními konstituenty byly tzv. Sakatony:

p – odpovídal protonu, tj. náboj $Q = +1$, podivnost $S=0$, baryonové číslo $B=1$
n – odpovídal neutronu, $Q=0$, $S=0$, $B=1$
 λ – odpovídal hyperonu Λ , $Q=0$, $S=-1$, $B=1$

Mesony = vázaný stav Sakatonu a antisakatonu,

např. $\pi^+ = p, \text{ anti-n}$

$K^+ = p, \text{ anti-}\lambda$, atd.

Baryony = vázaný stav dvou Sakatonů a jednoho anti-Sakatonu:

$\Sigma^+ = \lambda \text{ p anti-n}$

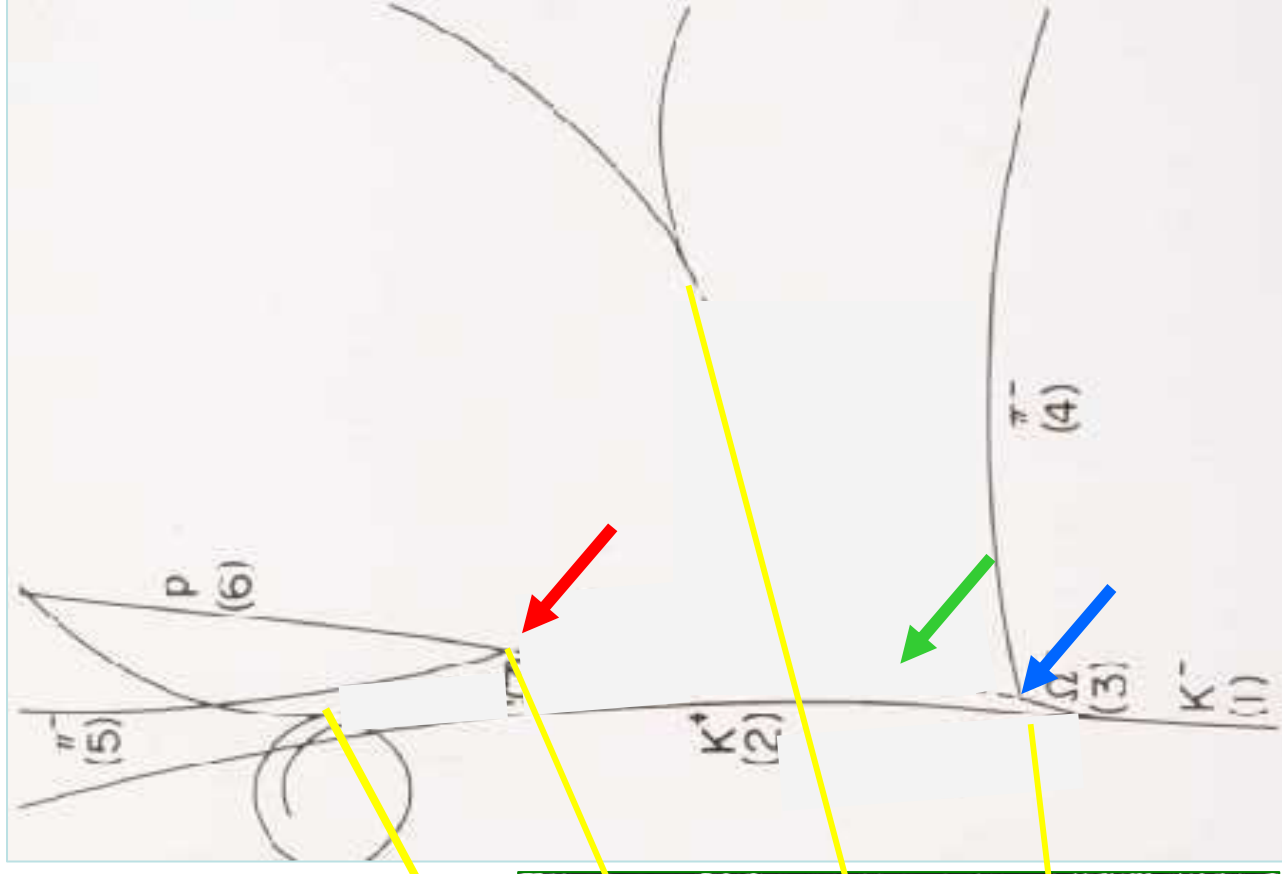
$\Xi^- = \lambda \lambda \text{ anti-p}$

Objev Ω baryonu a konec Sakatova modelu

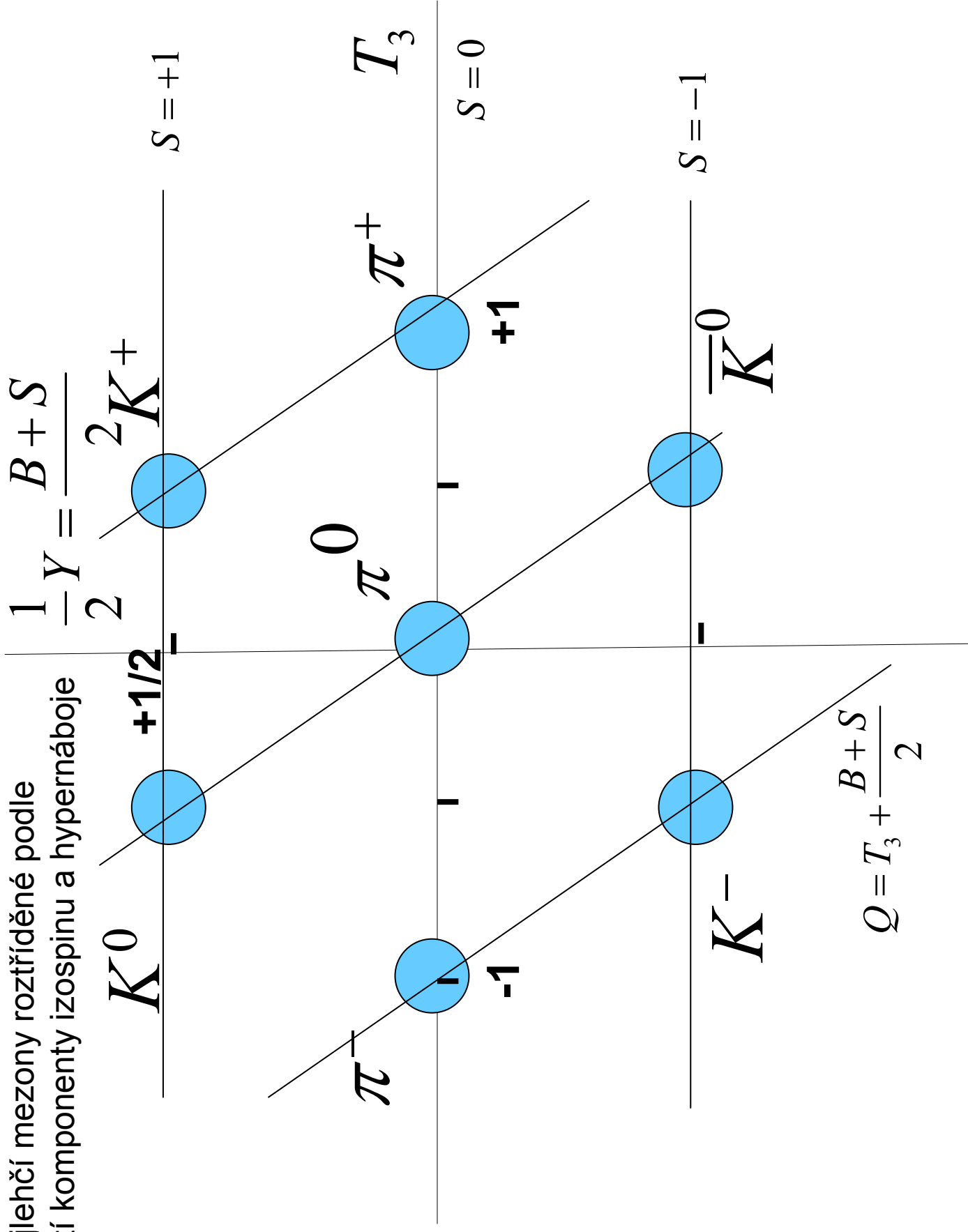


Podivnost Omega
Hyperonu je -3, ale

v Sakatově modelu
může být podivnost
max. -2:
(λ , λ , anti-n/p)



Nejlehčí mezony rozříděné podle
třetí komponenty izospinu a hypernáboje



Gell-Mann a Zweig a kvarky



The Nobel Prize in Physics 1969

"for his contributions and discoveries concerning the classification of elementary particles and their interactions"



Murray Gell-Mann

USA

California Institute of
Technology (Caltech)
Pasadena, CA, USA

b. 1929

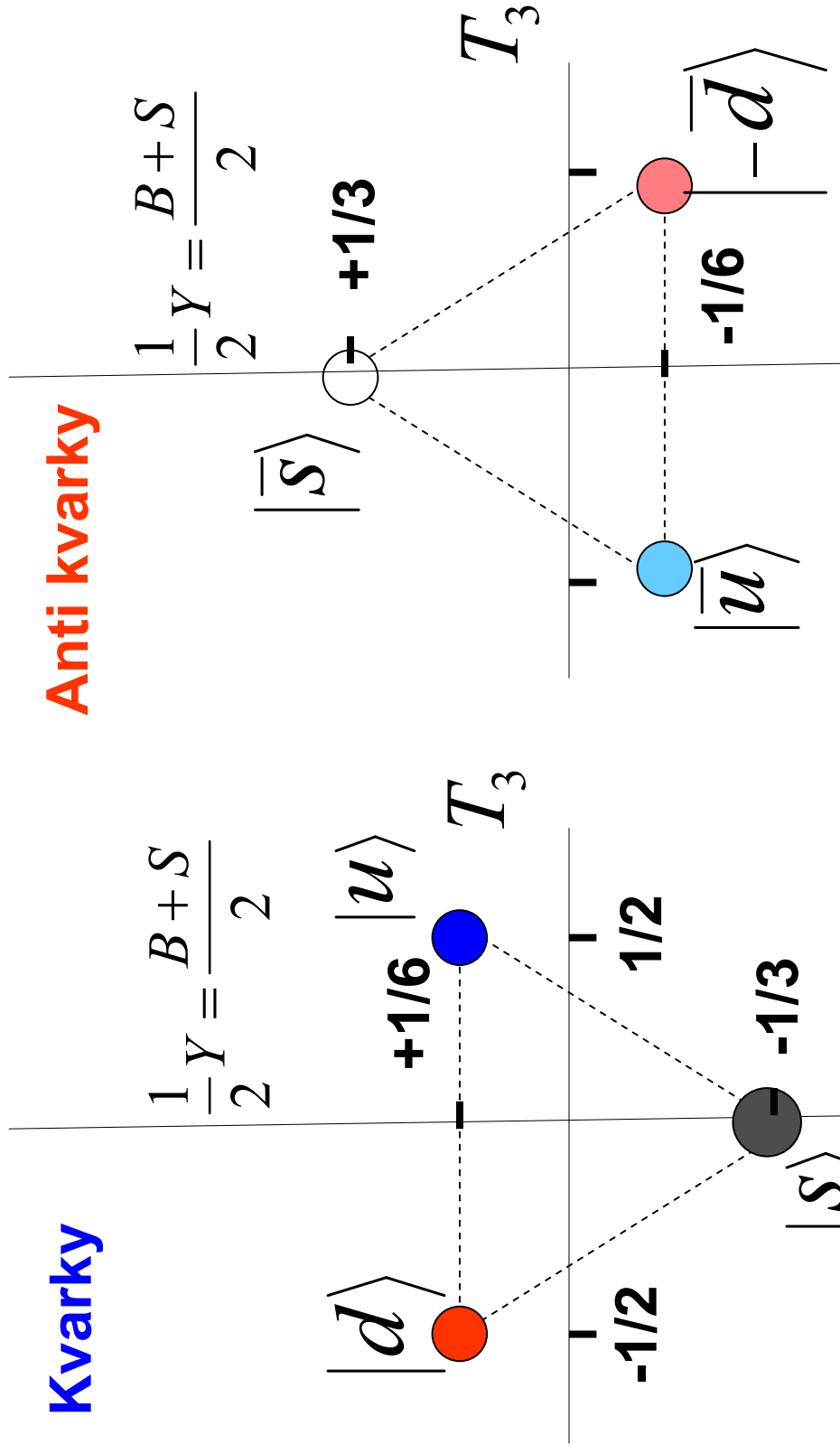
Bylo zřejmé, že existuje baryon s podivností $S=-3$
(Omega hyperon)

Gell-Mann a Zweig navrhli, že baryony jsou složeny ze
tří kvarků (3 kvarky s podivností $-1 = \text{Omega}$)

Kvarky ale musejí mít $B=1/3$ a také třetinové náboje

Kvarky

Anti kvarky

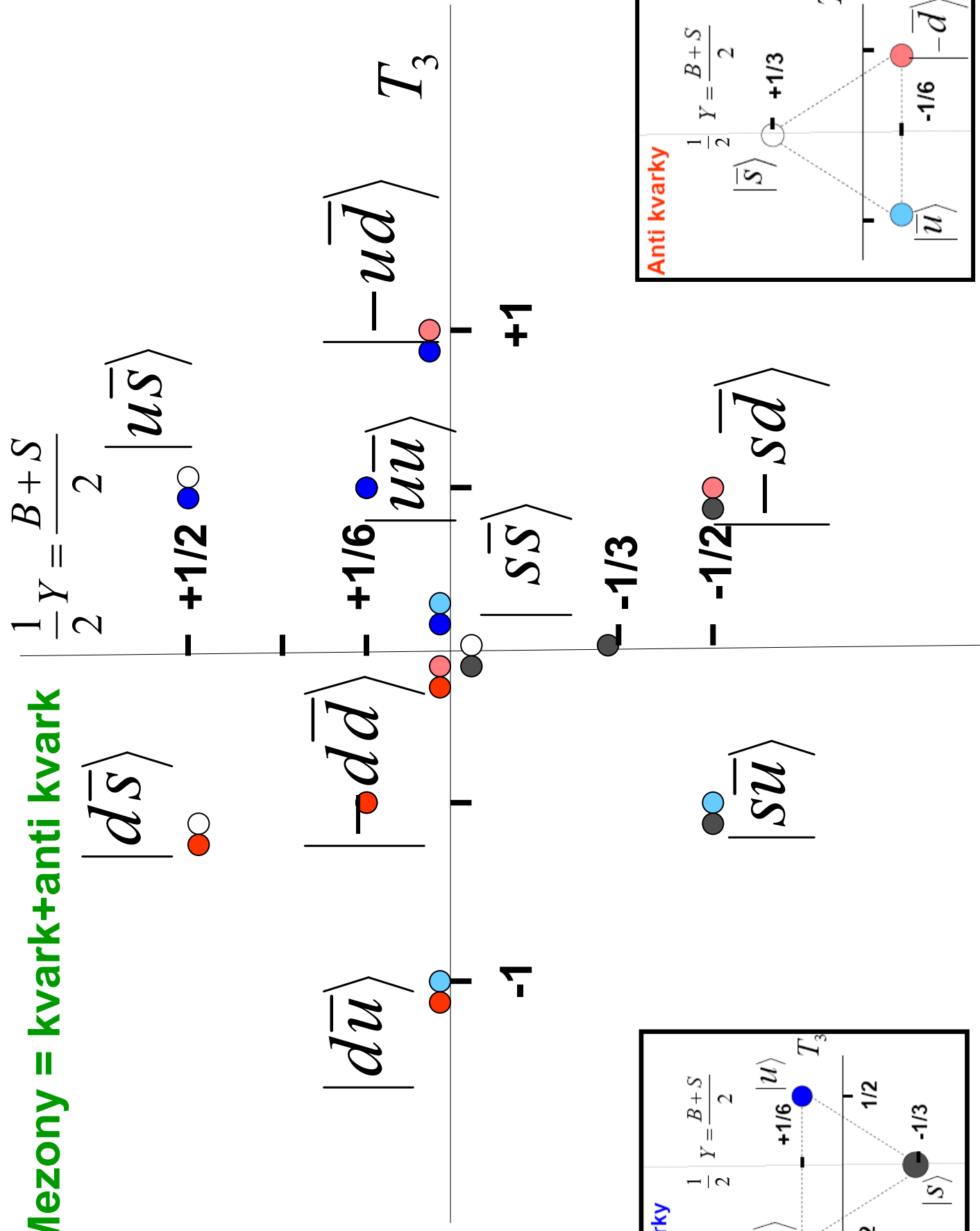


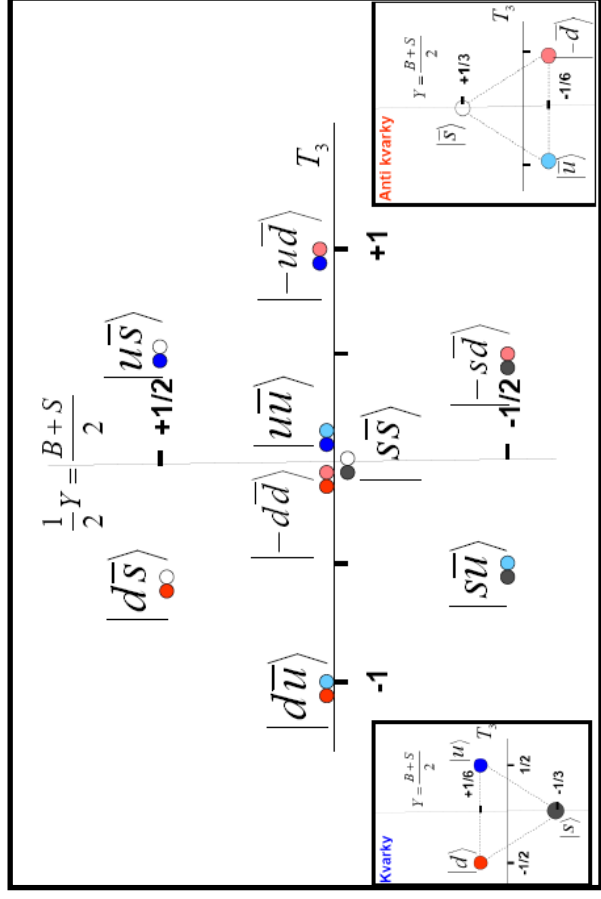
$$u : T_3 = +1/2; S = 0; B = 1/3 \Rightarrow \bar{Q} = +1/2 + \frac{1/3+0}{2} = +\frac{2}{3}$$

$$d : T_3 = -1/2; S = 0; B = 1/3 \Rightarrow \bar{Q} = -1/2 + \frac{1/3+0}{2} = -\frac{1}{3}$$

$$s : T_3 = 0; S = -1; B = 1/3 \Rightarrow \bar{Q} = 0 + \frac{1/3-1}{2} = -\frac{1}{3}$$

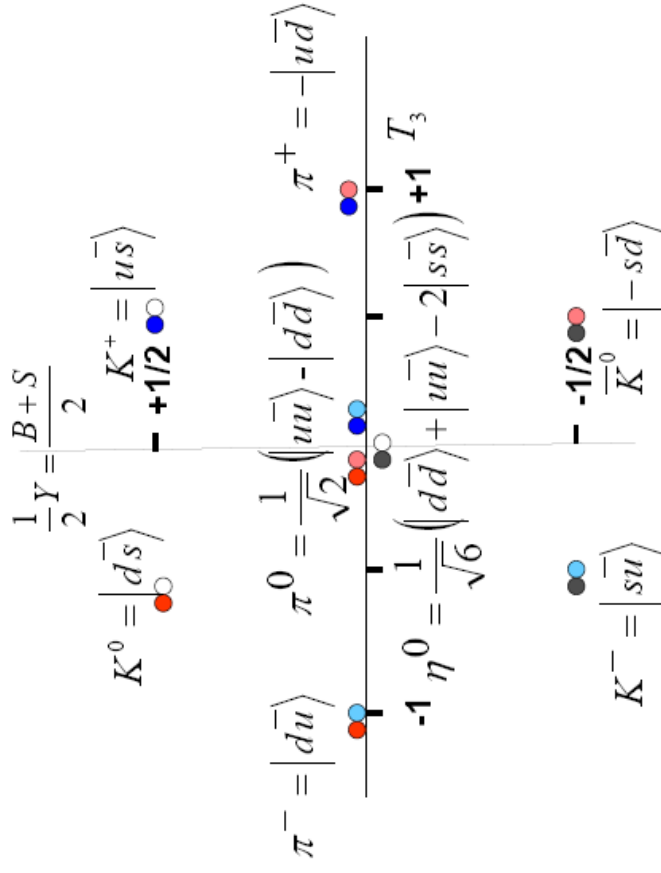
Mezony = kvark+anti kvark



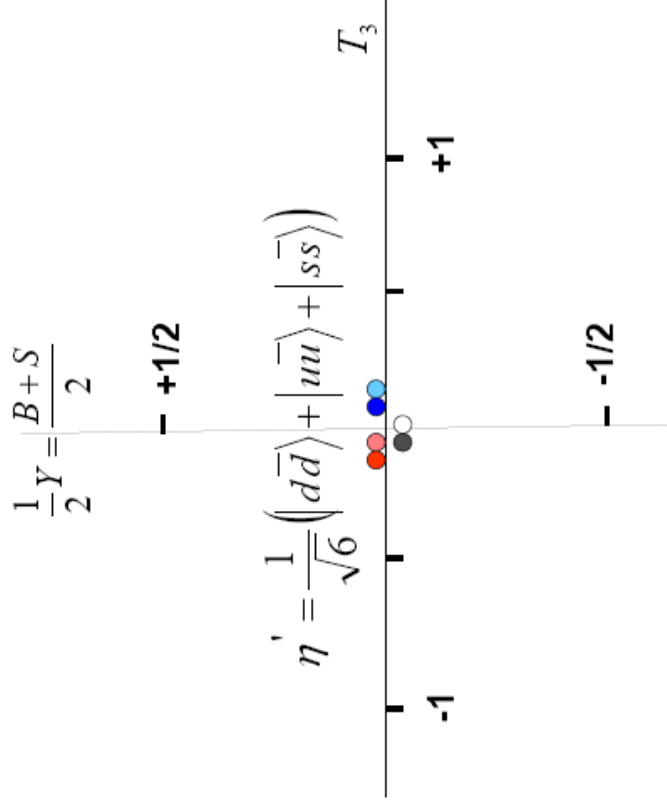


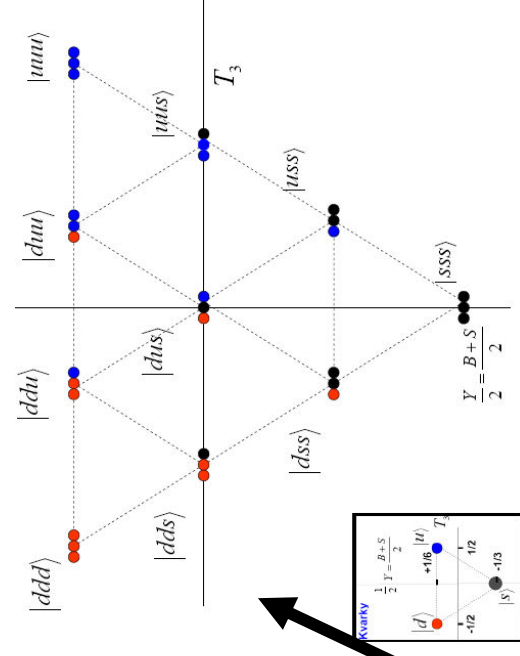
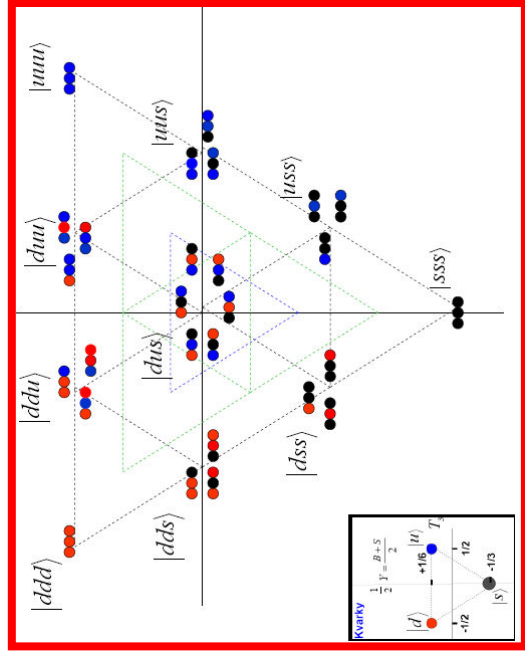
$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$$

Oktet pseudoskalárních mezonů

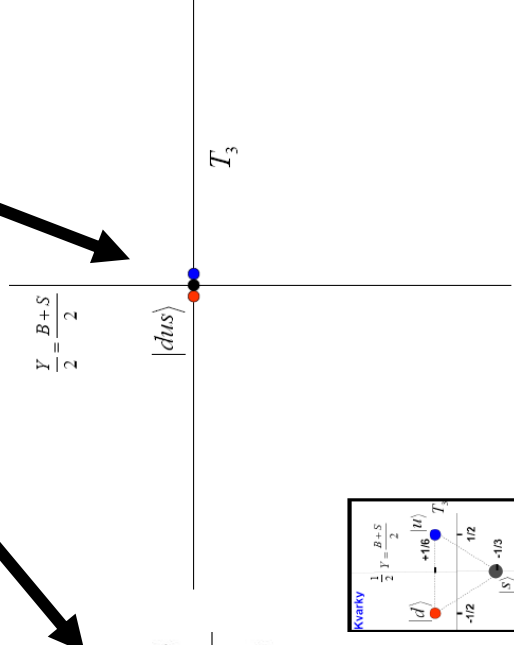
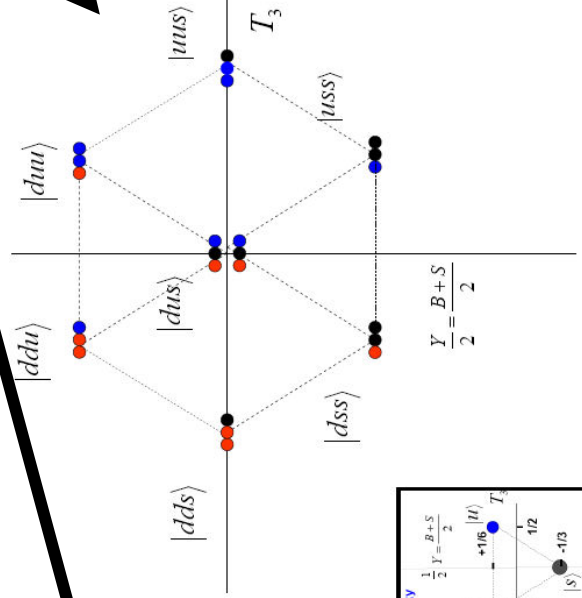
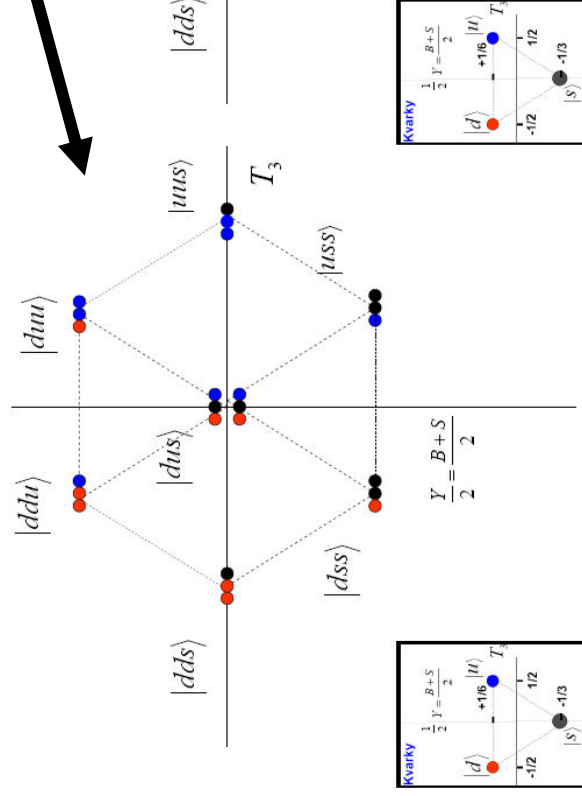


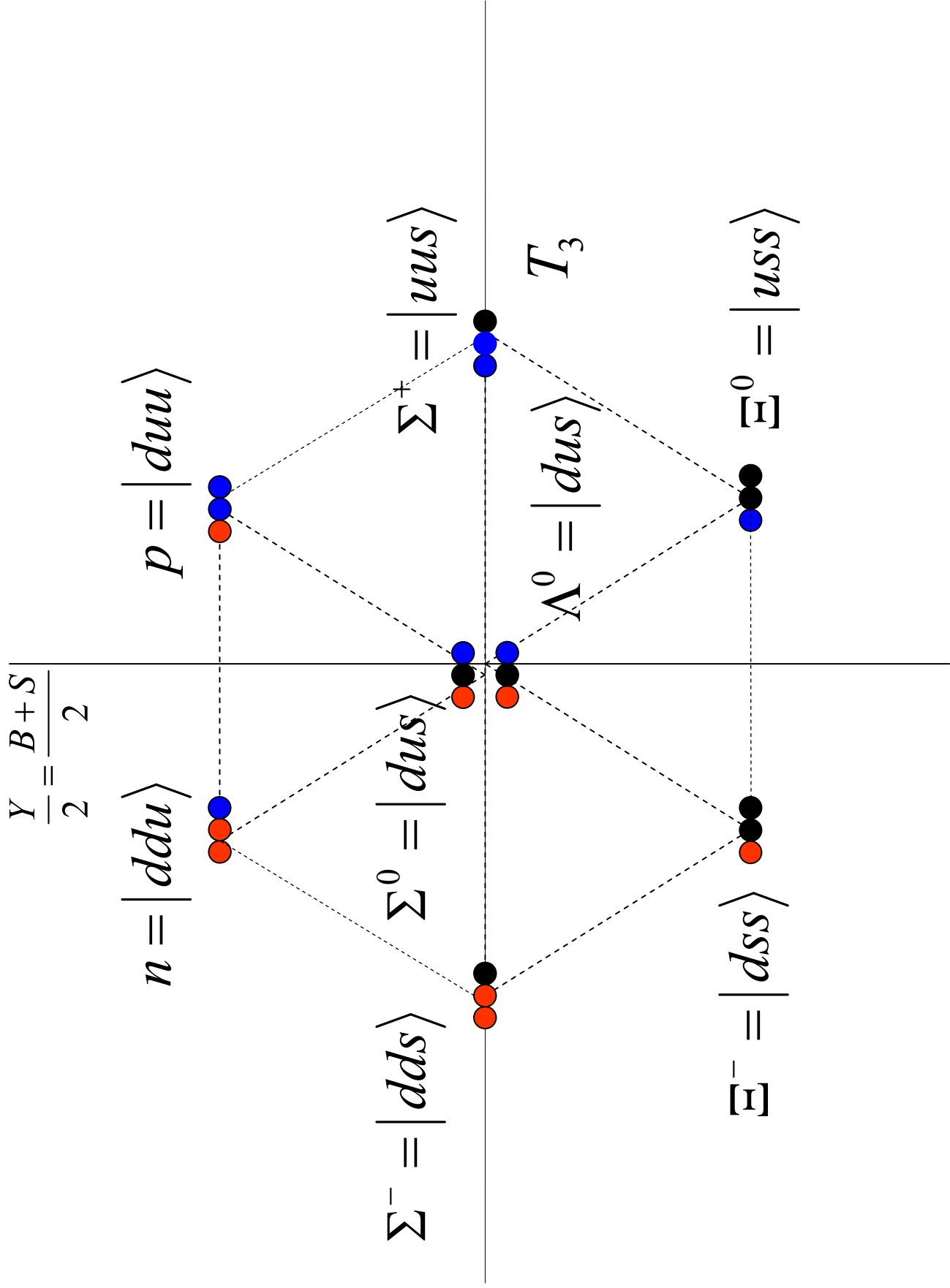
Singlet pseudoskalárních mezonů

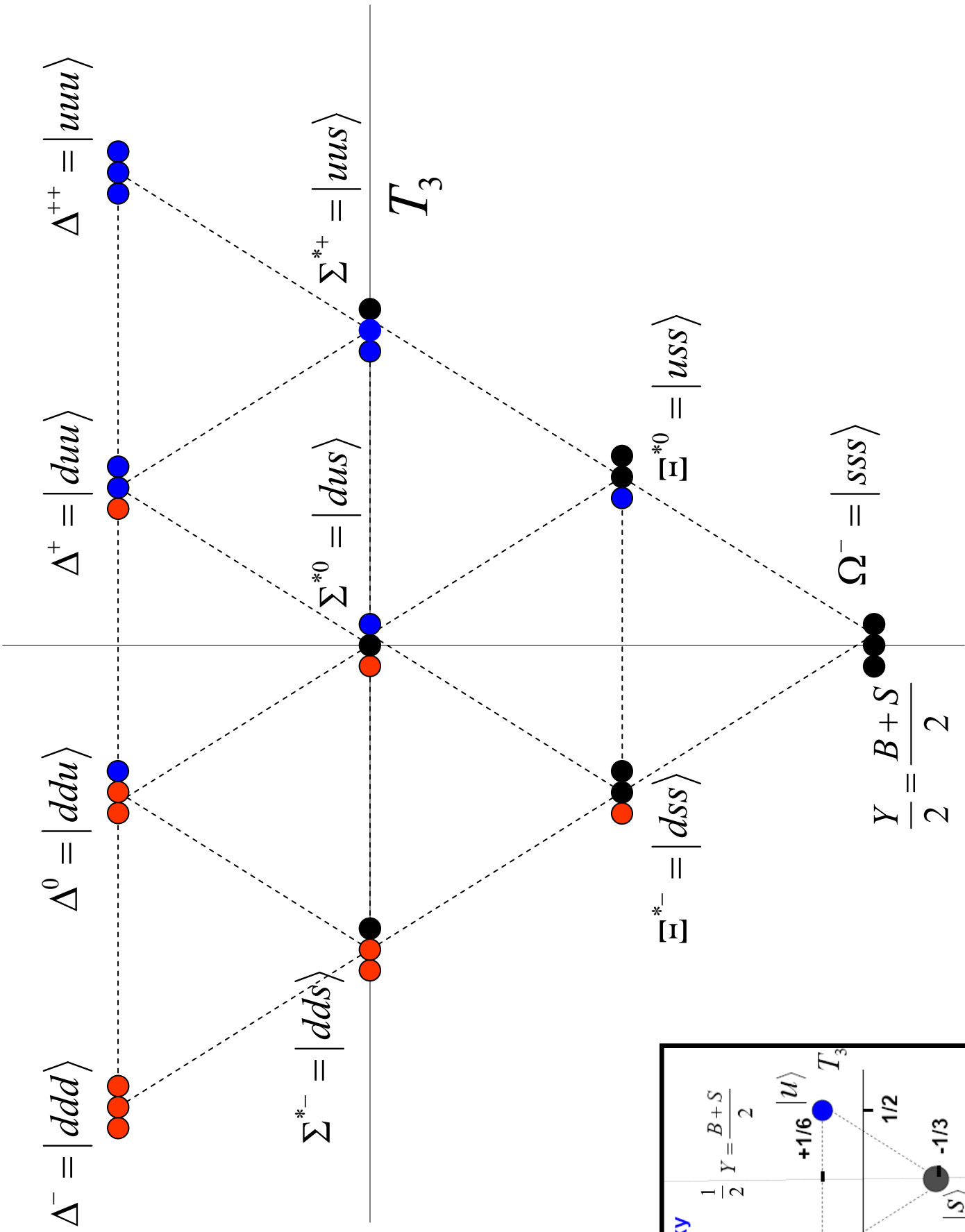
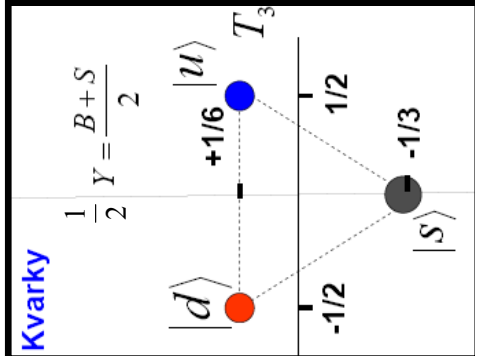




$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$$







Okruhy otázek ke zkoušce

1. Objev nových částic v kosmickém záření
2. Kvarkový model mezonů a baryonů.
3. **Magnetické momenty neutronu a protonu.**
4. Oktet pseudoskalárních a nonet vektorových mezonů.
5. Dekuplet a oktet baryonů.
6. Interakce elementárních částic. Sjednocení slabé a elektromagnetické interakce.
7. Nezachování P a CP ve slabých interakcích
8. Leptony, hmoty neutrin, oscilace
9. Kvarky b,c a t.
10. Intermediální bosony W a Z.
11. Kvarky, gluony a barevná interakce.
12. Současné problémy v částicové fyzice.

Vlnová funkce protonu, spin 1/2, projekce spinu 1/2

$$|1/2, +1/2\rangle_{SPIN}^{MS} = \sqrt{\frac{1}{6}}(-|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle - |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle + 2|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle)$$

$$|1/2, +1/2\rangle_{SPIN}^{MA} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle - |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle)$$

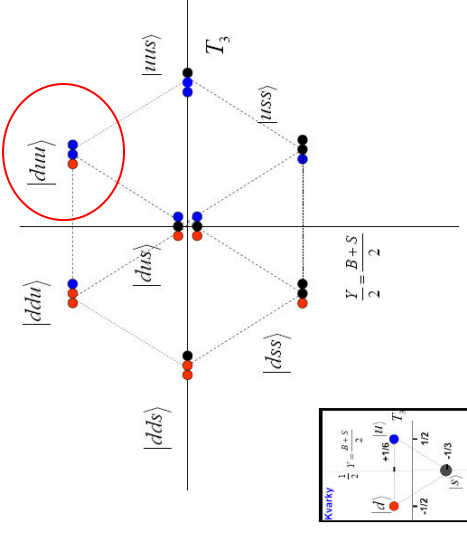
$$|1/2, +1/2\rangle_{FLAVOUR}^{MS} = \sqrt{\frac{1}{6}}(-|udu\rangle - |dnu\rangle + 2|uud\rangle)$$

$$|1/2, +1/2\rangle_{FLAVOUR}^{MA} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|udu\rangle - |dnu\rangle)$$

$$\sqrt{\frac{1}{2}}(|1/2, +1/2\rangle_{FLAVOUR}^{MS} |1/2, +1/2\rangle_{SPIN}^{MS} + |1/2, +1/2\rangle_{FLAVOUR}^{MA} |1/2, +1/2\rangle_{SPIN}^{MA}) =$$

$$\sqrt{\frac{1}{2}} \left(\sqrt{\frac{1}{6}}(-|udu\rangle - |dnu\rangle + 2|uud\rangle) \sqrt{\frac{1}{6}}(-|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle - |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle + 2|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle) + \right. \\ \left. \frac{1}{\sqrt{2}}(|udu\rangle - |dnu\rangle) \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle - |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle) \right) =$$

$$\sqrt{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{6} \left(|u\uparrow d\downarrow u\uparrow\rangle + |u\downarrow d\uparrow u\uparrow\rangle - 2|u\uparrow d\uparrow u\downarrow\rangle + |d\uparrow u\downarrow u\uparrow\rangle + |d\downarrow u\uparrow u\uparrow\rangle - 2|d\uparrow u\uparrow u\downarrow\rangle + \right. \right. \\ \left. \left. - 2|u\uparrow u\downarrow d\uparrow\rangle - 2|u\downarrow u\uparrow d\uparrow\rangle + 4|u\uparrow u\uparrow d\downarrow\rangle \right) + \frac{1}{2} \left(|u\uparrow d\downarrow u\uparrow\rangle - |u\downarrow d\uparrow u\uparrow\rangle - |d\uparrow u\downarrow u\uparrow\rangle + |d\downarrow u\uparrow u\uparrow\rangle \right) \right)$$



$$\sqrt{\frac{1}{2}}\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{1}{6}\left(\begin{array}{l} \left(|u\uparrow d\downarrow u\uparrow\rangle+|u\downarrow d\uparrow u\uparrow\rangle-2|u\uparrow d\uparrow u\downarrow\rangle+\right. \\ 1\left(|d\uparrow u\downarrow u\uparrow\rangle+|d\downarrow u\uparrow u\uparrow\rangle-2|d\uparrow u\uparrow u\downarrow\rangle+\right. \\ \left.-2|u\uparrow u\downarrow d\uparrow\rangle-2|u\downarrow u\uparrow d\uparrow\rangle+4|u\uparrow u\uparrow d\downarrow\rangle\right) \\ \left.3\left(|u\uparrow d\downarrow u\uparrow\rangle-|u\downarrow d\uparrow u\uparrow\rangle-\right. \\ \left.3\left(|d\uparrow u\downarrow u\uparrow\rangle+|d\downarrow u\uparrow u\uparrow\rangle\right)\right)\end{array}\right)+\left.\right)=$$

$$\sqrt{\frac{1}{2}}\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{1}{6}\left(\begin{array}{l} 4|u\uparrow d\downarrow u\uparrow\rangle-2|u\downarrow d\uparrow u\uparrow\rangle-2|u\uparrow d\uparrow u\downarrow\rangle+ \\ 4|d\downarrow u\uparrow u\uparrow\rangle-2|d\uparrow u\downarrow u\uparrow\rangle-2|d\uparrow u\uparrow u\downarrow\rangle+ \\ -2|u\uparrow u\downarrow d\uparrow\rangle-2|u\downarrow u\uparrow d\uparrow\rangle+4|u\uparrow u\uparrow d\downarrow\rangle \end{array}\right)=$$

$$\sqrt{\frac{1}{2}}\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{1}{3}\left(\begin{array}{l} 2|u\uparrow d\downarrow u\uparrow\rangle-|u\downarrow d\uparrow u\uparrow\rangle-|u\uparrow d\uparrow u\downarrow\rangle+ \\ 2|d\downarrow u\uparrow u\uparrow\rangle-|d\uparrow u\downarrow u\uparrow\rangle-|d\uparrow u\uparrow u\downarrow\rangle+ \\ 2|u\uparrow u\uparrow d\downarrow\rangle-|u\downarrow u\uparrow d\uparrow\rangle-|u\uparrow u\downarrow d\uparrow\rangle \end{array}\right)=$$

$$\sqrt{\frac{1}{18}}\left(\begin{array}{l} 2|u\uparrow d\downarrow u\uparrow\rangle-|u\downarrow d\uparrow u\uparrow\rangle-|u\uparrow d\uparrow u\downarrow\rangle+ \\ 2|d\downarrow u\uparrow u\uparrow\rangle-|d\uparrow u\downarrow u\uparrow\rangle-|d\uparrow u\uparrow u\downarrow\rangle+ \\ 2|u\uparrow u\uparrow d\downarrow\rangle-|u\downarrow u\uparrow d\uparrow\rangle-|u\uparrow u\downarrow d\uparrow\rangle \end{array}\right)=|p\uparrow\rangle$$

Anomální magnetický moment protonu a neutronu a dalších baryonů svědčí o tom, že nejsou elementární, ale mají strukturu

Částice mají vlastní magnetický moment, který souvisí s jejich spinem:

$$\vec{\mu} = \frac{e}{m} \vec{S} \Rightarrow S = 1/2 : \mu_z = \frac{e \hbar}{m 2}$$

$$\Delta E = -\vec{\mu} \vec{H}$$

Kdyby proton a neutron byly elementární částice, měly by mít magnetické momenty:

$$|\mu_{p_z}| = \left| \pm \frac{e \hbar}{m_p 2} \right| = \mu_N$$

$$\mu_{n_z} = 0$$

To lze objasnit kvarkovou strukturou protonu a neutronu. Jako příklad (neúplná
Vlnová funkce protonu a neutronu):

$$p = |u \uparrow d \downarrow u \uparrow\rangle \Rightarrow \mu_p = 2\mu_u - \mu_d$$

$$n = |d \uparrow u \downarrow d \uparrow\rangle \Rightarrow \mu_p = 2\mu_d - \mu_u$$

$$q_u = +2/3, q_u = -1/3, m_u \cong m_d \Rightarrow \mu_d = -\mu_u / 2$$

$$\mu_p = 2\mu_u - \mu_d = 5/2 \cdot \mu_u$$

$$\mu_n = 2\mu_d - \mu_u = -2 \cdot \mu_u$$

$$\mu_p / \mu_n = -1,25$$

Experimentální hodnoty ale jsou:

$$\mu_p = 2,79 \cdot \mu_N$$

$$\mu_n = -1,91 \cdot \mu_N$$

$$\mu_p / \mu_n = -1,46$$

Výsledek je citlivý na konkrétní tvar
vlnové funkce.

Magnetický moment protonu se správnou vlnovou funkcí:

$$|p \uparrow\rangle = \sqrt{\frac{1}{18}} \begin{pmatrix} \underline{2|u \uparrow d \downarrow u \uparrow\rangle} - |u \downarrow d \uparrow u \uparrow\rangle - |u \uparrow d \uparrow u \downarrow\rangle + \\ 2|d \downarrow u \uparrow u \uparrow\rangle - |d \uparrow u \uparrow u \downarrow\rangle - |d \uparrow u \downarrow u \uparrow\rangle + \\ 2|u \uparrow u \uparrow d \downarrow\rangle - |u \uparrow u \downarrow d \uparrow\rangle - |u \downarrow u \uparrow d \uparrow\rangle \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} \vec{\mu} |u \uparrow d \downarrow u \uparrow\rangle &= (\mu_u - \mu_d + \mu_u) |u \uparrow d \downarrow u \uparrow\rangle \\ \sqrt{\frac{1}{18}} 2 \langle u \uparrow d \downarrow u \uparrow | (\mu_u - \mu_d + \mu_u) \sqrt{\frac{1}{18}} 2 |u \uparrow d \downarrow u \uparrow\rangle &= \frac{1}{18} 2^2 (2\mu_u - \mu_d) \dots \end{aligned}$$

$$\mu_p = \langle p \uparrow | \vec{\mu} | p \uparrow \rangle = \frac{1}{18} 3 (2^2 (2\mu_u - \mu_d) + \mu_d + \mu_d) = \frac{4\mu_u - \mu_d}{3} ; \mu_n = \langle n \uparrow | \vec{\mu} | n \uparrow \rangle = \frac{4\mu_d - \mu_u}{3}$$

$$Q_u = 2/3, Q_d = -1/3, m_u \cong m_d \Rightarrow \mu_d = -\frac{\mu_u}{2}$$

$$\mu_p = \frac{4\mu_u + \mu_u/2}{3} = \frac{3}{2} \mu_u \quad \mu_p^{\text{exp}} = 2,79 \cdot \mu_N$$

$$\mu_n = \frac{-2\mu_u - \mu_u}{3} = -\mu_u \quad \mu_n^{\text{exp}} = -1,91 \cdot \mu_N$$

$$\frac{\mu_p}{\mu_n} = -1,50 \quad \frac{\mu_p^{\text{exp}}}{\mu_n^{\text{exp}}} = \frac{2,79}{-1,91} = 1,46$$

Magnetický moment protonu se správnou vlnovou funkcí:

$$\mu_p = \langle p \uparrow | \vec{\mu} | p \uparrow \rangle = \frac{4\mu_u - \mu_d}{3}$$

$$\mu_n = \langle n \uparrow | \vec{\mu} | n \uparrow \rangle = \frac{4\mu_d - \mu_u}{3}$$

$$\mu_p^{\text{exp}} = 2,79 \cdot \mu_N, \mu_n^{\text{exp}} = -1,91 \cdot \mu_N \Rightarrow$$

$$\mu_u = 1,85 \mu_N, \mu_u = -0,97 \mu_N$$

$$Q_u = 2/3, Q_d = -1/3, m_u, m_d \Rightarrow$$

$$\mu_u = \frac{\hbar e 2/3}{2m_u} = \frac{2/3}{m_u/m_p} \frac{e\hbar}{2m_p} = \frac{2/3}{m_u/m_p} \mu_N, \mu_d = \frac{-1/3}{m_d/m_p} \mu_N$$

$$\Rightarrow m_u = 338 \text{ MeV}, m_d = 322 \text{ MeV} \approx m_p / 3$$

Okruhy otázek ke zkoušce

1. Objev nových částic v kosmickém záření
2. Kvarkový model mezonů a baryonů.
3. Magnetické momenty neutronu a protonu.
4. **Oktet pseudoskalárních a nonet vektorových mezonů.**
5. Dekuplet a oktet baryonů.
6. Interakce elementárních částic. Sjednocení slabé a elektromagnetické interakce.
7. Nezachování P a CP ve slabých interakcích
8. Leptony, hmoty neutron, oscilace
9. Kvarky b, c a t.
10. Intermediální bosony W a Z.
11. Kvarky, gluony a barevná interakce.
12. Současné problémy v částicové fyzice.

