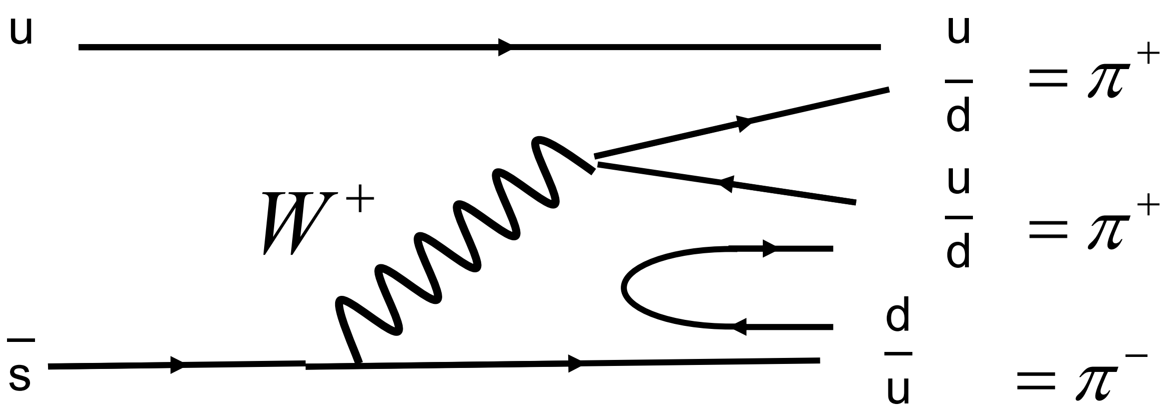
Přednáška 8. (26.11.2007)

- **Nezachování parity ve slabých interakcích.**
- **K0 mezony, oscilace.**
- **Nezachování CP ve slabých interakcích.**

$$\boxed{K^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-}$$



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

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

Zachovává se parita ve slabých rozpadech?

Je skutečně K rozpadající se na tři piony totožný s K rozpadajícím se na dva piony?

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

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

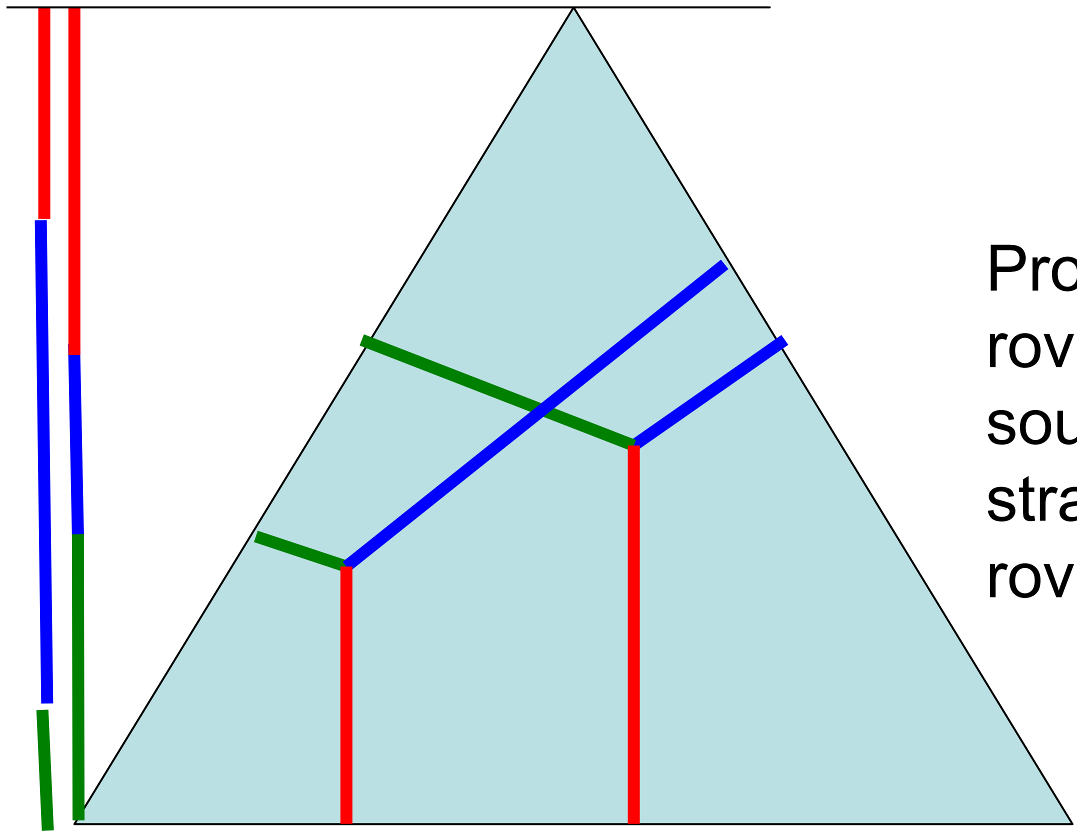
Situaci by šlo zachránit, kdyby například K rozpadající se na tři piony byl jinou částicí a měl spin=1, pak by orbitální moment trojice pionů musel být jedna a:

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

$$\boxed{k^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-} \qquad P_k = P_\pi (= -1) \cdot P_\pi \cdot P_\pi \cdot (-1)^{L=1} = +1$$

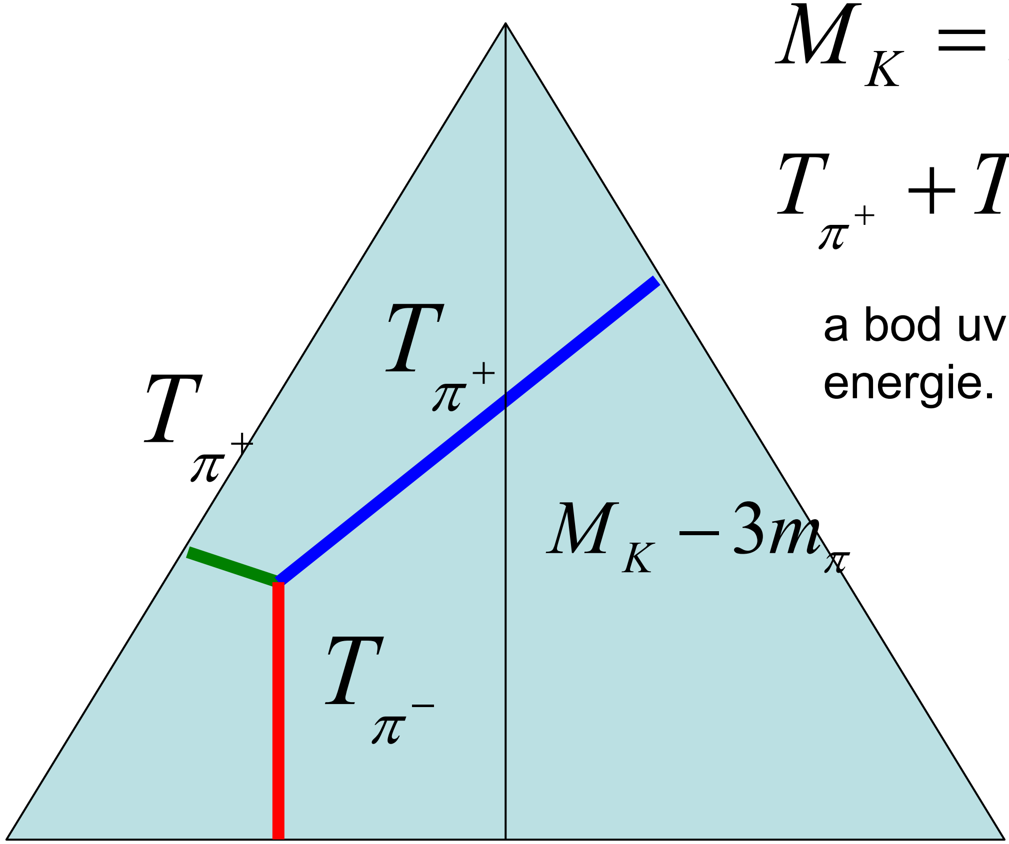
Jak se přišlo na to, že orbitální moment trojice pionů je roven nule