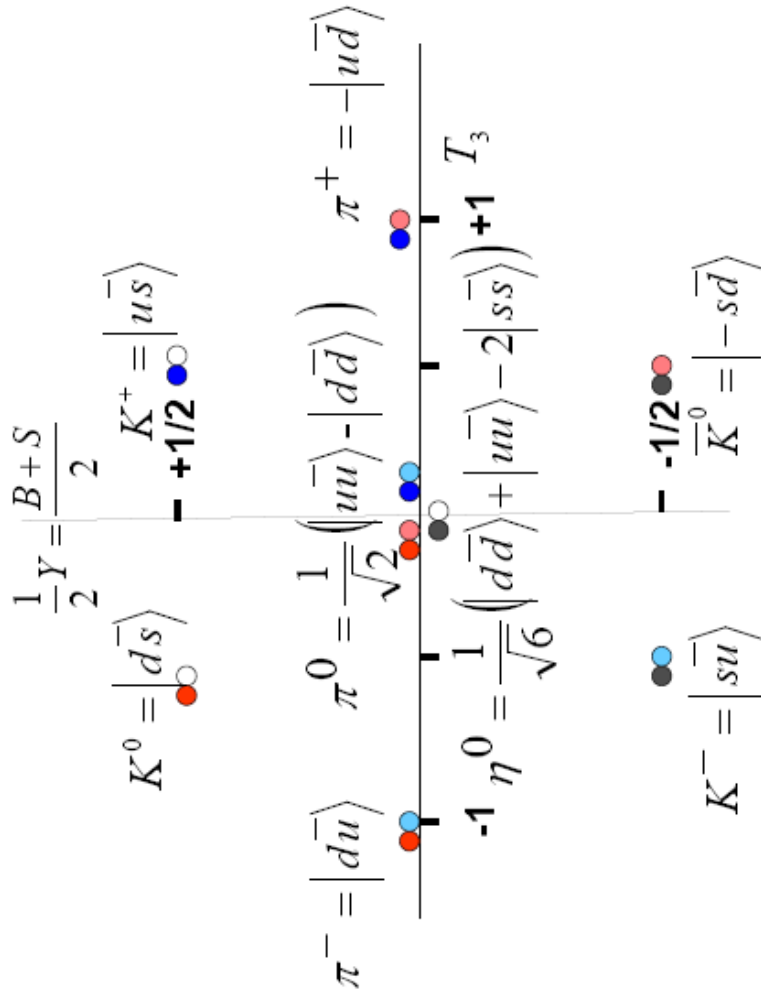
$$J^P = 0^-$$

Spin a parita

$$L_{qq}^- = 0, \quad S_{qq}^- = 0 \Rightarrow J = 0$$

$$P = P_q \cdot P_q^- \cdot (-1)^L = -1$$

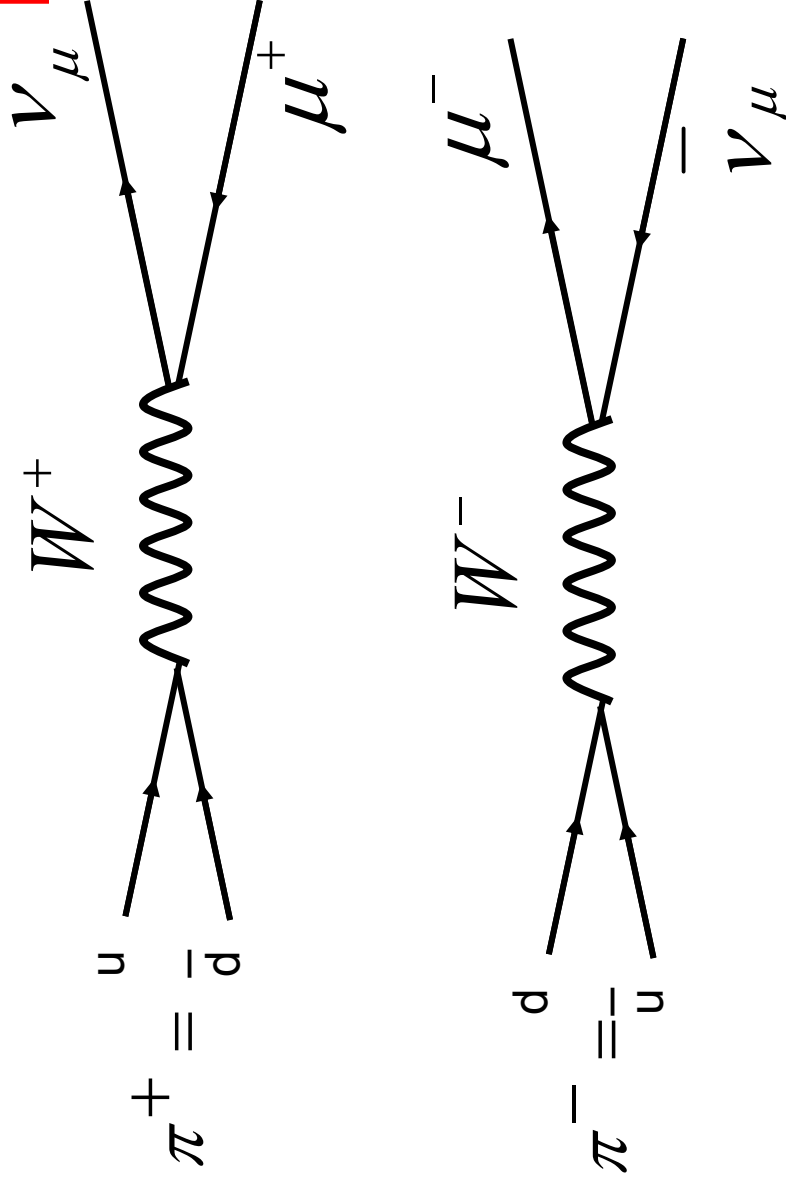
Oktet pseudoskalárních mezonů



Triplet pi mezonů

$$\underline{\pi^-}, \pi^0, \underline{\pi^+}$$

$$m_{\pi^\pm} = 140 \text{ MeV} > m_{\mu^\pm} = 106 \text{ MeV}$$



Oktet pseudoskalárních mezonů

$$\frac{1}{2}Y = \frac{B+S}{2}$$

$$K^0 = |d\bar{s}\rangle \quad K^{*+} = |\bar{u}s\rangle$$

$$- +1/2$$

$$\pi^- = |d\bar{u}\rangle \quad \pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \quad \pi^+ = |u\bar{d}\rangle$$

$$-1 \quad \eta^0 = \frac{1}{\sqrt{6}}(|d\bar{d}\rangle + |u\bar{u}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle) \quad +1$$

$$K^{*-} = |s\bar{u}\rangle \quad \bar{K}^0 = |s\bar{d}\rangle$$

$$- -1/2$$

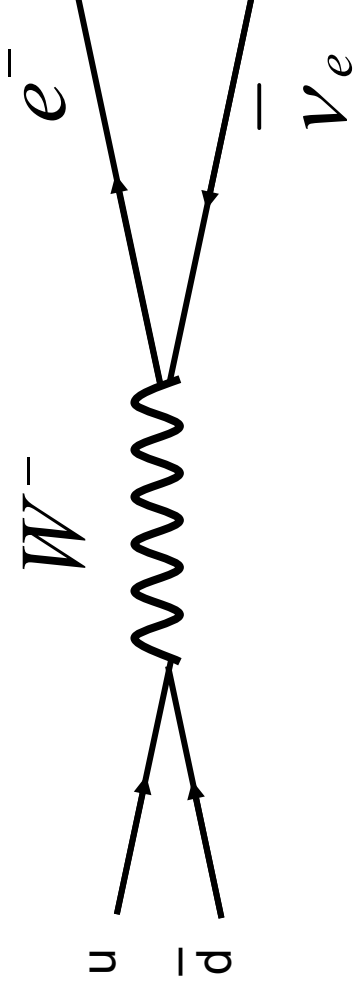
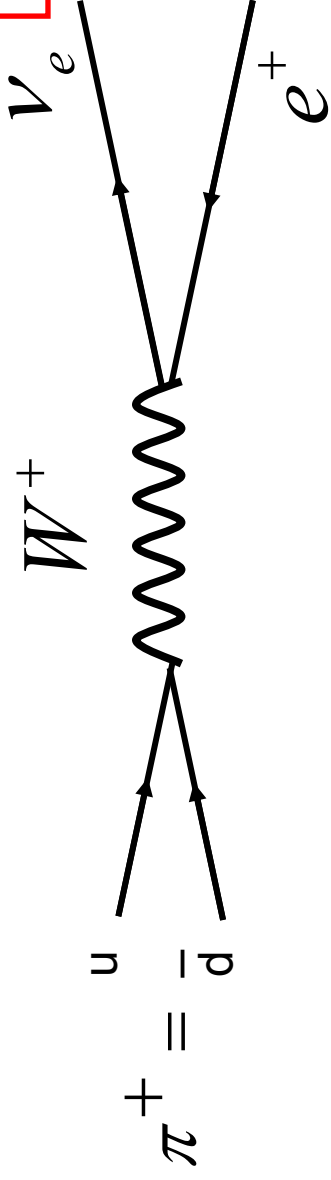
$$\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu, \quad 99,9\%$$

$$c\tau = 7,8m$$

$$\tau = \frac{7,8m}{3 \cdot 10^8 m s^{-1}} = 26ns$$

Triplet pi mezonů

$$\underline{\pi}^{-}, \pi^0, \underline{\pi}^{+}$$



Oktet pseudoskalárních mezonů

$$K^0 = |d\bar{s}\rangle \quad \frac{1}{2}Y = \frac{B+S}{2} \quad K^+ = |u\bar{s}\rangle$$

$+\frac{1}{2}$

$$\pi^- = |d\bar{u}\rangle \quad \pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \quad \pi^+ = |u\bar{d}\rangle$$

$$-1 \quad \eta^0 = \frac{1}{\sqrt{6}}(|d\bar{d}\rangle + |u\bar{u}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle) \quad +1$$

$$K^- = |s\bar{u}\rangle \quad -\frac{1}{2} \quad \bar{K}^0 = |s\bar{d}\rangle$$

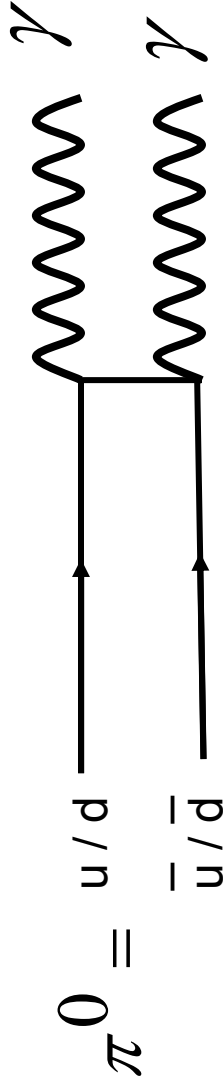
$$\pi \rightarrow e + \nu_e, \quad 1,2 \cdot 10^{-4}$$

???

Triplet pi mezonů

$$\pi^-, \pi^0, \pi^+$$

$$m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV} < m_{\pi^\pm} = 140 \text{ MeV}$$



Oktet pseudoskalárních mezonů

$$\frac{1}{2}Y = \frac{B+S}{2}$$

$$K^0 = |d\bar{s}\rangle$$

$$K^+ = |u\bar{s}\rangle$$

$$+1/2$$

$$\pi^- = |d\bar{u}\rangle$$

$$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle)$$

$$\pi^+ = |u\bar{d}\rangle$$

$$-1$$

$$\eta^0 = \frac{1}{\sqrt{6}}(|d\bar{d}\rangle + |u\bar{u}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle)$$

$$+1$$

$$K^- = |s\bar{u}\rangle$$

$$-1/2$$

$$\bar{K}^0 = |s\bar{d}\rangle$$

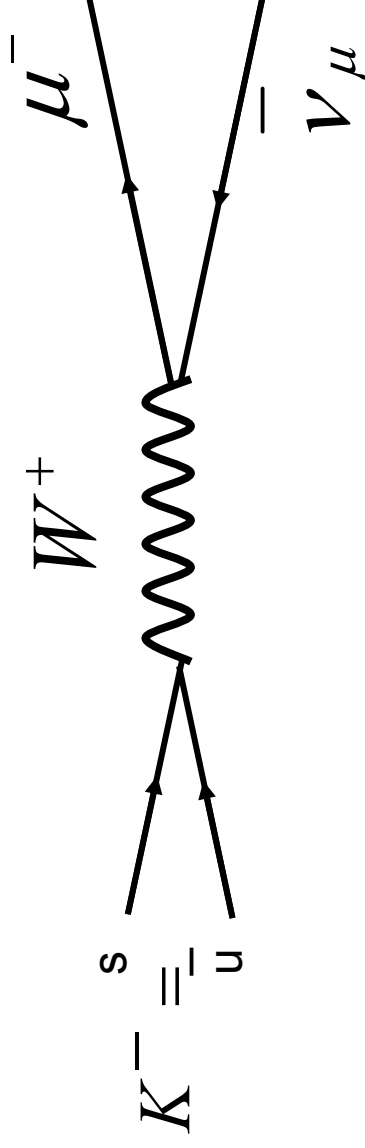
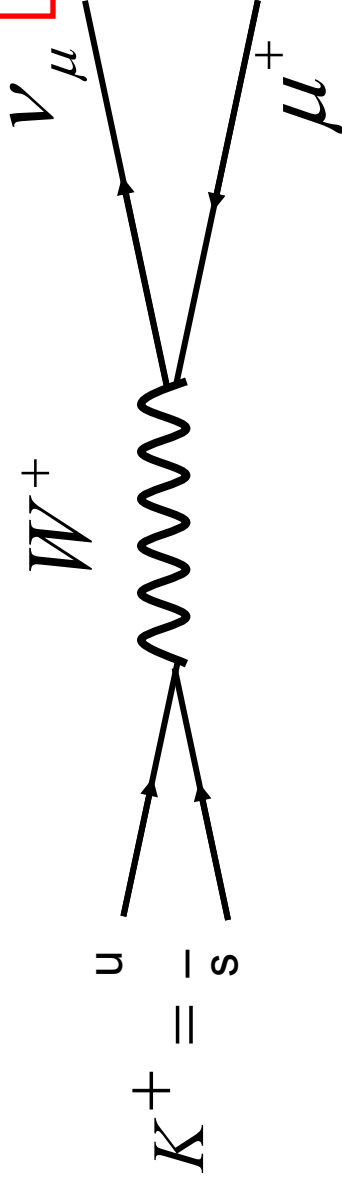
$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad 99,8\%$$

$$c\tau = 25 \text{ nm}$$

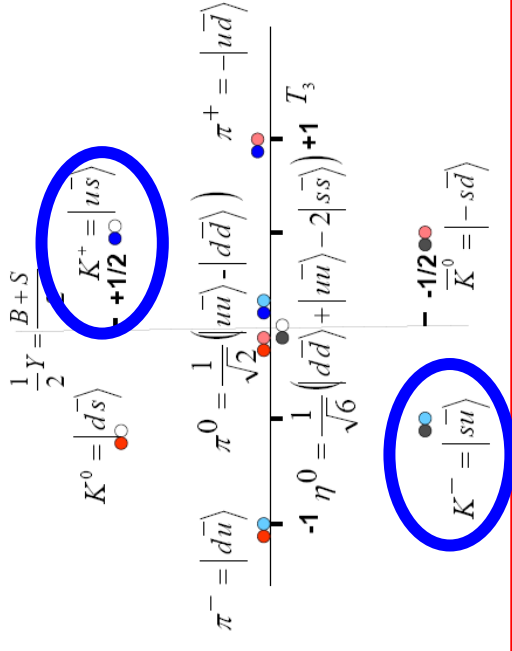
Nabité K-mezony

$$K^-, K^+$$

$$m_{K^\pm} = 494 \text{ MeV}$$



Oktet pseudoskalárních mezonů



Leptonový rozpad

$$K \rightarrow \mu + \nu_\mu, \quad 63\%$$

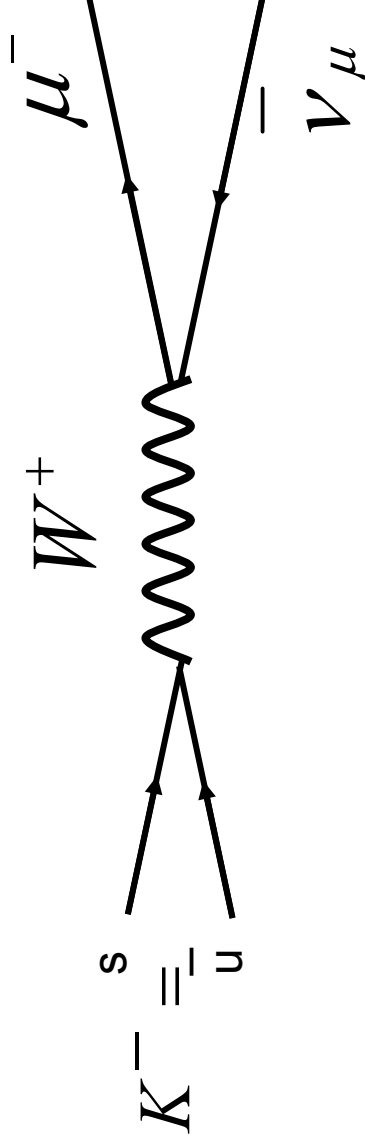
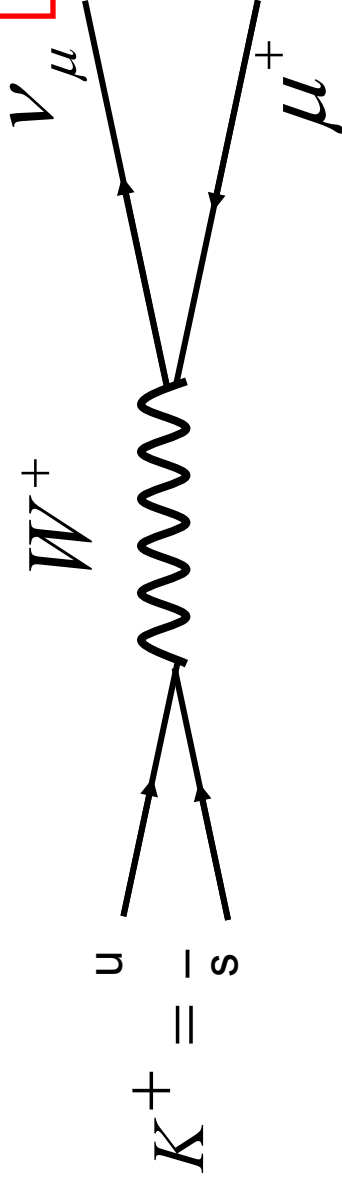
$$c\tau = 3,7m$$

$$\tau = \frac{3,7m}{3 \cdot 10^8 m s^{-1}} = 12 ns$$

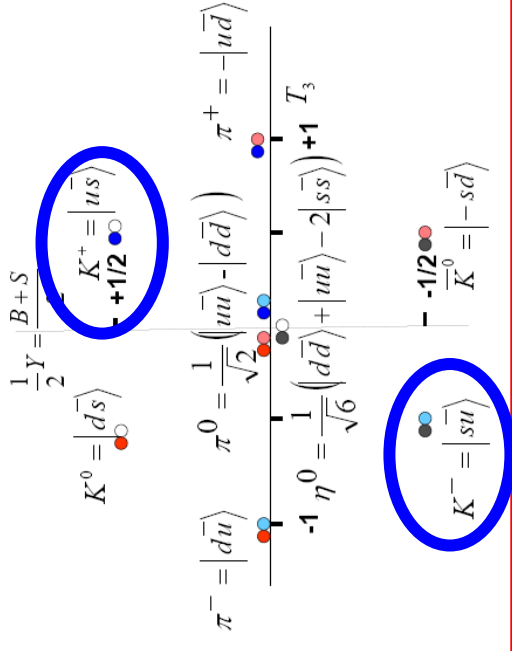
Nabité K-mezony

$$K^-, K^+$$

$$m_{K^\pm} = 494 \text{ MeV}$$



Oktet pseudoskalárních mezonů



$$K \rightarrow \mu + \nu_\mu, \quad 63\%$$

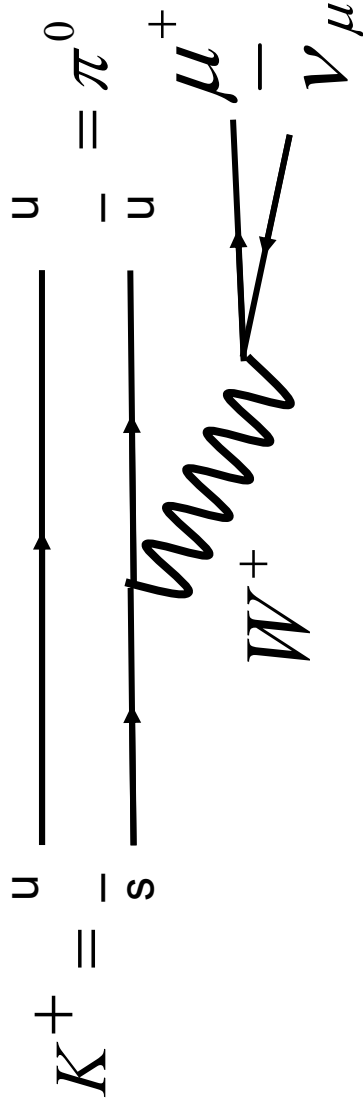
$$c\tau = 3,7m$$

$$\tau = \frac{3,7m}{3 \cdot 10^8 m s^{-1}} = 12 ns$$

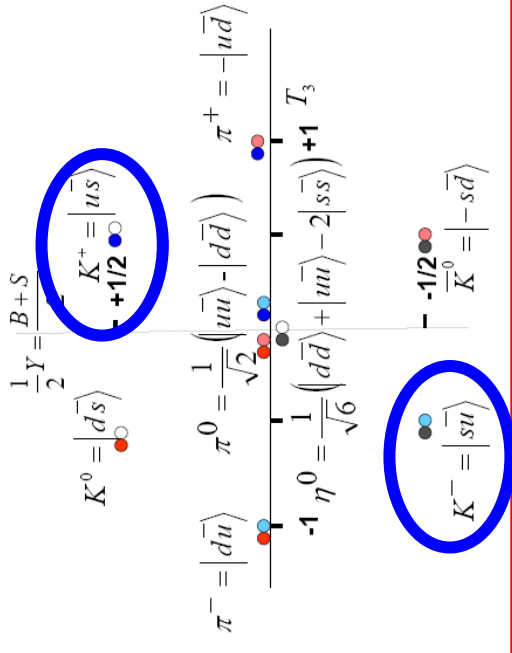
Nabité K-mezony

$$K^-, K^+$$

$$m_{K^\pm} = 494 \text{ MeV}$$



Oktet pseudoskalárních mezonů



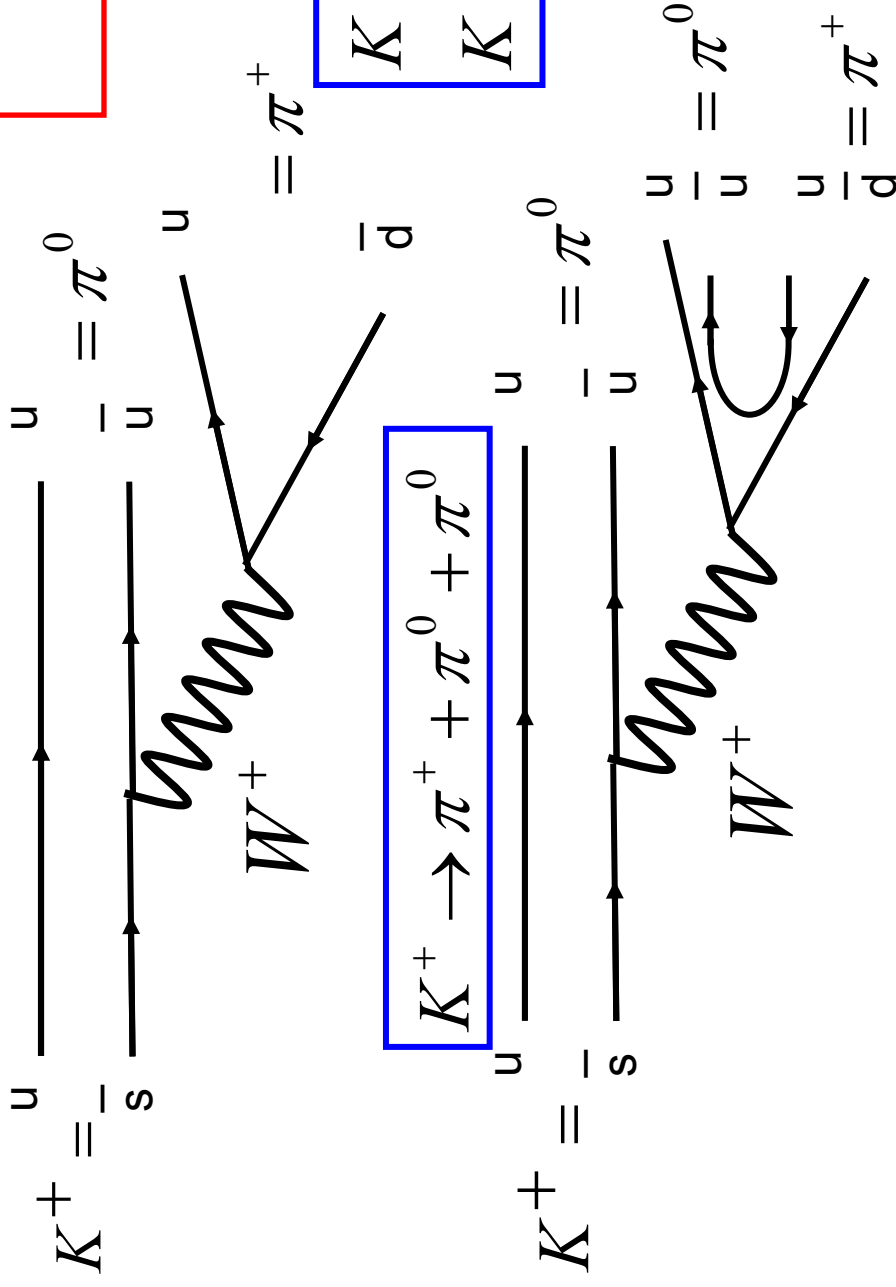
Semileptonový rozpad

$$K \rightarrow \pi^0 + e + \nu_e, \quad 5\%$$

$$K \rightarrow \pi^0 + \mu + \nu_\mu, \quad 3\%$$

Nabité K-mezony

$$K^-, K^+ \quad m_{K^\pm} = 494 \text{ MeV}$$

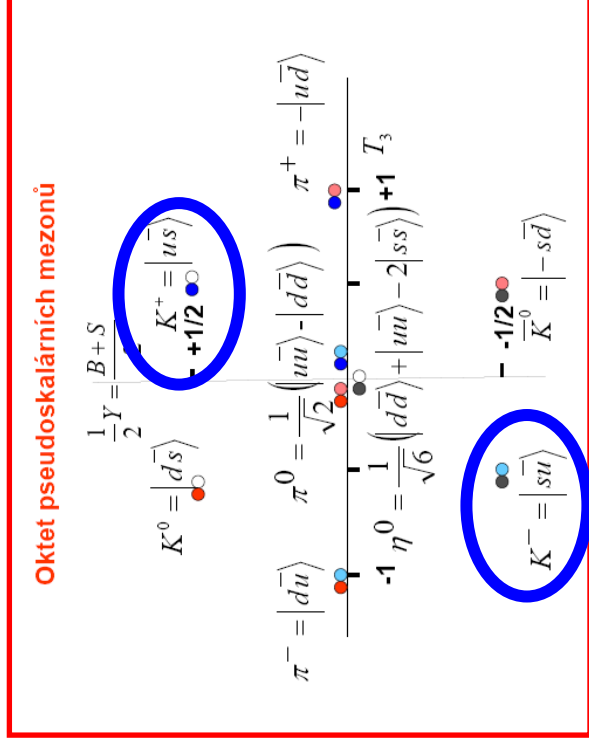


$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$$

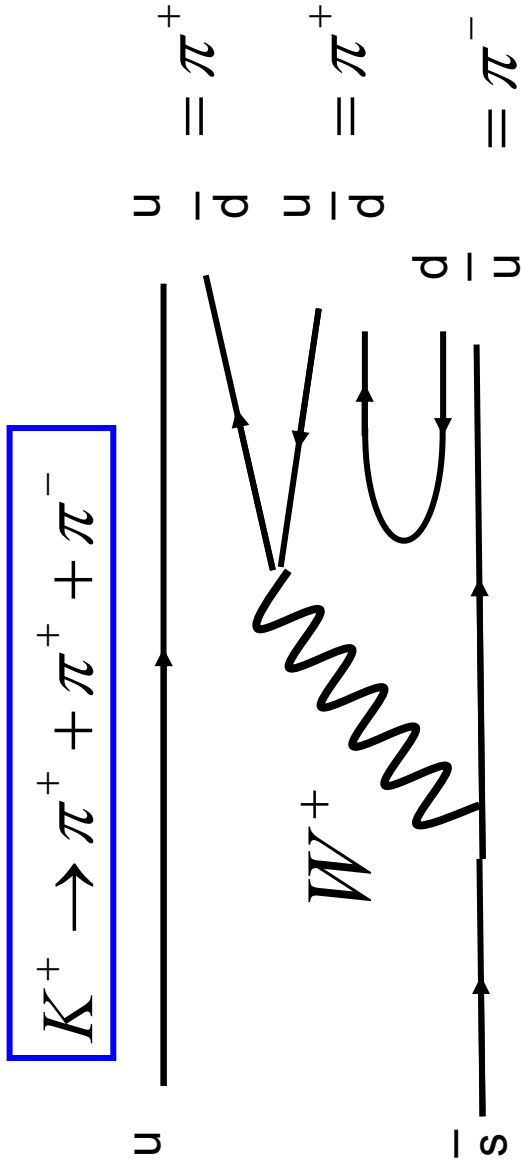
Bezleptonový rozpad

$$K \rightarrow \pi^0 + \pi, 21\%$$

$$K \rightarrow \pi + \pi + \pi, 7,5\%$$



Oktet pseudoskalárních mezonů



$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$

$$P_K = P_\pi \cdot P_\pi \cdot (-1)^{L=0} = +1$$

$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$

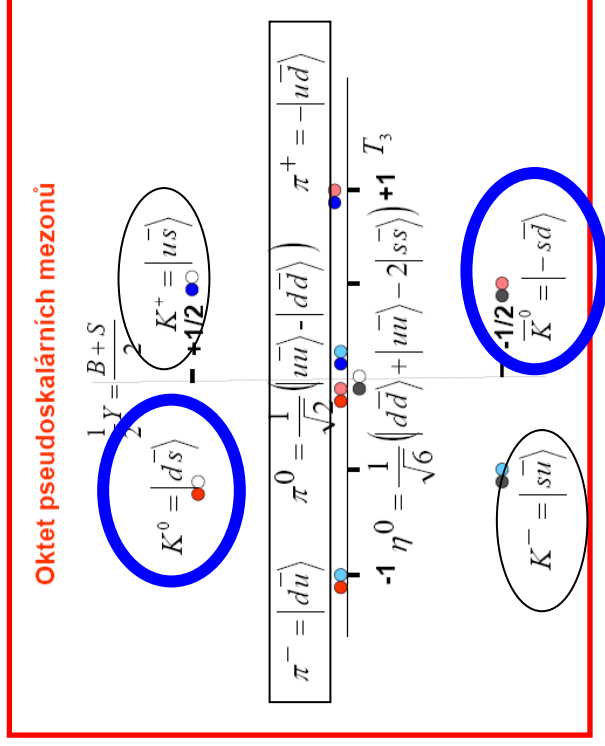
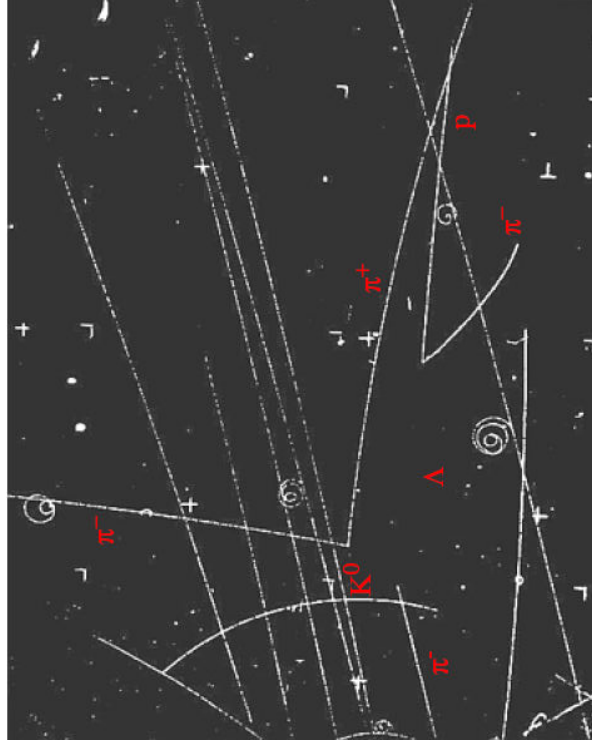
$$P_K = P_\pi (= -1) \cdot P_\pi \cdot P_\pi \cdot (-1)^{L=0} = -1$$

Zachovává se parita ve slabých rozpadech?

Neutrální K mezony

Na snímcích z bublinové komory se zjistilo, že doba života K0 je $ct=2,7$ cm, ale na polovině snímků K0 který by měl doprovázet Λ^0 chybí. Tento K0 (s $ct=2,7$ cm), se označuje K0S(hort) a rozpadá se zejména na 2 pi mezony.

V pozdějších experimentech, které zkoumaly rozpady také daleko od místa jejich vzniku se zjistilo, že existuje ještě jiný K0L(ong) s dobou života $ct=15,3$ m a rozpadající se na tři piony

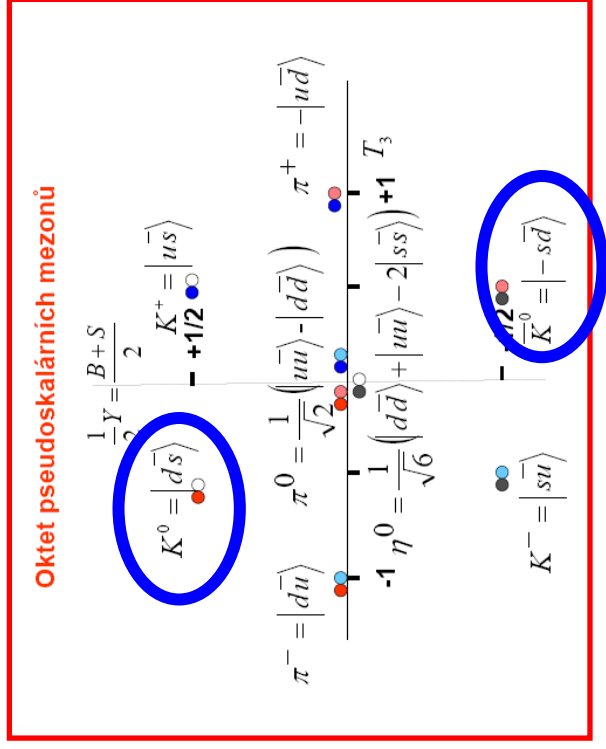
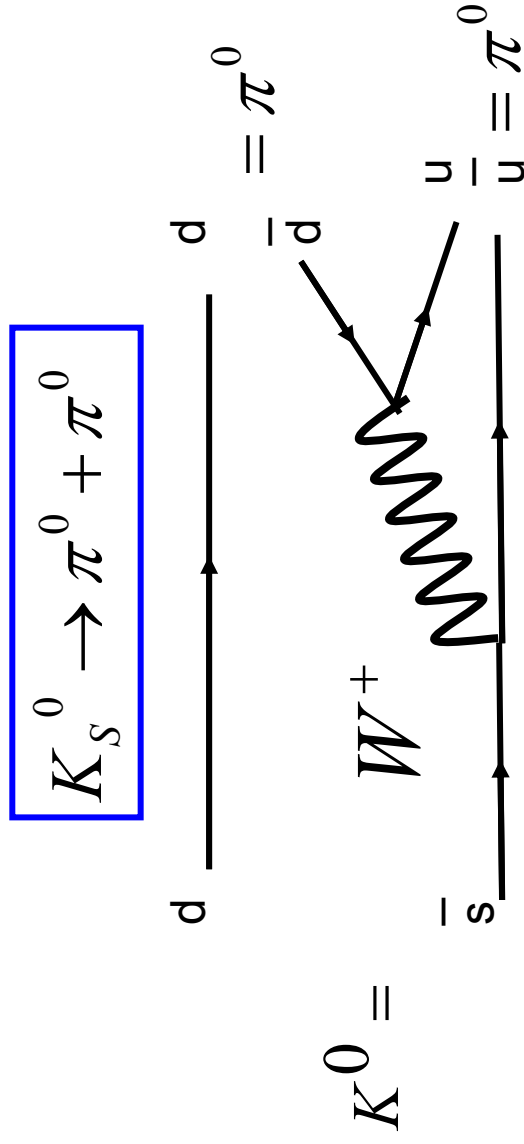
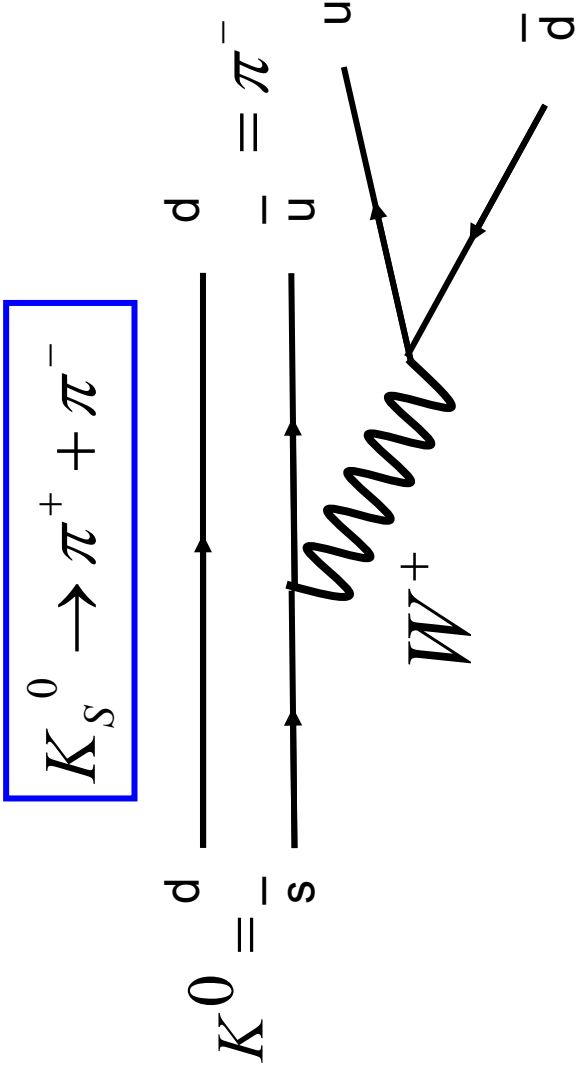


$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$t_{lab} = \gamma t, \beta c t_{lab} = L \Rightarrow t = \frac{L}{\beta \gamma c}$$

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{L}{\beta \gamma c \tau}}$$

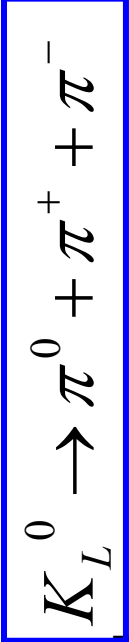
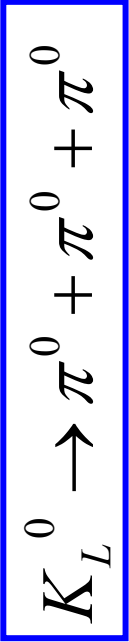
Neutrální K-mezony



Bezleptonový rozpad

$$K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi$$

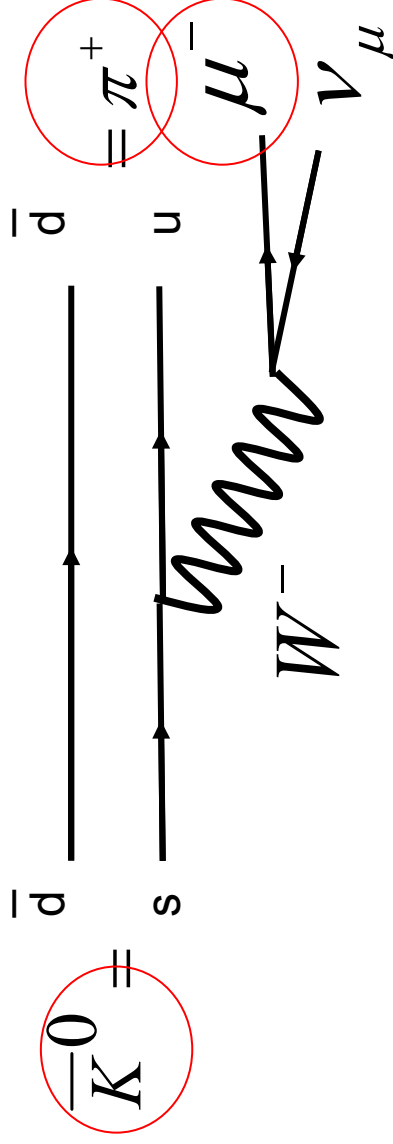
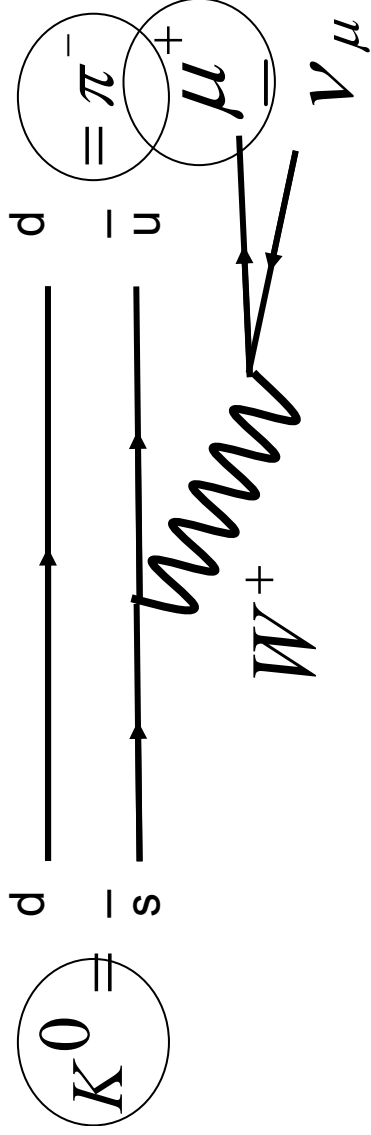
$$K^0 \rightarrow \pi + \pi + \pi$$



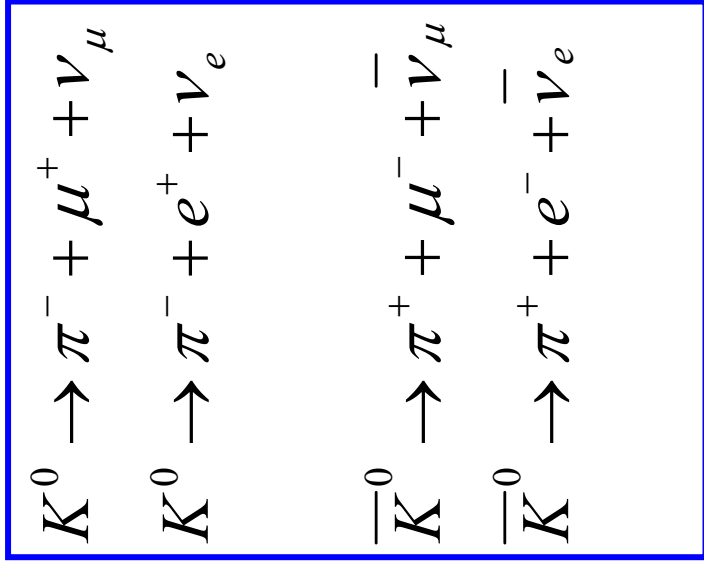
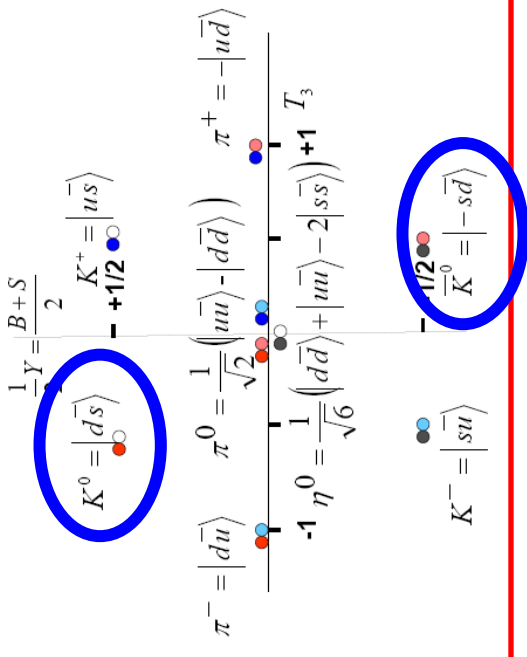
Neutrální K-mezony

Semileptonový rozpad

Dokáže rozlišit K0 a anti-K0



Oktet pseudoskalárních mezonů



Neutrální K-mezony

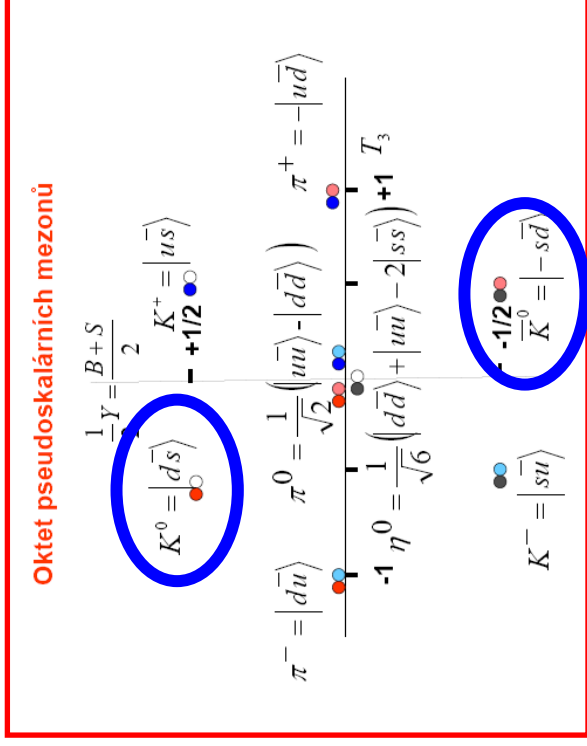
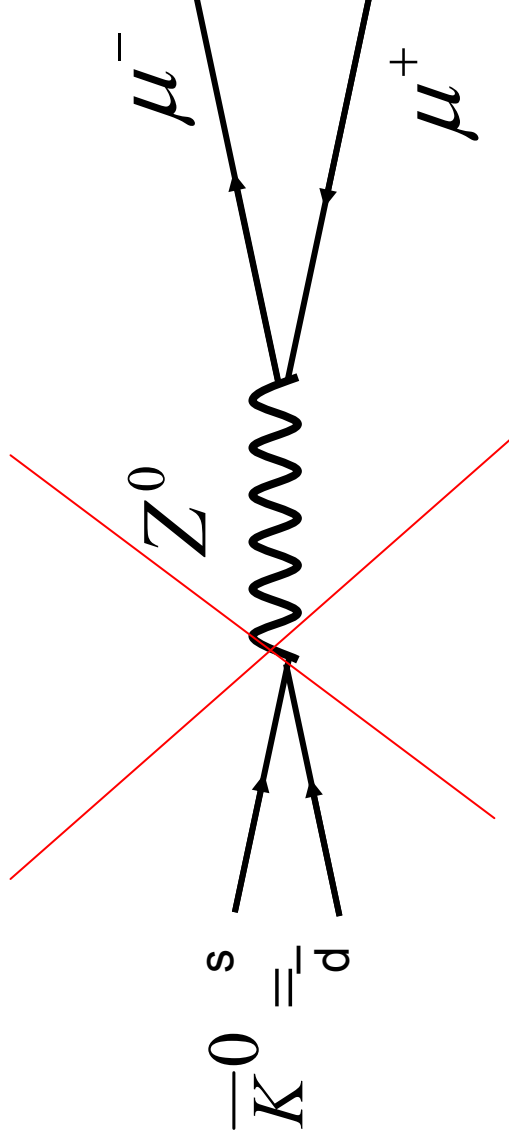
$$K^0, \bar{K}^0$$

$$m_{K^0} = 498 \text{ MeV}$$

$$c\tau(K_S^0) = 2,7 \text{ cm} \Rightarrow \tau(K_S^0) = 0,09 \text{ ns}$$

$$c\tau(K_L^0) = 15,3 \text{ m} \Rightarrow \tau(K_L^0) = 50,1 \text{ ns}$$

Neexistují čistě leptonové rozpady K^0 , protože Z^0 boson se může vázat pouze s fermiony se stejnou vůní, s anti-s, u anti-u, atd.
Neexistují FCAC = flavour changing neutral currents, slabé proudy měnící vůni.



Oscilace K0 mezonů

Silná a elektromagnetická interakce nemohou měnit vůně kvarků, to je možné jen slabou interakcí zprostředkovanou nabitými intermediálními bosony W. Pokud by tato interakce nebyla, pak by K0 a anti-K0 existovaly jako částice a antičástice se stejnými hmotami a stejnými dobami života.

$$H_0 |K^0\rangle = M |K^0\rangle$$

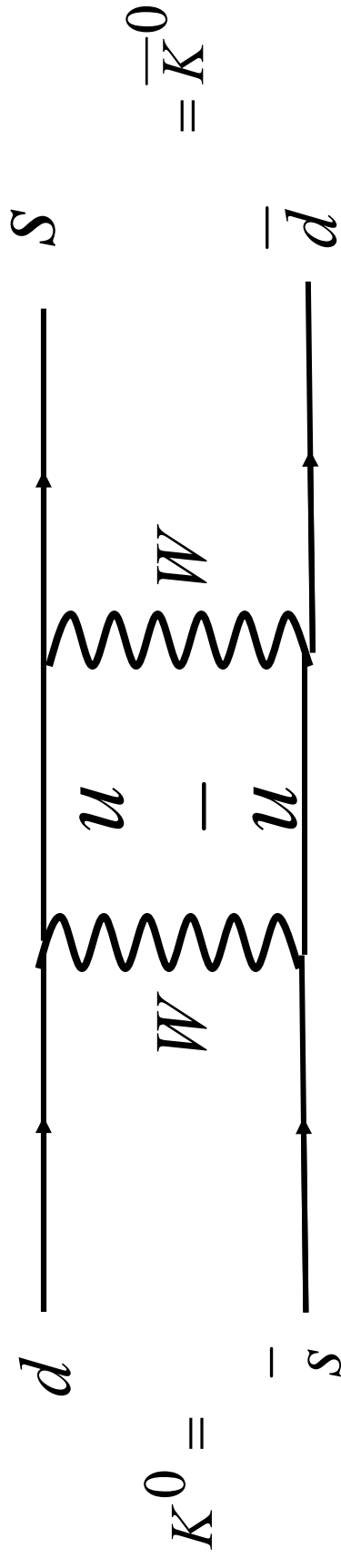
$$H_0 |\bar{K}^0\rangle = M |\bar{K}^0\rangle$$

K0 jsou neutrální a mohou se pomocí slabé interakce změnit na anti K0 a naopak procesem s výměnou dvou intermediálních bosonů W:

$$K^0 = \begin{array}{c} d \\ \hline \xrightarrow{Q=-1/3} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} W \text{---} \\ \text{---} W \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{Q=-1/3} \\ \xrightarrow{Q=+1/3} \end{array} \begin{array}{c} s \\ \hline \end{array} = \begin{array}{c} \bar{K}^0 \\ \hline \xrightarrow{Q=+1/3} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} W \text{---} \\ \text{---} W \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{Q=-1/3} \\ \xrightarrow{Q=+1/3} \end{array} \begin{array}{c} \bar{d} \\ \hline \end{array}$$

Oscillace K0 mezonü

K0 jsou neutrální a mohou se pomocí slabé interakce změnit na anti K0 a naopak procesem s výměnou dvou intermediálních bosonů W:


$$H_0|K^0\rangle=M_0|K^0\rangle$$
$$\frac{\langle K^{-0} \rangle}{H_0} = M_0$$

Hamiltonián H_0 obsahující jen silnou a elmg. Interakci, které zachovávají podivnost.

$$H_w |K^0\rangle = m |K^0\rangle + \mu |K^{-0}\rangle$$
$$H_w = \frac{K^-}{m} \left\langle \frac{K^-}{m} + \mu \right\rangle K^0 \rangle$$

Hamiltonián Hw obsahující slabou interakci, která nezachovává podivnost a dovoluje Přeměnu Ko na anti Ko a naopak.

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$$

$$|K^0\rangle(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_{-1}^0\rangle(t) + |K_{+1}^0\rangle(t)) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{-\frac{\Gamma-\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}(M+\mu)t} |K_{-1}^0\rangle + e^{-\frac{\Gamma+\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}(M-\mu)t} |K_{+1}^0\rangle \right) =$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{-\frac{\Gamma-\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}(M+\mu)t} \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle) + e^{-\frac{\Gamma+\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}(M-\mu)t} \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle) \right) =$$

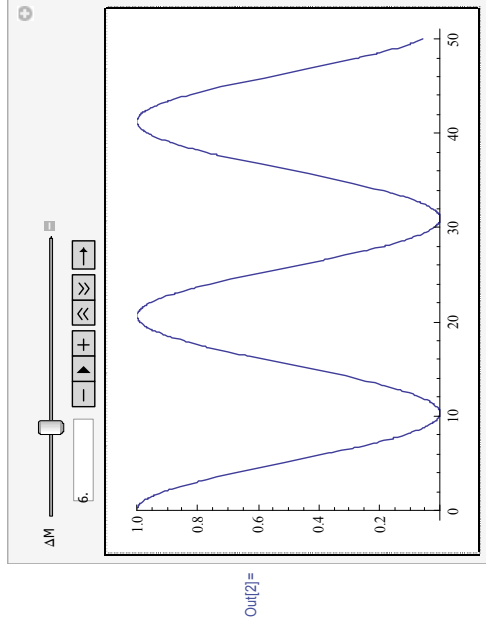
$$e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}M\cdot t} \left(\frac{e^{\frac{\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}\mu\cdot t} + e^{\frac{\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}\mu\cdot t}}{2} |K^0\rangle + i \frac{e^{\frac{\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}\mu\cdot t} - e^{\frac{\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}\mu\cdot t}}{2i} |\overline{K}^0\rangle \right)$$

$$P = e^{-\frac{\Gamma}{\hbar}t} \frac{e^{\frac{\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}\mu\cdot t} + e^{\frac{\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}\mu\cdot t}}{2} \frac{e^{\frac{\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}\mu\cdot t} + e^{\frac{\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}\mu\cdot t}}{2} = \frac{1}{4} \left(e^{-\frac{\Gamma-\gamma}{\hbar}t} + e^{-\frac{\Gamma+\gamma}{\hbar}t} + 2e^{-\frac{\Gamma}{\hbar}t} \cos\left(\frac{2\mu}{\hbar}t\right) \right)$$

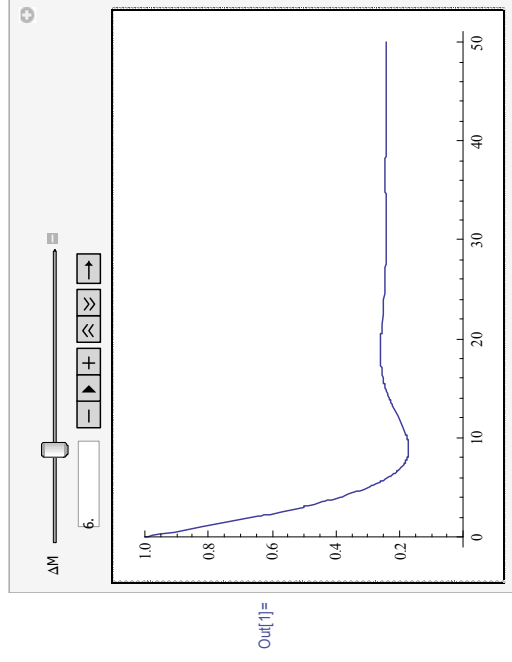
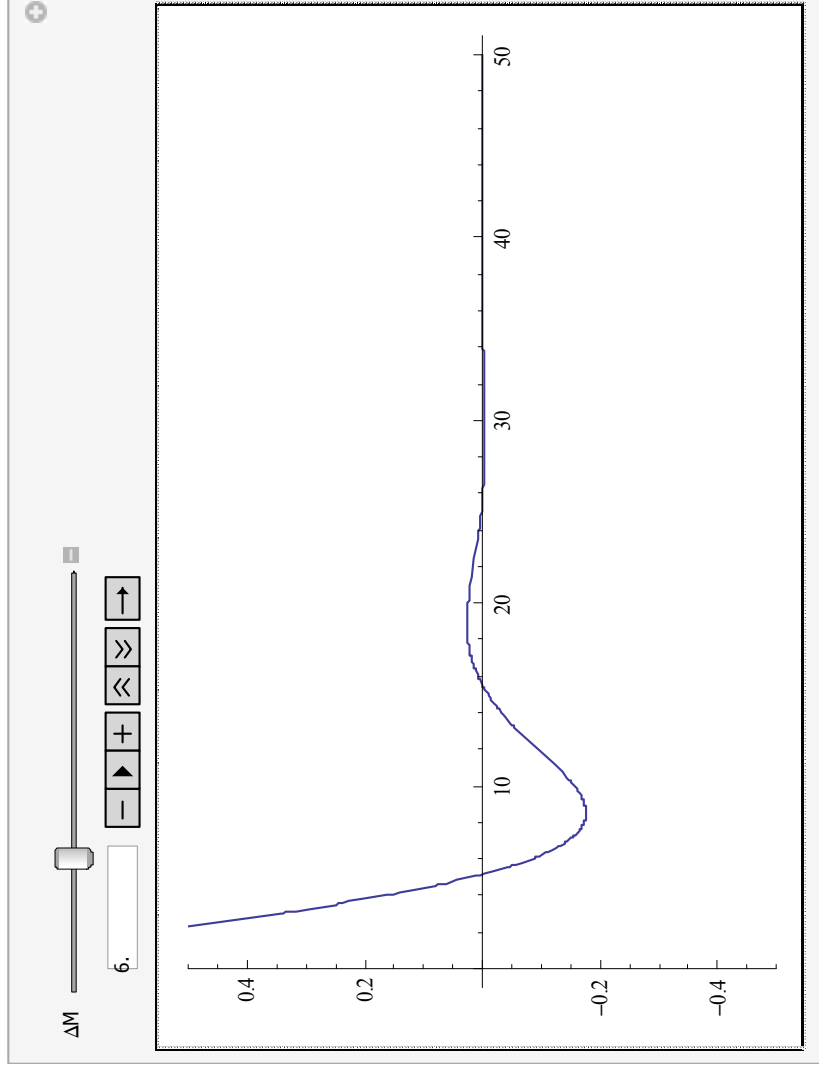
$$P = \frac{1}{4} \left(e^{-\frac{\Gamma_L}{\hbar}t} e^{-\frac{\Gamma_S}{\hbar}t} + e^{-\frac{\Gamma_L}{\hbar}t} e^{-\frac{\Gamma_S}{\hbar}t} + 2e^{-\frac{\Gamma_L+\Gamma_S}{2\hbar}t} \cos\left(\frac{M_L - M_S}{\hbar}t\right) \right)$$

Jak pozorovat jev oscilací K0 mezonů

[K0oscilace.nb](#)



Out[4]=



Mezonové rezonance

Spin a parita

$$J^P = 1^-$$

$$L_{qq}^- = 0, S_{qq}^- = 1 \Rightarrow J = 1$$

$$P = P_q \cdot P_q^- \cdot (-1)^L = -1$$

$$J^P = 1^+$$

$$L_{qq}^- = 1, S_{qq}^- = 0 \Rightarrow J = 1$$

$$P = P_q \cdot P_q^- \cdot (-1)^L = -1 \cdot (-1)^L = +1$$

$$J^P = 2^+$$

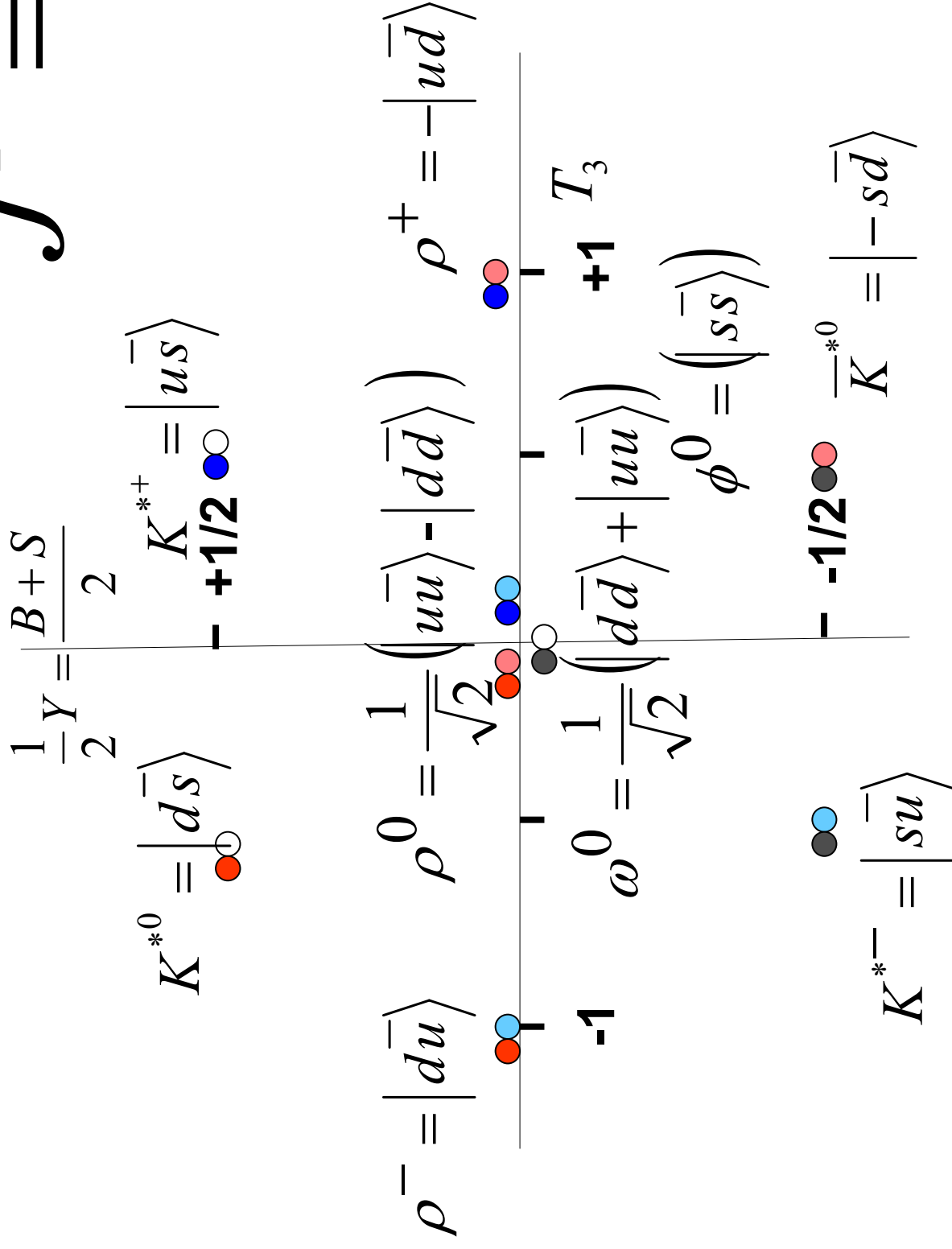
$$L_{qq}^- = 1, S_{qq}^- = 1 \Rightarrow J = 0, 1, 2$$

$$P = P_q \cdot P_q^- \cdot (-1)^L = -1 \cdot (-1)^L = +1$$

ATD.

Oktet a singlet = Nonet vektorových mezonů

$$J^P = 1^-$$



Vektorové mezonové rezonance s podivností:

$$K(892)$$

$$m(K^{*\pm}) = 892\text{MeV} \quad \Gamma = 50\text{MeV}$$

$$m(K^{*0}) = 896\text{MeV}$$

$$K^* \rightarrow K\pi \approx 100\%$$

Nepodivné vektorové mezonové rezonance:

$$\rho^-, \rho^0, \rho^+$$

$$m(\rho) = 770 \text{ MeV} \quad \Gamma = 149 \text{ MeV}$$

$$\rho \rightarrow \pi\pi \approx \mathbf{100\%}$$

$$\omega^0$$

$$m(\omega) = 783 \text{ MeV} \quad \Gamma = 8,5 \text{ MeV}$$

$$\omega \rightarrow \pi\pi\pi \approx \mathbf{89\%}$$

$$\omega \rightarrow \pi\pi \approx \mathbf{2\%}$$

$$\omega \rightarrow \pi\gamma \approx \mathbf{9\%}$$

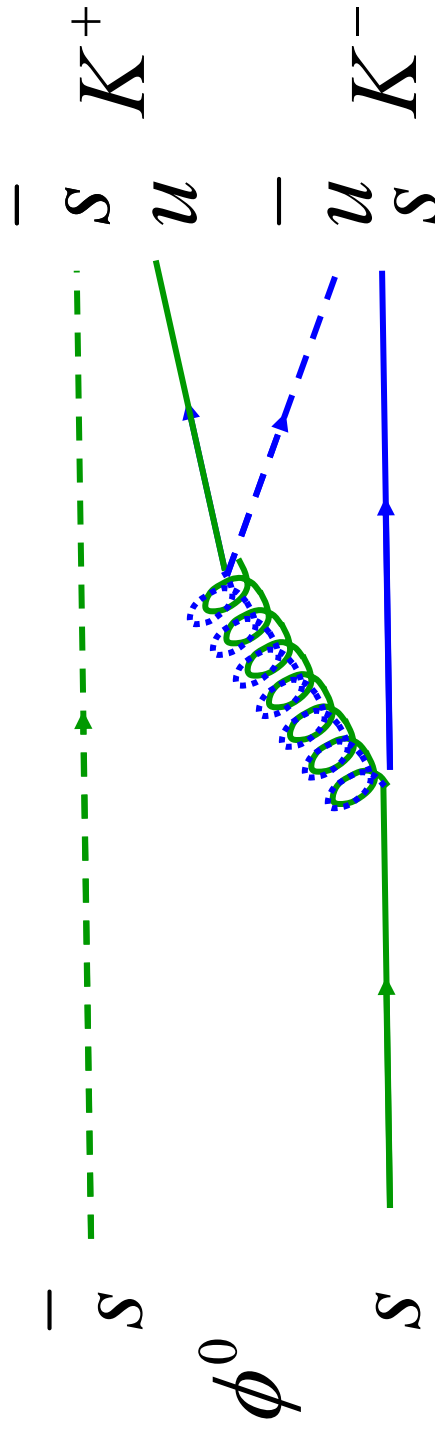
$$\phi^0$$

$$m(\phi^0) = 1019 \text{ MeV} \quad \Gamma = 4,3 \text{ MeV}$$

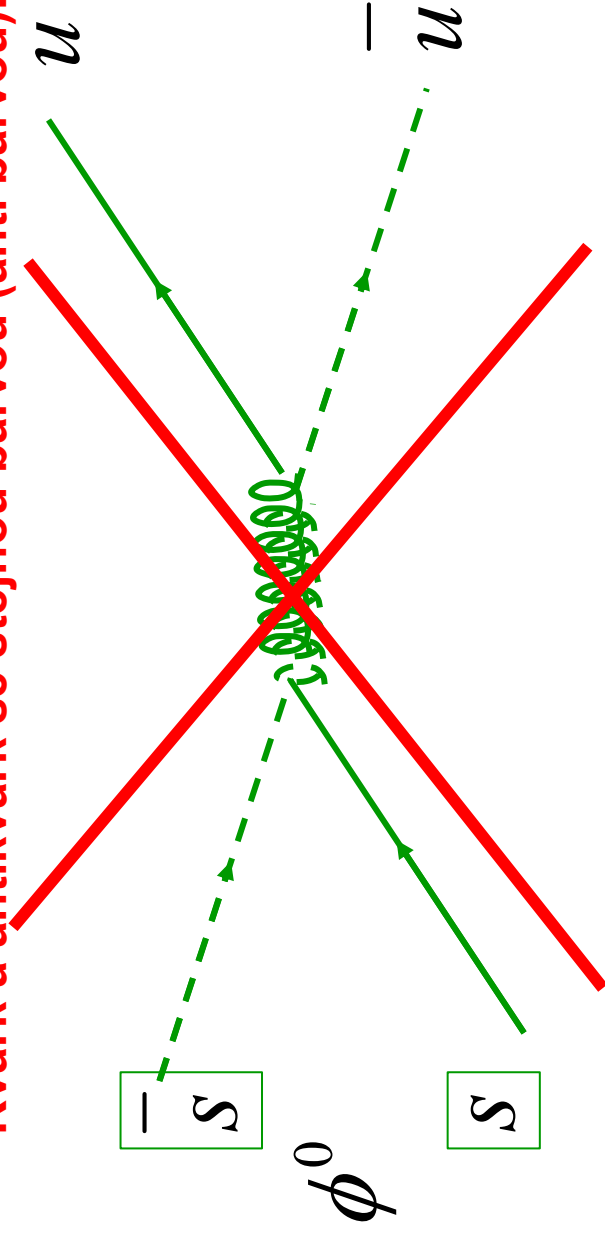
$$\phi^0 \rightarrow K\bar{K} \approx \mathbf{83\%}$$

$$\phi^0 \rightarrow \pi\pi\pi \approx \mathbf{15\%}$$

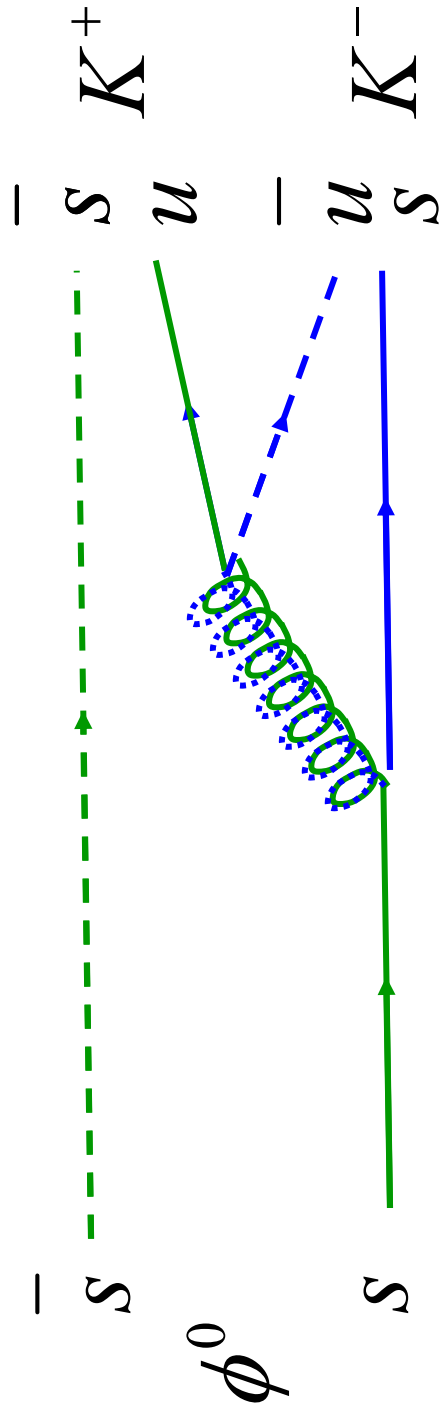
Toto je preferovaný způsob rozpadu – na dva podivné mezony.



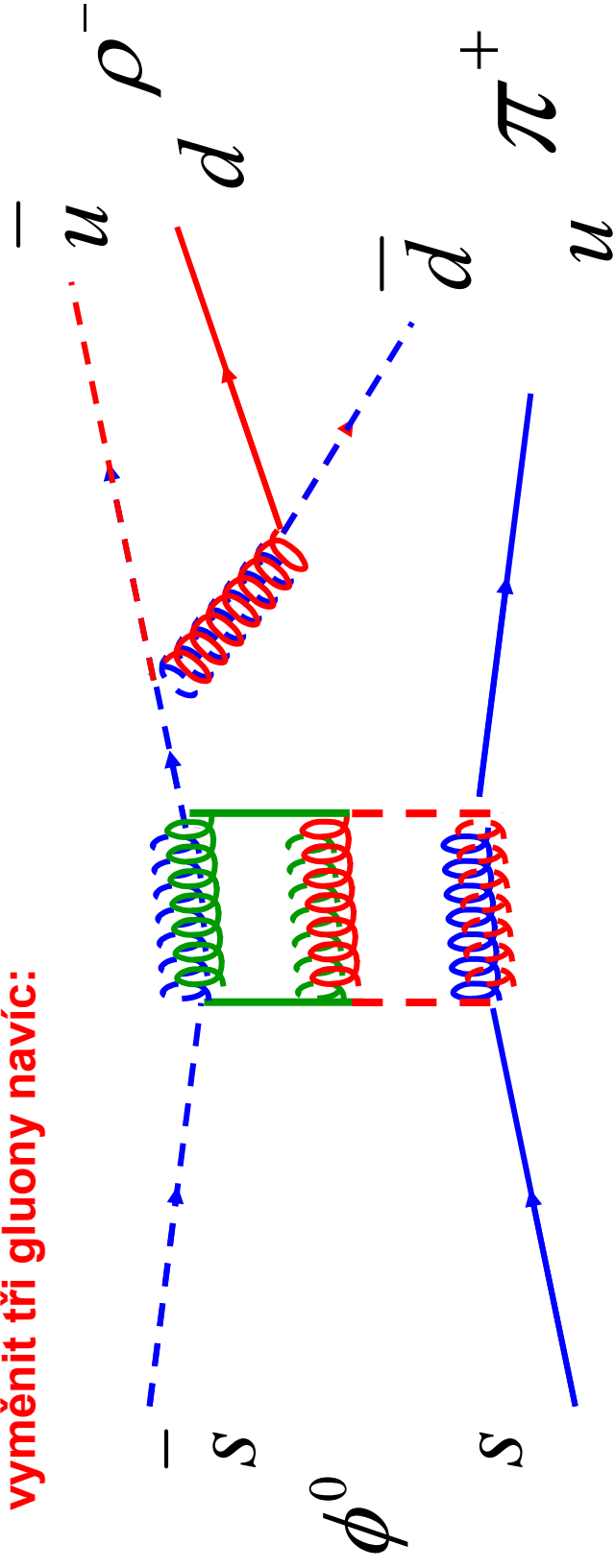
Takováto přeměna nejde, protože gluony musí nést barvu, tj. musí se potkat Kvark a antikvark se stejnou barvou (anti barvou).



Toto je preferovaný způsob rozpadu – na dva podivné mezony.



Rozpad ϕ^0 na nepodivné částice je silně potlačen, protože se musí vyměnit tři gluony navíc:



Okruhy otázek ke zkoušce

1. Objev nových částic v kosmickém záření
2. Kvarkový model mezonů a baryonů.
3. Magnetické momenty neutronu a protonu.
4. Oktet pseudoskalárních a nonet vektorových mezonů.
5. **Dekuplet a oktet baryonů.**
6. Kvarky b, c a t .
7. Interakce elementárních částic. Sjednocení slabé a elektromagnetické interakce.
8. Intermediální bosony W a Z .
9. Kvarky, gluony a barevná interakce.
10. Nezachování P a CP ve slabých interakcích
11. Leptony, hmoty neutrin, oscilace
12. Současné problémy v částicové fyzice.

Nejlehčí baryony s orbitálním momentem hybnosti $L=0$ jsou: **Oktet se spinem $1/2$ a Dekuplet se spinem $3/2$** **Kvantové číslo barva zachraňuje Fermiho statistiku**

Kvarky existují ve třech barevných variantách **R**ed, **G**reen a **B**lue, Vůňová a spinová část je dohromady symetrická, barevná část vlnové funkce je antisymetrická. Obecně mohou existovat pouze takové vázané stavy kvarků, které jsou celkově bezbarvé, tj. mají barevnou část vlnové funkce antisymetrickou.

$$\Delta^{++} = |u \uparrow \cdot u \uparrow \cdot u \uparrow\rangle$$

$$|u \uparrow \cdot u \uparrow \cdot u \uparrow\rangle \frac{1}{\sqrt{6}} (|RGB\rangle - |RBG\rangle + |GBR\rangle - |GRB\rangle + |BRG\rangle - |BGR\rangle) =$$

$$\frac{1}{\sqrt{6}} \left(|u_R \uparrow u_G \uparrow u_B \uparrow\rangle - |u_R \uparrow u_B \uparrow u_G \uparrow\rangle + |u_G \uparrow u_B \uparrow u_R \uparrow\rangle - |u_G \uparrow u_R \uparrow u_B \uparrow\rangle + |u_B \uparrow u_R \uparrow u_G \uparrow\rangle - |u_B \uparrow u_G \uparrow u_R \uparrow\rangle \right)$$

$$|p \uparrow\rangle = \sqrt{\frac{1}{18}} \left(\begin{aligned} &2|u \uparrow d \downarrow u \uparrow\rangle - |u \downarrow d \uparrow u \uparrow\rangle - |u \uparrow d \uparrow u \downarrow\rangle + \\ &2|d \downarrow u \uparrow u \uparrow\rangle - |d \uparrow u \uparrow u \downarrow\rangle - |d \uparrow u \downarrow u \uparrow\rangle + \\ &2|u \uparrow u \uparrow d \downarrow\rangle - |u \uparrow u \downarrow d \uparrow\rangle - |u \downarrow u \uparrow d \uparrow\rangle \end{aligned} \right)$$

$$\sqrt{\frac{1}{6}} (|RGB\rangle - |RBG\rangle + |GBR\rangle - |GRB\rangle + |BRG\rangle - |BGR\rangle)$$

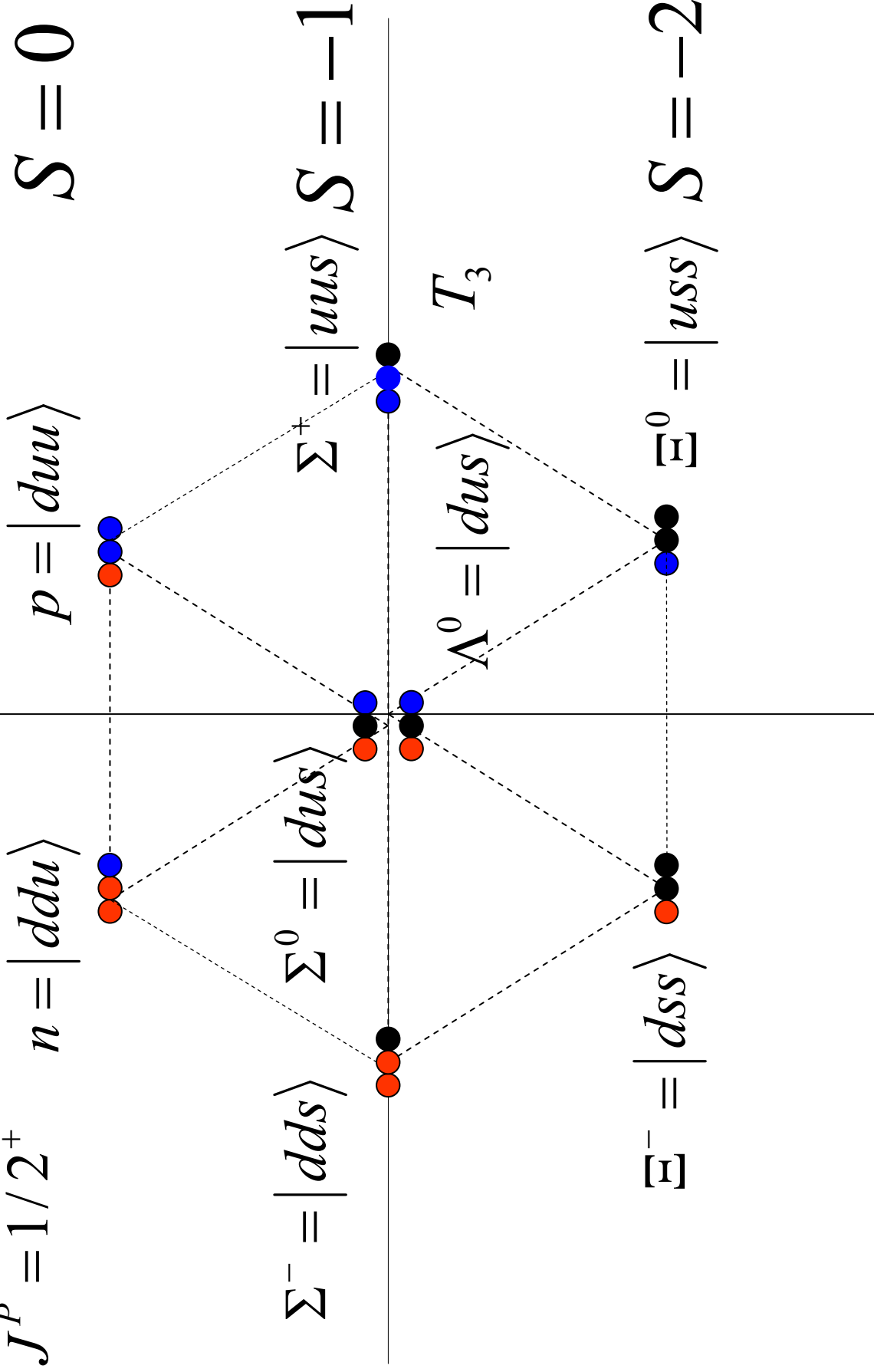
Oktet baryonü

$$J^P = 1/2^+$$

$$n = |ddu\rangle$$

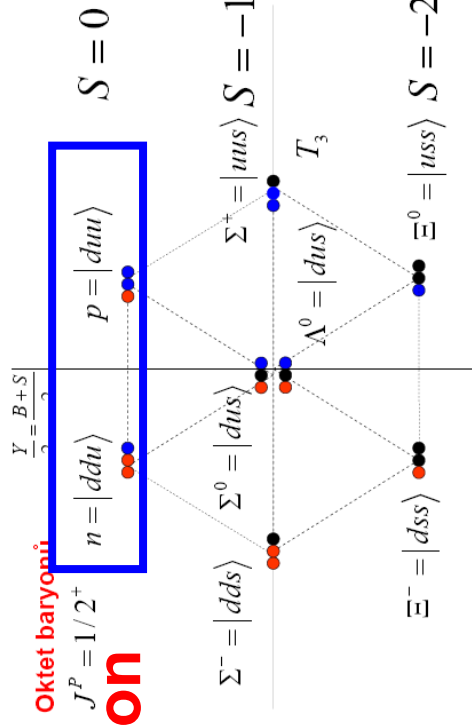
$$S = 0$$

$$\frac{Y}{2} = \frac{B+S}{2}$$



Isotopický dublet nepodivných

baryonů v oktetu tvoří neutron a proton



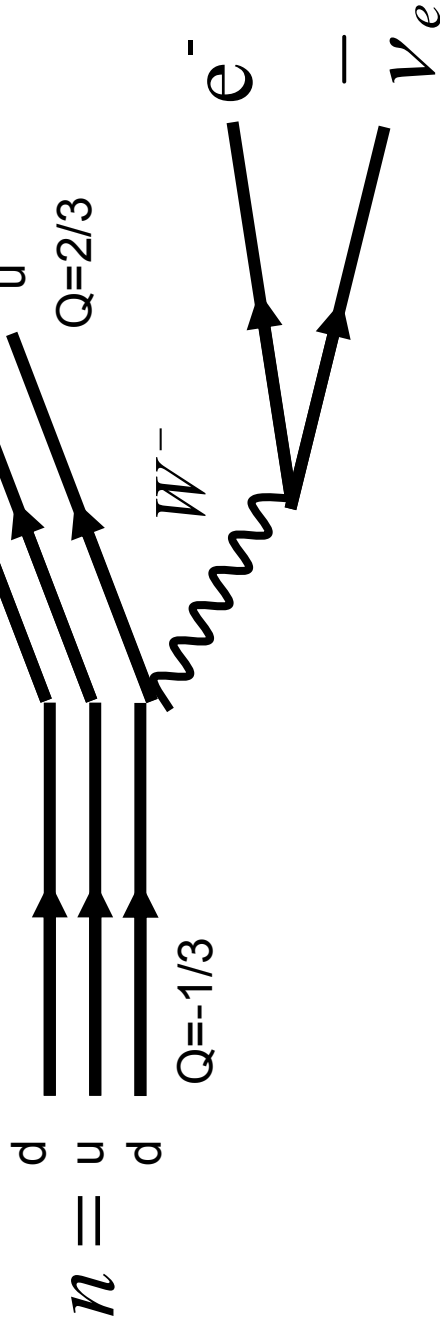
$$M(n) = 939,57 MeV$$

$$M(p) = 938,27 MeV$$

$$\tau(p) > 10^{30} \text{ years}$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad 100\%$$

$$\tau(n) = 885,7 s = 14 \text{ min } 45,7 s$$



Baryony s podivnostíí -1

$$\Lambda^0$$

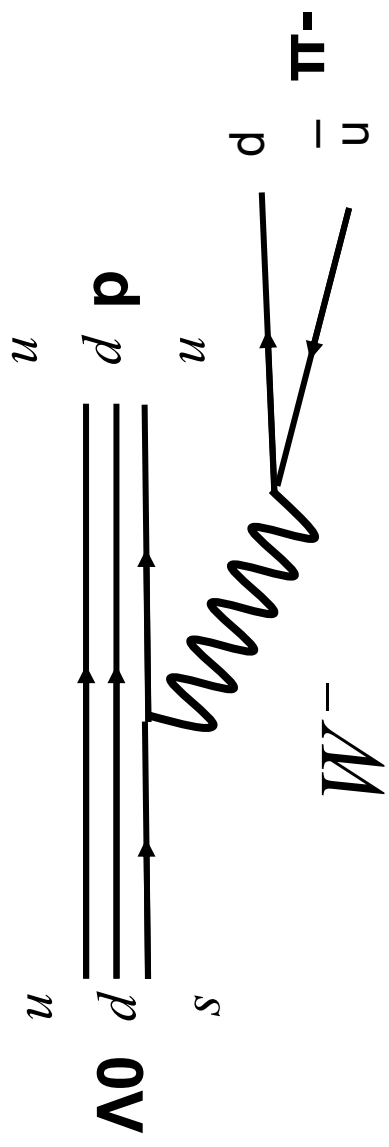
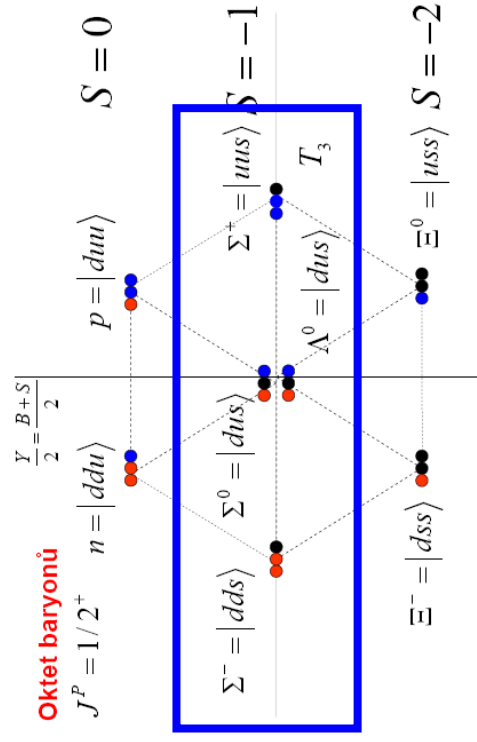
$$\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$$

$$M(\Lambda^0) = 1115 MeV > M(p/n) + M(\pi)$$

$$938 MeV + 140 MeV = 1078 MeV$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \quad 64\% \quad c\tau(\Lambda^0) = 7,9 cm \Rightarrow \tau(\Lambda^0) = 0,26 ns$$

$$\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0 \quad 36\%$$



Baryony s podivnostíí -1

$\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$

$M(\Sigma^-) = 1197 MeV$

$M(\Sigma^0) = 1193 MeV$

$M(\Sigma^+) = 1189 MeV$

$M(\Sigma) < M(\Lambda) + M(\pi) = 1115 MeV + 140 MeV = 1255 MeV$

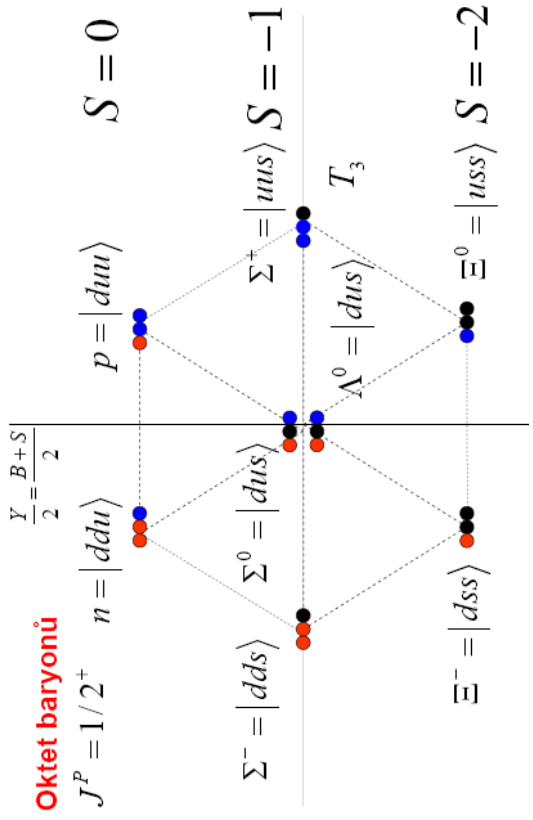
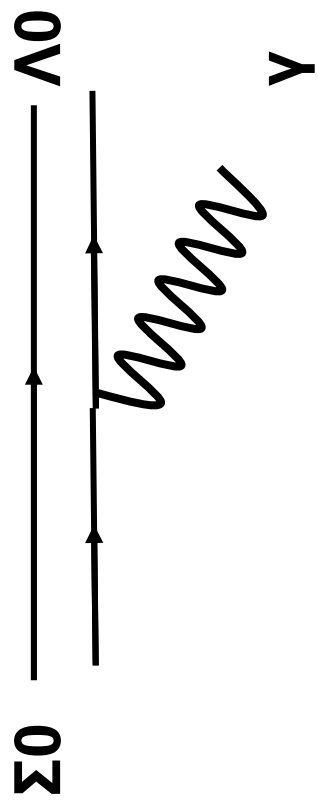
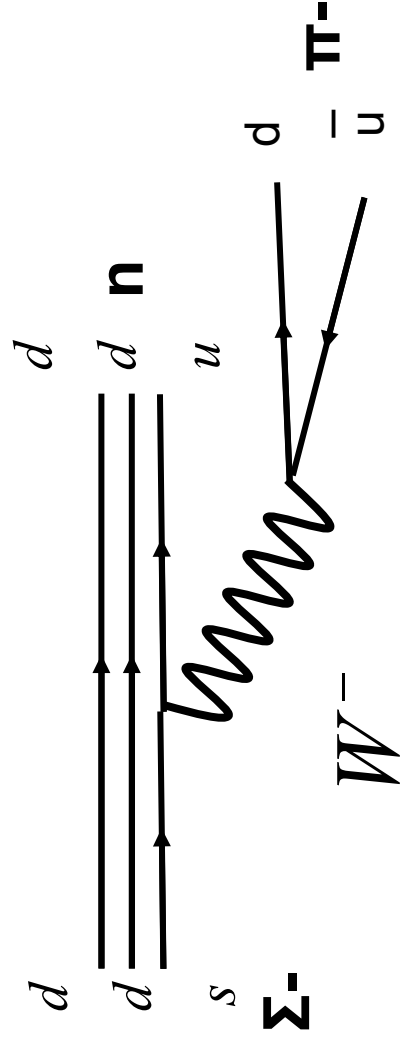
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ **99,8%** $c\tau(\Sigma^-) = 4,4 cm \Rightarrow \tau(\Sigma^-) = 0,15 ns$

$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ **51,6%** $c\tau(\Sigma^+) = 2,4 cm \Rightarrow \tau(\Sigma^+) = 0,08 ns$

$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ **48,3%**

$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ **100%** $c\tau(\Sigma^0) = 2,2 \cdot 10^{-11} m \Rightarrow \tau(\Sigma^0) = 7,4 \cdot 10^{-20} s$

$c\tau(\Lambda^0) = 7,9 cm \Rightarrow \tau(\Lambda^0) = 0,26 ns$



Baryony s podivnostíí -2

$$\Xi^{-}, \Xi^0$$

$$M(\Xi^{-}) = 1321 MeV$$

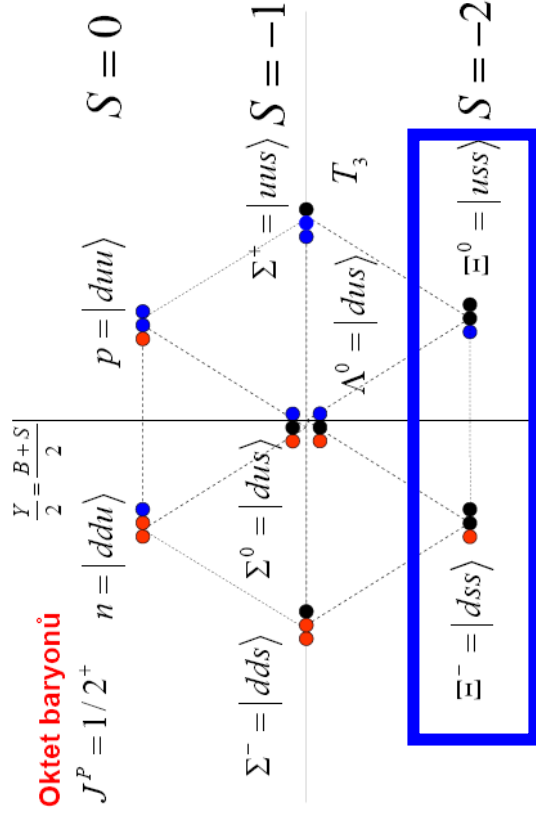
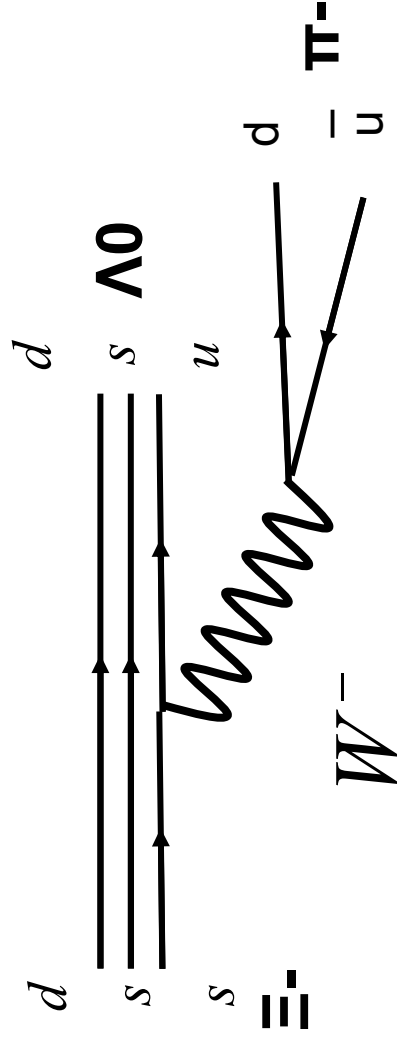
$$M(\Xi^0) = 1314 MeV$$

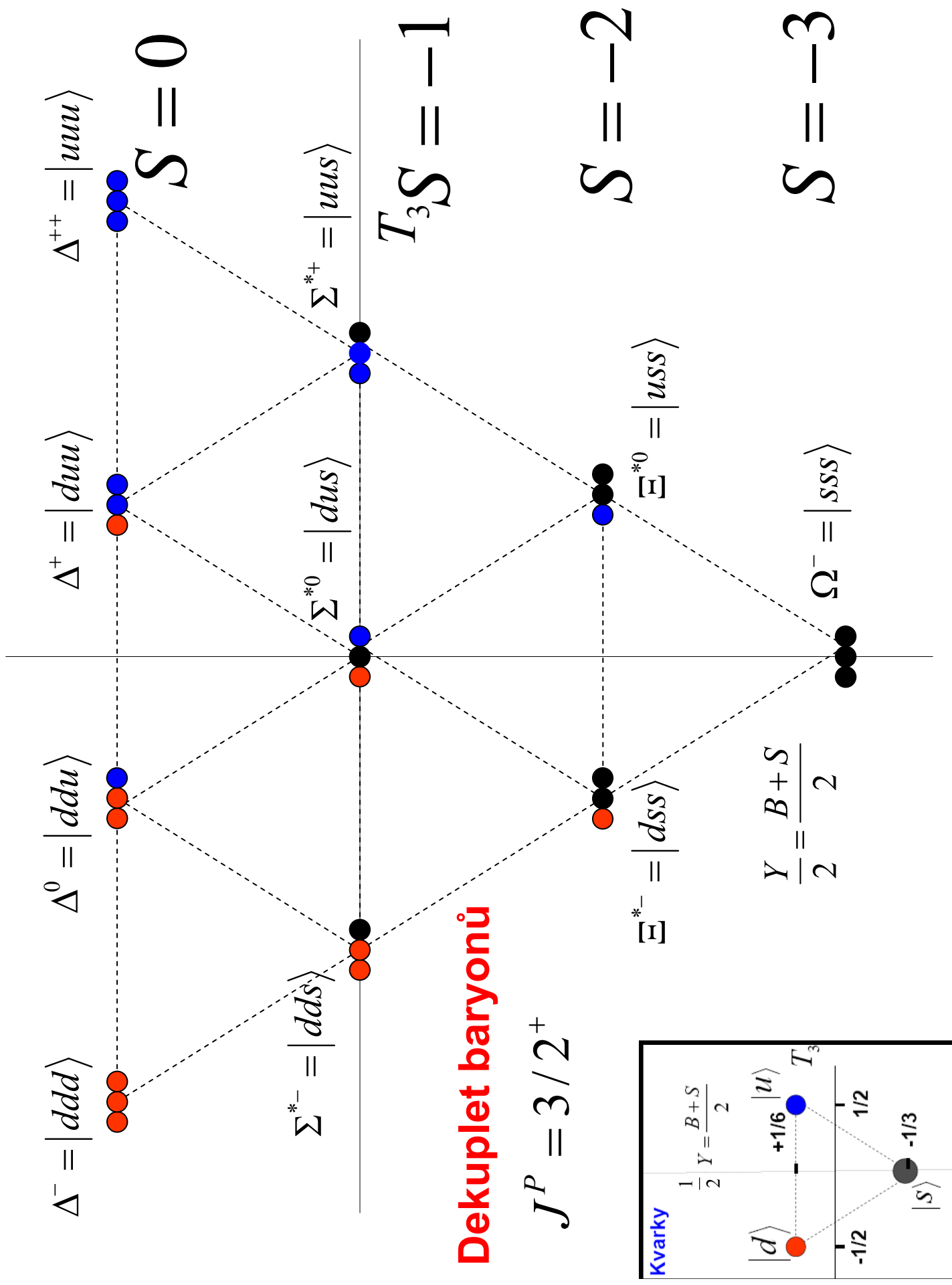
$$M(\Lambda) + M(\pi) < M(\Xi) < M(\Sigma) + M(\pi)$$

$$1115 + 140 < 1321 < 1189 + 140$$

$$\Xi^{-} \rightarrow \Lambda^0 + \pi^{-} \quad 99,9\% \quad c\tau(\Xi^{-}) = 4,9 cm \Rightarrow \tau(\Xi^{-}) = 0,16 ns$$

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0 \quad 99,5\% \quad c\tau(\Xi^0) = 8,7 cm \Rightarrow \tau(\Xi^0) = 0,29 ns$$

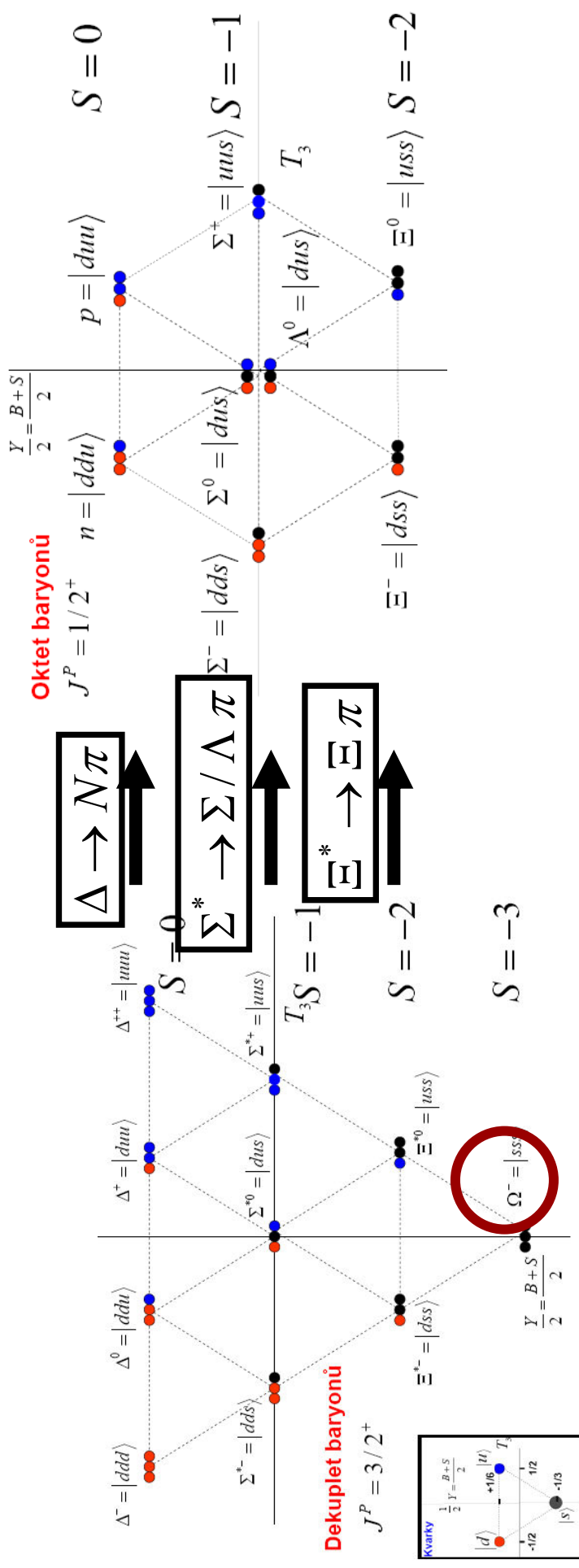




Dekuplet baryonů $J^P = 3/2^+$

Baryony v deketu s podivností 0, -1 a -2 mají lehčí partnery se stejnou podivností v oktetu a rozpadají se na tyto lehčí partnery a pion prostřednictvím silné interakce. Mají tudíž velmi krátkou dobu života, ta se měří jako šířka (10-100 MeV) rezonančního Breit-Wignerova rozdělení. Těmto částicím je zvykem říkat **rezonance**.