R. Dalitz využil pro analýzu rozpadů triviální poučku z goniometrie:



Pro libovolný bod uvnitř rovnostranného trojúhelníka je součet vzdáleností od stran trojúhelníka konstantní a roven výšce.

$$\boxed{K^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-}$$



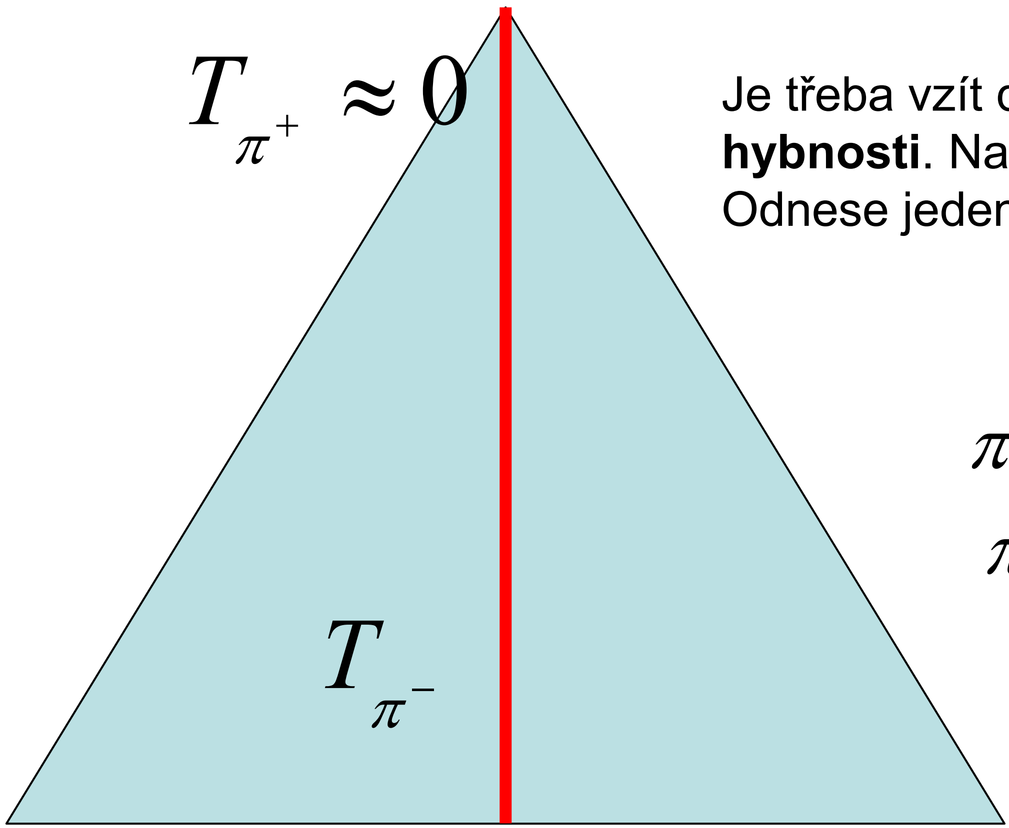
K mezon v klidu:

$$M_K = 3m_\pi + T_{\pi^+} + T_{\pi^+} + T_{\pi^-}$$

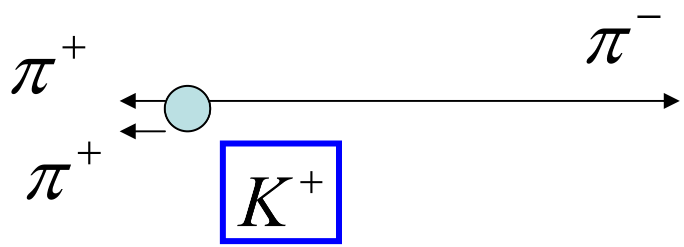
$$T_{\pi^+} + T_{\pi^+} + T_{\pi^-} = M_K - 3m_\pi$$

a bod uvnitř trojúhelníka zajišťuje zachování energie.

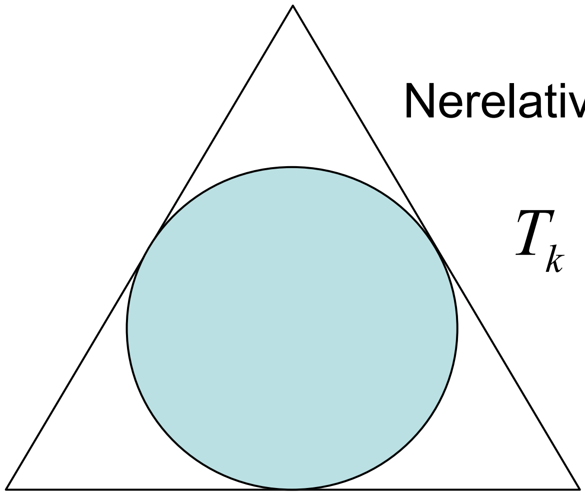
$$\boxed{K^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-}$$



Je třeba vzít do úvahy ještě zákon **zachování hybnosti**. Např. není možné, že všechnu energii Odnese jeden pi mezon, v tomto případě záporný:

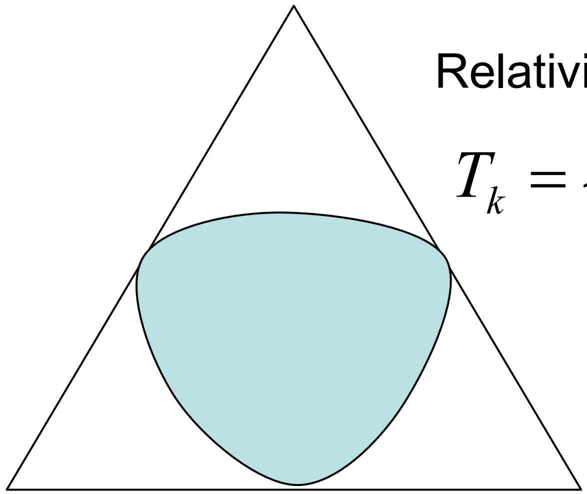


Dovolené oblasti pro Dalitzův diagram



Nerelativistický případ, kdy

$$T_k \cong \frac{p^2}{2m}$$

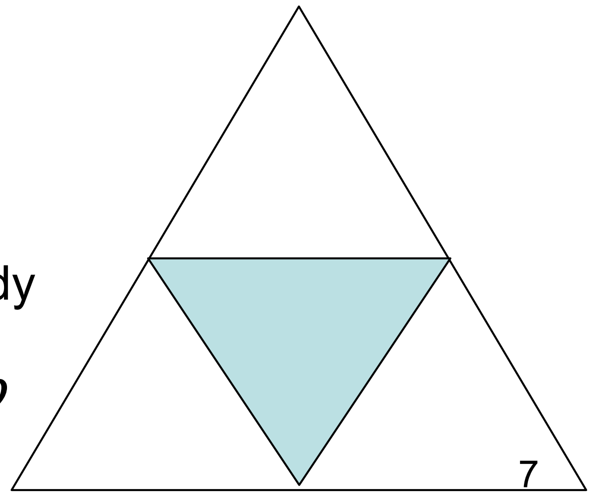


Relativistický případ, kdy

$$T_k = \sqrt{p^2 + m^2} - m$$

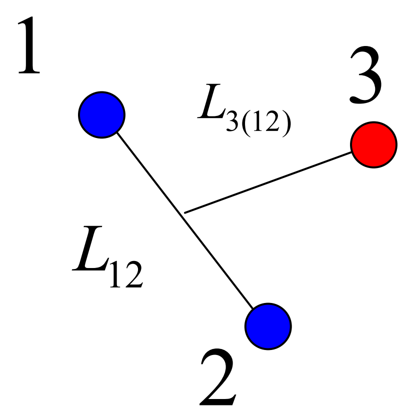
Ultra relativistický případ, kdy

$$T_k = \sqrt{p^2 + 0^2} - 0 = p$$



$$\vec{R} = \vec{r}_3 - \frac{\left(\vec{r}_1 + \vec{r}_2\right)}{2} \quad ; \quad \vec{\rho} = \frac{\vec{r}_1 - \vec{r}_2}{2} \quad ; \quad \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0$$