Výjimkou je Ω^- baryon s podivností -3. Protože do objevu 4. kvarku se mělo za to, že je nejtěžším baryonem stabilním vůči silnému rozpadu, dostal jméno Ω .



Nepodivné rezonance Δ

$$\Delta(1232)$$

$$M(\Delta) = 1232 \text{ MeV}$$

$$\Gamma(\Delta) = 118 \text{ MeV}$$

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{\hbar c}{c\tau} \Rightarrow c\tau = \frac{\hbar c}{\Gamma} = \frac{197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{118 \text{ MeV}} = 1,7 \text{ fm}$$

$$\tau = 6 \cdot 10^{-24} \text{ s}$$

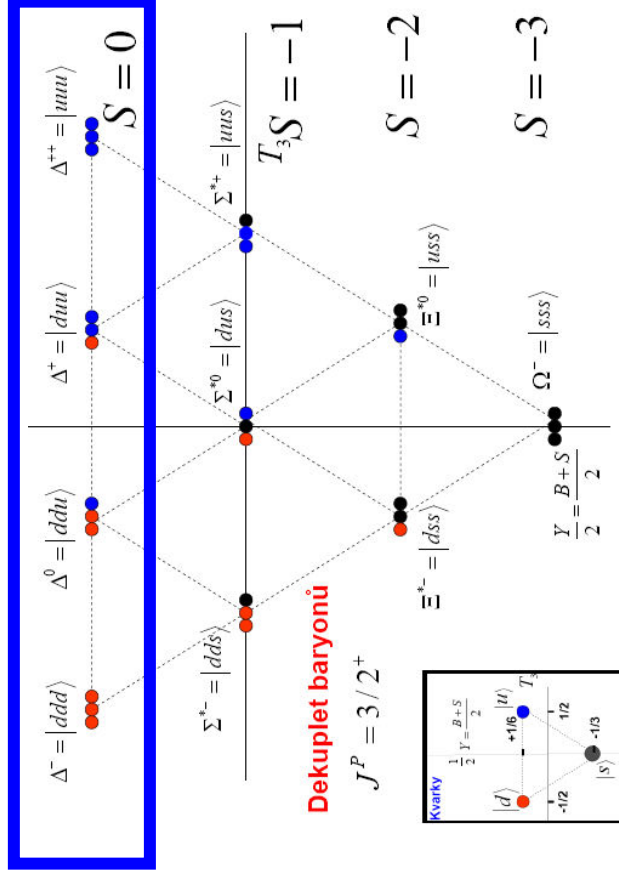
$$\Delta \rightarrow N\pi \quad 100\%$$

$$\Delta^- \rightarrow n\pi^-$$

$$\Delta^0 \rightarrow n\pi^0 \quad \Delta^0 \rightarrow p\pi^-$$

$$\Delta^+ \rightarrow n\pi^+ \quad \Delta^+ \rightarrow p\pi^0$$

$$\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$$



Rezonance s podivností -1

$\Sigma(1385)$

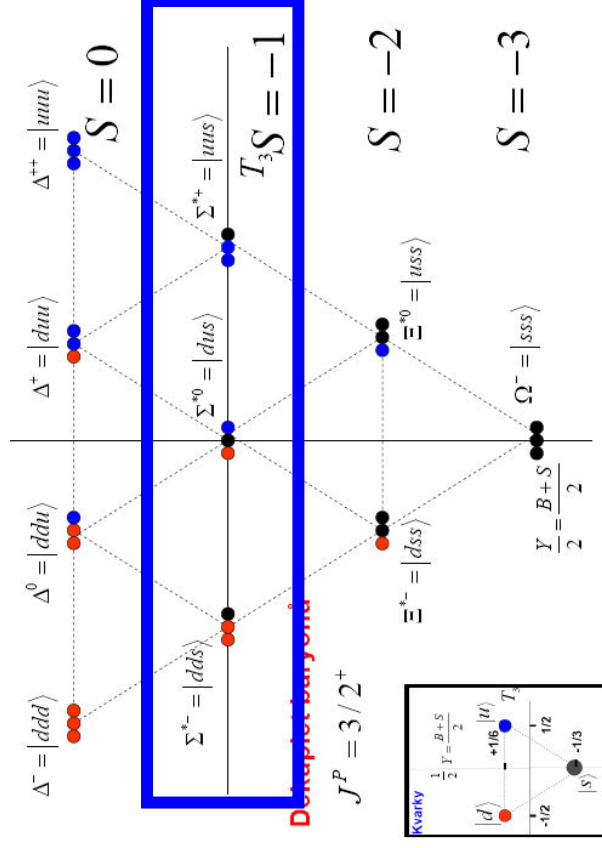
$$M(\Sigma^{*-}) = 1387 \text{ MeV} \quad \Gamma(\Sigma^{*-}) = 39 \text{ MeV}$$

$$M(\Sigma^{*0}) = 1384 \text{ MeV} \quad \Gamma(\Sigma^{*0}) = 36 \text{ MeV}$$

$$M(\Sigma^{*+}) = 1383 \text{ MeV} \quad \Gamma(\Sigma^{*+}) = 36 \text{ MeV}$$

$$\Sigma^* \rightarrow \Lambda \pi \quad 87\%$$

$$\Sigma^* \rightarrow \Sigma \pi \quad 12\%$$



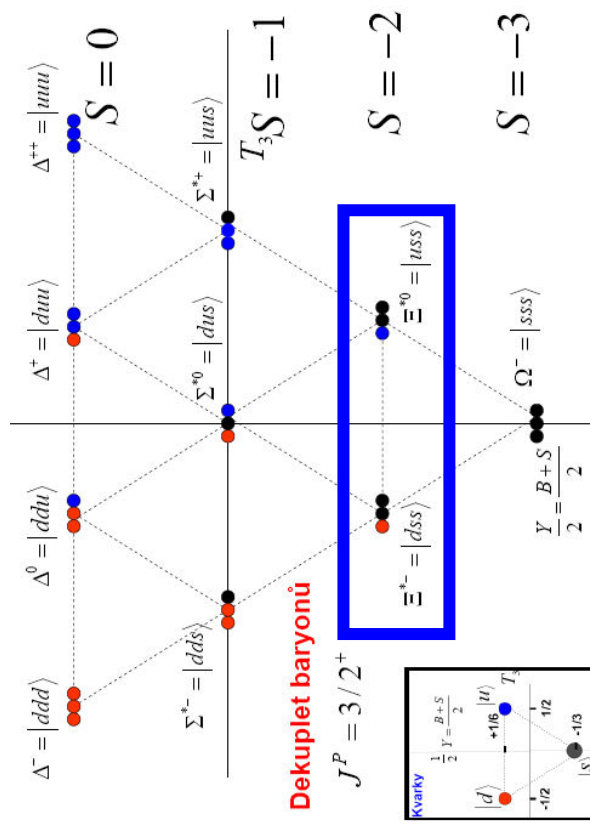
Rezonance s podivnostíí -2

$\Xi(1530)$

$M(\Xi^{*-}) = 1535 \text{ MeV} \quad \Gamma(\Xi^{*-}) = 9 \text{ MeV}$

$M(\Xi^{*0}) = 1531 \text{ MeV} \quad \Gamma(\Xi^{*0}) = 10 \text{ MeV}$

$\Xi^* \rightarrow \Xi \pi \quad 100\%$



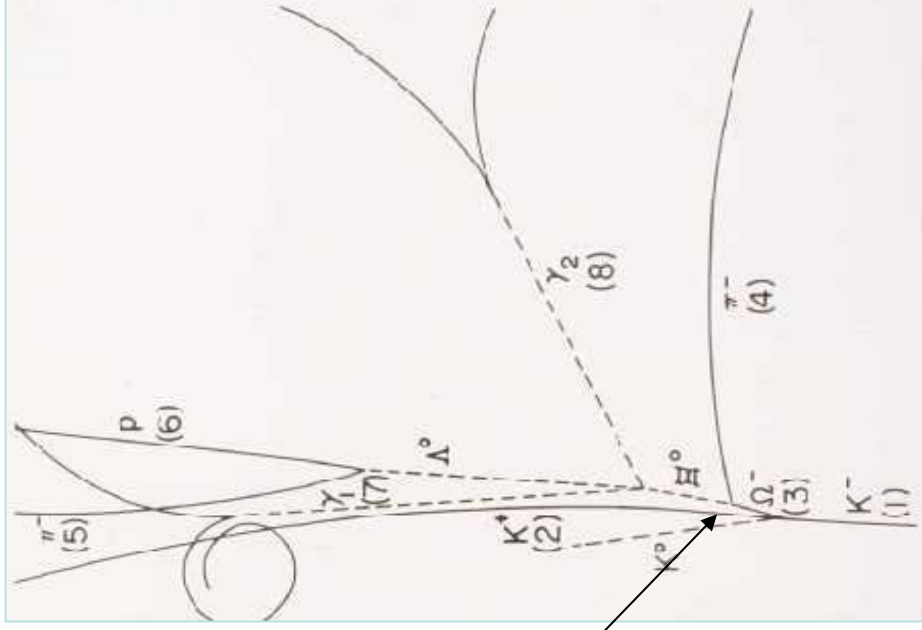
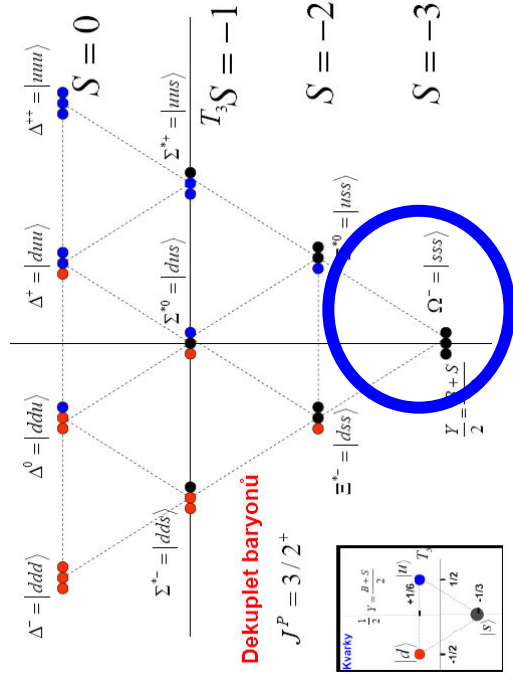
Ω baryon s podivností -3

$$M(\Omega^-) = 1672 \text{ MeV} \quad c\tau = 2,5 \text{ cm}$$

$$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^- \quad 67,8\%$$

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^- \quad 23,6\%$$

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0 \quad 8,6\%$$

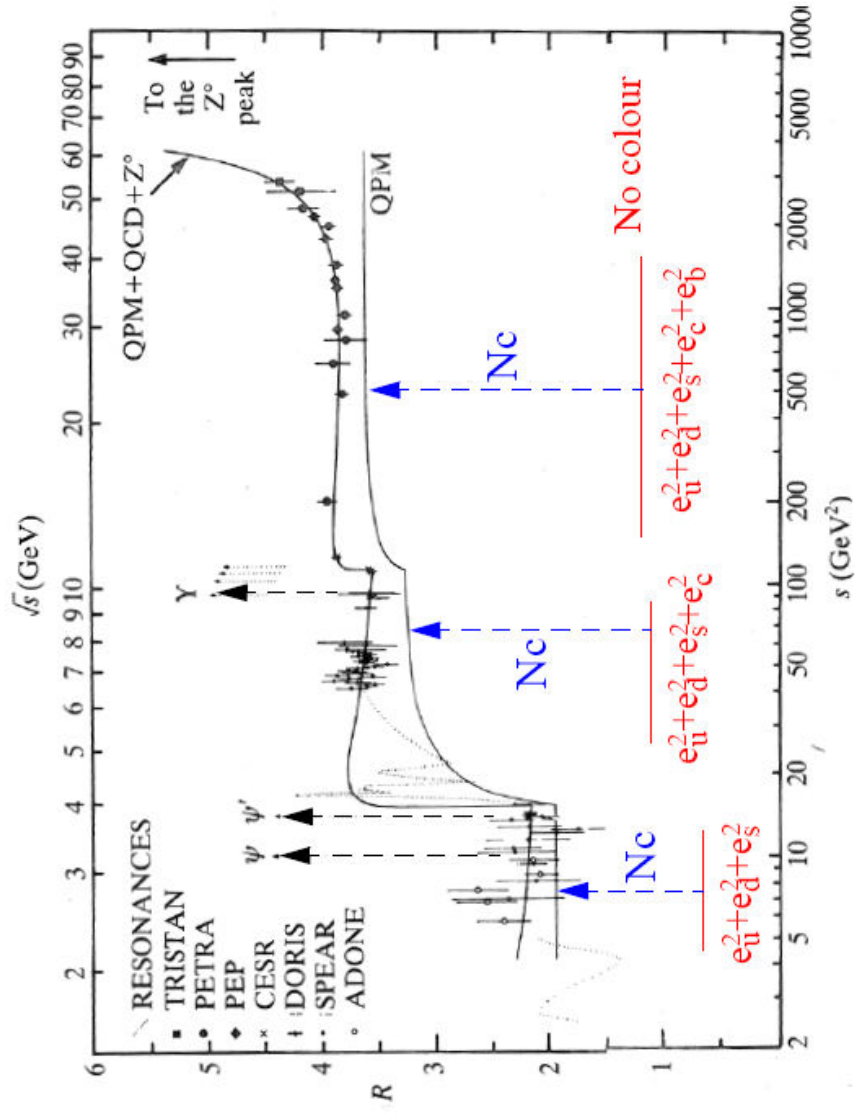


Okruhy otázek ke zkoušce

1. Objev nových částic v kosmickém záření
2. Kvarkový model mezonů a baryonů.
3. Magnetické momenty neutronu a protonu.
4. Oktet pseudoskalárních a nonet vektorových mezonů.
5. Dekuplet a oktet baryonů.
6. **Kvarky b, c a t.**
7. Interakce elementárních částic. Sjednocení slabé a elektromagnetické interakce.
8. Intermediální bosony W a Z.
9. Kvarky, gluony a barevná interakce.
10. Nezachování P a CP ve slabých interakcích
11. Leptony, hmoty neutrin, oscilace
12. Současné problémy v částicové fyzice.

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = N_c(Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2 + \dots) = N_c \left(\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 \right) = \frac{2}{3}N_c$$

$$R = 2 \Rightarrow N_c = 3$$



Objev kvarku c (charm)



The Nobel Prize in Physics 1976

"for their pioneering work in the discovery of a heavy elementary particle of a new kind"



Burton Richter

🏆 1/2 of the prize

USA

Stanford Linear
Accelerator Center
Stanford, CA, USA

b. 1931



**Samuel Chao Chung
Ting**

🏆 1/2 of the prize

USA

Massachusetts Institute of
Technology (MIT)
Cambridge, MA, USA

b. 1936

FROM THE PSI TO CHARM - THE EXPERIMENTS OF 1975 AND 1976

Nobel Lecture, December 11, 1976

by

BURTON RICHTER

Stanford University, Stanford, California, USA

1. INTRODUCTION

Exactly 25 months ago the announcement of the ψ/J particle by Professor Ting's and my groups [1, 2] burst on the community of particle physicists. Nothing so strange and completely unexpected had happened in particle physics for many years. Ten days later my group found the second of the ψ 's, [3] and the sense of excitement in the community intensified. The long

THE DISCOVERY OF THE J PARTICLE:

A personal recollection

Nobel Lecture, 11 December, 1976

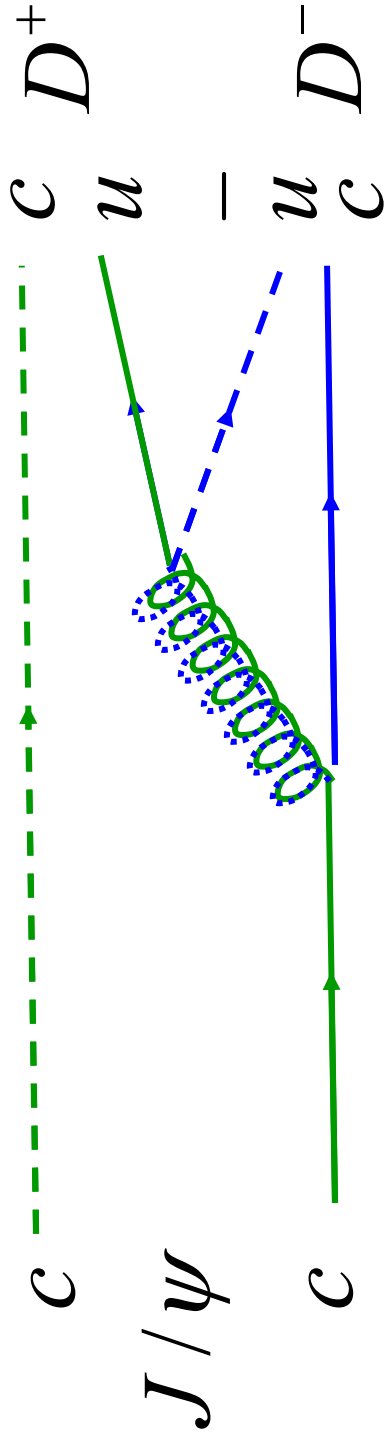
by

SAMUEL C. C. TING

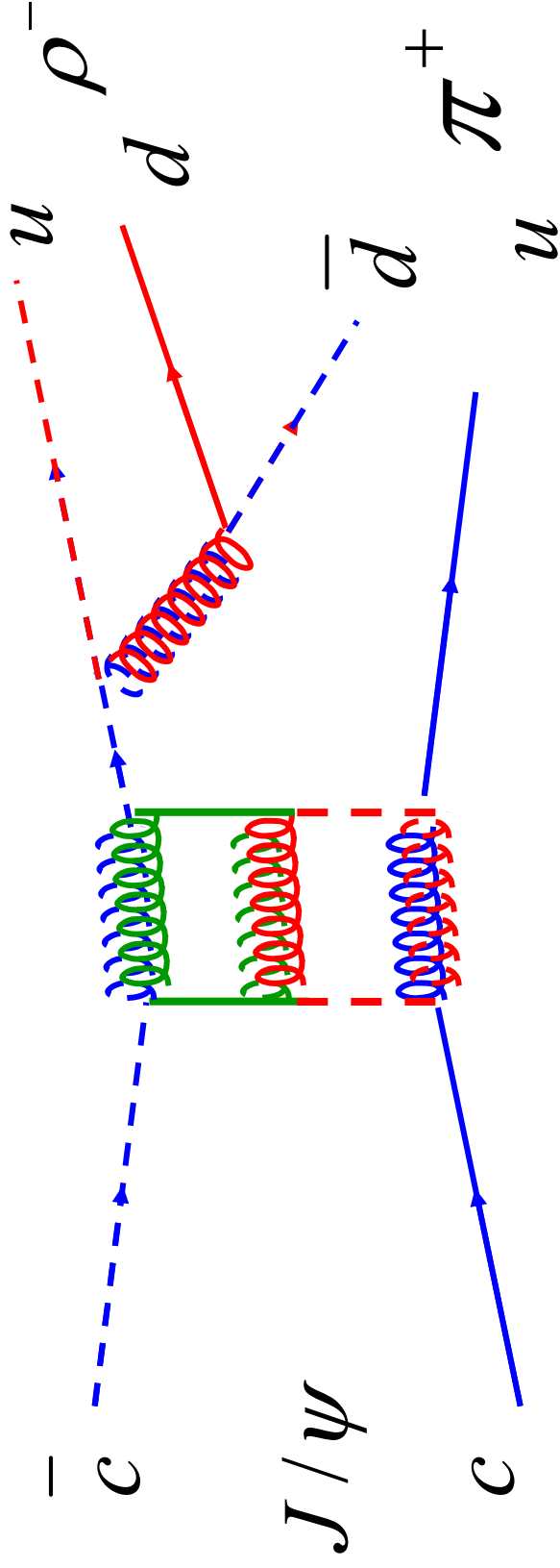
Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, USA
and

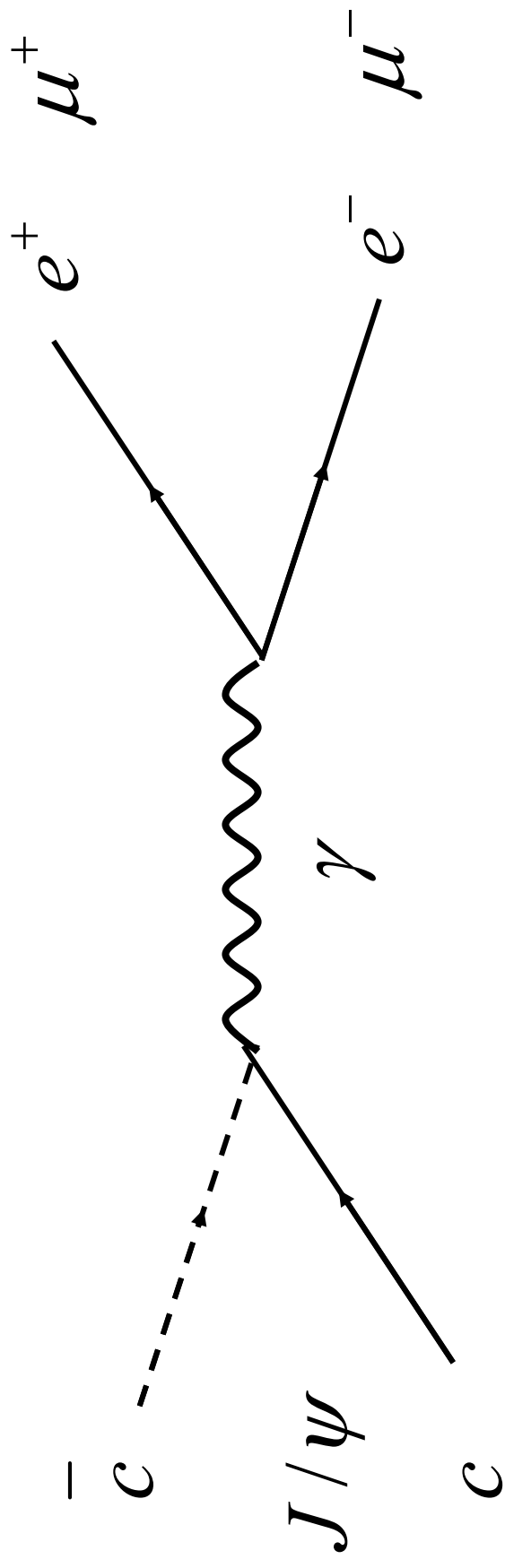
CERN, European Organization for Nuclear Research, Geneva, Switzerland

Charmonium J-psi. Toto by byl preferovaný způsob rozpadu – na dva půvabné mezony. Ale dva D mezony jsou těžší než J/psi



Rozpad J-psi na nepůvabné částice je silně potlačen, protože se musí vyměnit tři gluony navíc:





Proto je možný i poměrně častý rozpad pomocí elektromagnetické Interakce na elektron pozitron anebo na kladný a záporný mion. Přibližně v 6% případů se J/ψ rozpadá na e^+e^- a v 6% případů na $\mu^+\mu^-$.

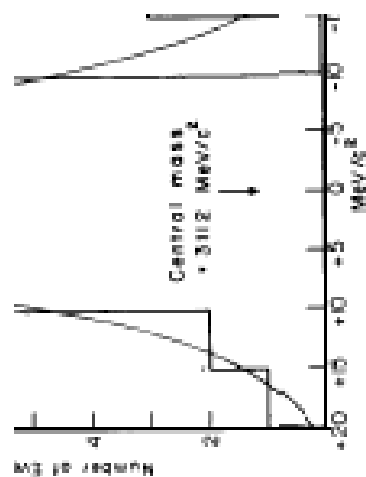


Fig. 12b. The measurement of the width of the width is shown to be less than 5 MeV.

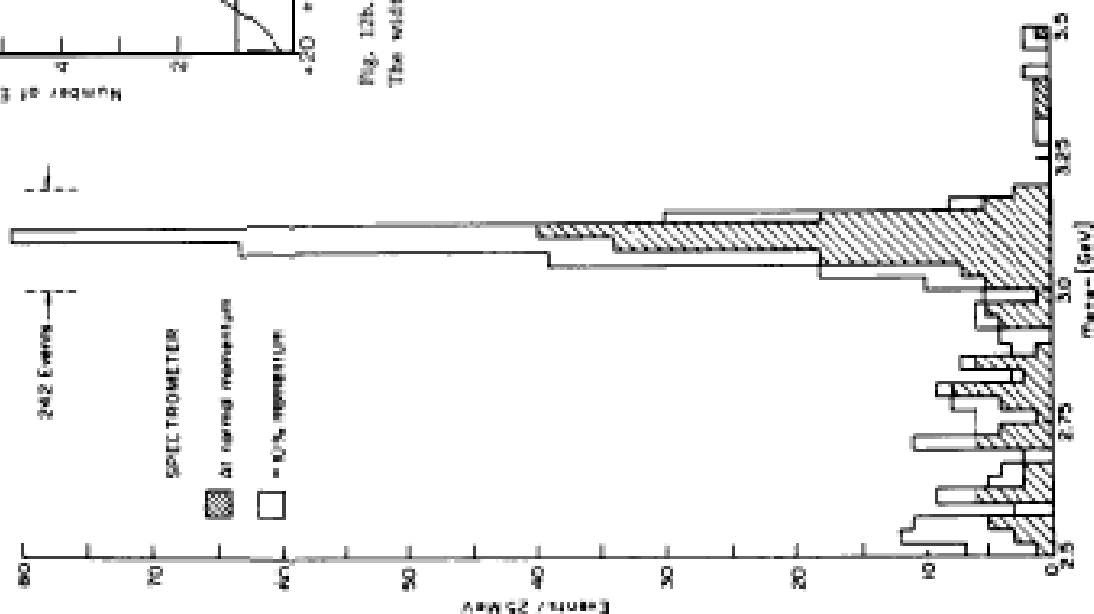
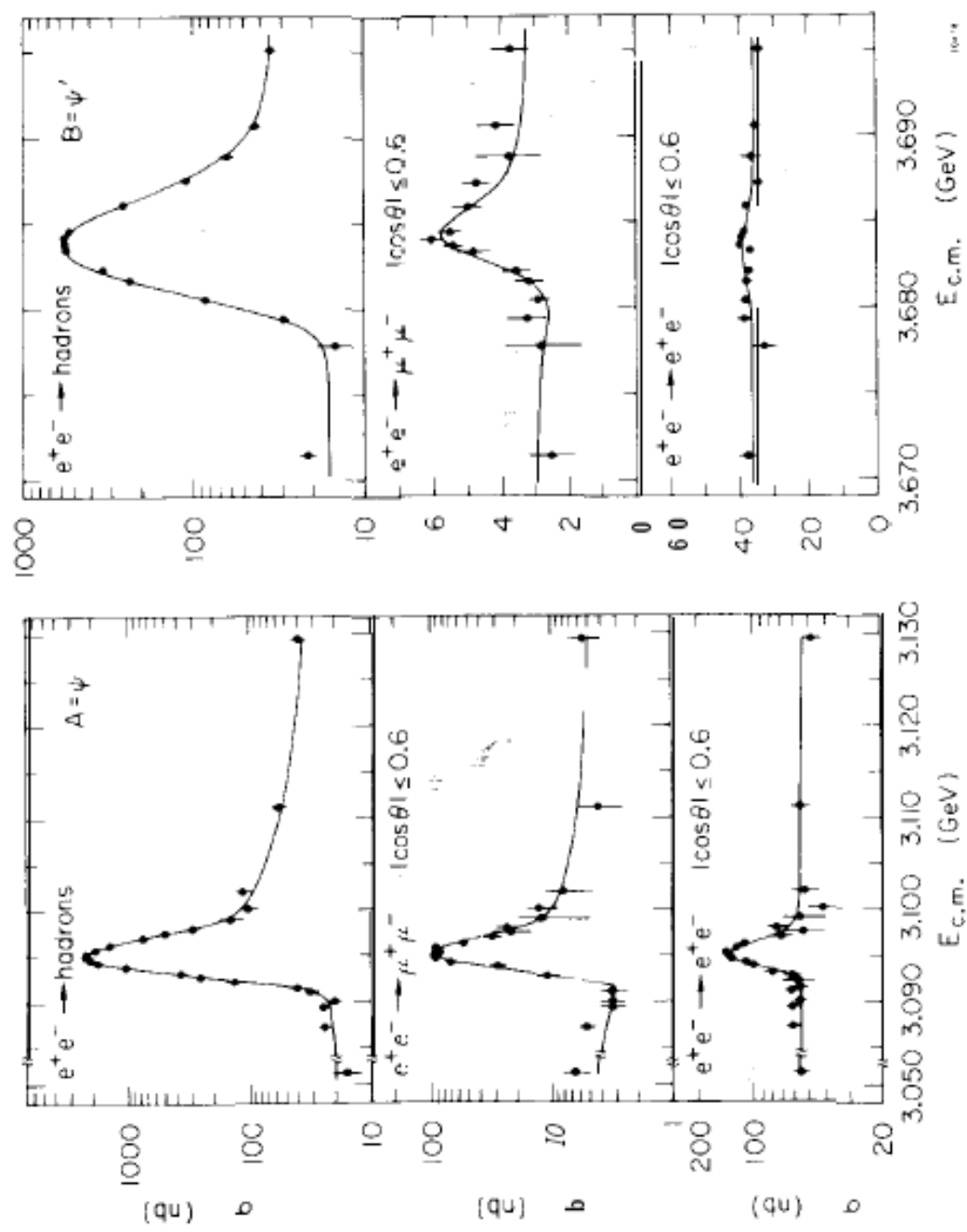


Fig. 12a. Mass spectrum for events in the mass range $2.5 < m_{\pi^+\pi^-} < 3.5$ GeV/c. The shaded events correspond to those taken at the normal magnet setting, while the unshaded ones correspond to the spectrometer magnet setting at $\sim 10\%$ lower than normal value.



5. Hadron, $\mu^+\mu^-$ and e^+e^- pair production cross section in the regions of the ψ and ψ' . The curves are fits to the data using the energy spread in the colliding beams as the determinant of the widths.

Objev botomonie

L. Lederman – ještě před
Tingem a Richterem
viděl náznak J/ψ v rozdělení
Invariantní hmoty mionů

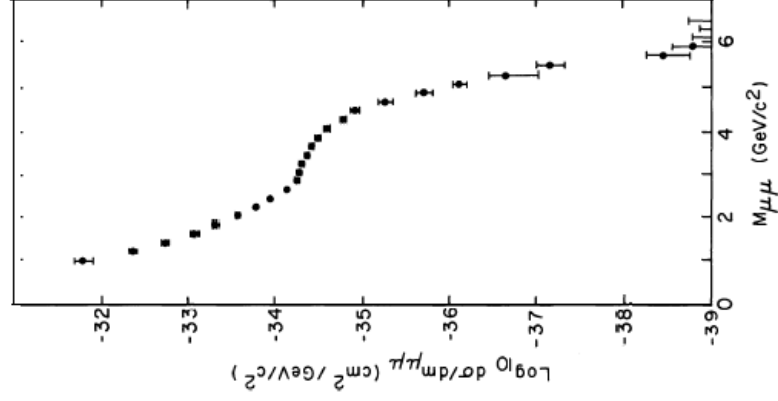


Figure 7a. Data on yield of dimuons vs. mass at 30 GeV.

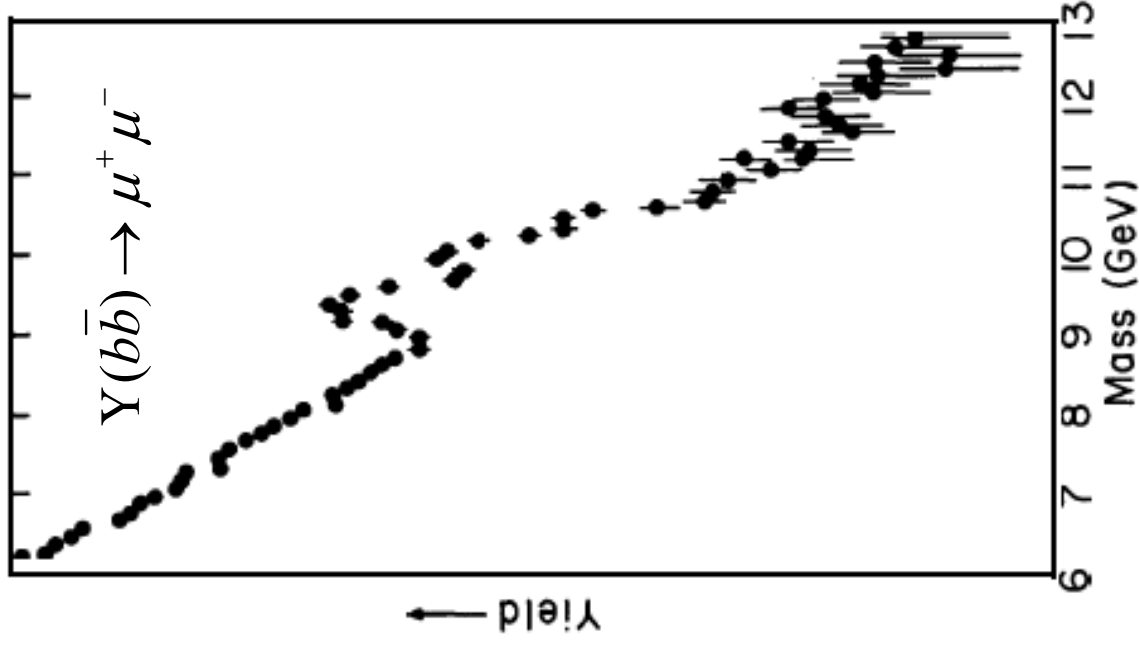


Figure 12a. Peaks on Drell-Yan continuum.

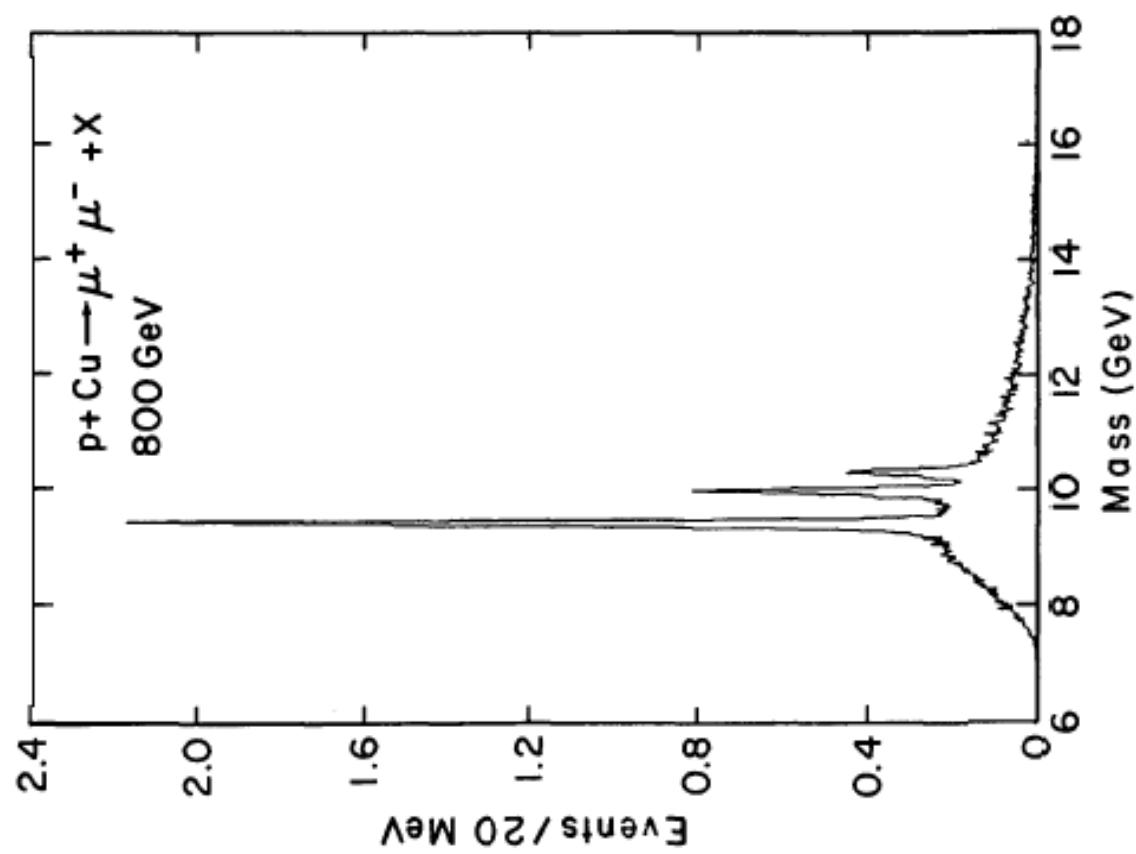


Figure 13. Fermilab E-605 data.

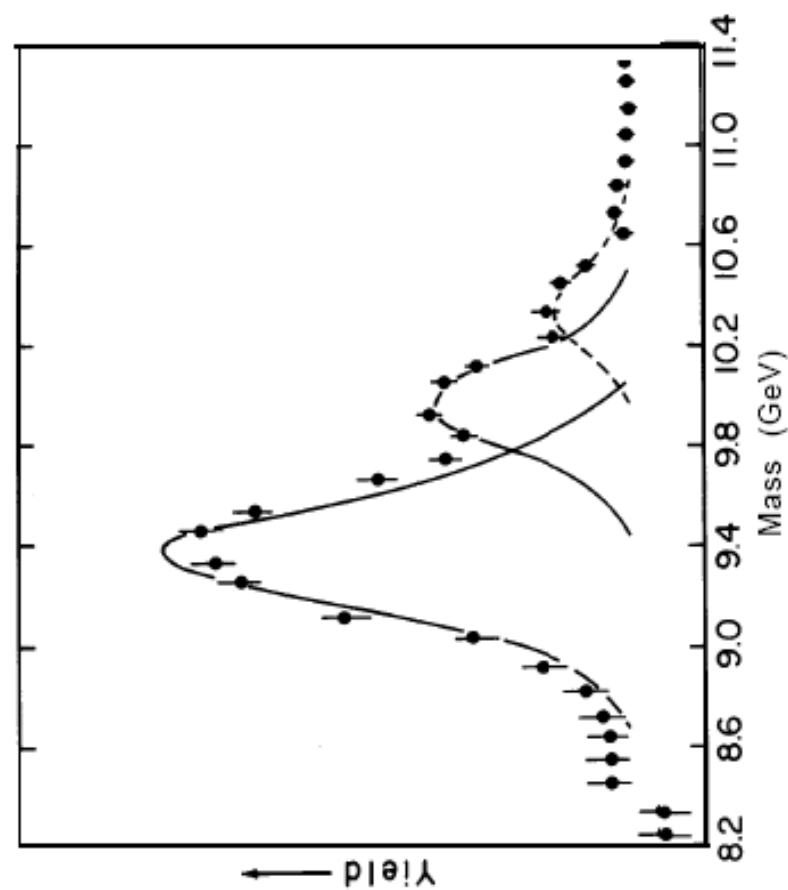


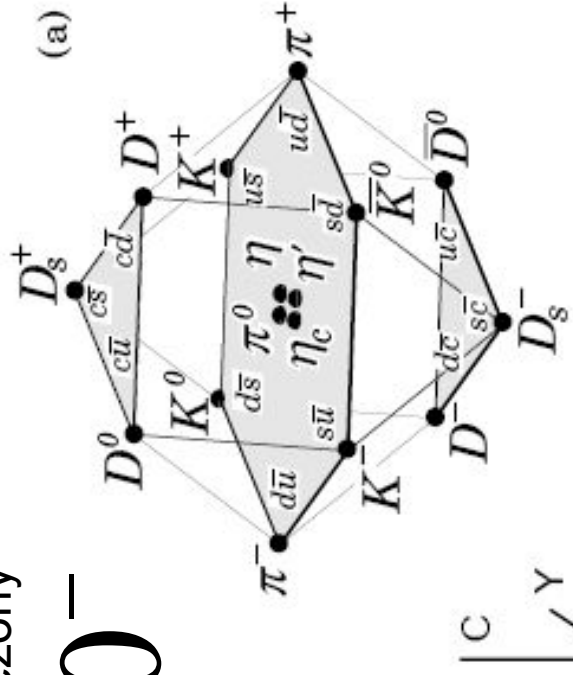
Figure 12b. Peaks with continuum subtracted.

Table 14.1: Additive quantum numbers of the quarks.

Property \ Quark	d	u	s	c	b	t
Q – electric charge	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
I – isospin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
I_z – isospin z -component	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0
S – strangeness	0	0	-1	0	0	0
C – charm	0	0	0	+1	0	0
B – bottomness	0	0	0	0	-1	0
T – topness	0	0	0	0	0	+1

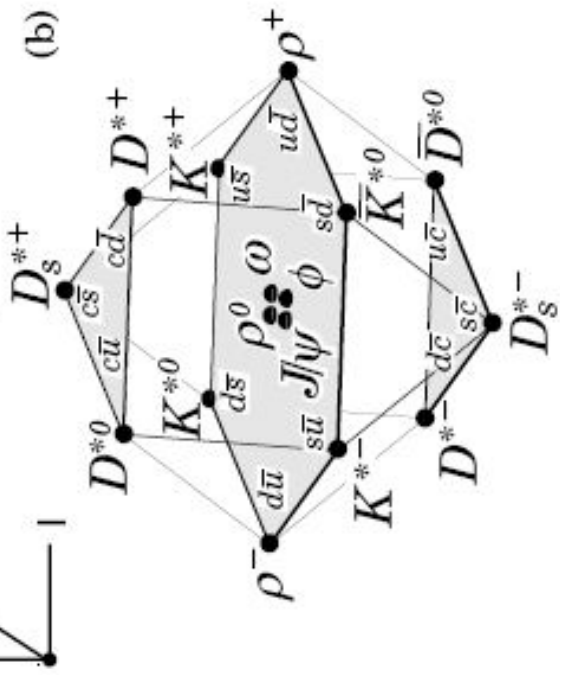
Pseudoskalární mezony

0^-

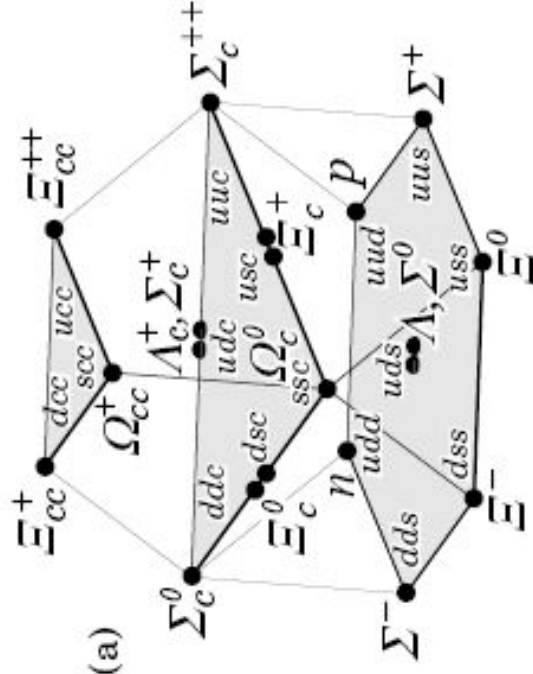


Vektorové mezony

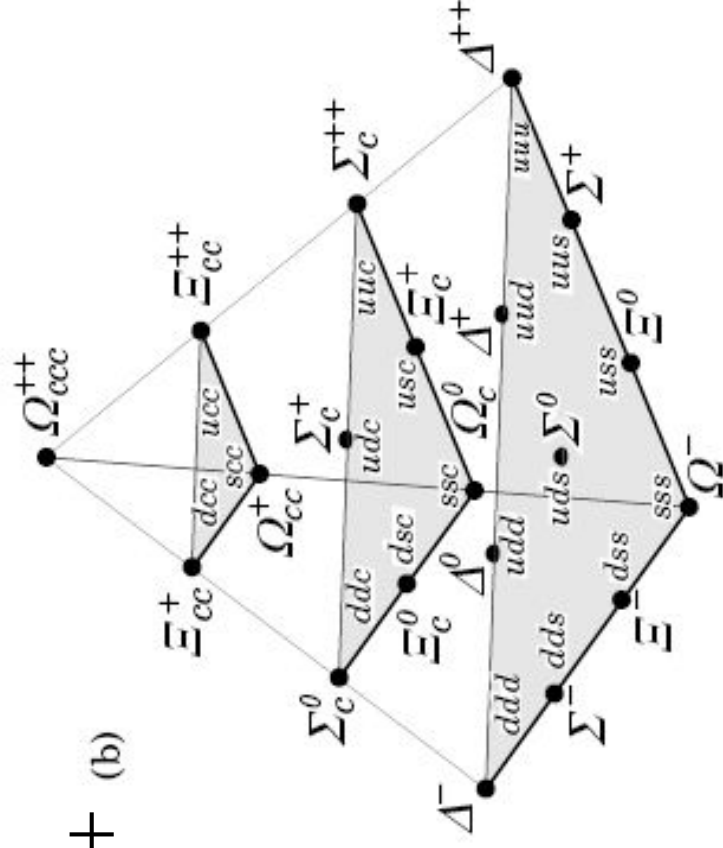
1^-



Baryony $1/2^+$



Baryony $3/2^+$

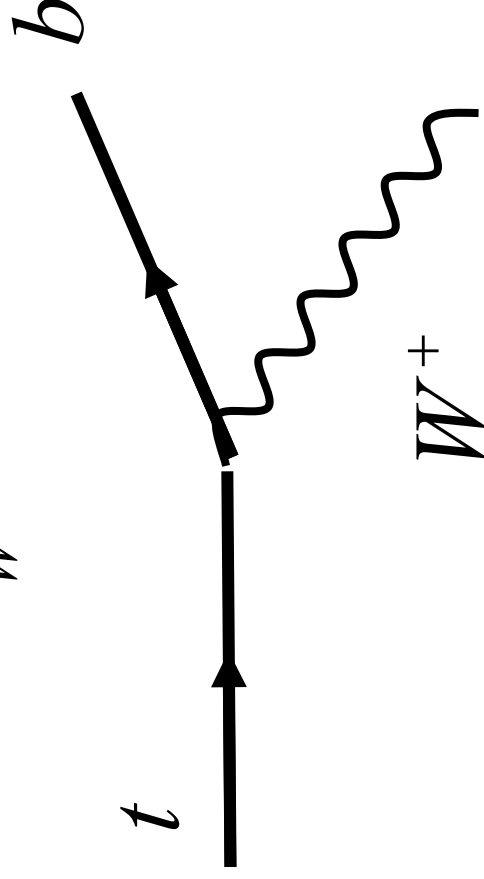


Top kvark

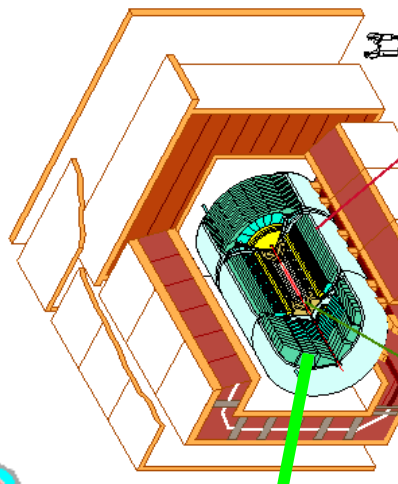
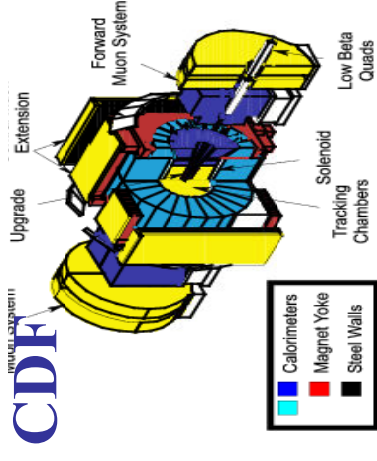
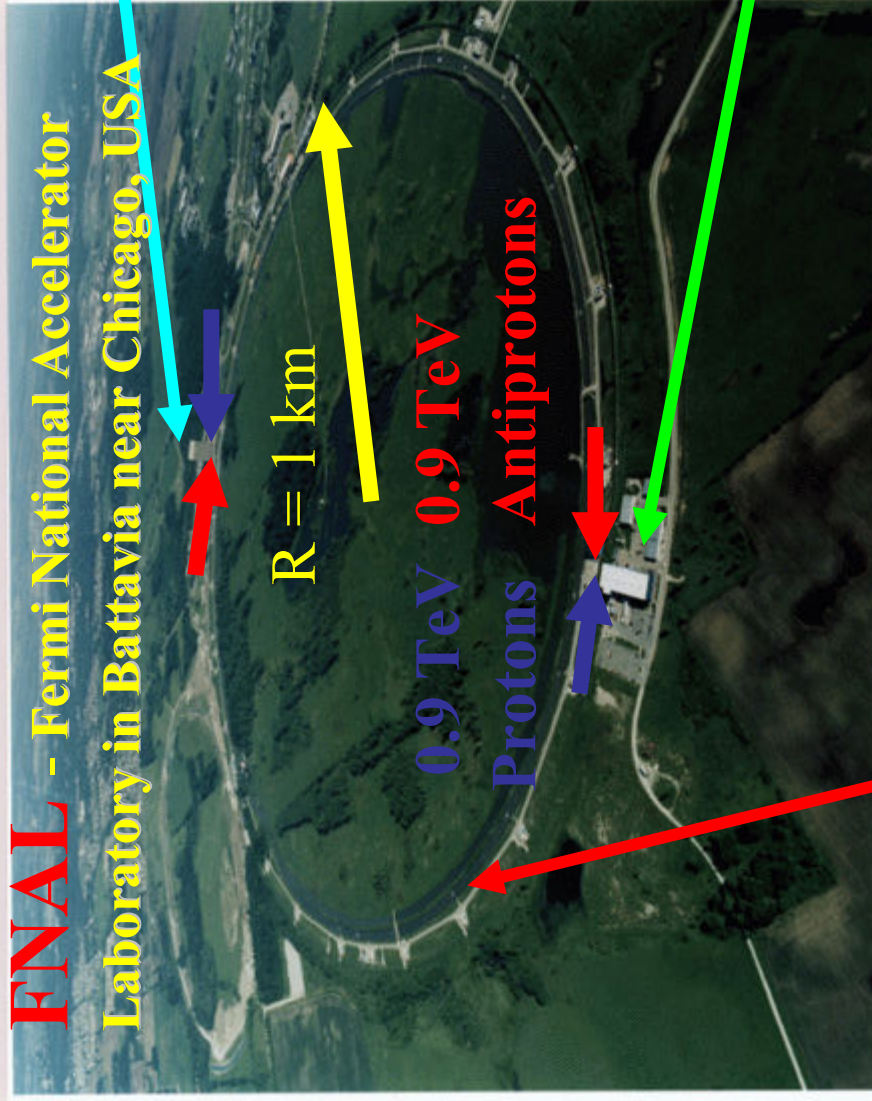
Byl objeven v experimentech na urychlovači TEVATRON ve FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) v městčku Batavia, nedaleko Chicaga v USA

Top je těžší než W boson a okamžitě se na něj rozpadá, tj. neexistují baryony a mezony obsahující top kvark.

$$m_t = 172 GeV > m_W = 80 GeV$$



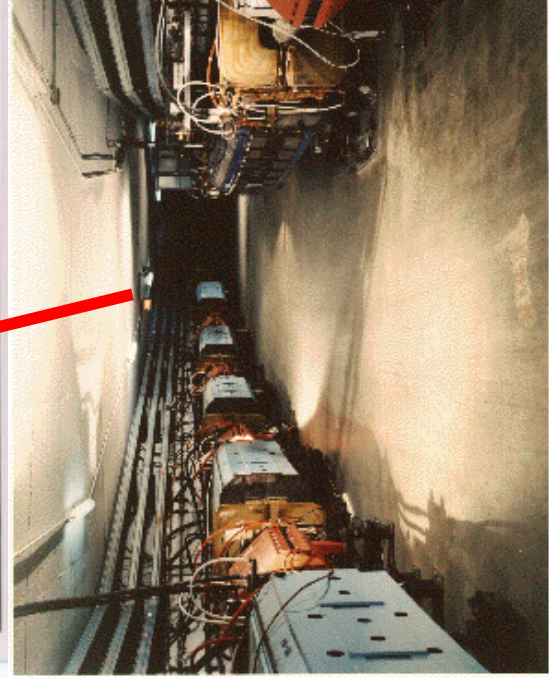
FNAL - Fermi National Accelerator Laboratory in Battavia near Chicago, USA



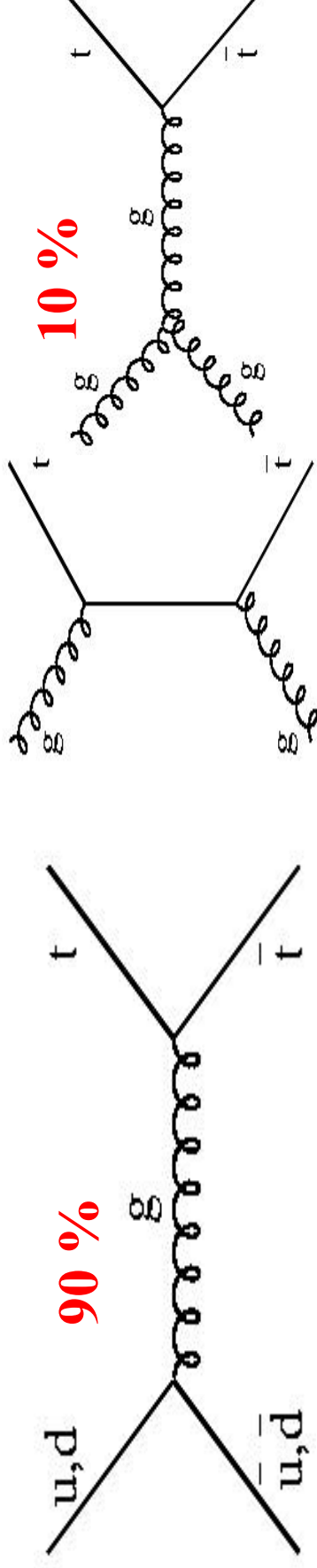
CALORIMETRY
 $|\eta| < 4$
 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$
 $\sigma_{EM} = 15\% \sqrt{E}$
 $\sigma_{HAD} = 50\% \sqrt{E}$

DØ Detector
MUON
 $|\eta| < 3.3$
 $\frac{\delta p}{p} = 0.2 \oplus 0.01 p$

TRACKING
 $\sigma(\text{vertex}) = 6 \text{ mm}$
 $\sigma(\text{rph}) = 60 \mu\text{m (VTX)}$
 $= 180 \mu\text{m (CDC)}$
 $= 200 \mu\text{m (EDC)}$



Produkce a vlastnosti top kvarku



Top kvark je produkován zejména v párech **silnou interakcí** kvarků a gluonů a rozpadá se na **intermediální boson W** a **b kvark**.