$$L_{123} = L_{12} + L_{3(12)} \quad ; \quad L_{12} = \vec{\rho} \times \left(\vec{p}_1 - \vec{p}_2\right) \; ; L_{3(12)} = \vec{R} \times \vec{p}_3$$



$$\vec{\rho} \times \left(\vec{p}_1 - \vec{p}_2\right) + \vec{R} \times \vec{p}_3 = \frac{\left(\vec{r}_1 - \vec{r}_2\right)}{2} \times \left(\vec{p}_1 - \vec{p}_2\right) + \left(\vec{r}_3 - \frac{\left(\vec{r}_1 + \vec{r}_2\right)}{2}\right) \times \vec{p}_3 =$$

$$\frac{1}{2}\vec{r}_1 \times \vec{p}_1 + \frac{1}{2}\vec{r}_2 \times \vec{p}_2 + \vec{r}_3 \times \vec{p}_3 - \left(\frac{1}{2}\vec{r}_1 \times \vec{p}_2 + \frac{1}{2}\vec{r}_2 \times \vec{p}_1 + \frac{\left(\vec{r}_1 + \vec{r}_2\right)}{2} \times \vec{p}_3\right) =$$

$$\frac{1}{2}\vec{r}_1 \times \vec{p}_1 + \frac{1}{2}\vec{r}_2 \times \vec{p}_2 + \vec{r}_3 \times \vec{p}_3 - \frac{1}{2}\left(\vec{r}_1 \times \vec{p}_2 + \vec{r}_2 \times \vec{p}_1 + \left(\vec{r}_1 + \vec{r}_2\right) \times \left(-\vec{p}_1 - \vec{p}_2\right)\right) =$$