- **kvark je mnohem těžší než W boson** a rozpadá se velmi rychle na **b kvark** a **W boson**.
- **Má velmi krátkou dobu života ($ct = 0.15 \text{ fm}$, 1 fm je přibližně rozměr protonu)**, stejná charakteristika pro s kvarky je cm až m, pro c kvark asi 100 mikrometrů a b kvark 300 mikrometrů.
- **Doba života top kvarku je kratší než doba potřebná k formování vázaného stavu s jiným kvarkem**, tj. s největší pravděpodobností neexistují **T-mesony** nebo **baryony** (tj. částice obsahující top kvark).

Okruhy otázek ke zkoušce

1. Objev nových částic v kosmickém záření
2. Kvarkový model mezonů a baryonů.
3. Magnetické momenty neutronu a protonu.
4. Oktet pseudoskalárních a nonet vektorových mezonů.
5. Dekuplet a oktet baryonů.
6. Kvarky b, c a t.
7. **Interakce elementárních částic. Sjednocení slabé a elektromagnetické interakce.**
8. **Intermediální bosony W a Z.**
9. **Kvarky, gluony a barevná interakce.**
10. Nezachování P a CP ve slabých interakcích
11. Leptony, hmoty neutrin, oscilace
12. Současné problémy v částicové fyzice.

$$V(r) = \alpha z_1 z_2 \frac{\hbar c}{r} e^{-\frac{mr}{\hbar c}}$$

● **A, z₁**

● **B, z₂**

Feynmanův diagram

$$A+B \rightarrow A+B$$

Feynmanovu diagramu odpovídá výraz pro maticový element a účinný průřez je pak úměrný kvadrátu tohoto maticového elementu

$$V(q) = (\hbar c)^3 \frac{4\pi\alpha z_1 z_2}{q^2 + m^2} = (\hbar c)^3 \sqrt{4\pi\alpha \cdot z_1} \frac{1}{q^2 + m^2} \sqrt{4\pi\alpha \cdot z_2}$$

$$\vec{q} = \vec{p}_3 - \vec{p}_1 = \vec{p}_2 - \vec{p}_4$$

Elektromagnetická interakce

Feynmanův diagram

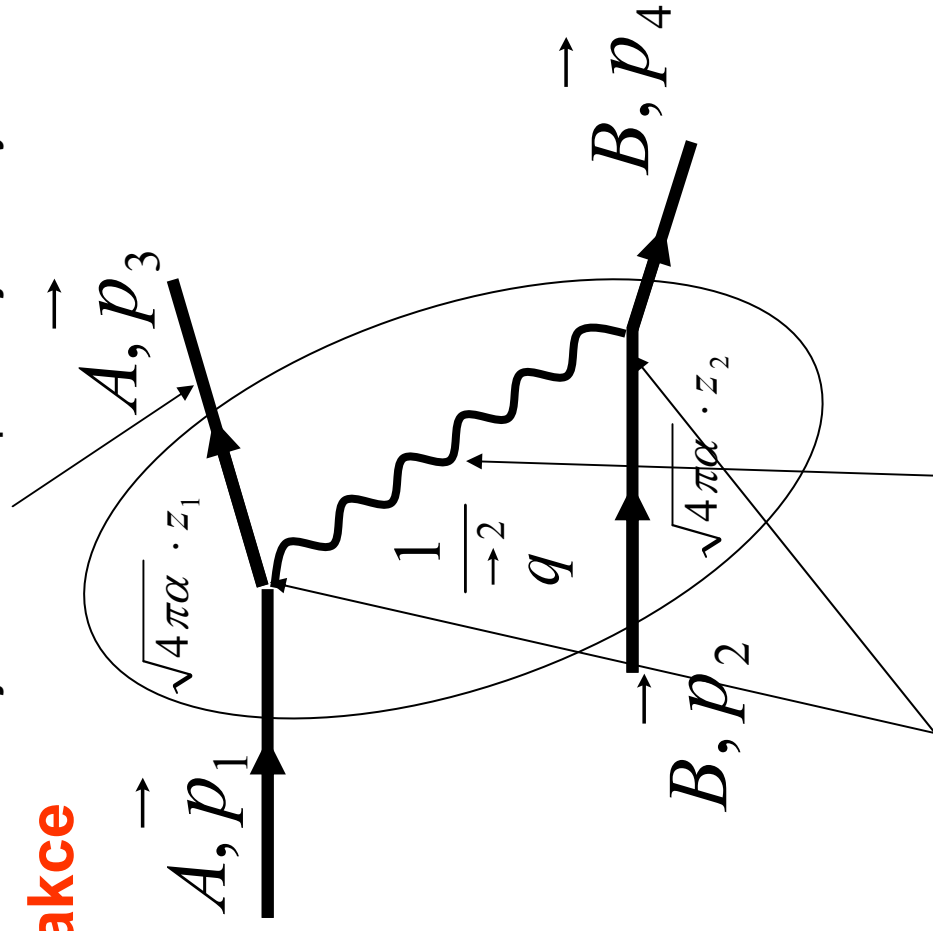
$A+B \rightarrow A+B$

Feynmanovu diagramu odpovídá výraz pro maticový element a účinný průřez je pak úměrný kvadrátu tohoto maticového elementu

$$M \approx \sqrt{4\pi\alpha} z_1 \frac{1}{2} \sqrt{4\pi\alpha} z_2$$

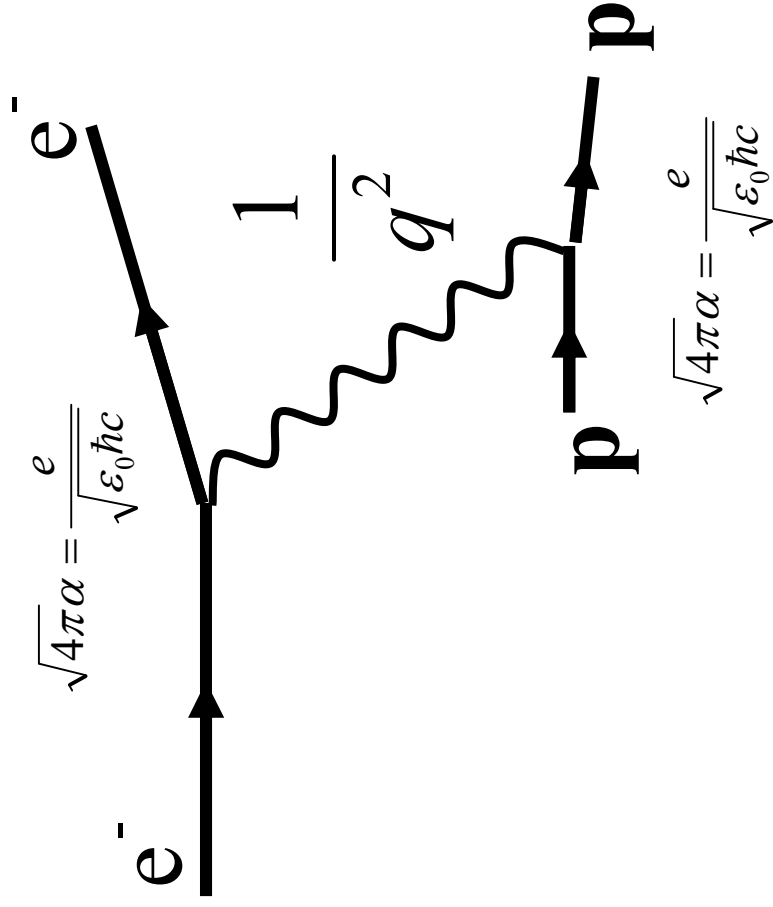
$$\sigma \approx |M|^2 \approx \alpha^2 z_1^2 z_2^2 \frac{1}{q^4}$$

Vnější linie – odpovídají reálným částicím



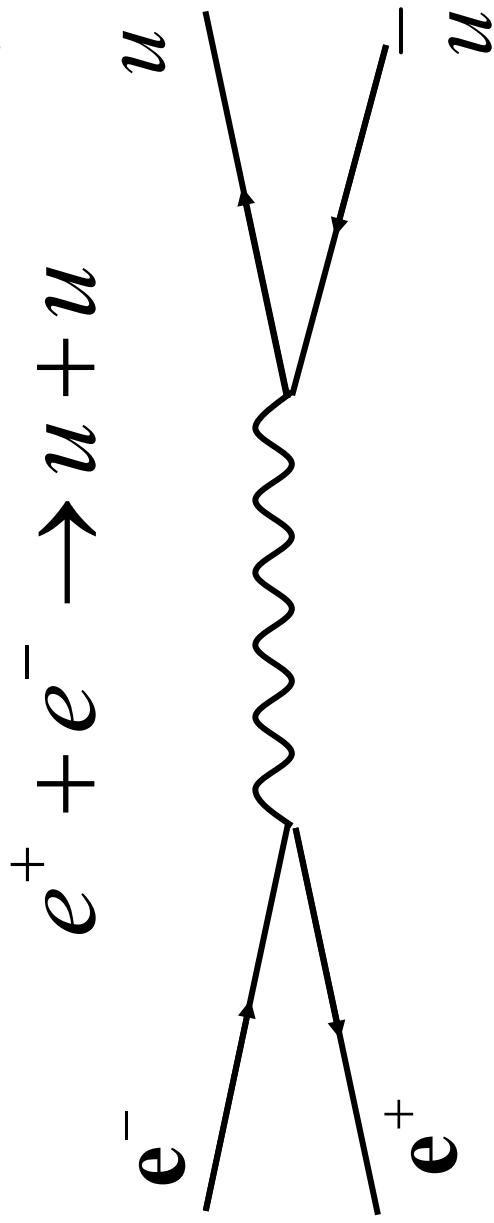
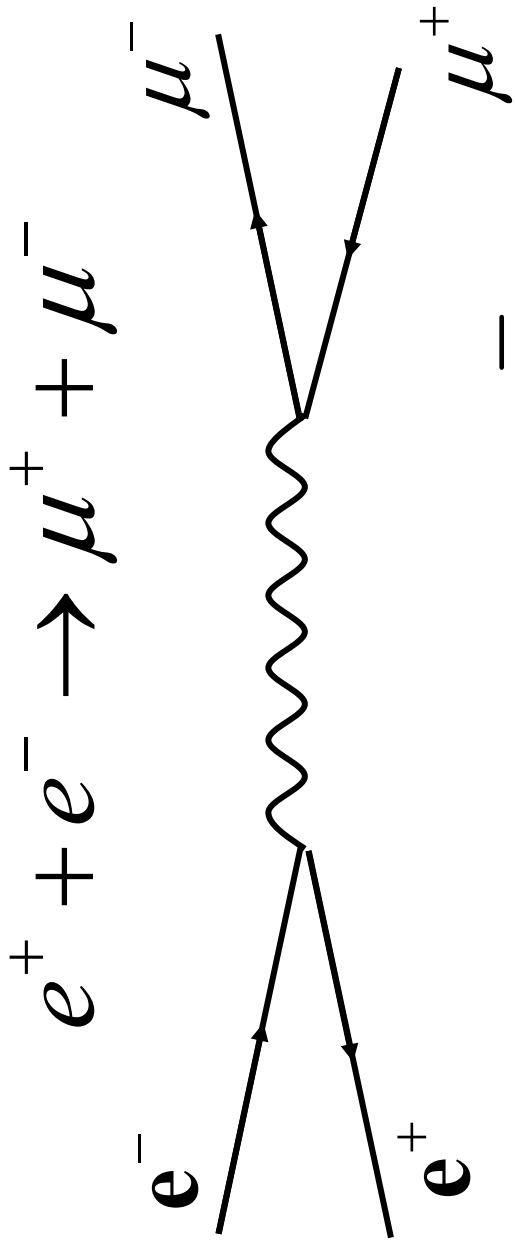
Vrcholy a propagátor:
odpovídají interakci mezi částicemi
Vrcholy = určují sílu interakce
Propagátor = tvar interakce ($1/r$)

$$e^- + p \rightarrow e^- + p$$

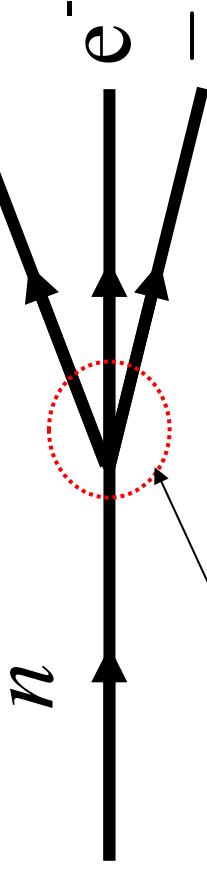


$$q = p_3 - p_1 = p_2 - p_4$$

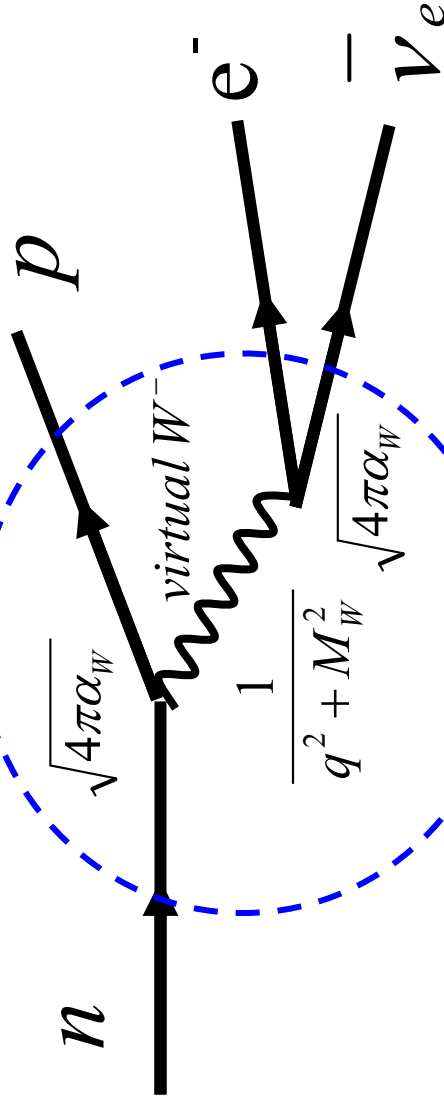
$$\frac{1}{4\pi\alpha} \frac{1}{q^2}$$



Slabá interakce



$$4\sqrt{2}G_F; G_F = 1,16 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$



Teorie Glashow,
Weinberg, Salam

$$4\sqrt{2}G_F = \frac{4\pi\alpha_W}{q^2 + M_W^2} \xrightarrow{q^2 \ll M_W^2} G_F = \frac{4\pi\alpha_W}{4\sqrt{2}M_W^2}$$

$$\alpha_W \approx \alpha = 1/137 \Rightarrow M_W = \sqrt{\frac{4\pi/137}{4\sqrt{2} \cdot 1,16 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}}} \approx 37 \text{ GeV}$$



The Nobel Prize in Physics 1979

"for their contributions to the theory of the unified weak and electromagnetic interaction between elementary particles, including, inter alia, the prediction of the weak neutral current"



Sheldon Lee Glashow

🏆 1/3 of the prize

USA

Harvard University,
Lyman Laboratory
Cambridge, MA, USA

b. 1932



Abdus Salam

🏆 1/3 of the prize

Pakistan

International Centre for
Theoretical Physics
Trieste, Italy; Imperial
College
London, United Kingdom

b. 1926
d. 1996



Steven Weinberg

🏆 1/3 of the prize

USA

Harvard University
Cambridge, MA, USA

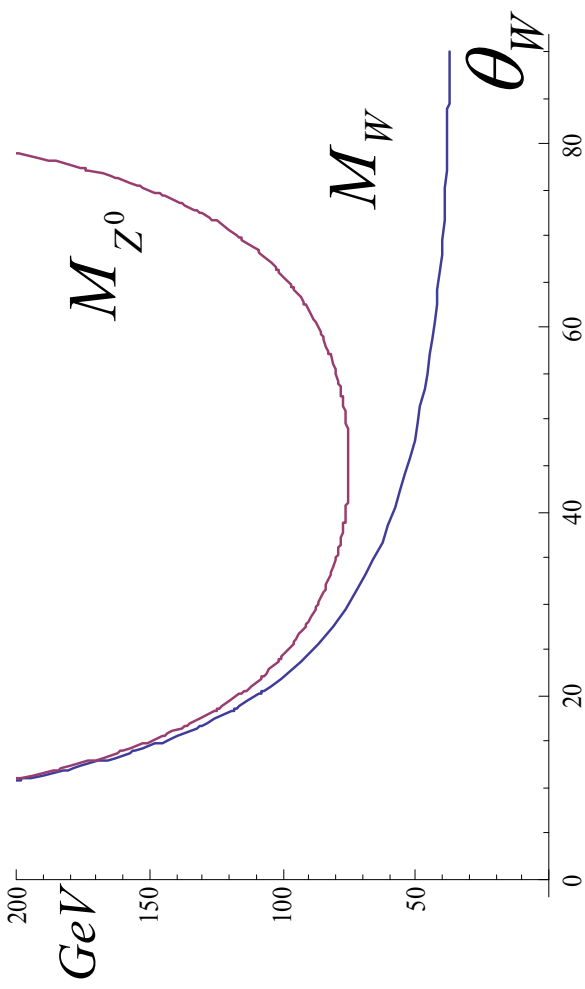
b. 1933

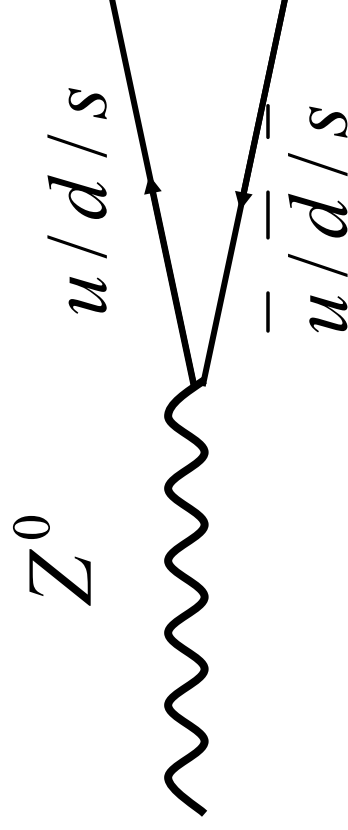
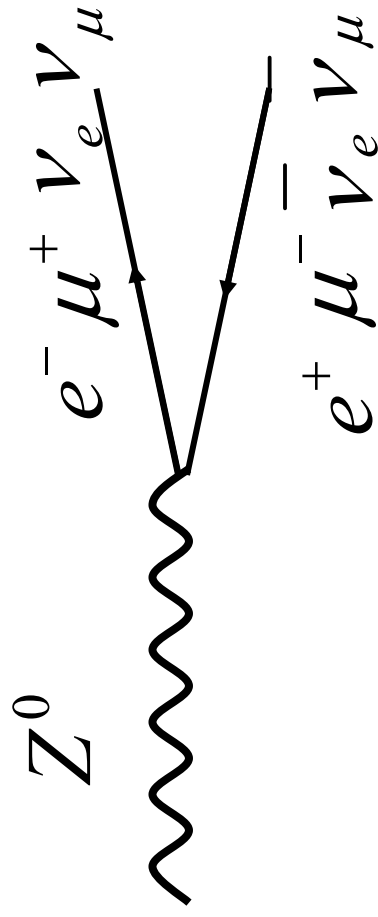
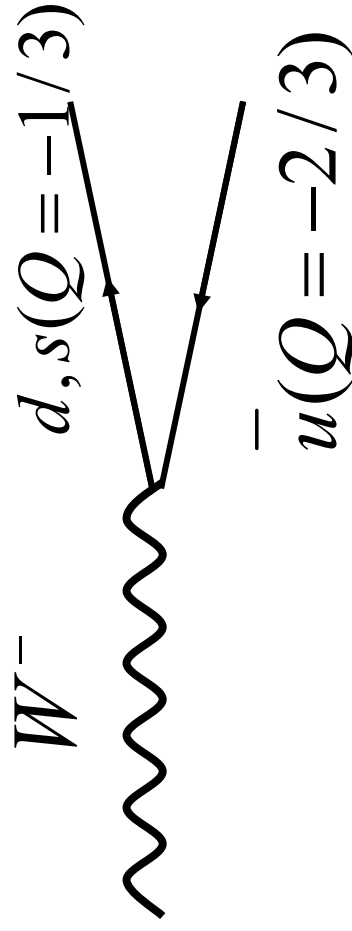
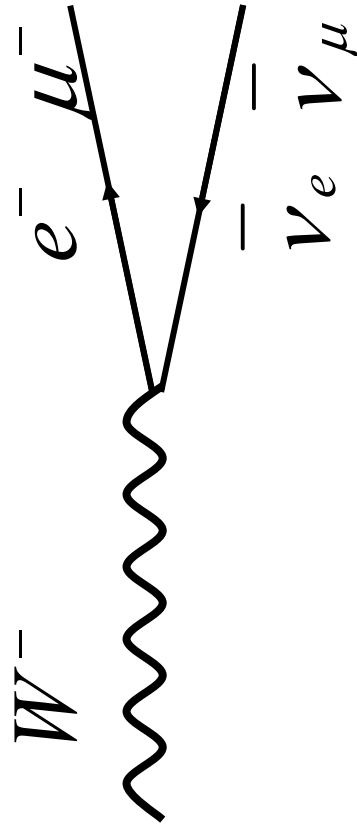
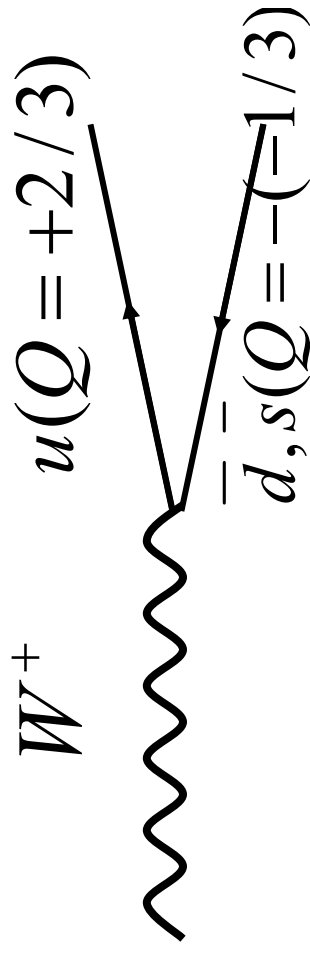
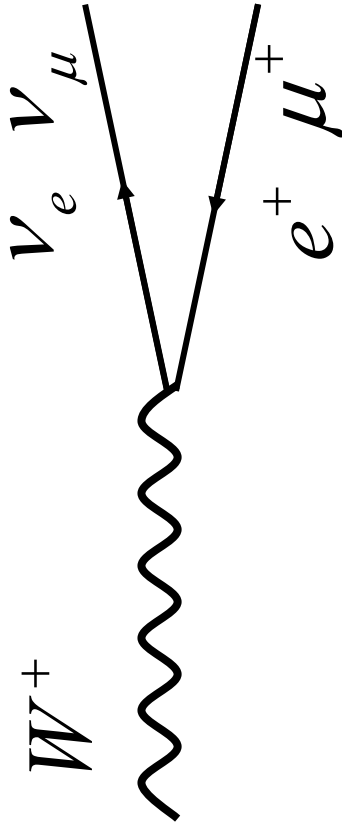
$$4\sqrt{2}G_F = \frac{4\pi\alpha_W}{q^2 + M_W^2} \xrightarrow{q^2 \ll M_W^2} G_F = \frac{4\pi\alpha_W}{4\sqrt{2}M_W^2}$$

$$\alpha_W = \alpha / \sin^2(\theta_W) = 1/(137 \sin^2(\theta_W)) \Rightarrow$$

$$M_W = \frac{1}{\sin(\theta_W)} \sqrt{\frac{4\pi/137}{4\sqrt{2} \cdot 1,16 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}}} \cong \frac{37 \text{GeV}}{\sin(\theta_W)} \Rightarrow M_W \geq 37 \text{GeV}$$

$$\cos(\theta_W) = \frac{M_W}{M_{Z^0}}$$

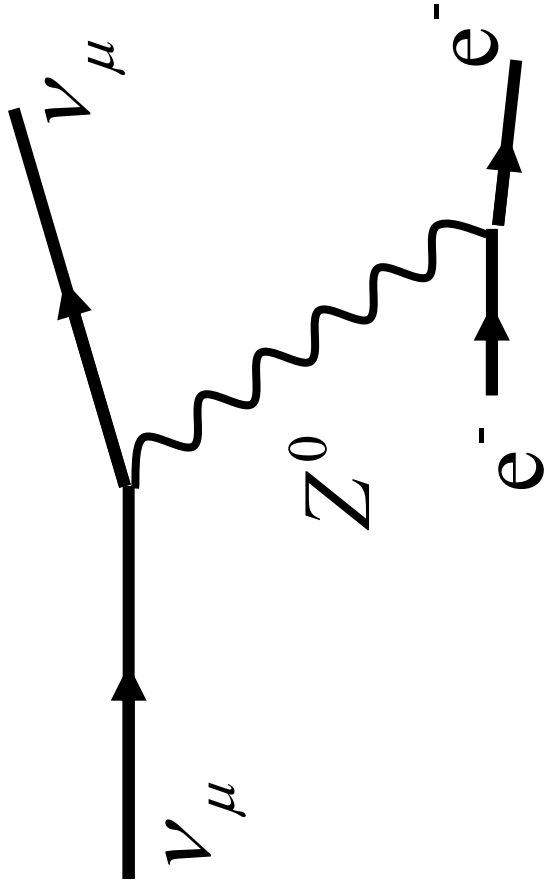




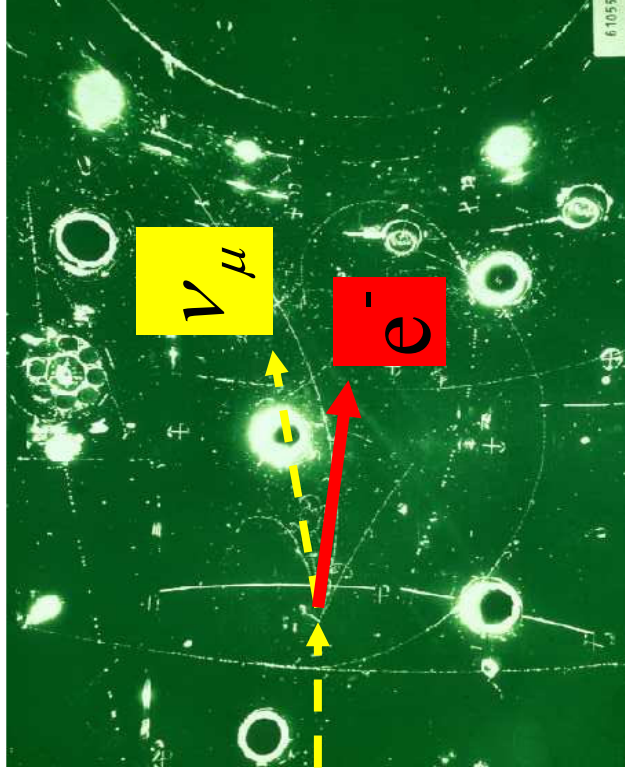
Objev slabých neutrálních proudů

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$$

$$\nu_\mu + n / p \rightarrow \nu_\mu + \text{hadrons}$$

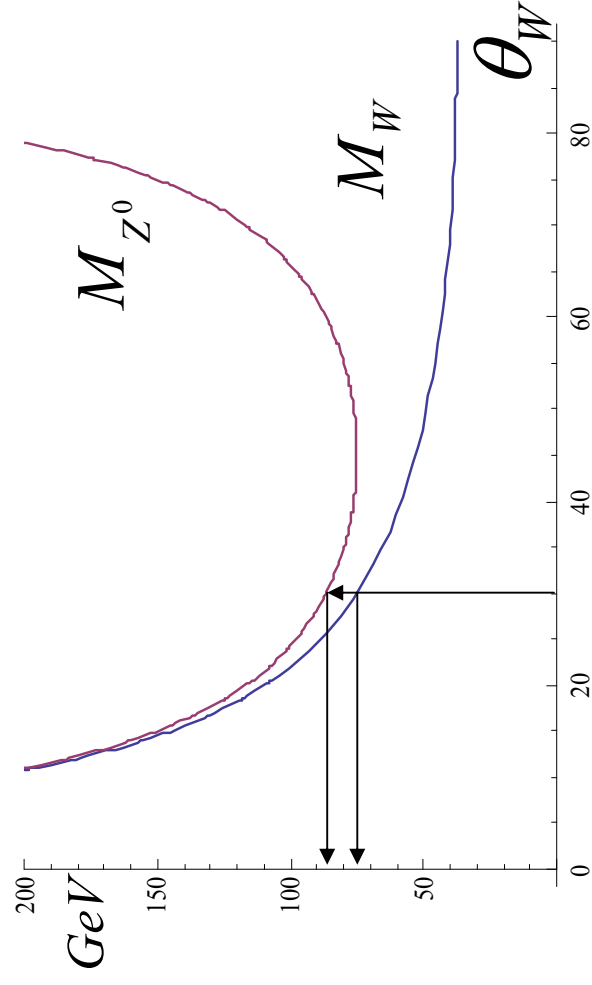


ν_μ



$$M_W = 80,23 \text{ GeV}$$

$$M_Z = 91,15 \text{ GeV}$$



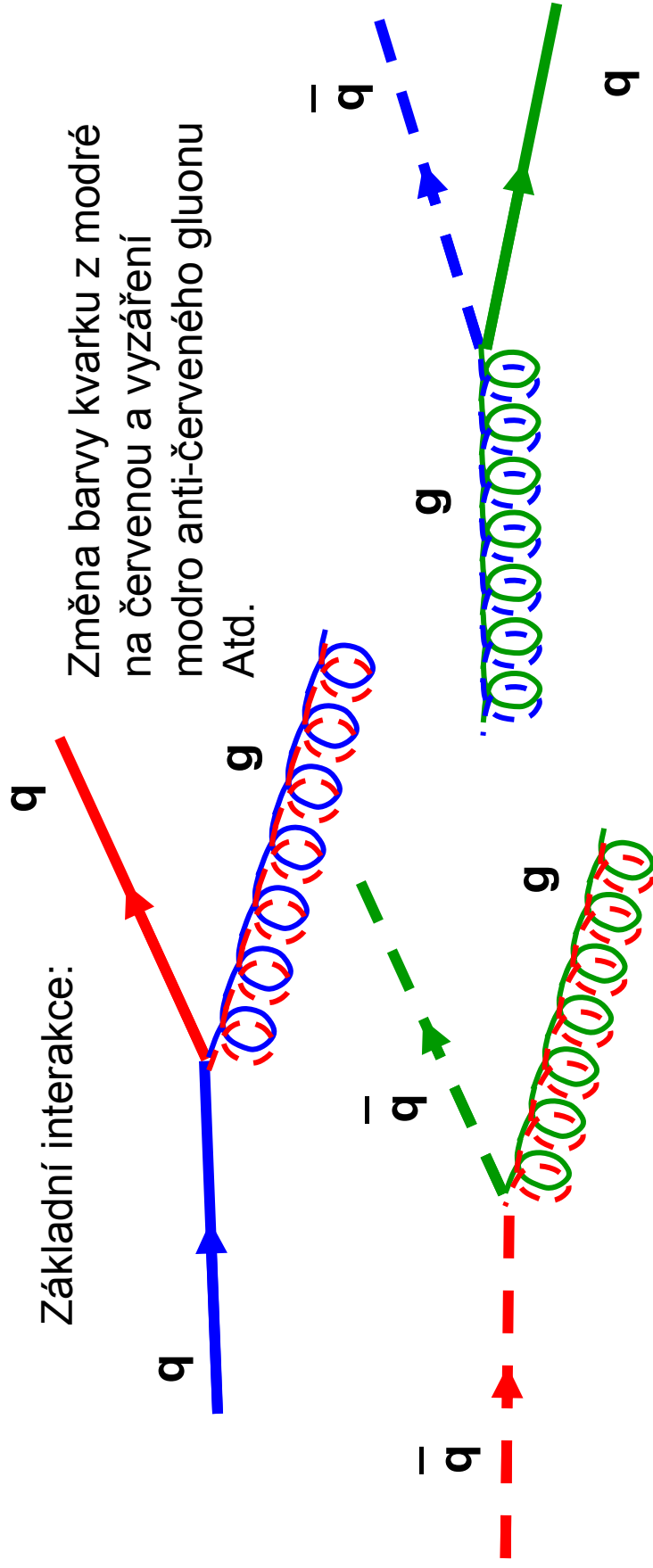
Slabá interakce je slabá jen při malých energiích kvůli tomu. Že je zprostředkována velmi těžkými částicemi.

Vazbová konstanta je ve skutečnosti o něco větší než konstanta elektromagnetické interakce.

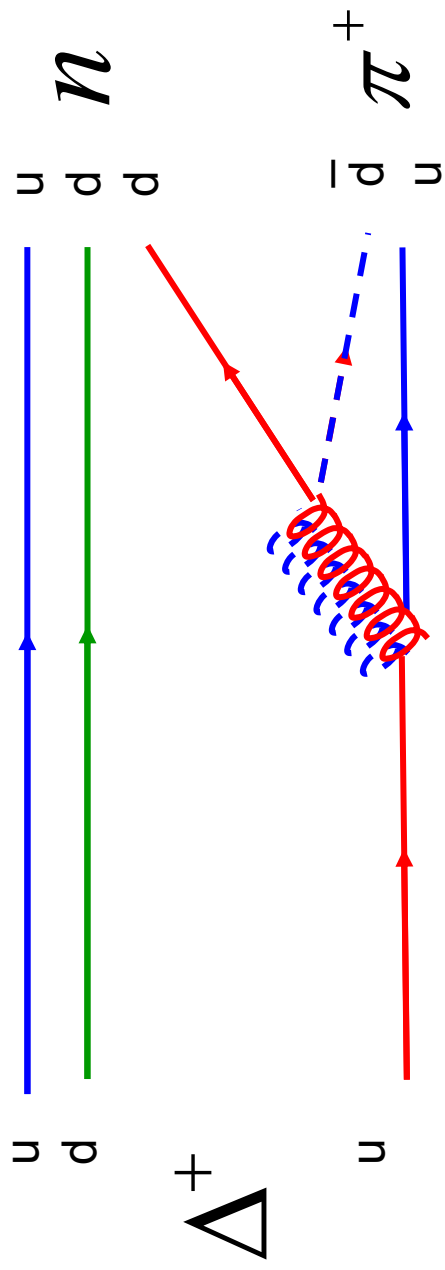
Silná interakce

Silná interakce je spojena s kvantovým číslem barva. Je zprostředkována výměnou gluonů, což jsou bosony se spinem 1.

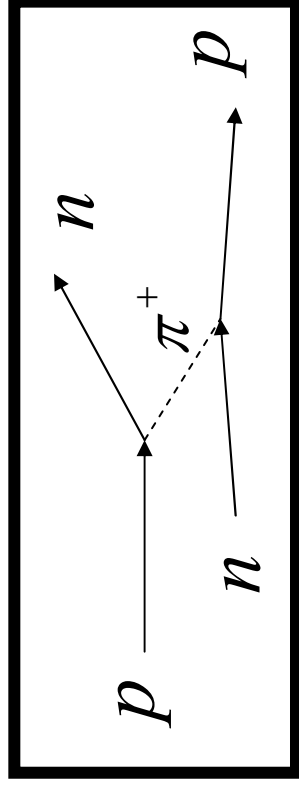
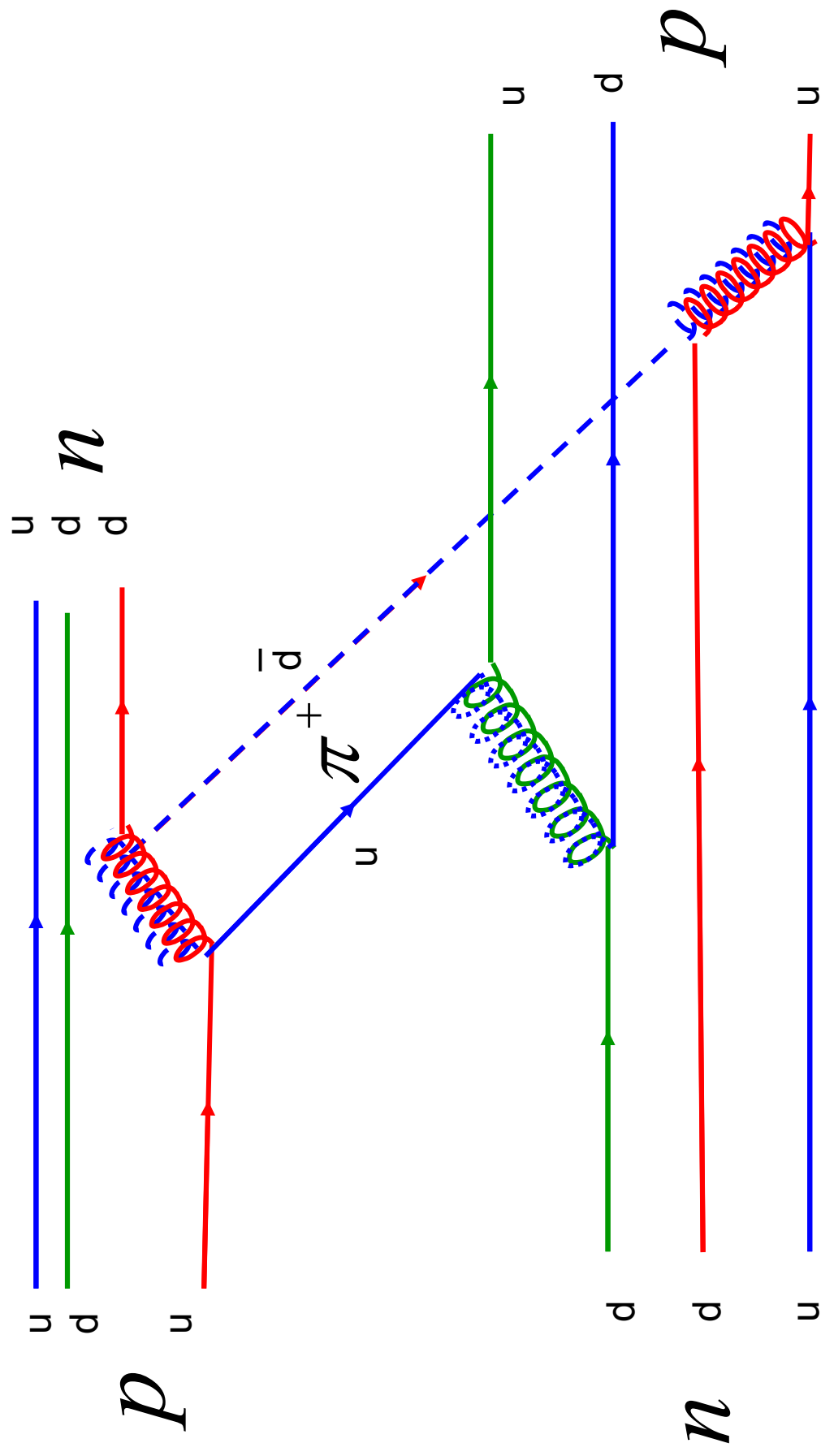
Je celkem 9 kombinací barva anti-barva. Jedna z nich je totálně symetrická A nepřenáší proto barvu, ostatní tvoří **8 gluonů**. Gluony mají nulovou hmotu, spin jedna.



$$\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$$



Jaderná interakce mezi nukleony v jádře
probíhá jako výměna pi mezonů takto:

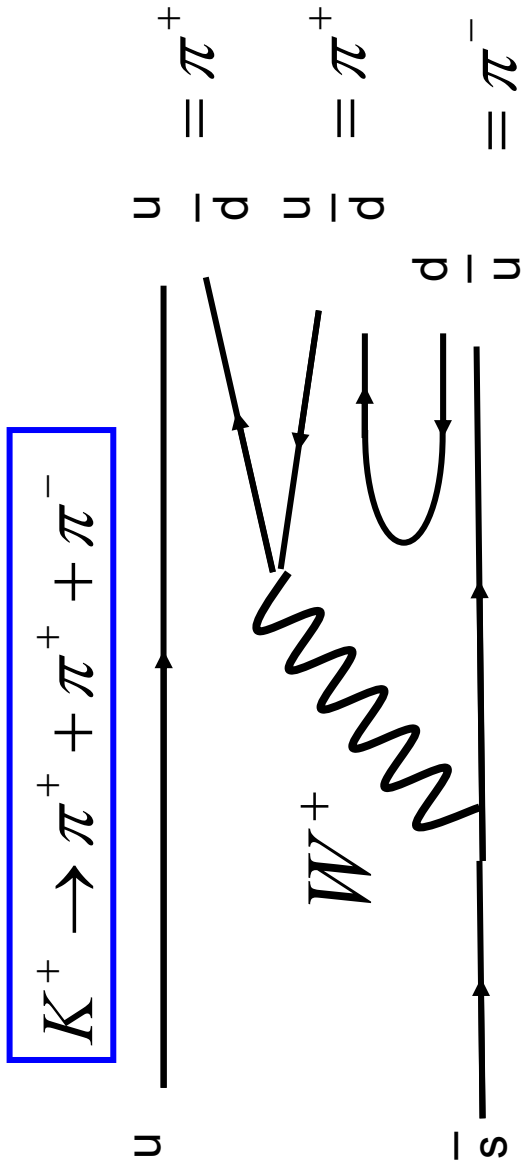


Okruhy otázek ke zkoušce

1. Objev nových částic v kosmickém záření
2. Kvarkový model mezonů a baryonů.
3. Magnetické momenty neutronu a protonu.
4. Oktet pseudoskalárních a nonet vektorových mezonů.
5. Dekuplet a oktet baryonů.
6. Kvarky b, c a t .
7. Interakce elementárních částic. Sjednocení slabé a elektromagnetické interakce.
8. Intermediální bosony W a Z .
9. Kvarky, gluony a barevná interakce.
- 10. Nezachování P a CP ve slabých interakcích**
11. Leptony, hmoty neutrin, oscilace
12. Současné problémy v částicové fyzice.

Parita se

- zachovává v interakcích a rozpadech elektromagnetických a silných
- nezachovává ve slabých interakcích a rozpadech



$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$

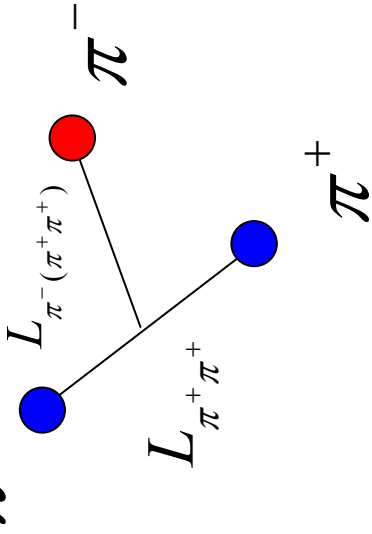
$$P_K = P_\pi \cdot P_\pi \cdot (-1)^{L=0} = +1$$

$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$

$$P_K = P_\pi (= -1) \cdot P_\pi \cdot P_\pi \cdot (-1)^{L=0} = -1$$

Zachovává se parita ve slabých rozpadech?

$$L_{\pi^+\pi^+\pi^-} = L_{\pi^+\pi^+} + L_{\pi^-(\pi^+\pi^+)} = 0 + 0 = 0$$

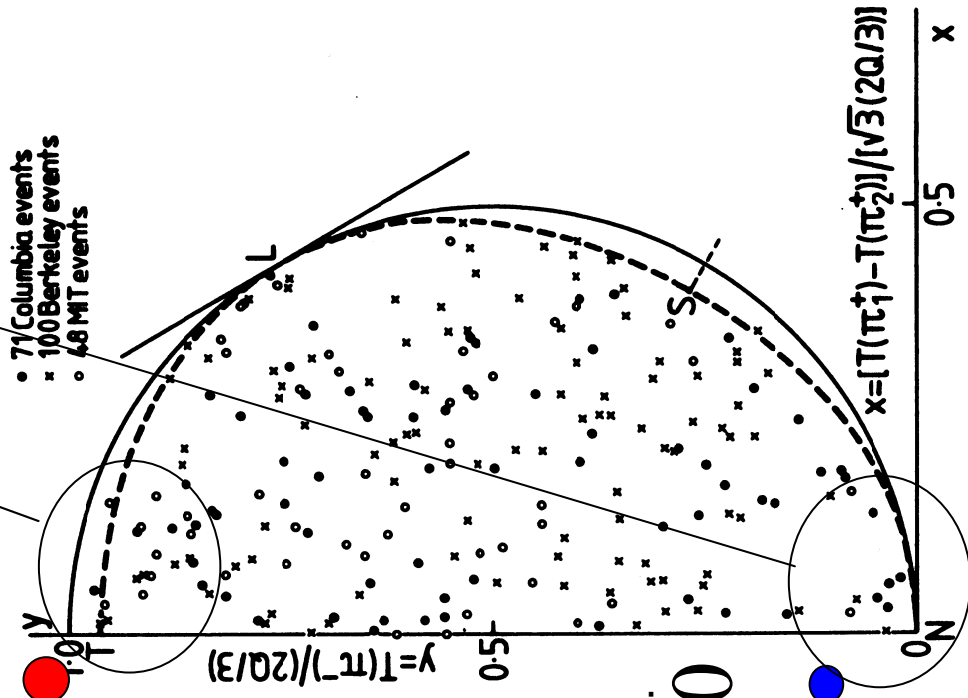
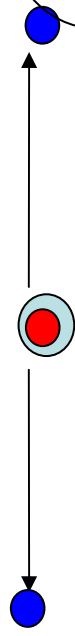


$$L_{\pi^+\pi^+} = 0$$

Spin	I=0	I=1 (except $3\pi^0$)	I=2 $\pi^+\pi^-\pi^0$ other modes	I=1 ($3\pi^0$ only) and I=3
0^-				
1^+				

Orbitální moment trojice pionů je roven nule, tj. parita se v rozpadech K mezonů skutečně narušuje.

$$L_{\pi^-(\pi^+\pi^+)} = 0$$



Operátor parity:

Radiální vektory

$$\begin{array}{ccc} \vec{} & & \vec{} \\ \vec{} & \xrightarrow{\mathbf{P}} & \vec{} \\ r, p & & -r, -p \end{array}$$

Axiální vektory

$$\begin{array}{ccc} \vec{} & & \vec{} \\ \vec{} & \xrightarrow{\mathbf{P}} & \vec{} \\ L = r \times p, J & & (-\vec{r}) \times (-\vec{p}) = \vec{L}, J \end{array}$$

Skalární veličiny

$$\begin{array}{ccc} \vec{} & & \vec{} \\ \vec{} & \xrightarrow{\mathbf{P}} & \vec{} \\ p \cdot r & & (-\vec{p}) \cdot (-\vec{r}) = p \cdot r \end{array}$$

Pseudo skalární veličiny

$$\begin{array}{ccc} \vec{} & & \vec{} \\ \vec{} & \xrightarrow{\mathbf{P}} & \vec{} \\ p \cdot J & & (-\vec{p}) \cdot (+\vec{J}) = -p \cdot J \end{array}$$



The Nobel Prize in Physics 1957

"for their penetrating investigation of the so-called parity laws which has led to important discoveries regarding the elementary particles"



Chen Ning Yang

🏆 1/2 of the prize

China

Institute for Advanced Study
Princeton, NJ, USA

b. 1922



Tsung-Dao Lee

🏆 1/2 of the prize

China

Columbia University
New York, NY, USA

b. 1926

T.D. Lee a C.N. Yang předpověděli narušení parity ve slabých interakcích. Za to získali Nobelovu cenu.

Tato předpověď byla záhy potvrzena experimentálně v beta rozpadu a v rozpadu mionu.



Nezachování parity v beta rozpadu:



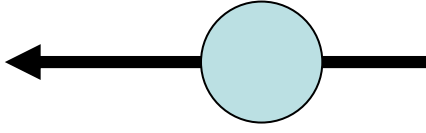
$$|i\rangle = |{}^{60}_{27}\text{Co} \uparrow\rangle \Rightarrow P|i\rangle = |{}^{60}_{27}\text{Co} \uparrow\rangle$$

$$|f\rangle = |{}^{60}_{28}\text{Ni} \uparrow, e^-(\theta)\rangle \Rightarrow P|f\rangle = |{}^{60}_{28}\text{Ni} \uparrow, e^-(\pi - \theta)\rangle$$

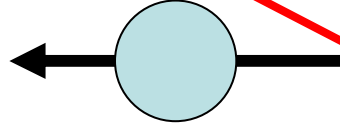
$$A_{fi} = \langle {}^{60}_{28}\text{Ni} \uparrow, e^-(\theta) | H | {}^{60}_{27}\text{Co} \uparrow \rangle \xrightarrow{P} \langle {}^{60}_{28}\text{Ni} \uparrow, e^-(\pi - \theta) | H | {}^{60}_{27}\text{Co} \uparrow \rangle$$

Pokud se zachová parita, musím pozorovat stejný počet elektronů vyletujících pod úhlem θ a $\pi - \theta$ vzhledem ke směru spinu jádra.

5



4



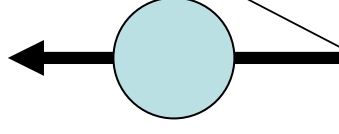
P



5



4

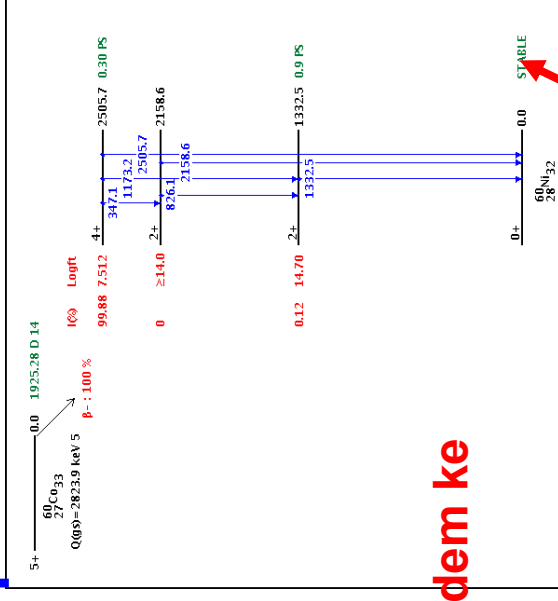


e^-

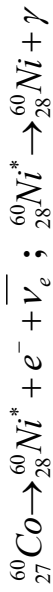
e^-

$\bar{\nu}_e$

$\bar{\nu}_e$



Experiment C.S. Wu



Spin :

27th proton : $1/2$

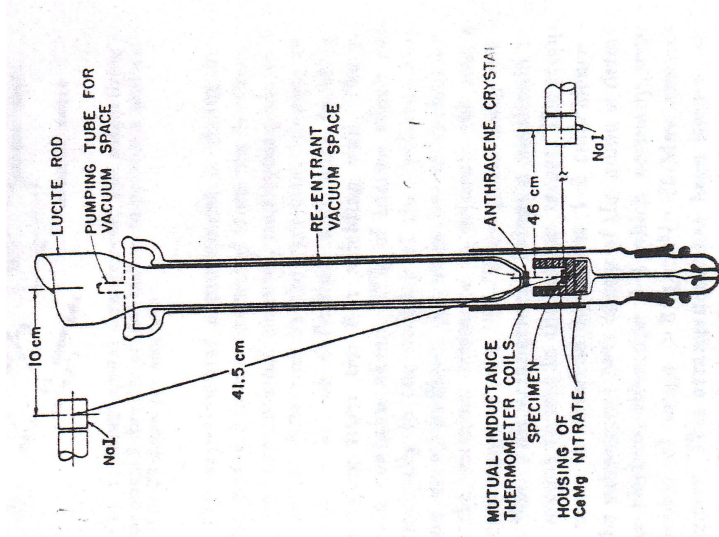
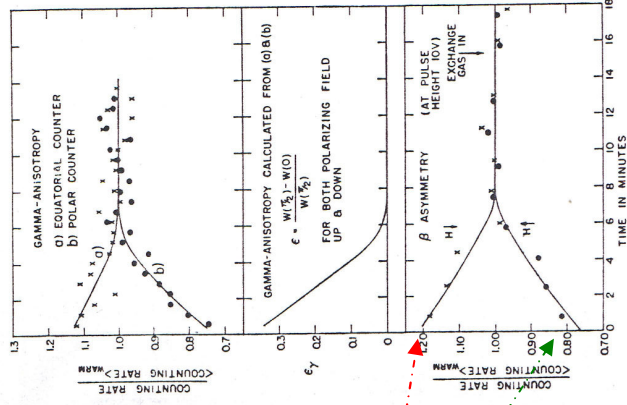
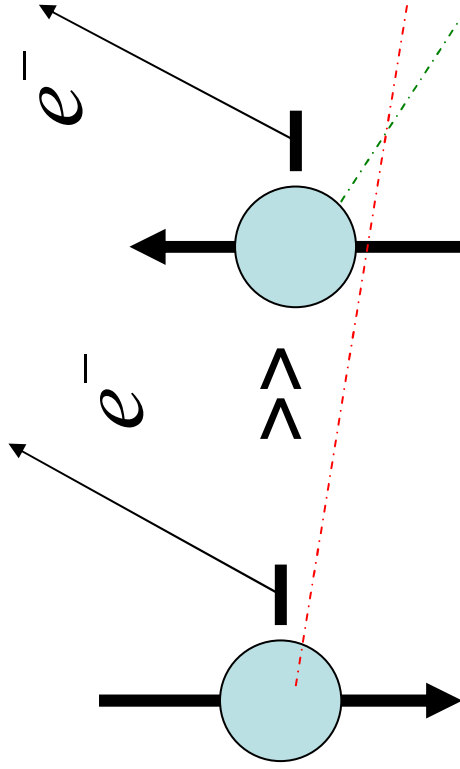
33th neutron : $1/2$

$$Spin\ cokoli\ z\ 7/2 \oplus 5/2 = |7/2 - 5/2|, \dots, 7/2 + 5/2 = 1, \dots, 6$$

$$\mu_N = 31,5 \text{ neV / Tesla}$$

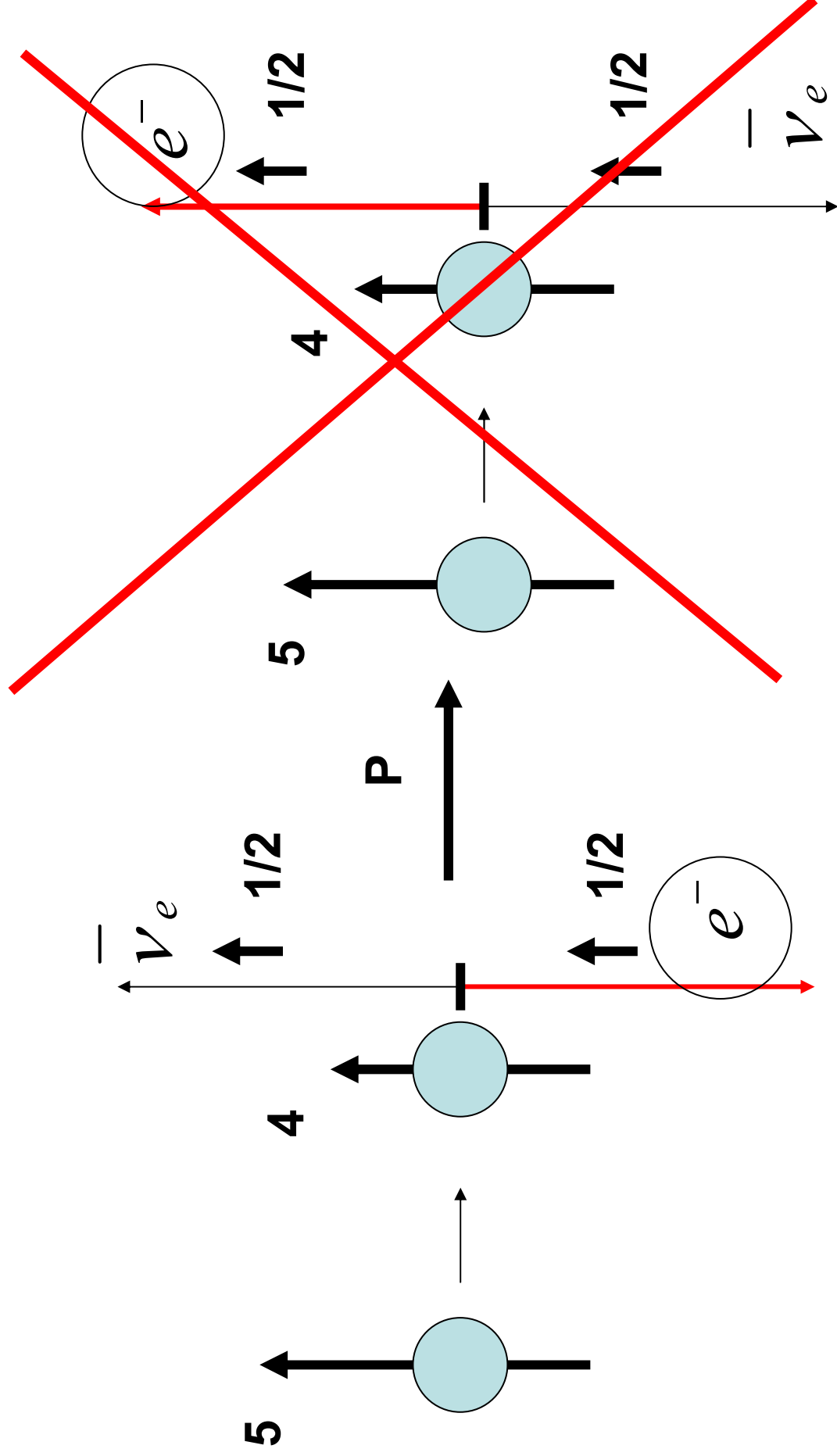
$$\mu_B = 57,9 \mu\text{eV / Tesla}$$

$$k = 86,2 \mu\text{eV / Kelvin} \quad (k300K \approx 25 \text{ meV})$$



atic drawing of the lower part of the cry

Parita se nezachovává, protože elektron produkovaný ve slabých interakcích je převážně levotočivý (spin orientován proti směru pohybu) a anti-neutrino pravotočivé. Není proto možný rozpad, kdy elektron vyletí přesně ve směru spinu jádra kobaltu.



Operace nábojového sdružení C parita:

$$C|částice\rangle \rightarrow |anti - částice\rangle$$

Tzv. úplně neutrální částice (částice je totožná s anti částicí) jsou vlastními stavy operátoru C. Jsou to zejména:

$$C|\gamma\rangle = -|\gamma\rangle$$

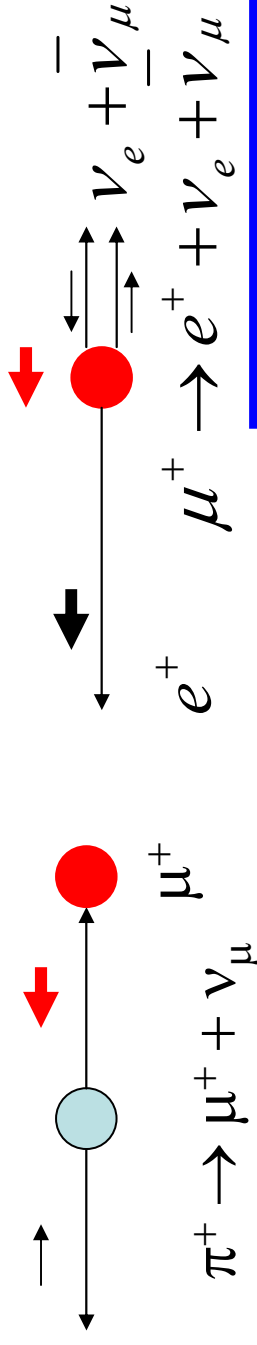
$$C|\pi^0\rangle = +|\pi^0\rangle, C|\eta^0\rangle = +|\eta^0\rangle$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma; \eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

$$C(\pi^0) = C(\gamma) \cdot C(\gamma) = 1$$

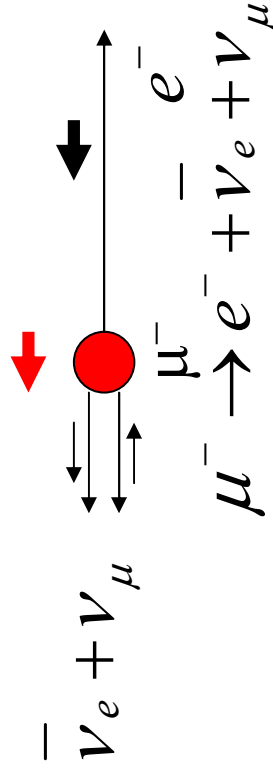
C parita se zachovává v silných a elektromagnetických interakcích a je narušena ve slabých interakcích.

Nezachování parity v rozpadech mionů:

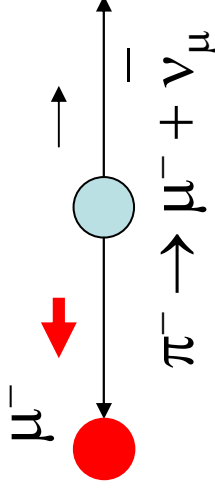


Pozitrony s maximální energií vyletují ve směru spinu kladného mionu.

C P – kombinovaná parita = Parita x nábojové sdružení (záměna částic za antičástice)
 Tj. ve směru spinu kladného mionu vyletuje stejně positronů jako elektronů proti směru spinu záporného mionu.



Elektrony s maximální energií vyletují proti směru spinu záporného mionu.



Parita je opět narušena, ale zdá se, že se zachovává kombinovaná CP parita. Ve skutečnosti je CP také narušena, jak uvidíme na příkladu K0 mezonů.



The Nobel Prize in Physics 1980

"for the discovery of violations of fundamental symmetry principles in the decay of neutral K-mesons"



James Watson Cronin

1/2 of the prize

USA

University of Chicago
Chicago, IL, USA

b. 1931



Val Logsdon Fitch

1/2 of the prize

USA

Princeton University
Princeton, NJ, USA

b. 1923

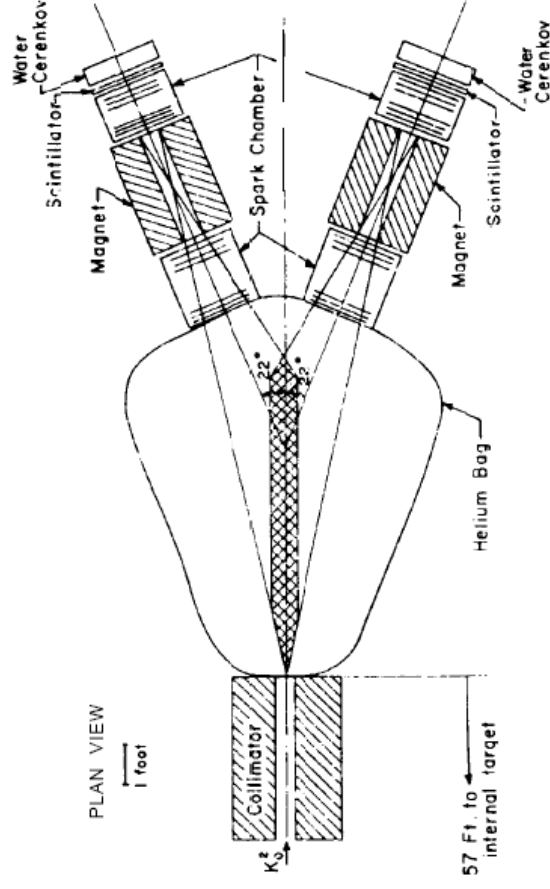


Fig. 1. Plan view of the apparatus as located at the A. G. S.

Experiment Cronina a Fitcha:

Jim Cronin a Val Fitch změřili, že přibližně dvě promile K^0_L se rozpadají na dva piony, tj. že CP je narušena.

$$|K^0_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|K^0\rangle + e^{i\varphi} |\bar{K}^0\rangle \right) = \frac{1+e^{i\varphi}}{2} |K^-_1\rangle + \frac{1-e^{i\varphi}}{2} |K^0_{+1}\rangle$$

$$\frac{K^0_L \rightarrow 2\pi}{K^0_L \rightarrow 3\pi} = \frac{\left| \frac{1-e^{i\varphi}}{2} \right|^2}{\left| \frac{1+e^{i\varphi}}{2} \right|^2} = \frac{1+1-2\cos(\varphi)}{1+1+2\cos(\varphi)} = \frac{\sin^2(\varphi/2)}{\cos^2(\varphi/2)} = \tan^2(\varphi/2) = \varepsilon$$

$$\varepsilon = 2,3 \cdot 10^{-3} \Rightarrow \varphi = 5,5^\circ$$

Operace časové inverze (T parita):

$$T|a\rangle \rightarrow \langle a|$$

CPT teorem

Platí tzv. CPT teorem o tom, že všechny interakce jsou invariantní vůči kombinované operaci CPT, tj.:

$$A_{\hat{f}i} = \langle f|H|i\rangle \quad ; \quad P_{\hat{f}i} = |A_{\hat{f}i}|^2 = |\langle f|H|i\rangle|^2 \quad ; \quad (CPT)^{-1}CPT = 1:$$

$$|i\rangle = (CPT)^{-1}CPT|i\rangle \quad ; \quad |f\rangle = (CPT)^{-1}CPT|f\rangle$$

$$\langle f|H|i\rangle = \langle f|(CPT)^{-1}((CPT)H(CPT)^{-1})CPT|i\rangle$$

$$\xrightarrow{[H, CPT]=0} \langle f|(CPT)^{-1}H(CPT)|i\rangle = \langle CPi|H|CPf\rangle \quad ; \quad \langle f|H|i\rangle = \langle CPi|H|CPf\rangle$$

Hlavní předpověď CPT je rovnost hmot a dob života částice a její antičástice.

Je zřejmé, že narušení CP znamená i narušení T invariance (pokud platí invariance vůči CPT).

T parita se zachovává v silných a elektromagnetických interakcích a je narušena ve slabých interakcích.

Okruhy otázek ke zkoušce

1. Objev nových částic v kosmickém záření
2. Kvarkový model mezonů a baryonů.
3. Magnetické momenty neutronu a protonu.
4. Oktet pseudoskalárních a nonet vektorových mezonů.
5. Dekuplet a oktet baryonů.
6. Kvarky b, c a t.
7. Interakce elementárních částic. Sjednocení slabé a elektromagnetické interakce.
8. Intermediální bosony W a Z.
9. Kvarky, gluony a barevná interakce.
10. Nezachování P a CP ve slabých interakcích
- 11. Leptony, hmoty neutrin, oscilace**
12. Současné problémy v částicové fyzice.

Leptony

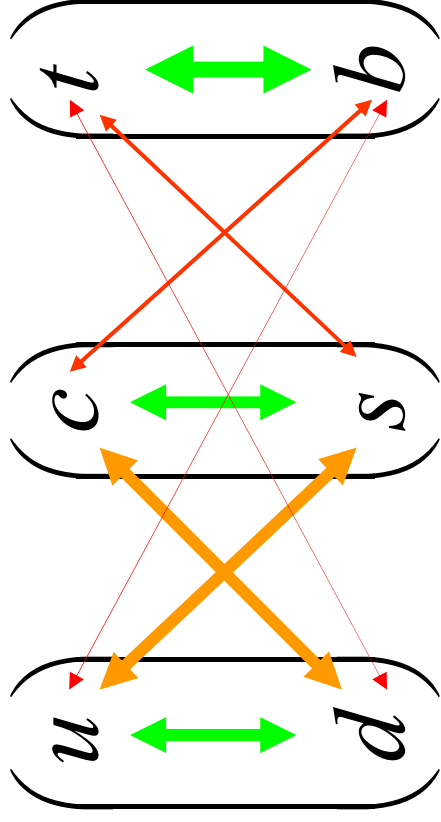
$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

a jejich antičástice.

Slabé interakce mohou měnit vůni kvarků, dokonce mezi jednotlivými pokoleními (rodinami)



Slabé interakce mohou měnit typ leptonů pouze v rámci daného pokolení (rodiny)

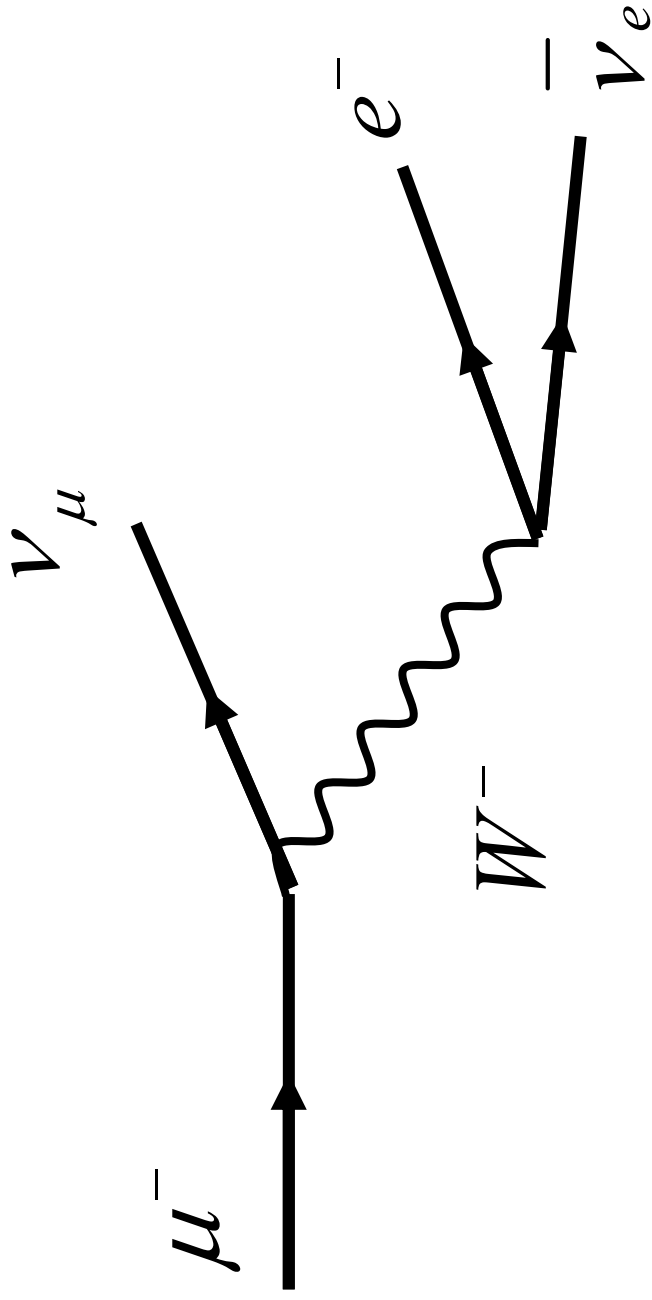
$$\begin{pmatrix} \nu^e & \longleftrightarrow & e^- \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu^\mu & \longleftrightarrow & \mu^- \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu^\tau & \longleftrightarrow & \tau^- \end{pmatrix}$$

Proto se zachovává nejenom celkové leptonové číslo, ale i leptonové číslo daného typu, tj. L_e , L_μ , L_τ

Mion

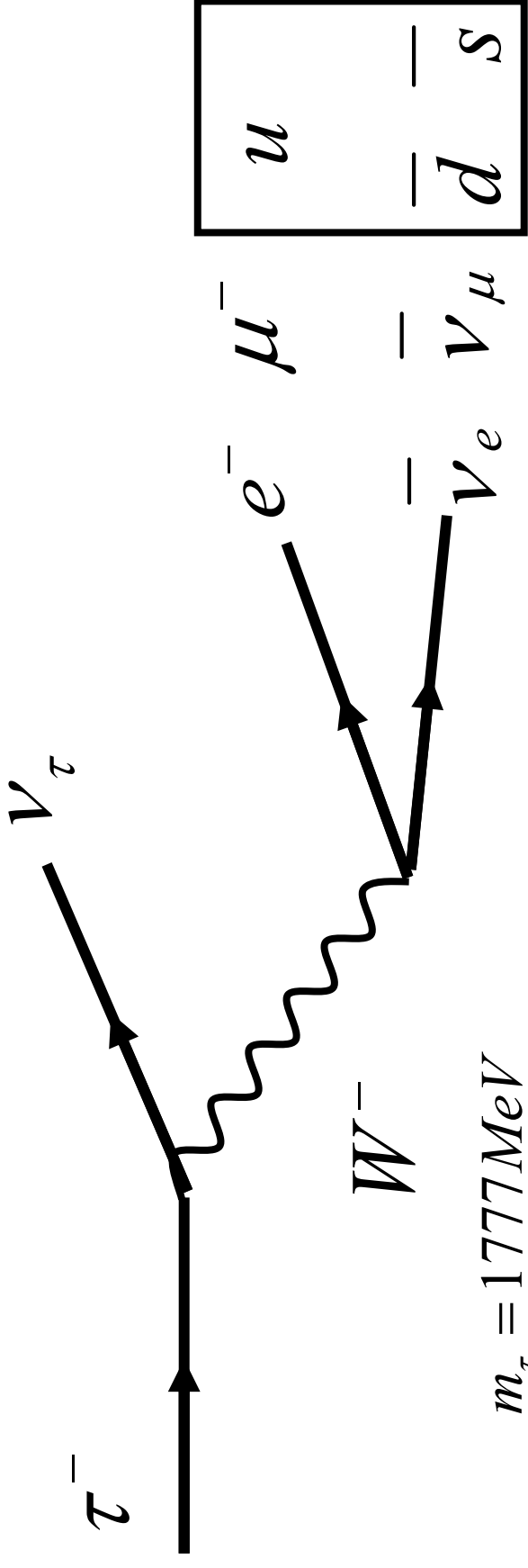


$$m_\mu = 105,66 \text{ MeV}$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$

$$c\tau = 658,7 \text{ m} \Rightarrow \tau = 2,20 \mu\text{s}$$

Lepton tau = Tauon



$$m_\tau = 1777 \text{ MeV}$$

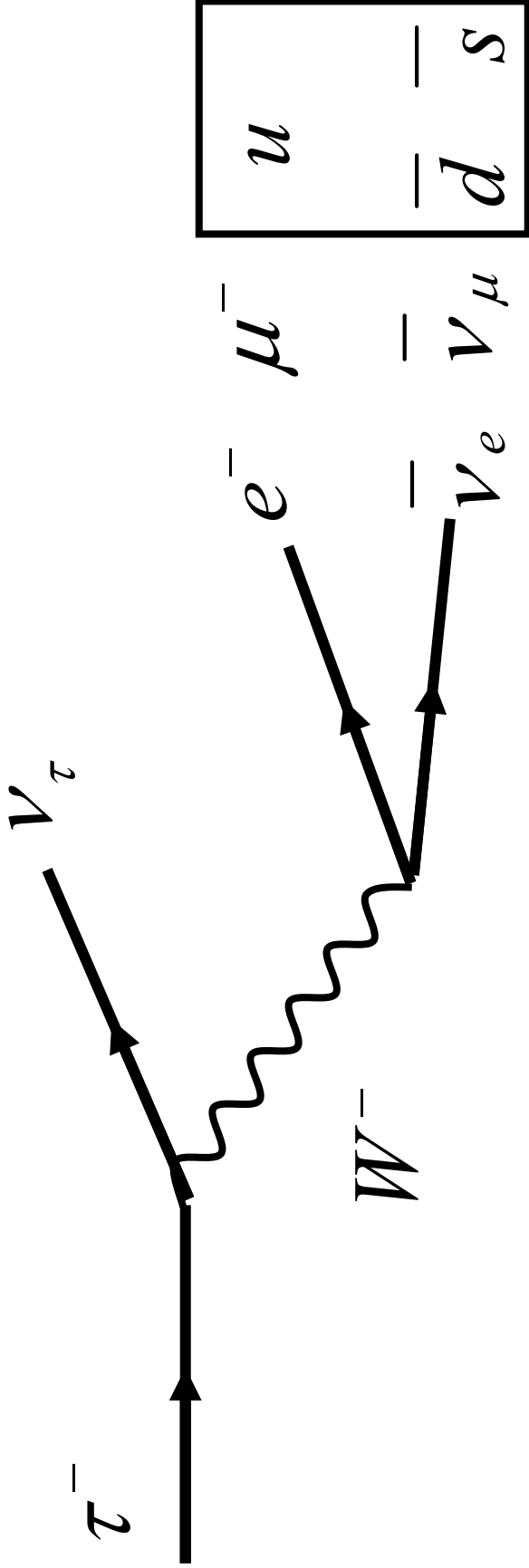
$$\tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau + \nu_e \quad 18\%$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \nu_\mu \quad 18\%$$

$$\tau^- \rightarrow \text{hadron}(s^-) + \nu_\tau \quad 64\%$$

$$c\tau = 87 \mu\text{m} \Rightarrow \tau = 0,000290 \text{ ns} = 290 \text{ fs}$$

Doba života tauonu je mnohem menší než mionu, protože doba života je nepřímo úměrná páté mocnině hmoty:



$$\Gamma[\text{GeV}] \approx G_F^2 [\text{GeV}^{-4}] \cdot M^5 [\text{GeV}^5] \Rightarrow \frac{\Gamma_{\tau \rightarrow e}}{\Gamma_{\mu \rightarrow e}} = \left(\frac{m_\tau}{m_\mu} \right)^5 = 1,3 \cdot 10^6$$

$$c\tau(\mu) = 660m \Rightarrow c\tau(\tau \rightarrow e) = 660m / 1,3 \cdot 10^6 = 508\mu m$$

$$508 \cdot 18\% = 91\mu m$$

Rozpad neutronu a beta rozpady jader:

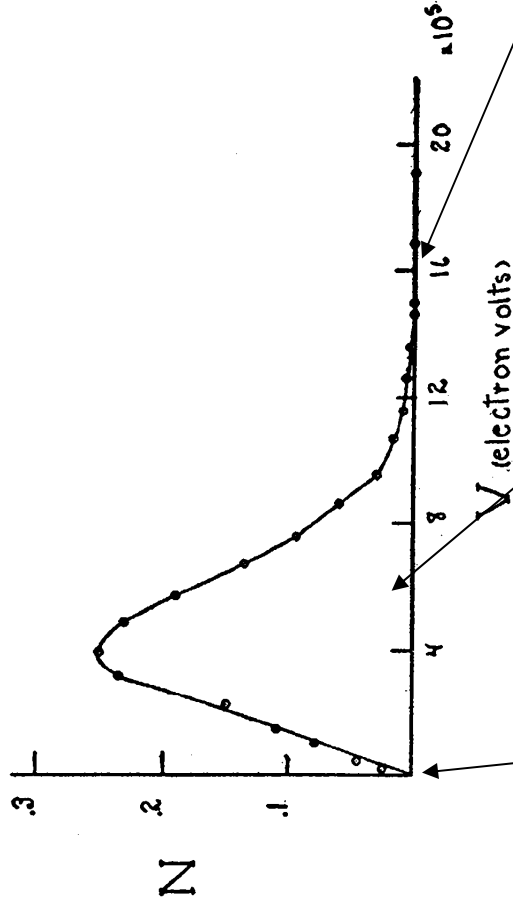
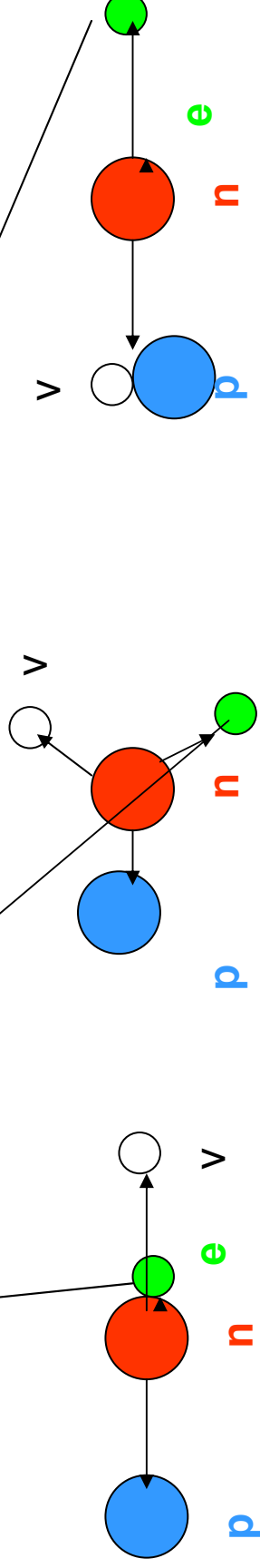


FIG. 5. Energy distribution curve of the beta-rays.



Bohr: At the present stage of atomic theory, however, we may say that we have no argument, either empirical or theoretical, for upholding the energy principle in the case of beta-ray disintegrations

Předpovězení neutrina W. Pauli 1930

Original - Published up Dec 1933

Abstrakt/15.12.33 74

Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der
Gesellschafts-Festung zu Tübingen.

Abstrakt

Physikalisches Institut
der Eidg. Technischen Hochschule
Zürich

Zürich, 4. Dez. 1930
Dienstag

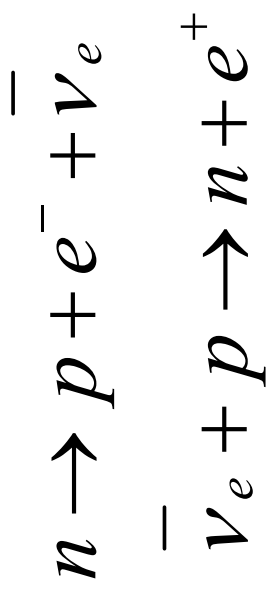
Liebe Radioaktive Damen und Herren,

Wie der Überbringer dieser Zeilen, den ich halbvollst
ansprechen bitte, Ihnen das näherem auseinanderzusetzen wird, bin ich
angesichts der "falschen" Statistik der β - und α -Kerne, sowie
des kontinuierlichen β -Spektrums auf einen verworfenen Ausweg
verfallen um den "Wechselstrom" (1) der Statistik und den Energiezustat
zu retten. Mithin die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale
Teilchen, die ich Neutronen nennen will, in den Kernen existieren,
welche den Spin $1/2$ haben und das Ausschliessungsprinzip befolgen und
sich von Lichtquanten ausserdem noch dadurch unterscheiden, dass sie
sich mit Lichtgeschwindigkeit laufen. Die Masse der Neutronen
müsste von derselben Größenordnung wie die Elektronenmasse sein und
jedemfalls nicht grösser als 0,01 Protonenmasse. Das kontinuierliche
 β -Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, dass beim
 β -Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert
wird, dazum, dass die Summe der Energien von Neutron und Elektron
konstant ist.



Clyde Cowan Jr.

Objev neutrín - Reines and Cowan



Frederick Reines



Detekce antineutrin:

Positron anihiluje a vznikají

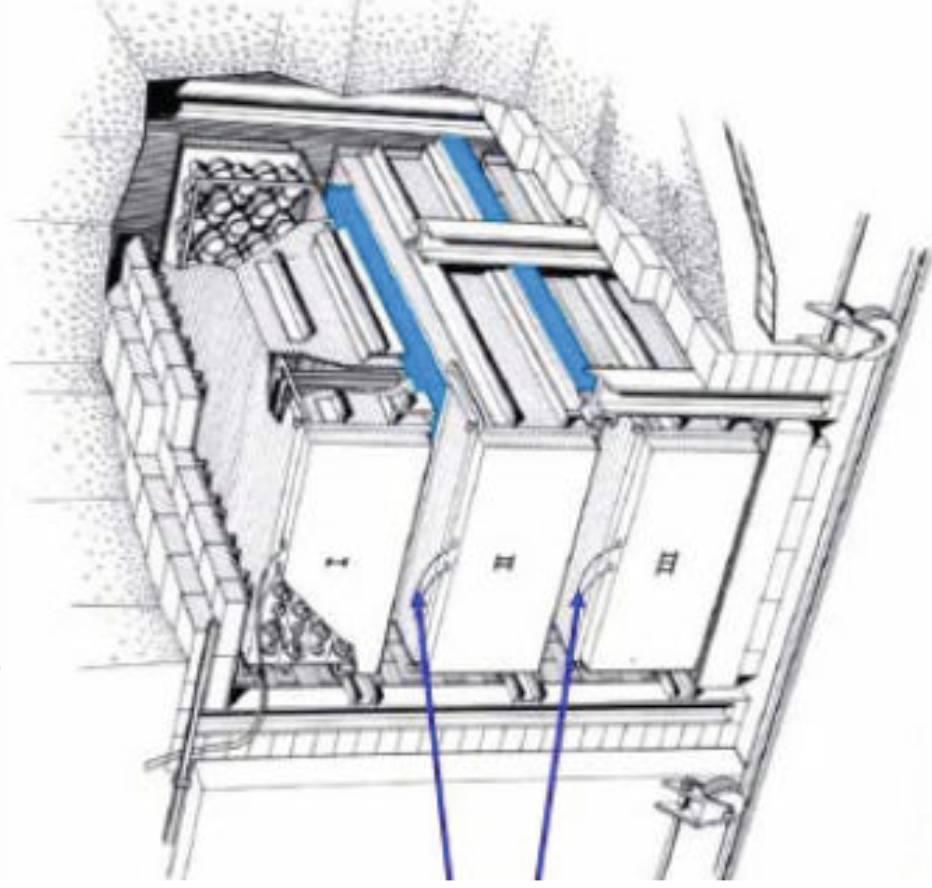
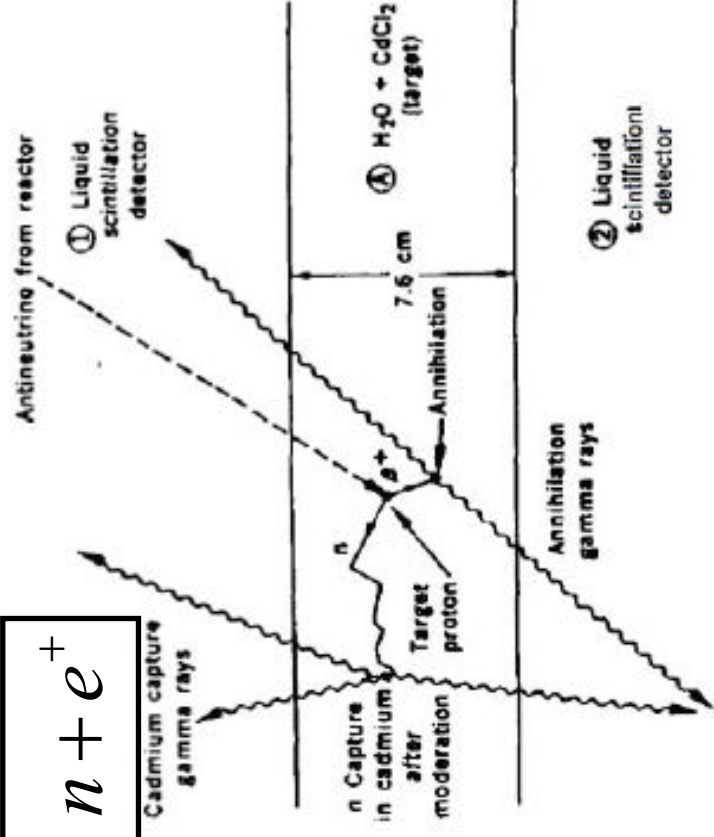
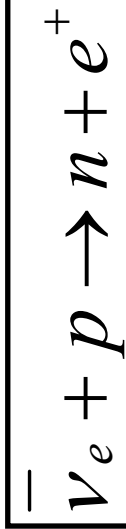
dvě 511 keV gamma

Neutron se zpomaluje a je

zachycen kadmíem a vzniká

několik gama kvant

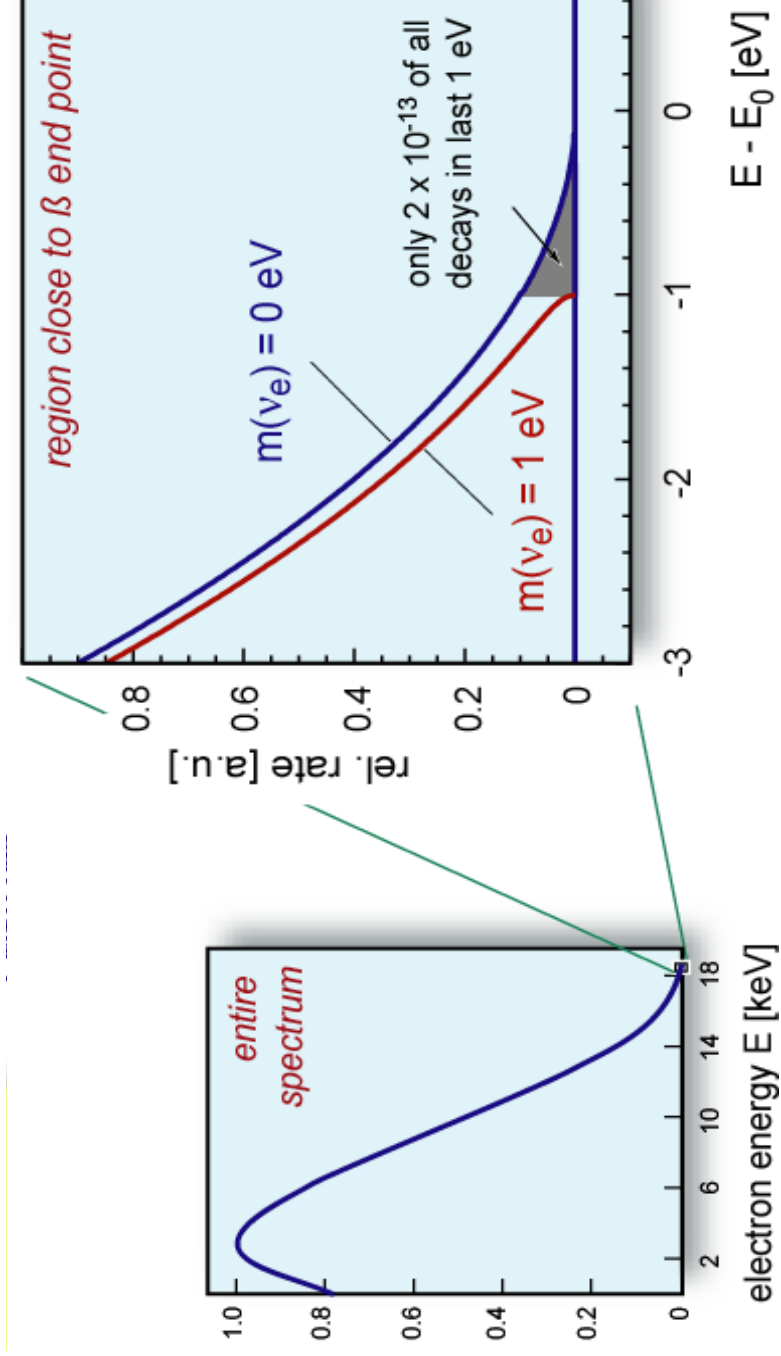
s energiemi MeV



Přímé měření hmoty elektronového antineutrína

Měří se přesně konec spektra elektronů produkovaných v beta rozpadu

$$m_{\nu_e}^- < 2\text{eV}$$



Hmota mionového neutrina

Principle

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\text{Two body decay})$$

Decay at rest:



$$|\vec{p}_\nu| = |\vec{p}_\mu|$$

$$m_\pi = E_\nu + E_\mu$$

$$\rightarrow m_\nu^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2 \cdot m_\pi \cdot \sqrt{m_\mu^2 + p_\mu^2}$$

Tři veličiny musí být změřeny s velkou přesností. Hmoty mionu a pionu jsou nejpřesněji známy z měření spekter mionových a pionových atomů, tj. když je elektron nahrazen mionem anebo záporným pi mezonem.

Hmota mionového neutrina

PDG2006

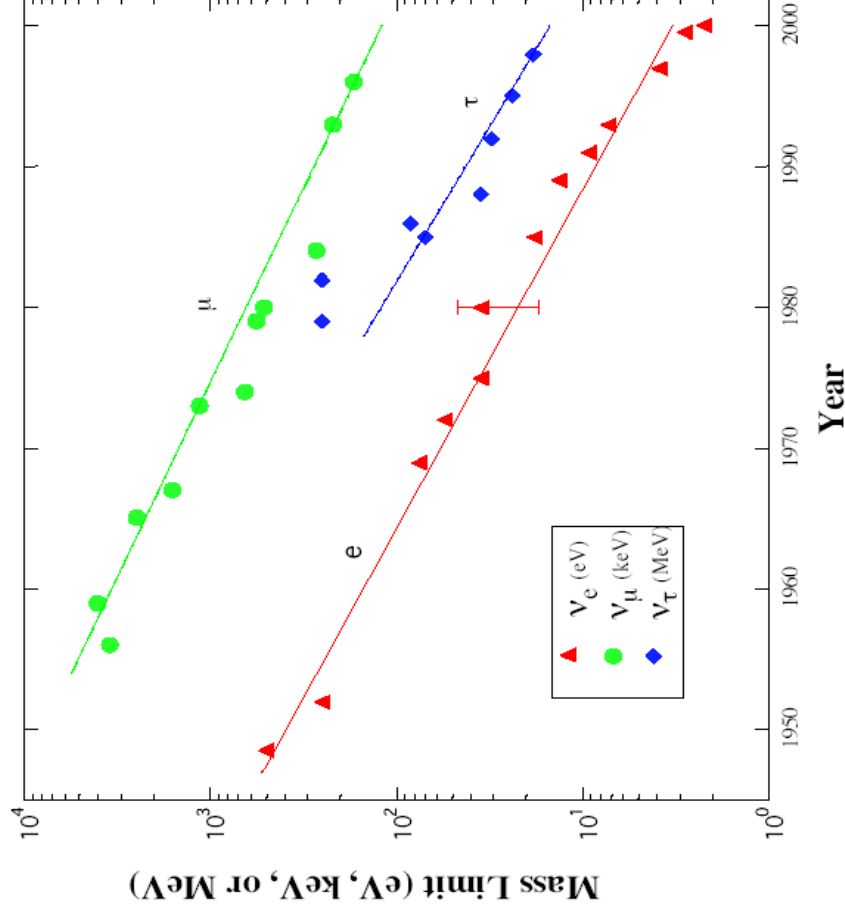
ν MASS (muon based)

VALUE (MeV)	CL%	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
<0.19 (CL = 90%) OUR EVALUATION				
<0.17	90	²⁶ ASSAMAGAN	96 SPEC	$m_{\nu}^2 = -0.016 \pm 0.023$

$m(\nu_e)$: tritium β -decay ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \nu_e$

$m(\nu_\mu)$: pion-decay $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

$m(\nu_\tau)$: tau hadr. decay $\tau \rightarrow 5\pi + \nu_\tau$



$m(\nu_\mu) < 190 \text{ keV}$ (PDG2006)

$m(\nu_\tau) < 18.2 \text{ MeV}$ (PDG2006)

$m(\nu_e) < 2 \text{ eV}$ (PDG2006)

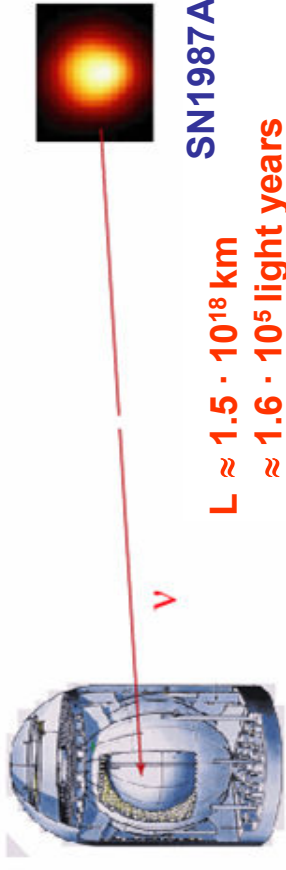
Omezení na hmotu neutrin z výbuchu supernovy SN1987A

Měření doby letu:

$$E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2$$

Neutrino s hmotou m , E ($m^2 \ll E^2$)

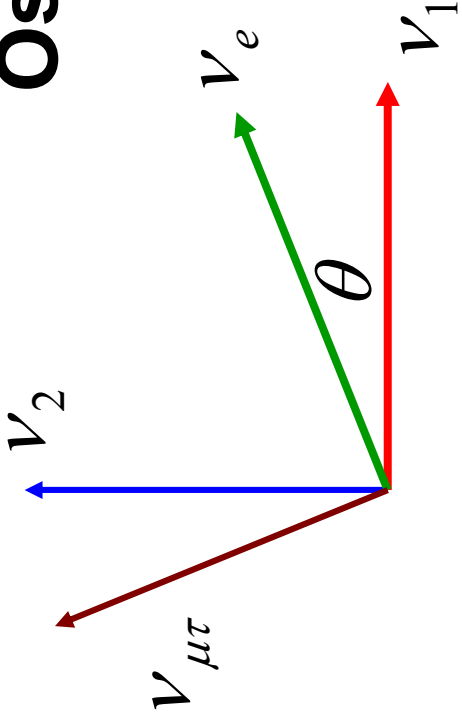
$$\Delta t = t_E - t_{SN} = \frac{L}{c} \cdot \left[1 + \frac{m^2 c^4}{2E^2} \right]$$



Dvě neutrina with m , E_1 , E_2

$$t_{E1} - t_{E2} = (t_{SN1} - t_{SN2}) + \frac{L}{c} \cdot \frac{m^2 c^4}{2} \left[\frac{1}{E_1^2} - \frac{1}{E_2^2} \right]$$

Oscilace neutrin



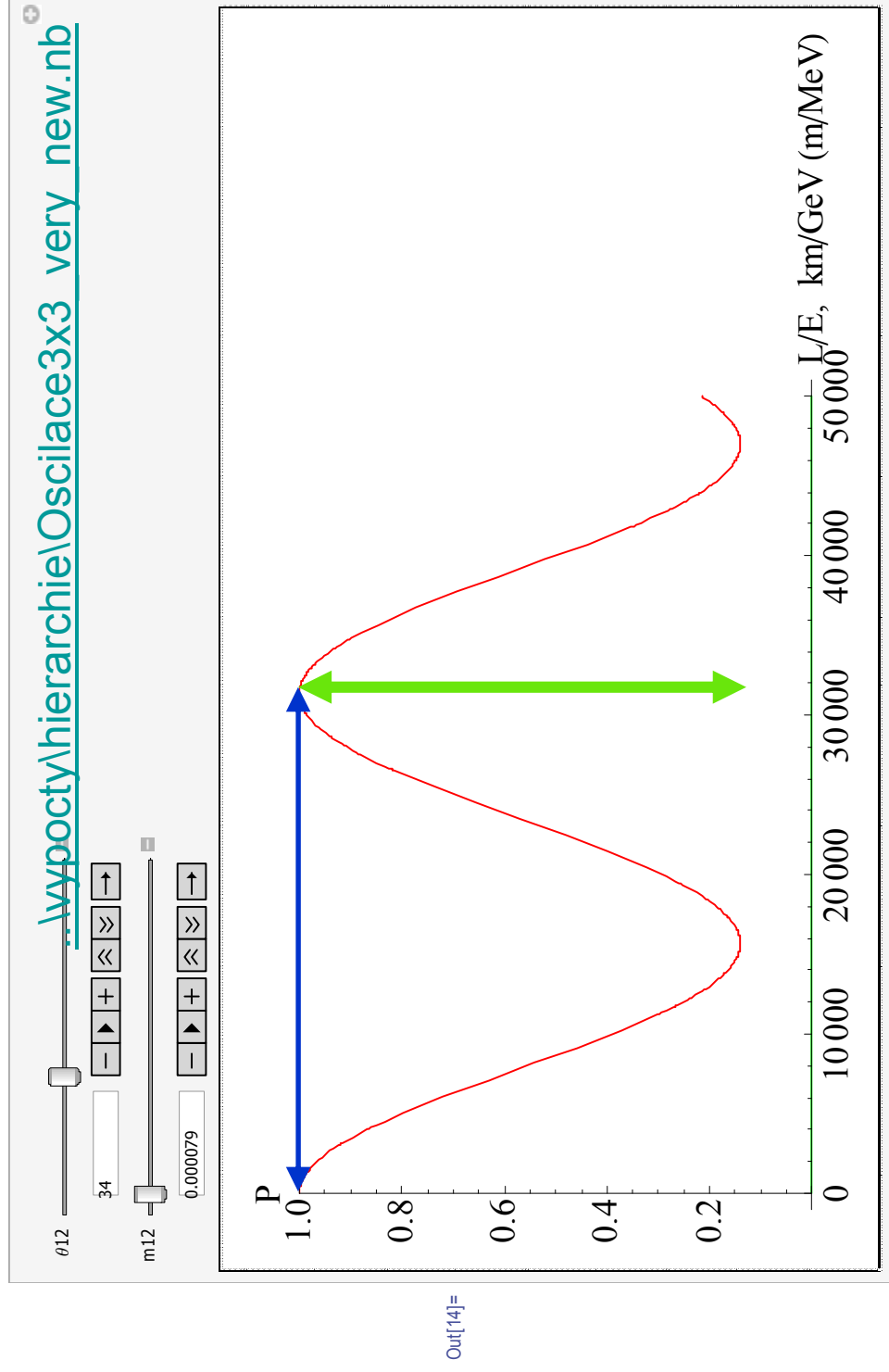
$$H|\nu_1\rangle = E_1|\nu_1\rangle \Rightarrow i\hbar\partial_t|\nu_1\rangle = H|\nu_1\rangle = E_1|\nu_1\rangle \Rightarrow |\nu_1(t)\rangle = e^{\frac{i}{\hbar}E_1t}|\nu_1(0)\rangle$$

$$H|\nu_2\rangle = E_2|\nu_2\rangle \Rightarrow i\hbar\partial_t|\nu_2\rangle = H|\nu_2\rangle = E_2|\nu_2\rangle \Rightarrow |\nu_2(t)\rangle = e^{\frac{i}{\hbar}E_2t}|\nu_2(0)\rangle$$

$$|\nu_e\rangle = \cos(\theta)|\nu_1\rangle + \sin(\theta)|\nu_2\rangle$$

$$|\nu_{\mu\tau}\rangle = -\sin(\theta)|\nu_1\rangle + \cos(\theta)|\nu_2\rangle$$

$$P_{ee}(t) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4\hbar c E}\right)$$



Dva typy experimentů:

$$|\nu_e\rangle(t) = \left(e^{-\frac{i}{\hbar}E_1 t} \cos^2(\theta) + e^{-\frac{i}{\hbar}E_2 t} \sin^2(\theta) \right) |\nu_e\rangle + \cos(\theta)\sin(\theta) \begin{pmatrix} e^{-\frac{i}{\hbar}E_2 t} & -e^{-\frac{i}{\hbar}E_1 t} \\ e^{-\frac{i}{\hbar}E_2 t} & -e^{-\frac{i}{\hbar}E_1 t} \end{pmatrix} |\nu_\mu\rangle$$

Disappearance

Appearance

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^-$$

$$E_\nu^{thr} = 0$$

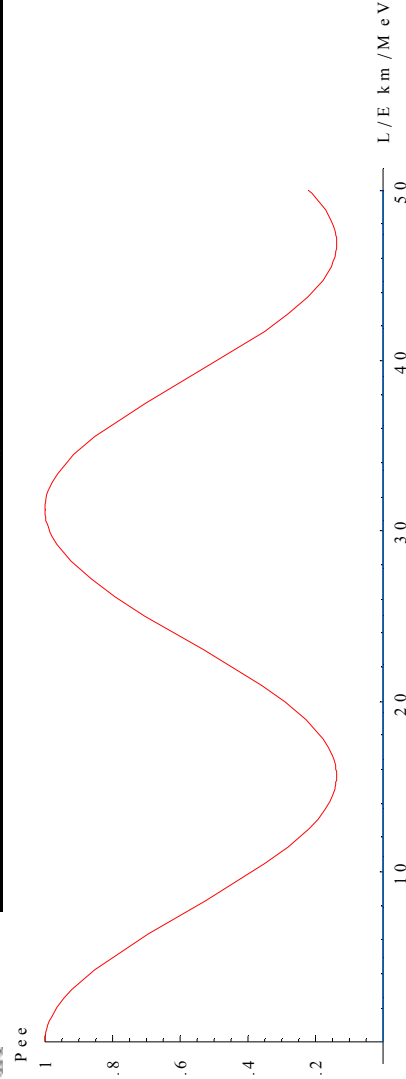
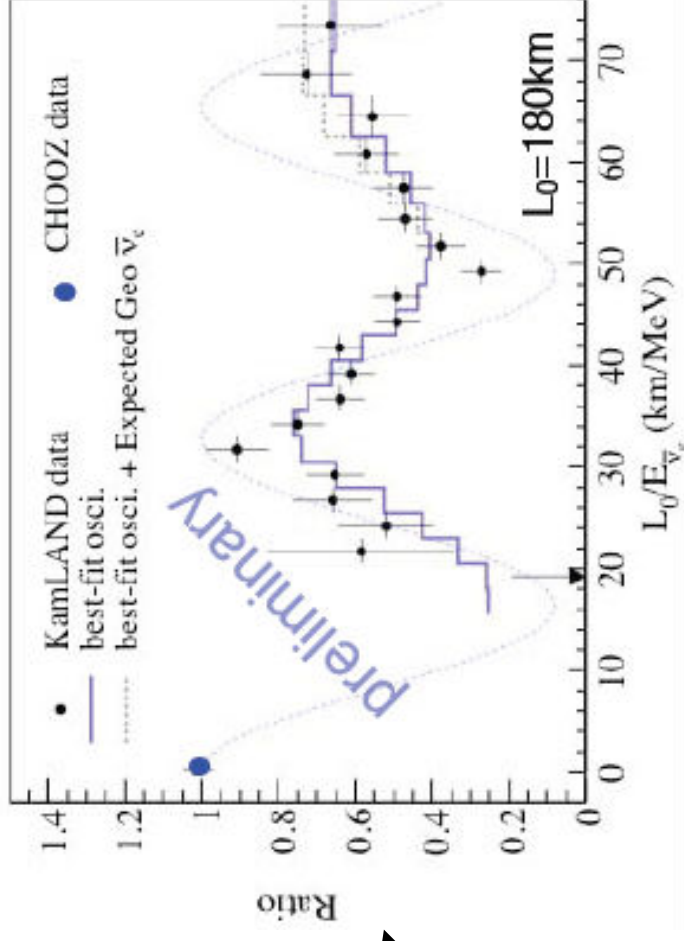
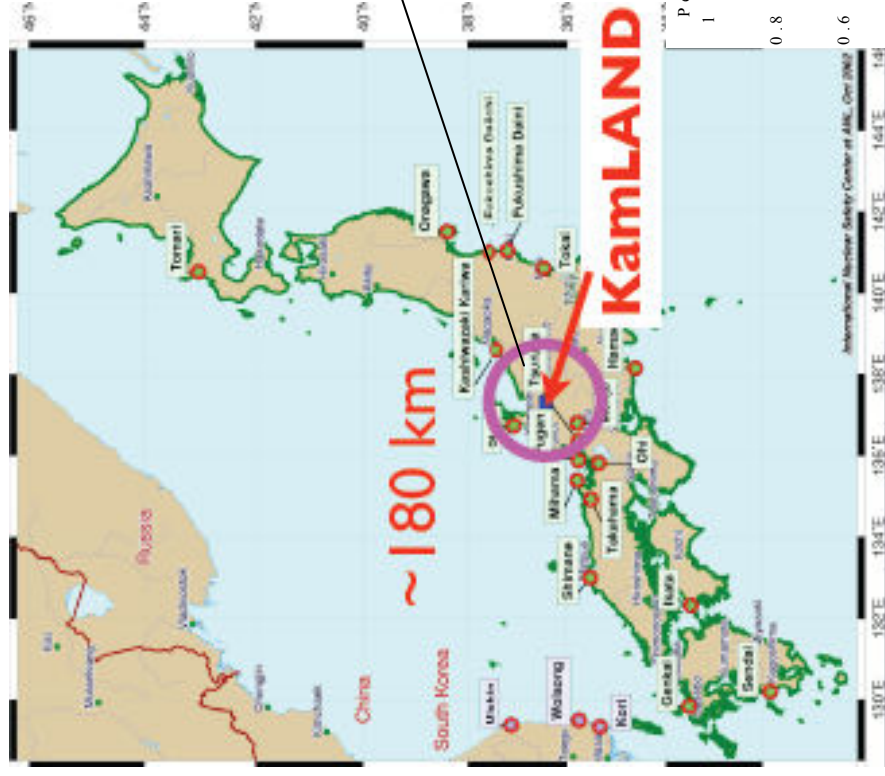
$$\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$$

$$E_\nu^{thr} = \frac{(m_p + m_\mu)^2 - m_p^2}{2m_n} \cong m_\mu = 110 \text{ MeV}$$

$$\nu_\tau + n \rightarrow p + \tau^-$$

$$E_\nu^{thr} = \frac{(m_p + m_\tau)^2 - m_p^2}{2m_n} \cong m_\mu = 1777 \text{ MeV}$$

Oscilační průběh antineutrín z jaderných reaktorů byl poprvé změřen v experimentu KamLand v Japonsku



Zdroje neutrin:

Jaderné reaktory: elektronová anti-neutrína, $E < 10 \text{ MeV}$

Urychlovače částic: urychlené protony interagují s terčem, vznikají pi mezony a ty se rozpadají na miony a neutrina mionová neutrína a anti-neutrína, E až $\sim 10 \text{ GeV}$

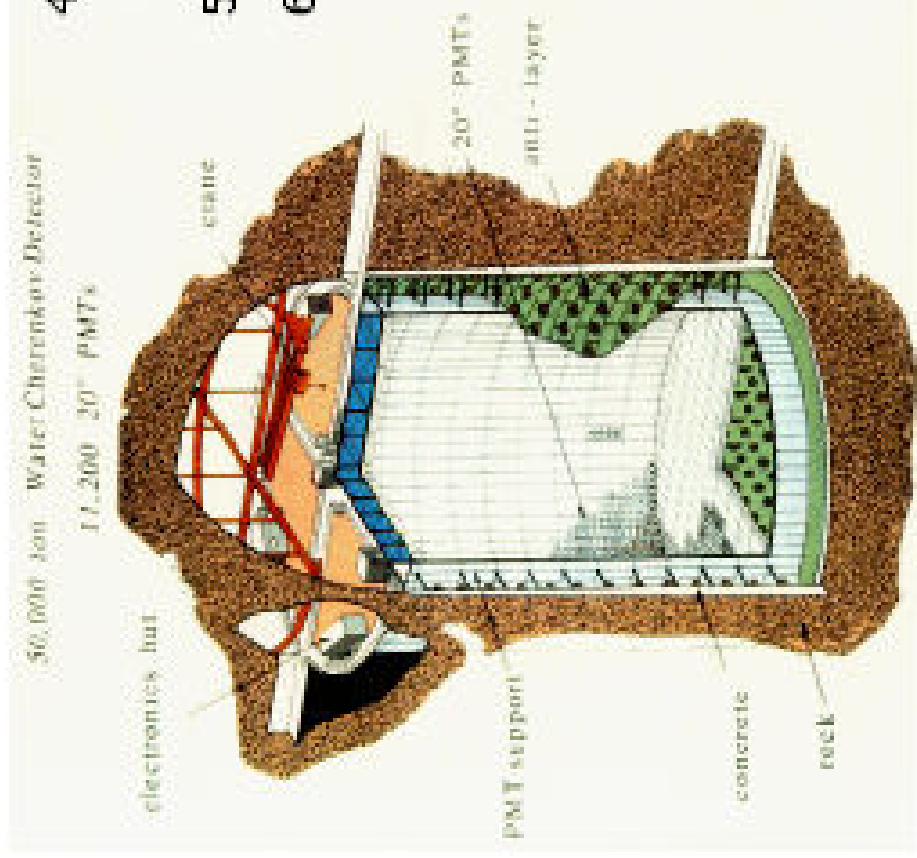
Kosmické záření: elektronová a mionová neutrína a anti-neutrína, $E \sim \text{GeV}$

Slunce: elektronová neutrína, $E < 14 \text{ MeV}$

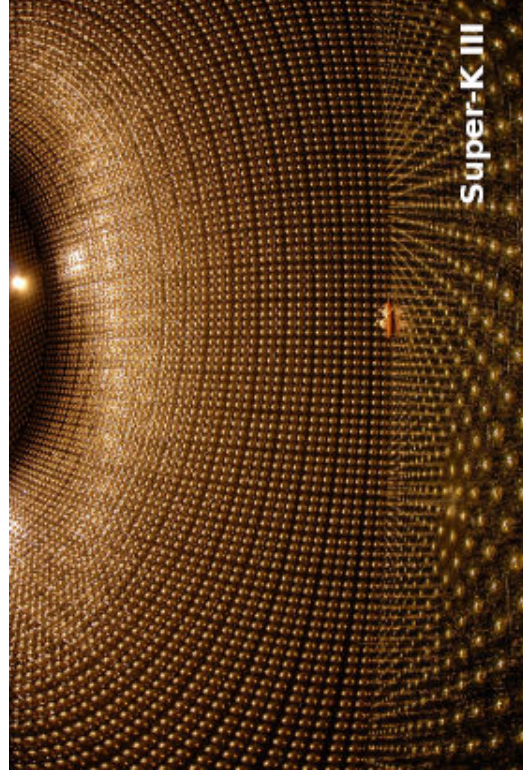
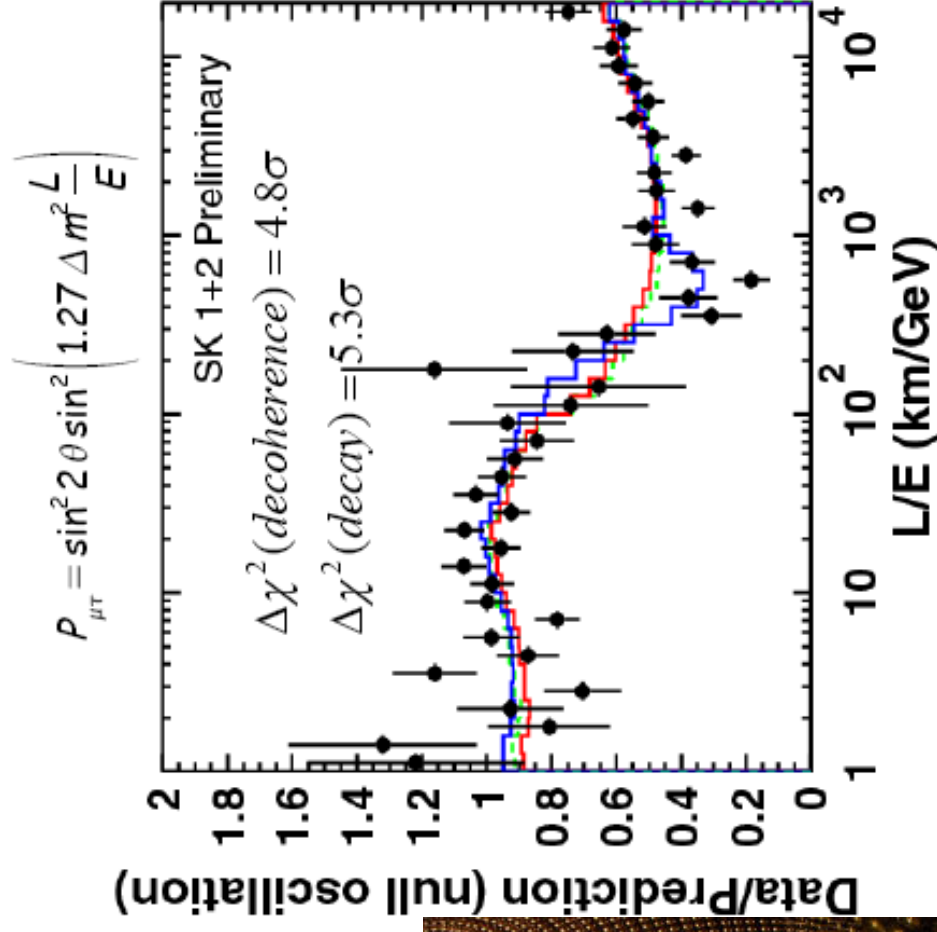
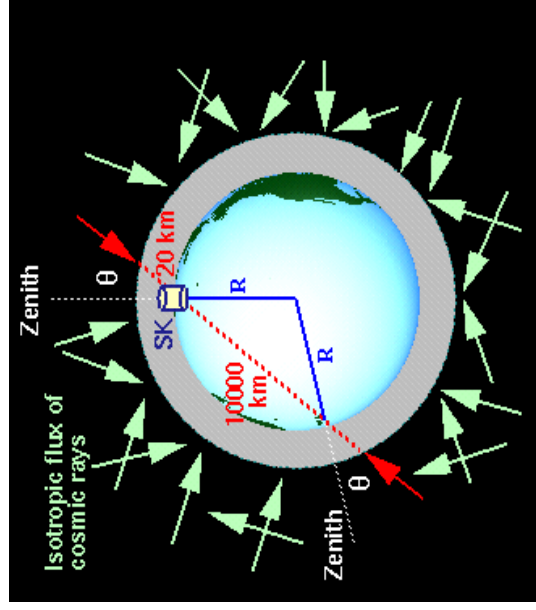
Reliktní neutrína: neutrína $E < \text{mikro eV}$, $\sim 300/\text{cm}^3$, velmi obtížné je detekovat

Oscilace neutrin z kosmického záření byly pozorovány v Super Kamiokande

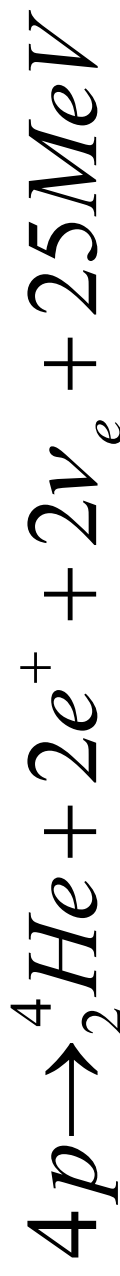
- 1) Velikost: válec 41.4m (h) x 39.3m (d)
- 2) 50,000 tun čisté vody
- 3) 11,200 fotonásobičů
- 4) Energetické rozlišení :
2.5% (pro 1 GeV) a 16% (pro 10 MeV)
- 5) Práh detekce: 5 MeV
- 6) Místo: Kamioka-cho, Yoshiki-gun,
Gifu-ken
(1,000m podzemí v dole Mozumi
Kamioka Mining and Smelting Co.)



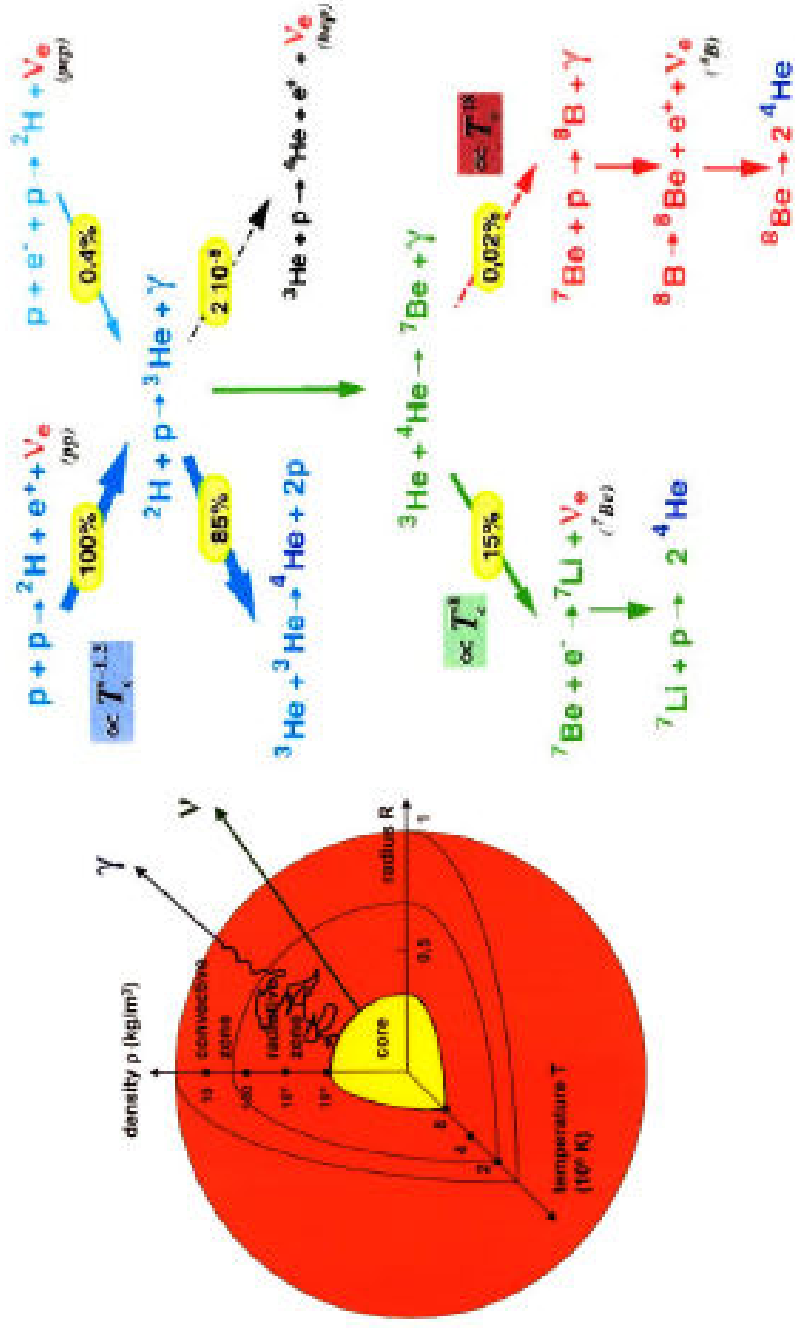
Výsledek ze SuperKamiokande



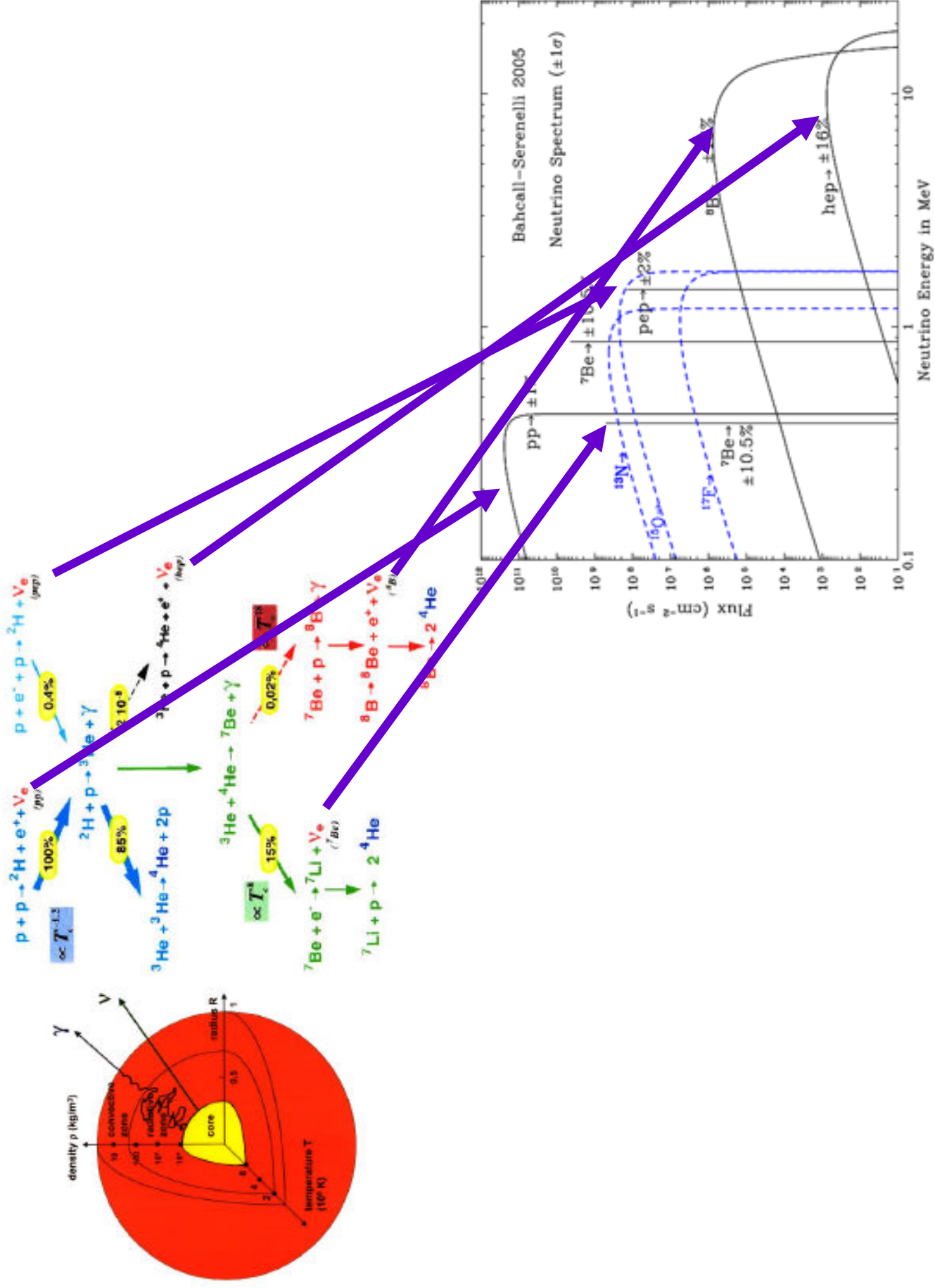
Sluneční neutrína



Solar Neutrinos



Solar Neutrinos



Detekce slunečních neutrin pomocí Cl Ar metody



Бруно Понтекорво

B. Pontecorvo

*National Research Council of Canada, Division of
Atomic Energy. Chalk River, 1946, Report PD-205.*



An Example

There are several elements which can be used for neutrino radiation in the suggested investigation.

Chlorine and Bromine, for example, fulfil reasonably well the desired conditions. The reactions of interest would be:



(34 days; K capture)



(34 h; emission of positrons of 0.4 MeV)

The experiment with Chlorine, for example, would consist in irradiating with neutrinos a large volume of Chlorine or Carbon Tetra-Chloride, for a time of the order of one month, and extracting the radioactive ${}^{37}\text{Ar}$ from such volume by boiling. The radioactive argon would be introduced inside a small counter; the counting efficiency is close to 100%, because of the high Auger electron yield.

Davisův Experiment



100000 galonová nádrž na tetra chlor karbon

1 Solar Neutrino Unit = 1 interakce na 10^{36} atomů Cl^{37} za 1 s.

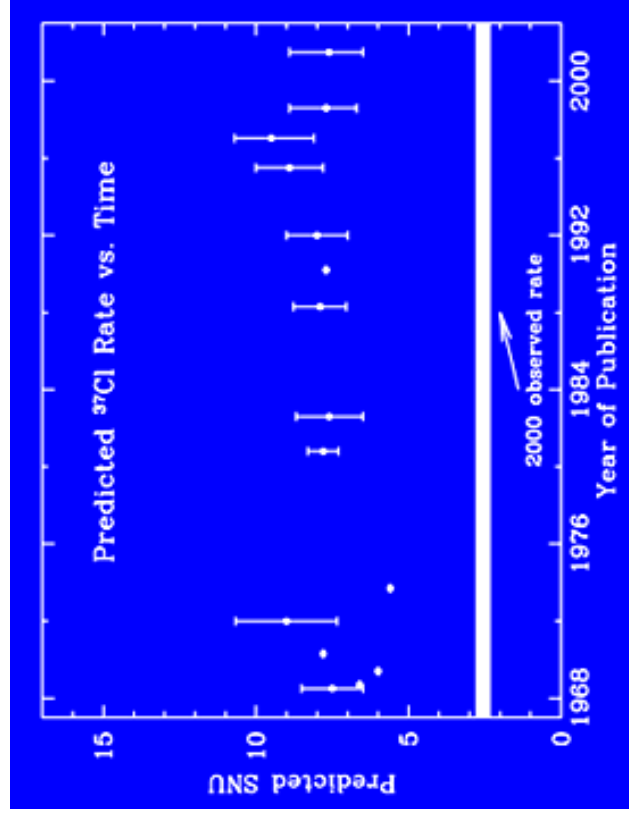
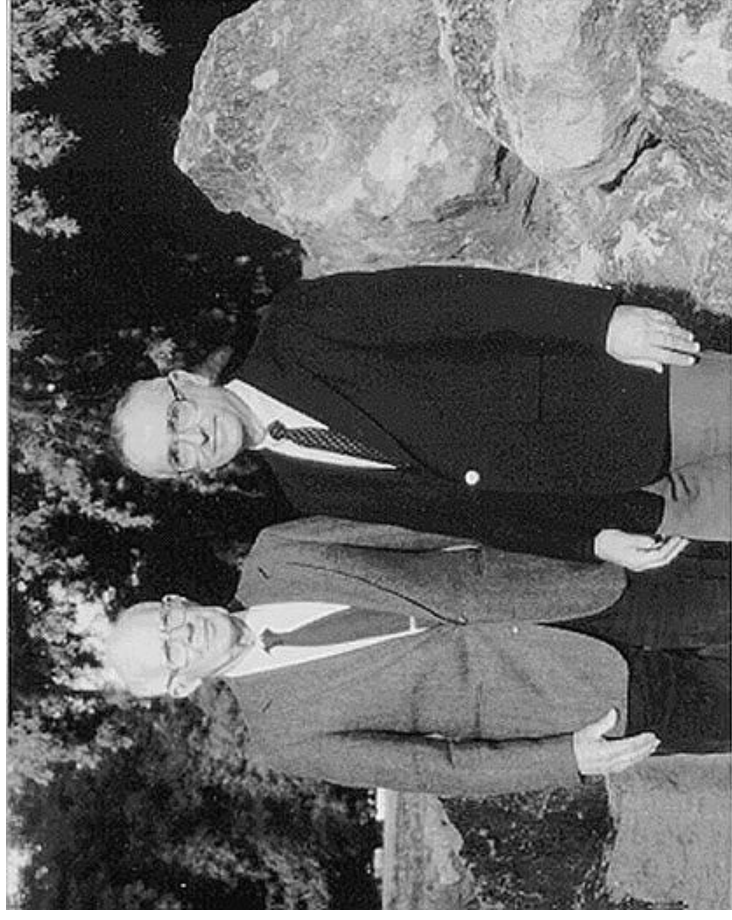
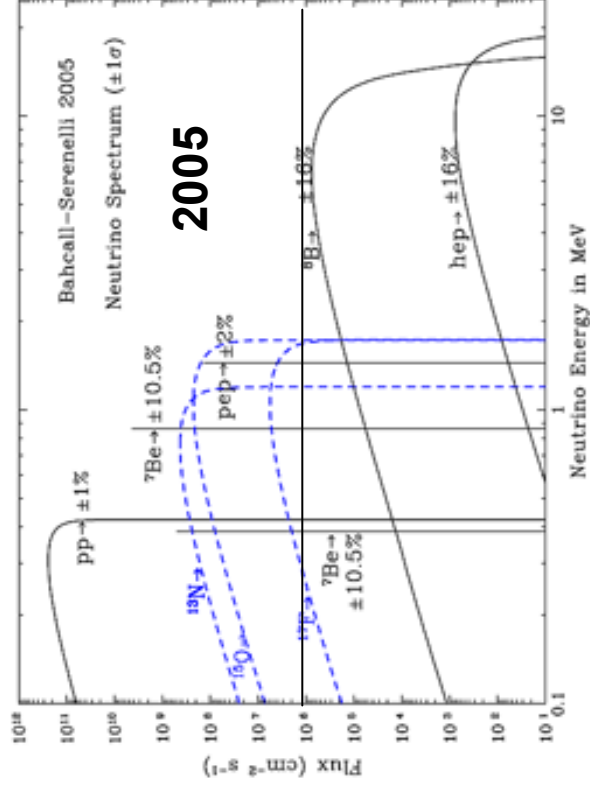
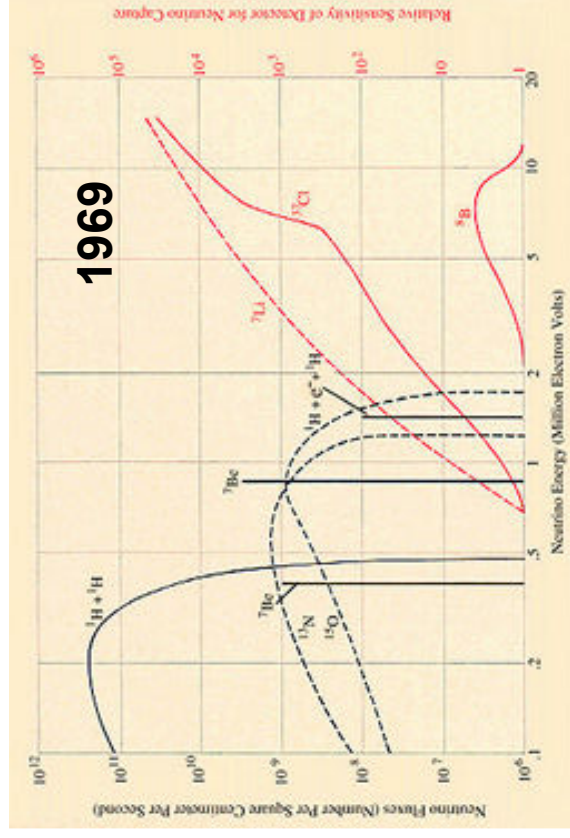
V nádrži je asi 2×10^{30} atomů Cl^{37} , a měří se asi 2.5 SNU, tj. **jeden záchyt za 200000s**, tj. asi **$2 \frac{1}{4}$ dne**.



Photo courtesy of Brookhaven National Laboratory

85 letý Ray Davis v roce 1999.

John Bahcall



Sudbury Neutrino Observatory

↑
2092 m to Surface (6010 m w.e.)

17.8 m Diameter Support Structure for
9456 20 cm PMTs
~55% coverage within 7 m

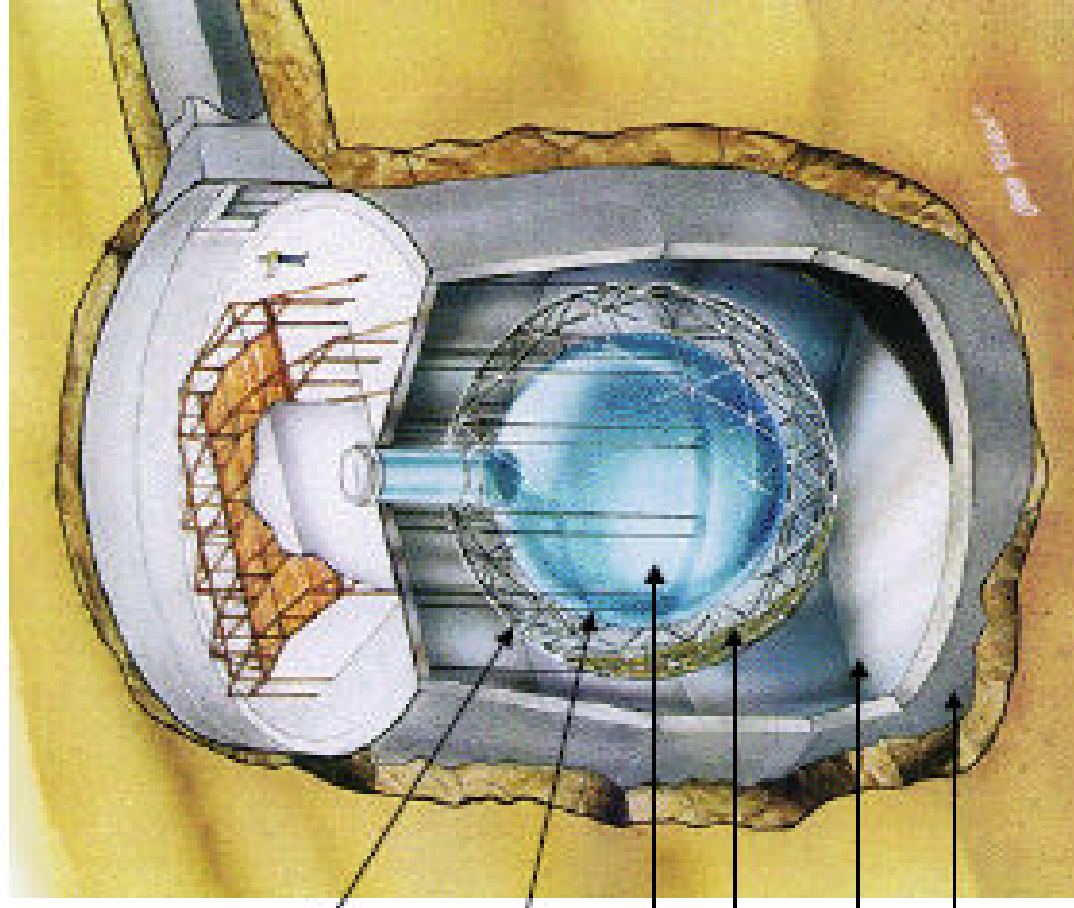
12 m Diameter Acrylic Vessel

1000 Tonnes D_2O

1700 Tonnes Inner
Shielding H_2O

5300 Tonnes Outer Shield H_2O

Urylon Liner and Radon Seal

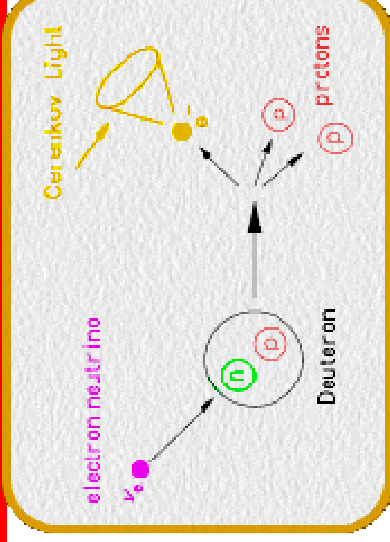


Sudbury Neutrino Observatory (SNO) v Kanadě

CC



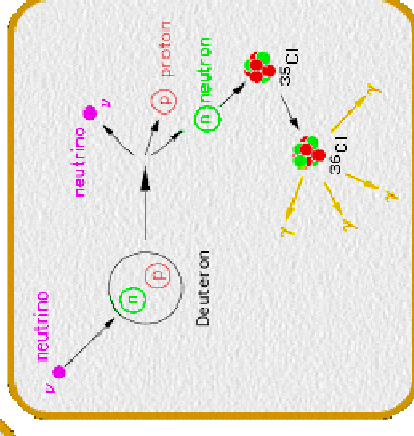
- $Q = 1.445 \text{ MeV}$
- good measurement of ν_e energy spectrum
- some directional info $\propto (1 - 1/3 \cos\theta)$
- ν_e only



NC



- $Q = 2.22 \text{ MeV}$
- measures total ^8B ν flux from the Sun
- equal cross section for all ν types

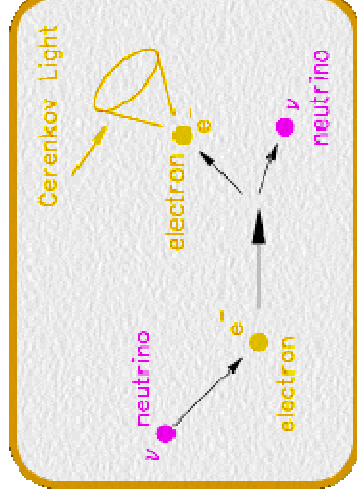


about 30 events per day.

ES

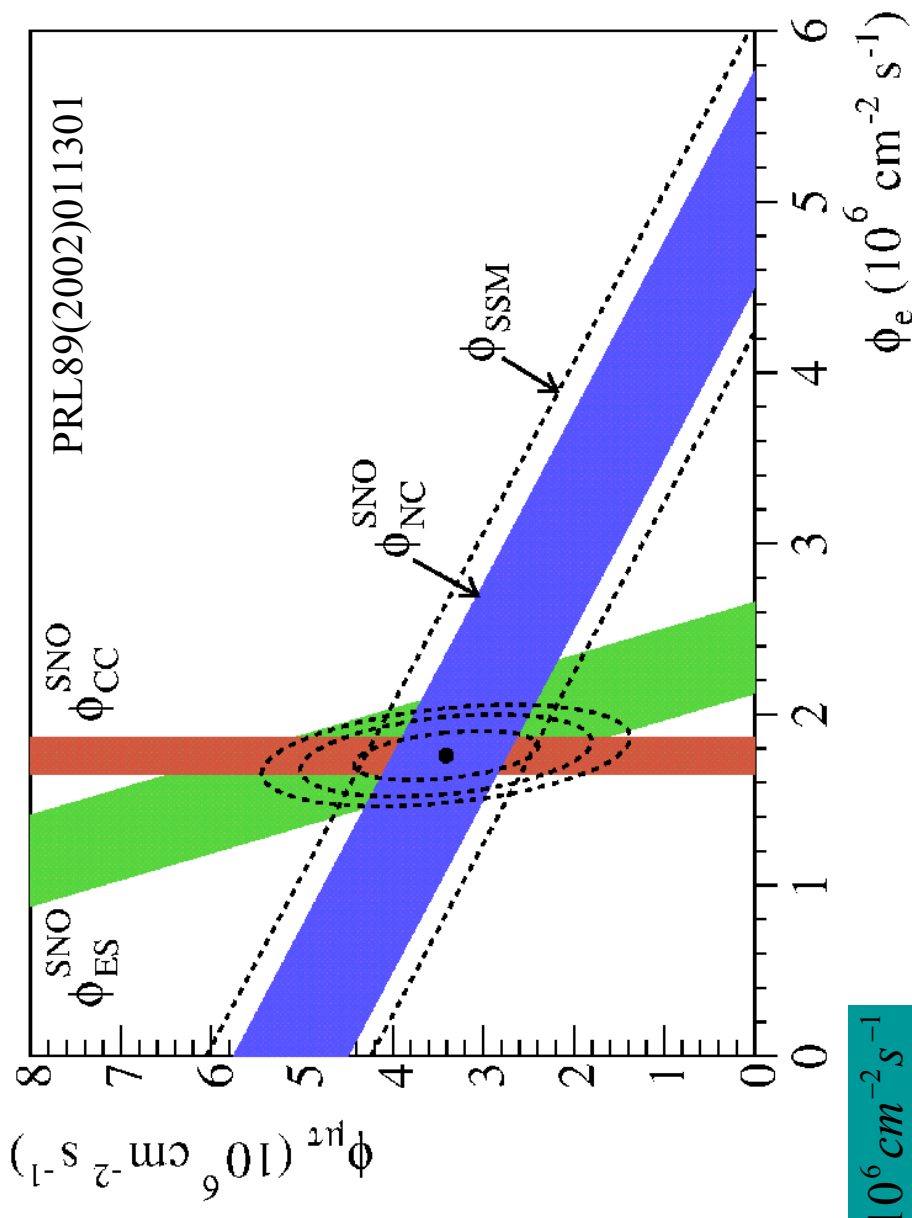


- low statistics
- mainly sensitive to ν_e , some ν_μ and ν_τ
- strong directional sensitivity



about 3 events per day.

SNO result



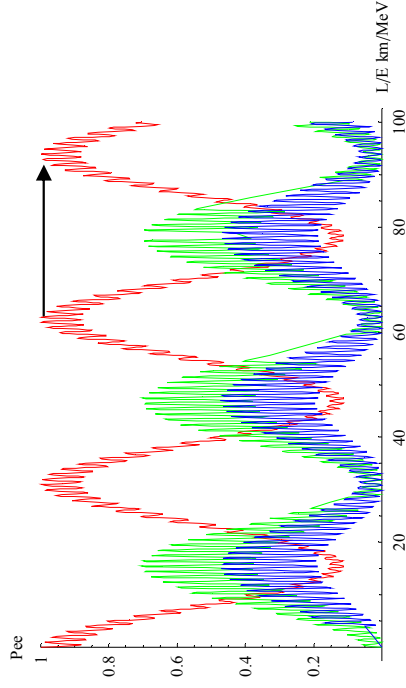
$$\phi_e = 1.76^{+0.05}_{-0.05}(\text{stat})^{+0.09}_{-0.09}(\text{syst}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$\phi_{\mu\tau} = 3.41^{+0.45}_{-0.45}(\text{stat})^{+0.48}_{-0.45}(\text{syst}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

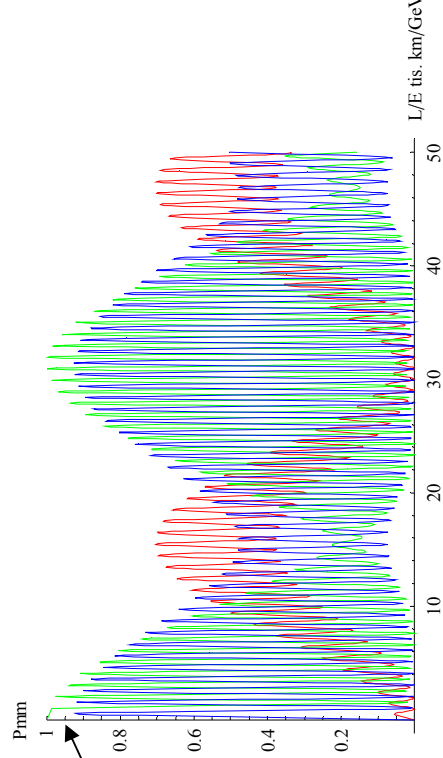
$$\phi_{\text{SSM}} = 5.05^{+1.01}_{-0.81} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad \text{---} \quad \textcolor{red}{\text{(SSM)}}$$

Oscilace tří druhů neutrin

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta_{23}) & \sin(\theta_{23}) \\ 0 & -\sin(\theta_{23}) & \cos(\theta_{23}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\theta_{13}) & 0 & \sin(\theta_{13}) \cdot e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta_{13}) \cdot e^{i\delta} & 0 & \cos(\theta_{13}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\theta_{12}) & \sin(\theta_{12}) & 0 \\ -\sin(\theta_{12}) & \cos(\theta_{12}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$



**U elektronových neutrin
jsou změřeny oscilace s
dlouhou délkou**



**U mionových
neutrin jsou
změřeny oscilace s
krátkou délkou**

..\vypocty\hierarchie\Oscilace3x3_very_new.nb

Oscilace mezi 3 druhy neutrin, současné experimentální hodnoty

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta_{23}) & \sin(\theta_{23}) \\ 0 & -\sin(\theta_{23}) & \cos(\theta_{23}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\theta_{13}) & 0 & \sin(\theta_{13}) \cdot e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta_{13}) \cdot e^{i\delta} & 0 & \cos(\theta_{13}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\theta_{12}) & \sin(\theta_{12}) & 0 \\ -\sin(\theta_{12}) & \cos(\theta_{12}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

$$\sin^2(\theta_{12}) = 0.314 \cdot \begin{pmatrix} +0.18 \\ -0.15 \end{pmatrix} \Rightarrow \theta_{12} = 34.1^\circ \quad {}^{+3.4^\circ}_{-3.0^\circ}$$

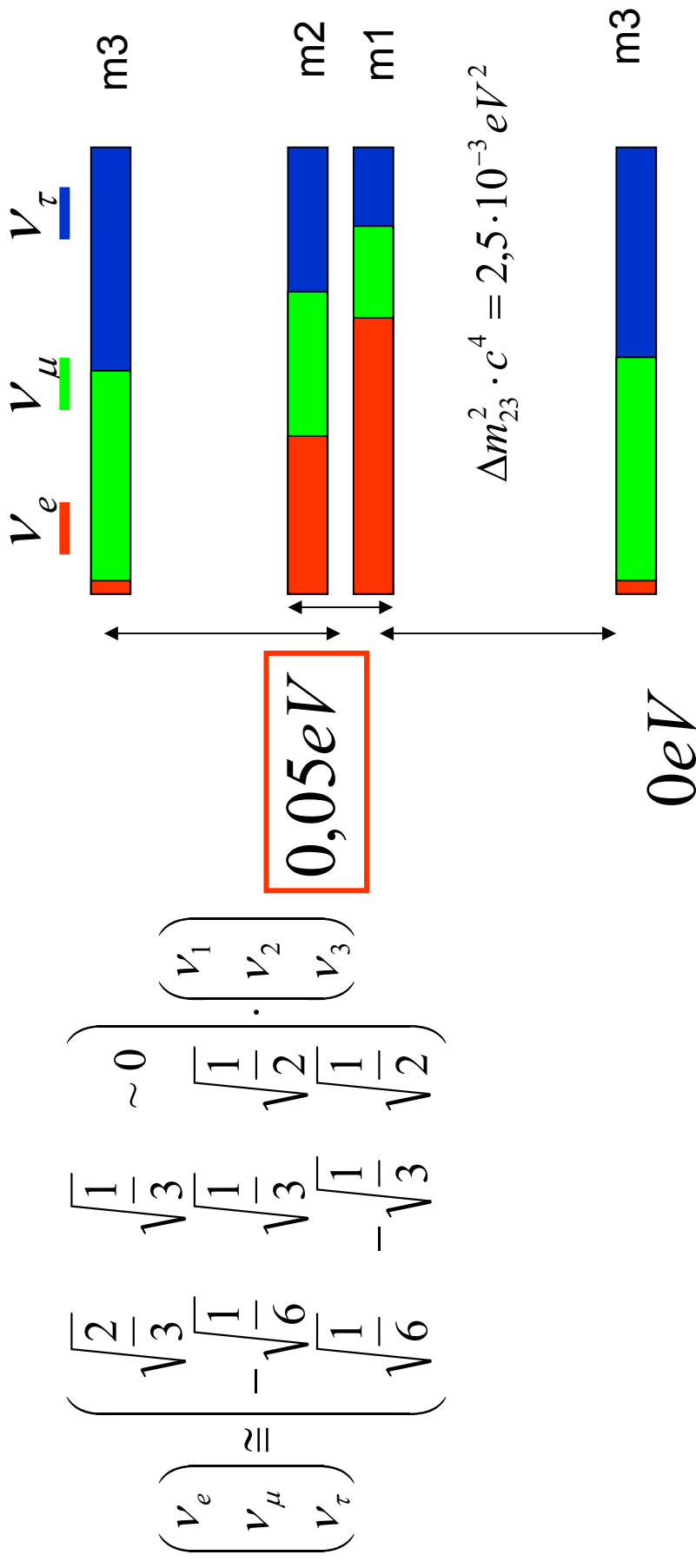
$$\sin^2(\theta_{23}) = 0.44 \cdot \begin{pmatrix} +0.41 \\ -0.21 \end{pmatrix} \Rightarrow \theta_{23} = 41.6^\circ \quad {}^{+10.3^\circ}_{-5.5^\circ}$$

$$\sin^2(\theta_{13}) = \begin{pmatrix} 0.9 & +2.3 \\ & -0.09 \end{pmatrix} \cdot 10^{-2} \Rightarrow \theta_{13} < 10.3^\circ$$

$$m_2^2 - m_1^2 = 7.92 \cdot (1 \pm 0.09) \cdot 10^{-5} eV^2$$

$$\left| m_3^2 - \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} \right| = 2.4 \cdot \begin{pmatrix} +0.21 \\ 1 \\ -0.26 \end{pmatrix} \cdot 10^{-3} eV^2$$

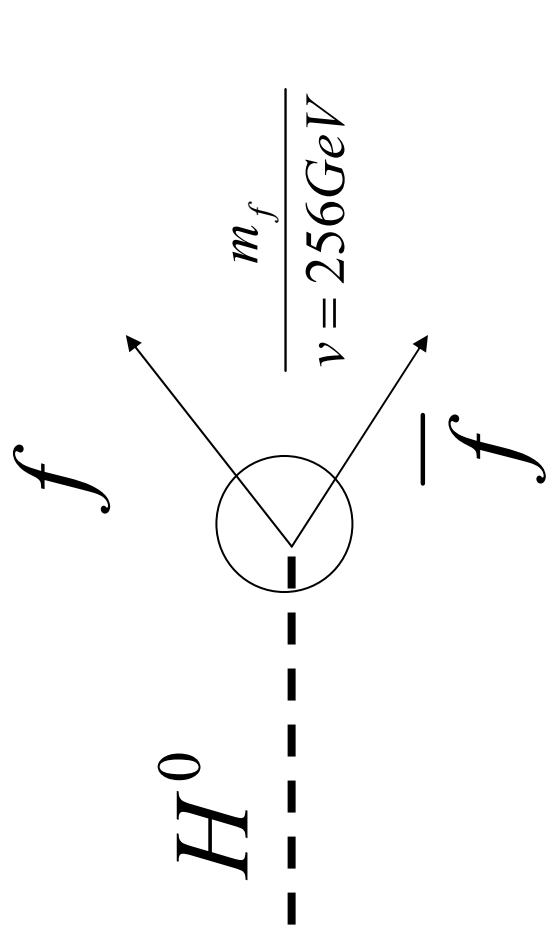
Přibližně správný zapamatovatelný tvar:



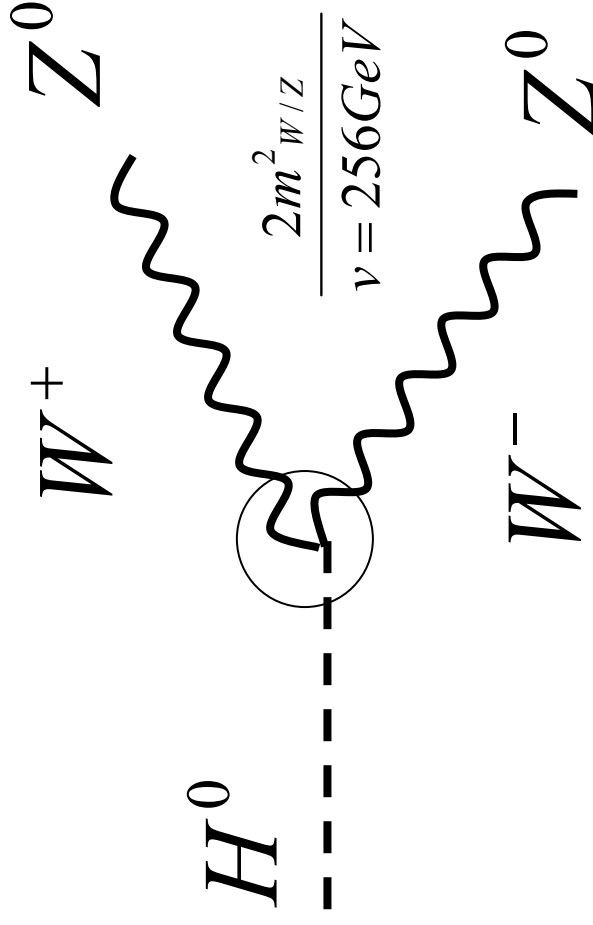
Nejtěžší neutrino: $M(\nu) > 0,05 \text{ eV}$

Okruhy otázek ke zkoušce

1. Objev nových částic v kosmickém záření
2. Kvarkový model mezonů a baryonů.
3. Magnetické momenty neutronu a protonu.
4. Oktet pseudoskalárních a nonet vektorových mezonů.
5. Dekuplet a oktet baryonů.
6. Kvarky b, c a t.
7. Interakce elementárních částic. Sjednocení slabé a elektromagnetické interakce.
8. Intermediální bosony W a Z.
9. Kvarky, gluony a barevná interakce.
10. Nezachování P a CP ve slabých interakcích
11. Leptony, hmoty neutrin, oscilace
12. **Současné problémy a experimenty v částicové fyzice.**



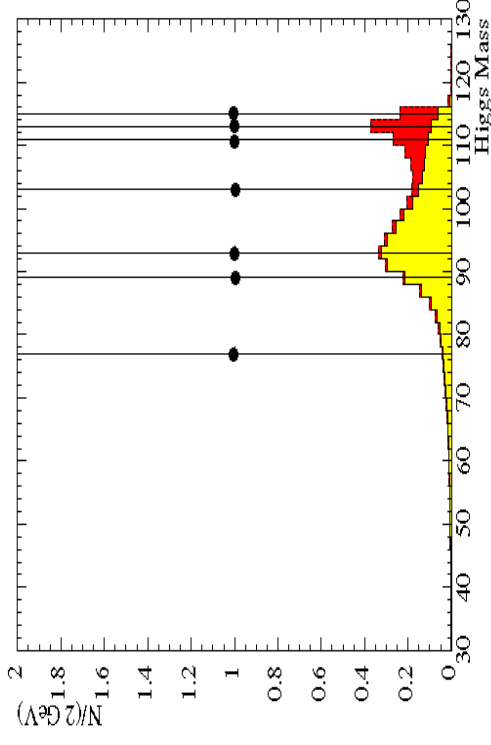
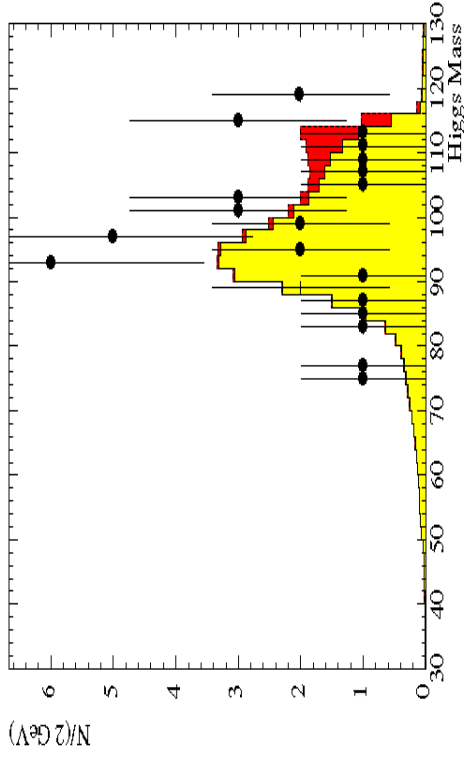
- Higgsův boson je hmotná částice se spinem 0, dosud neobjevená
- V nejjednodušší verzi existuje jeden H s nulovým nábojem a spinem 0
- Amplituda rozpadu H je úměrná hmotě částic na něž se může Higgsův boson rozpadnout (pravděpodobnost je úměrná kvadrátu hmoty)
- Higgsův boson se rozpadá na nejtěžší částice na něž se může rozpadnout



Rozdělení invariantní hmoty páru b-jetů v experimentu ALEPH

$$(E, \vec{p}) = (E_1, \vec{p}_1) + (E_2, \vec{p}_2) + \dots + (E_n, \vec{p}_n)$$

$$M^2 = E^2 - \left(\vec{p}_1 \right)^2 = (E_1 + \dots + E_n)^2 - \left(\vec{p}_1 + \dots + \vec{p}_1 \right)^2$$



Publikace:

ALEPH Coll., Observation of an Excess in the Search for the Standard Model Higgs Boson at ALEPH, CERN-EP/2000-138

L3 Coll., Higgs Candidates in e+e- Interactions at sqrt(s)=206.6 GeV, CERN-EP/2000-140, Phys. Lett. B, 495 (2000) 18.

Experimenty DELPHI a OPAL tento efekt nepozorovaly.

Závěr - Higgs nebyl pozorován a jeho hmota je větší než 114 GeV

Jaké je složení hmoty a energie ve Vesmíru?

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G_N} = 4,5 \cdot 10^{-24} \text{ g} \cdot \text{m}^{-3};$$

$$\rho_c / m_p = \frac{4,5 \cdot 10^{-24} \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}}{1,67 \cdot 10^{-24} \text{ g}} = 2,7 \frac{p}{m^3}$$

$$n_\gamma = 411 \text{ cm}^{-3}$$

$$n_\nu = 6 \cdot 56 \text{ cm}^{-3} = 336 \text{ cm}^{-3}$$

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} \approx \frac{1}{3 \cdot 10^9}$$

$$n_B = 411 \cdot 10^6 / 3 \cdot 10^9 / \text{m}^3 = 0,14 \text{ p} / \text{m}^3$$

$$336 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3} \frac{m_\nu}{m_p} = 2,7 \text{ p} / \text{m}^3$$

$$m_\nu = \frac{2,7 \cdot 938,25 \cdot 10^6 \text{ eV}}{336 \cdot 10^6} = 7,5 \text{ eV}$$

Kritická hustota Vesmíru
odpovídá přibližně 3 protonům
v kubickém metru

Ve Vesmíru je 400 fotonů
reliktního záření v kubickém
centimetru a asi 350 reliktních
neutrín a antineutrín

Na 3 miliardy fotonů připadá jeden
proton, tj. je jen 0,14 protonů v
kubickém metru, jen asi 5%
potřebného množství

Aby neutrína tvořila chybějící hmotu,
musela by mít hmotu 7,5 eV, ale víme,
že jsou lehčí než 2 eV

Jednou z možností jak vysvětlit chybějící hmotu je existence tzv. **Supersymetrických (SUSY)** partnerů „obyčejných částic“.

Ke každému fermionu (**kvarkům a leptonům**) existují supersymetričtí partneři, jež jsou bosony = tzv. **skvarky a sleptony**

Ke každému z bosonů **gama, W, Z** existuje fermion. **fotino, Wino, ...**

Tyto supersymetrické částice jsou nestabilní, rozpadají se, ale nejjednodušší z nich, tzv. **LSP (Lightest Supersymmetric Particle)** je stabilní a může tvořit onu chybějící hmotu. Např. kdyby měla hmotu 100 GeV, stačila by 0,027 takové částice v krychlovém metru na to, aby hustota Vesmíru byla blízka ke kritické.

Hlavní otázky současné fyziky částic:

- Existuje Higgsův boson? Jakou má hmotu?
- Existují supersymetrické částice?

Experimenty na LHC (Large Hadron Collider) v CERN.

- Jaká je hmota neutrin? Jaká je podstata oscilací neutrin?

Neutrinové experimenty

Jaký je původ „chybějící hmoty (energie) ve Vesmíru?
Astročásticové experimenty, experimenty na LHC

Samozřejmě nejzajímavější by bylo odhalit nové jevy, např. existují extra dimenze časoprostoru?, jsou částice bodové? a další.

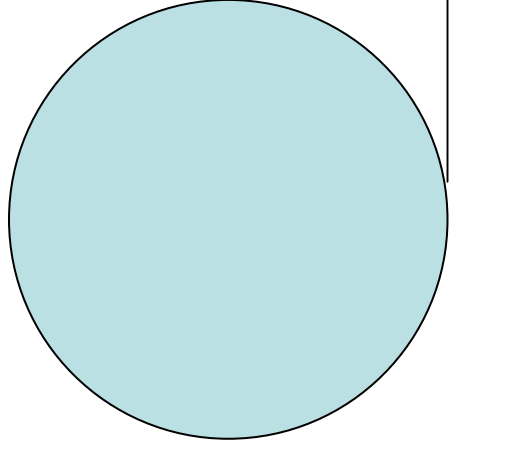
Experimenty na urychlovačích částic

Urychlovat je možné pouze nabitě dostatečně dlouhožijící částice, v současnosti pouze stabilní, tj. protony a antiprotony, elektrony a pozitrony. Existují plány urychlovat miony.

Urychlovače protonů jsou kruhové.

Urychlovače elektronů jsou kruhové i lineární. Důvodem proč urychlovat elektrony s velkými energiemi v lineárních urychlovačích jsou ztráty energie v důsledku pohybu po zakřivené dráze v kruhových urychlovačích.

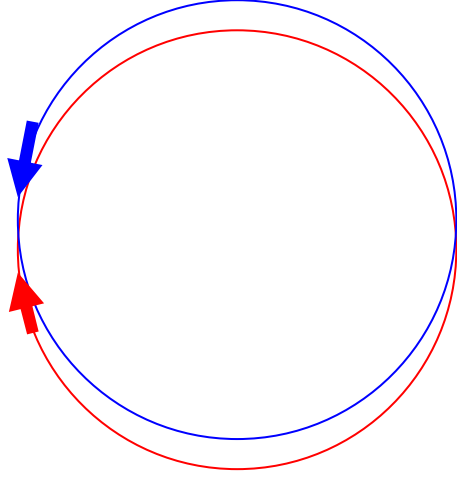
Experimenty na pevném terči (fix target)



$$s = (E + m)^2 - \vec{P}^2 = M^2 + m^2 + 2E \cdot m \approx 2E \cdot m$$

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{2E \cdot m}$$

Experimenty na vstříčných svazcích (collider)

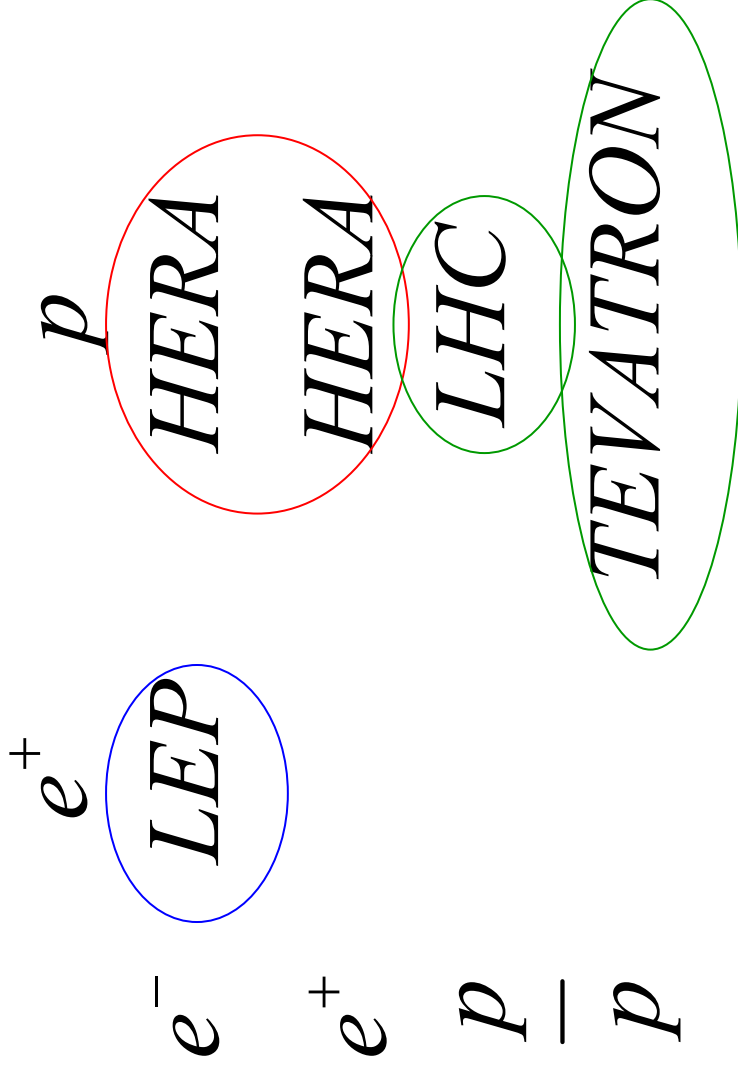


$$s = (E_1 + E_2)^2 - \left(\vec{P}_1 - \vec{P}_2 \right)^2 =$$

$$M_1^2 + M_2^2 + 2(E_1 \cdot E_2 + P_1 \cdot P_2) \approx 4E_1 \cdot E_2$$

$$\sqrt{s} \approx 2\sqrt{E_1 \cdot E_2}$$

$$E_1 = E_2 \Rightarrow \sqrt{s} \approx 2E$$



LEP – urychlovač v CERN Ženeva, ukončil práci v roce 2001

HERA – urychlovač v DESY Hamburg, ukončil práci v červnu 2007. Přesné měření struktury protonu.

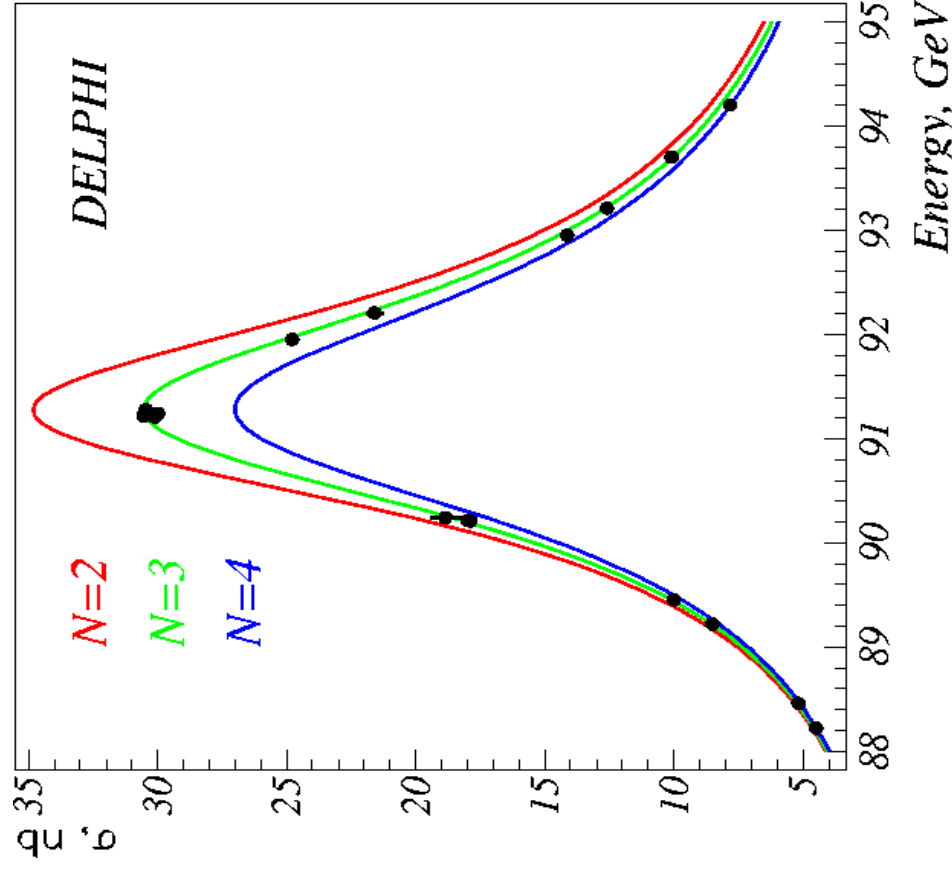
TEVATRON – urychlovač ve FNAL Batavia u Chicaga, bude pracovat nejméně do roku 2009 – objev top kvarku

LHC – urychlovač v CERN, zahájí provoz v roce 2008

Hlavní výsledek z experimentů na urychlovači LEP:

Existují právě tři typy neutrin

Existuje-li symetrie mezi počtem rodin kvarků a leptonů, pak tento výsledek znamená, že neexistuje další čtvrtá rodina kvarků.



Urychlovač HERA v **D**eutsches **E**lectronen **S**ynchrotron
laboratoři (**DESY**) v Hamburgu

$$e^{\pm} p \quad 27 \text{ GeV (e)} \times 920 \text{ GeV (p)}$$



Hlavní úkol:

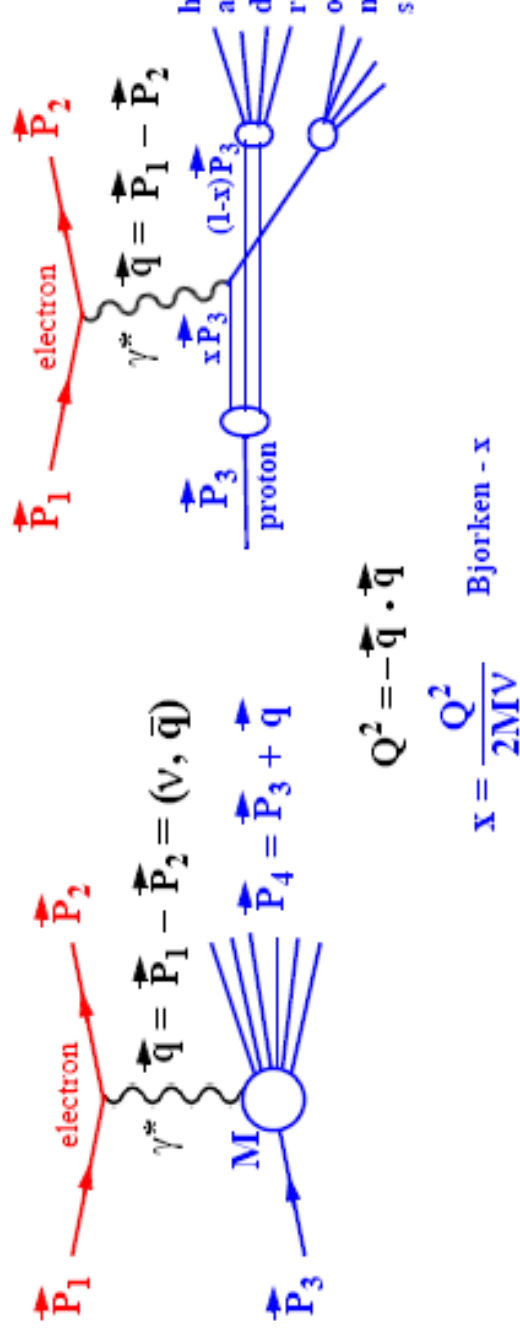
Zkoumání vnitřní
struktury protonu

Srážka elektronu s protonem při velkých hodnotách předané hybnosti:

Dojde k rozbití protonu a vzniku jetu částic

Srážku lze popsat jako pružnou srážku elektronu s **partonem (part of proton)**, který nese x tou ($x = 0-1$) část energie a hybnosti protonu

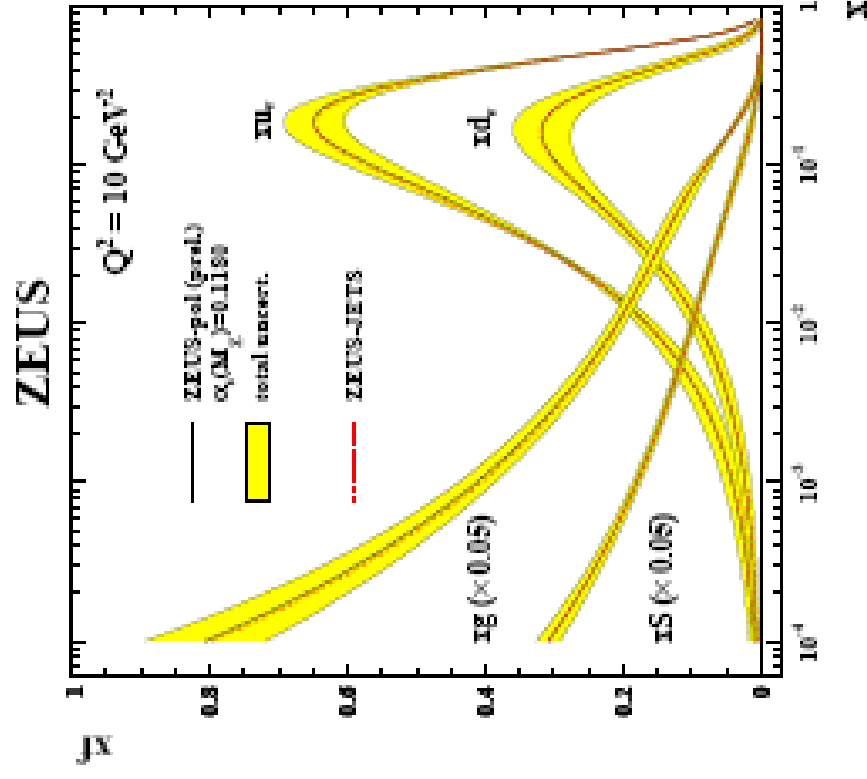
INELASTIC ELECTRON-PROTON SCATTERING



$$\frac{d\sigma}{dE_2 d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E_1^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \cdot \frac{1}{\nu} \cdot \left[F_2(x, Q^2) \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{Q^2}{xM^2} F_1(x, Q^2) \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]$$

Co jsou ony partony? Struktura protonu:

Přibližně **polovinu** energie a hybnosti nesou **kvarky** a **polovinu** nesou **gluony**



Parametry urychlovače LHC

- Energie 2x7 TeV (současný největší urychlovač je TeVatron ve Fermi National Accelerator Laboratory FNAL nedaleko Chicaga v USA)

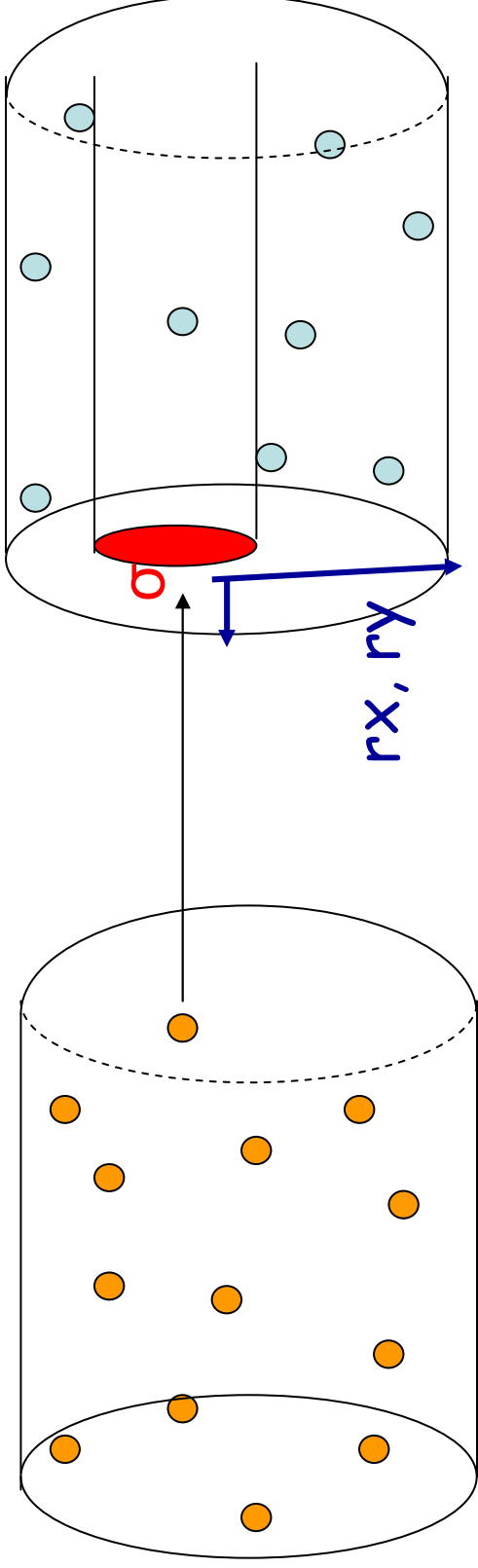
K tomu je nutné magnetické pole 8 T podle vztahu:
 $0,3 \text{ B (T) Reff (km)} = 7 \text{ TeV}$



Parametry urychlovače LHC

- Účinné průřezy (pravděpodobnosti interakcí jsou úměrné $1/E^2$, tj. o řád vyšší energie potřebuje také o dva řády vyšší intenzity
- Světelnost 100 fm^{-1} za 1 rok
 - „bunches“ částic, v každém 10^{11} protonů jsou od sebe vzdáleny 7.5 m, tj. frekvence srážek je 25 ns (rychlost světla = 30 cm/ns)

Luminosita (světelnost)



$$N_{\text{int}} = \sigma \frac{N}{\pi \cdot r_x \cdot r_y} \cdot N \cdot f \cdot t$$

$$N_{\text{int}} = \sigma \int \frac{N}{\pi \cdot r_x \cdot r_y} \cdot N \cdot f \cdot dt$$

$$l = \frac{N}{\pi \cdot r_x \cdot r_y} \cdot N \cdot f = \frac{10^{11}}{3,14 \cdot 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm} \cdot 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}} \cdot 10^{11} \cdot \frac{1}{25 \cdot 10^{-9} \text{ s}} =$$

$$l_{\text{max}} \cong 3 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$L = \int \frac{N}{\pi \cdot r_x \cdot r_y} \cdot N \cdot f \cdot dt = 10^{34} \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2} = 100 \cdot \frac{1}{10^{-15} \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2} = \frac{100}{fb}$$

ATLAS Detektor

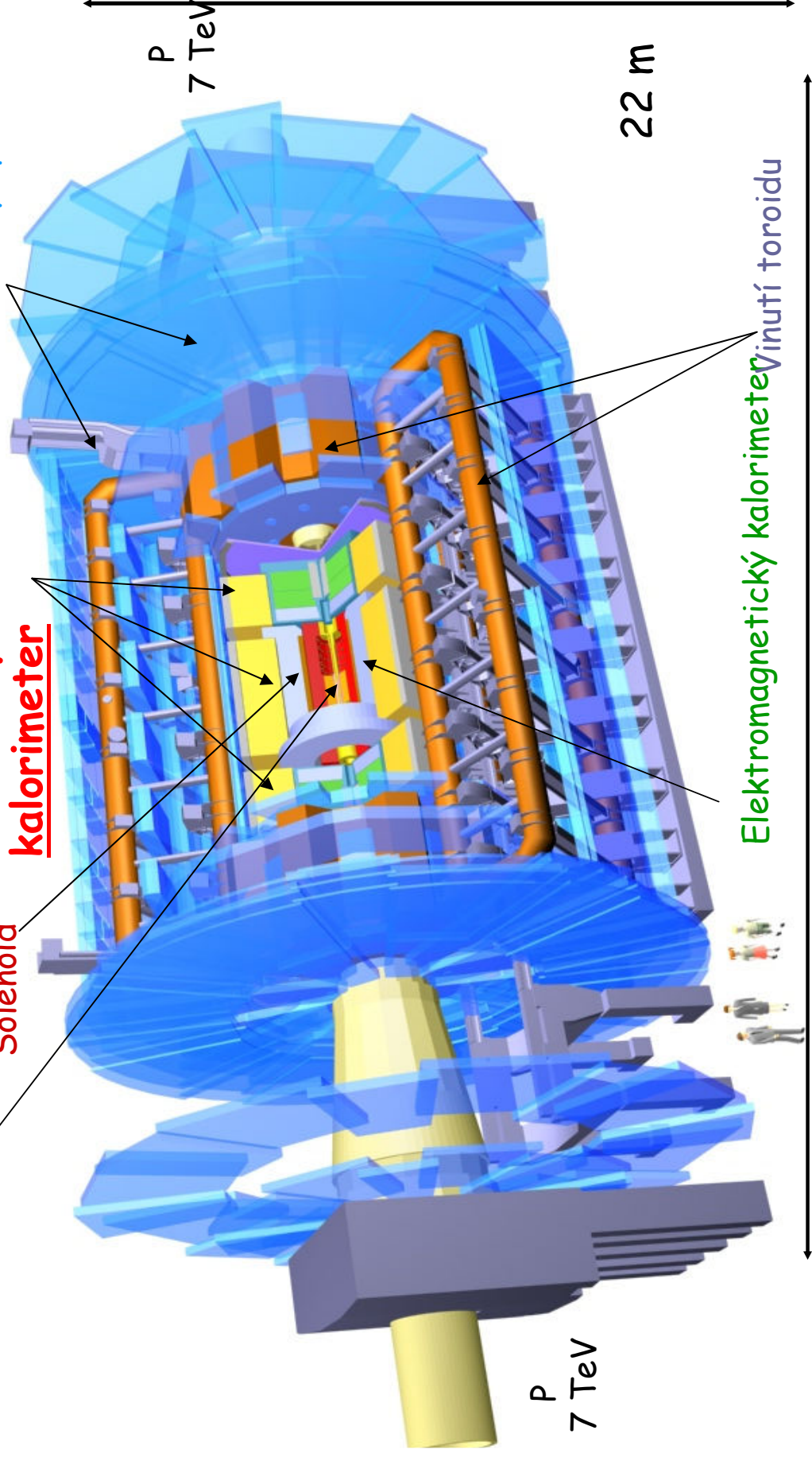
Celková váha ~ 7000 t

Vnitřní Detektor (CZ - stripy, pixely)

Hadronový Tile
kalorimeter

Solenoid

Muonový spektrometer



P
7 TeV

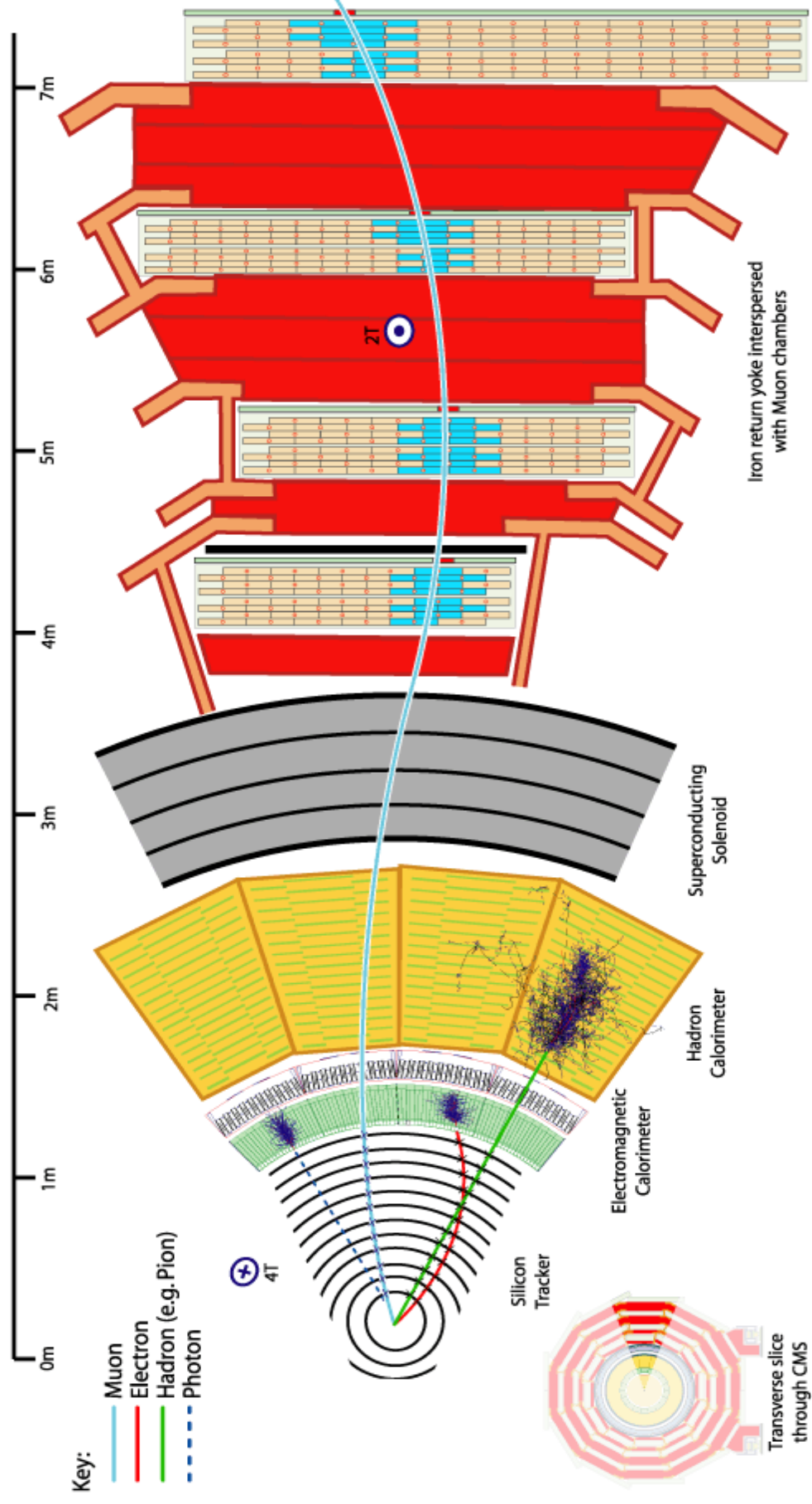
22 m

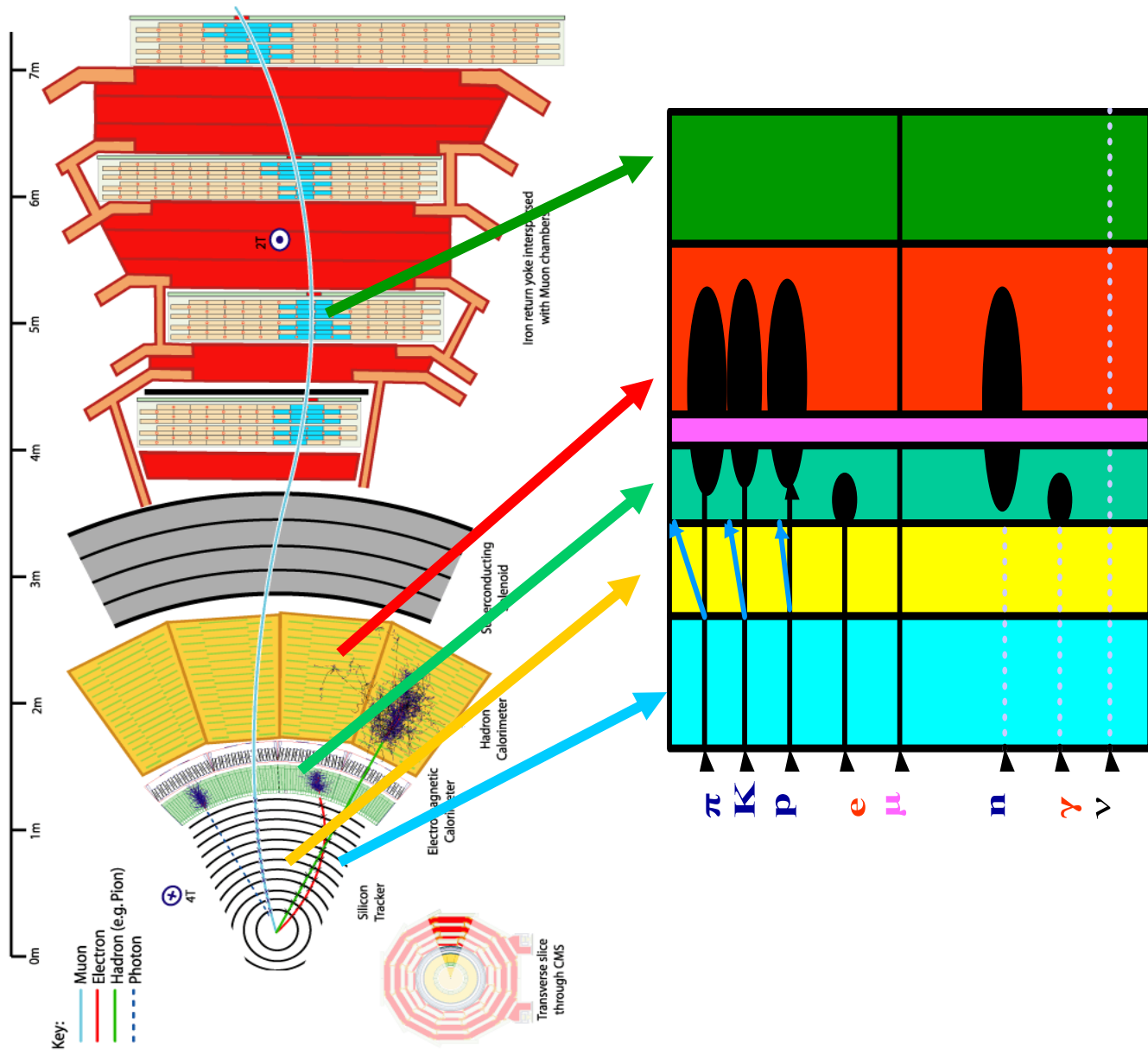
Elektromagnetický kalorimeter

Vinutí toroidu

44 m

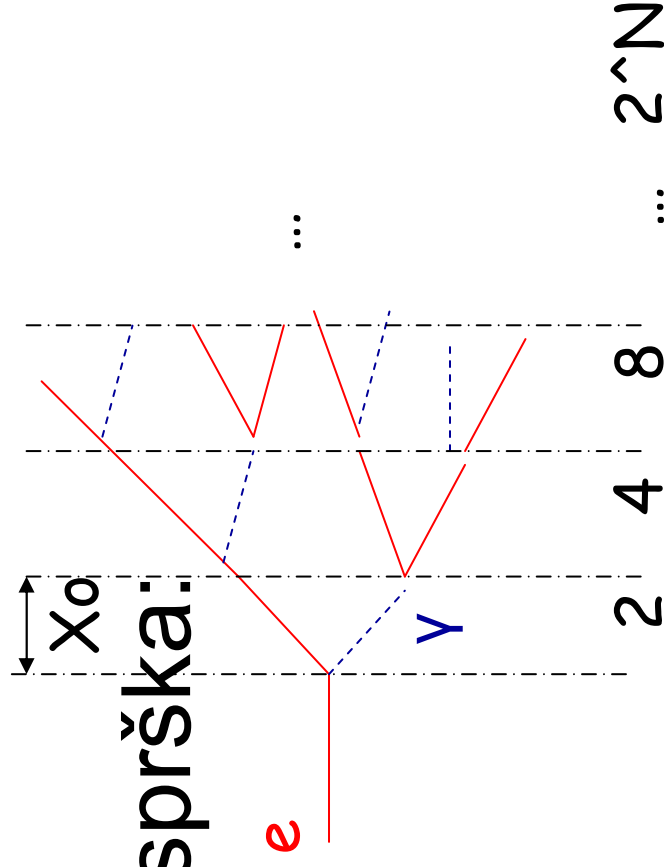
Detektory slouží pro měření energie, hybnosti a identifikaci částic,





Elektromagnetický kalorimetr

- Elmg. sprška:



$$\frac{E}{2^N} = \varepsilon$$

$$\frac{7 \cdot 10^6 \text{ MeV}}{2^N} = 10 \text{ MeV}$$

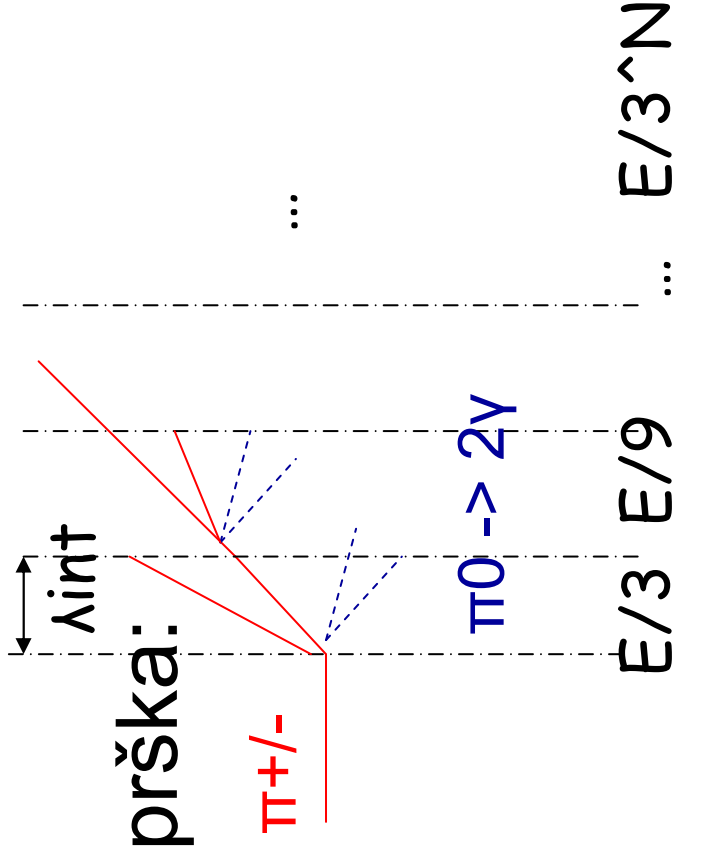
X_0 je radiační délka = 5,6 mm pro olovo

$$2^N = 7 \cdot 10^5 \Rightarrow N \approx 20 \quad X_0$$

Elektromagnetický kalorimetr Atlas má hloubku $25 X_0$

Hadronový kalorimetr

- Elmg. sprška:



$$\frac{E}{3^N} = \varepsilon$$

$$\frac{7 \cdot 10^3 \text{ GeV}}{3^N} = 1 \text{ GeV}$$

$$3^N = 7 \cdot 10^3 \Rightarrow N \approx 8 \lambda_{\text{int}}$$

λ_{int} v železe je asi 20 cm,
kalorimetry Atlas mají
hloubku min. 9 λ_{int}

Měření hybnosti mionů

$$sagita = R - \sqrt{R^2 - (L/2)^2} \approx R - R(1 - \frac{1}{2} \frac{L^2}{4R^2}) = \frac{L^2}{8R}$$

$$0,3BR = p \Rightarrow R = \frac{p}{0,3B}$$

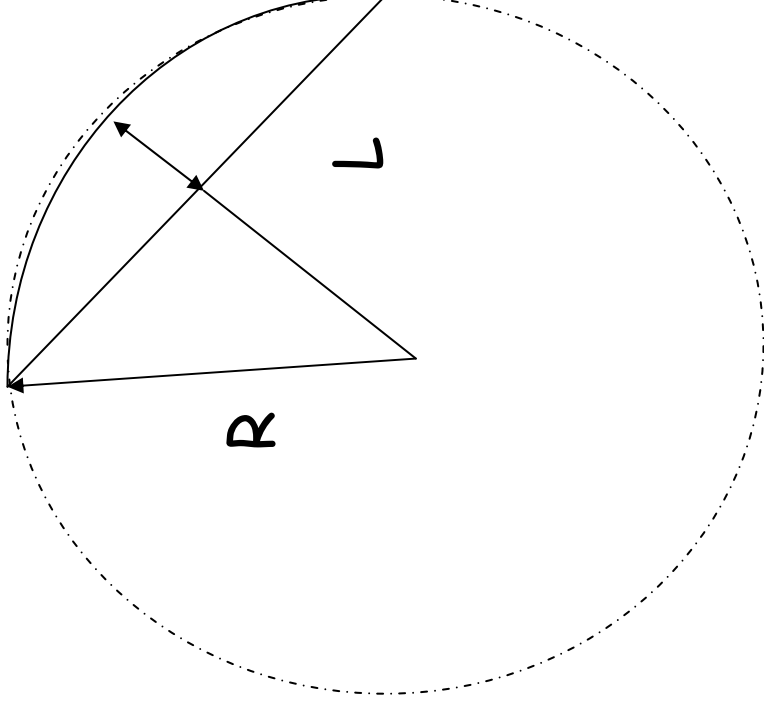
$$sagita = \frac{0,3}{8} BL \cdot L \frac{1}{p}$$

$$p = 1TeV$$

$$L = 5m$$

$$BL = 8Tm$$

$$sagita = \frac{0,3}{8} 8Tm \cdot 5m \frac{1}{1000GeV} = 750\mu m$$



Chceme-li měřit s přesností 10%, pak musíme být schopni změřit sagitu s přesností 75 mikronů.