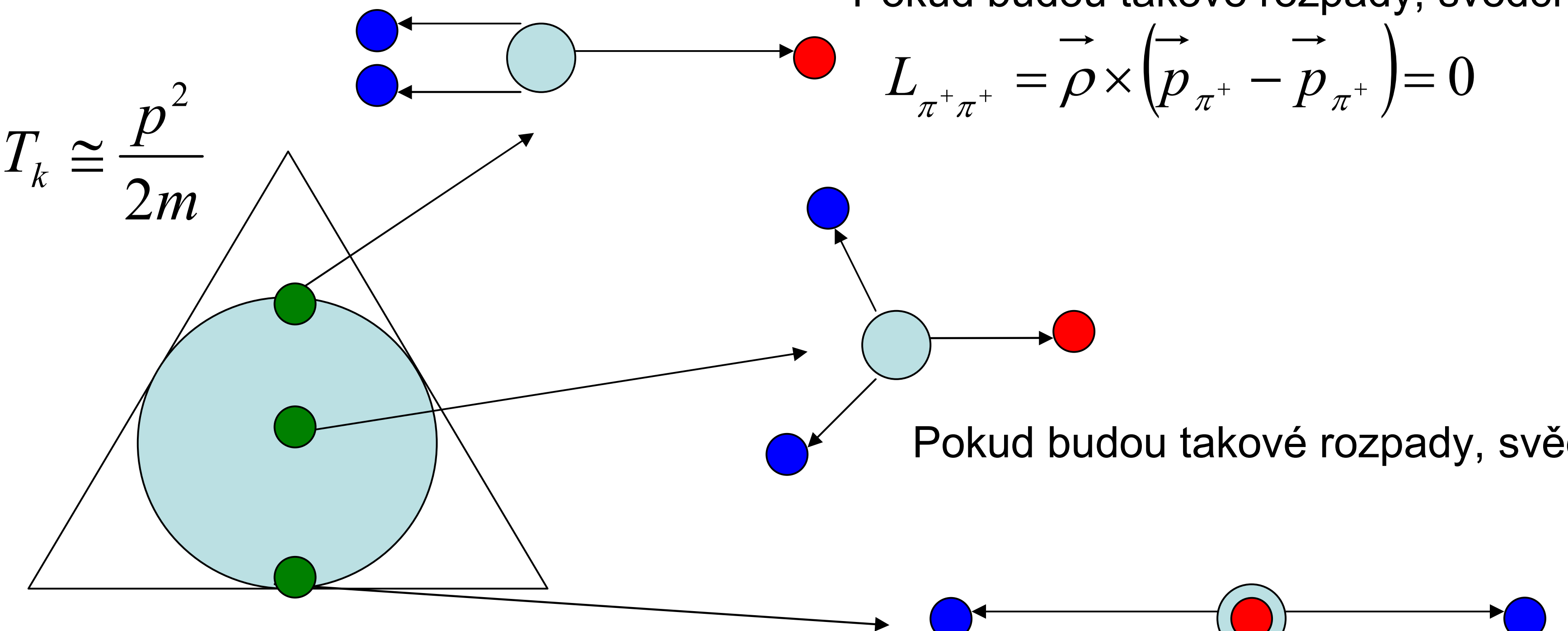
$$\frac{1}{2}\vec{r}_1 \times \vec{p}_1 + \frac{1}{2}\vec{r}_2 \times \vec{p}_2 + \vec{r}_3 \times \vec{p}_3 + \frac{1}{2}\left(\vec{r}_1 \times \vec{p}_1 + \vec{r}_2 \times \vec{p}_2\right) =$$

$$\vec{r}_1 \times \vec{p}_1 + \vec{r}_2 \times \vec{p}_2 + \vec{r}_3 \times \vec{p}_3 = L_{123}$$

Rozpad K mezonů je nerelativistický případ (dovolená oblast se jen málo liší od kružnice), protože kinetická energie trojice pi mezonů je rovna:

$$Q = M_K - 3M_\pi = 494 - 3\cdot 140 = 74 MeV$$

$$T_k \cong \frac{p^2}{2m}$$



Pokud budou takové rozpady, svědčí o:

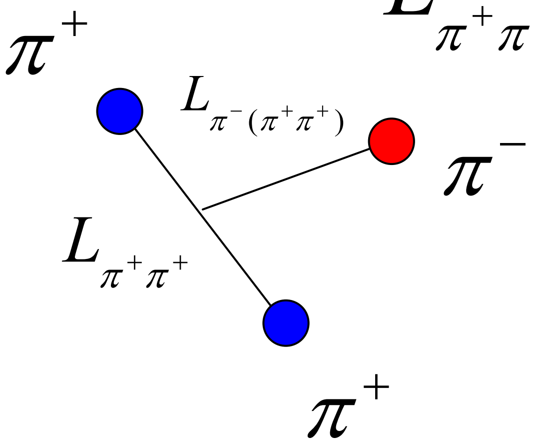
$$L_{\pi^+\pi^+} = \vec{\rho} \times \left(\vec{p}_{\pi^+} - \vec{p}_{\pi^+}\right) = 0$$

Pokud budou takové rozpady, svědčí o:

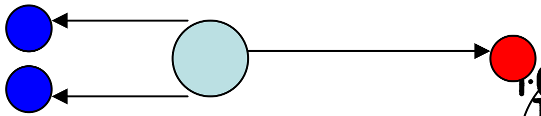
Pokud budou takové rozpady, svědčí o:

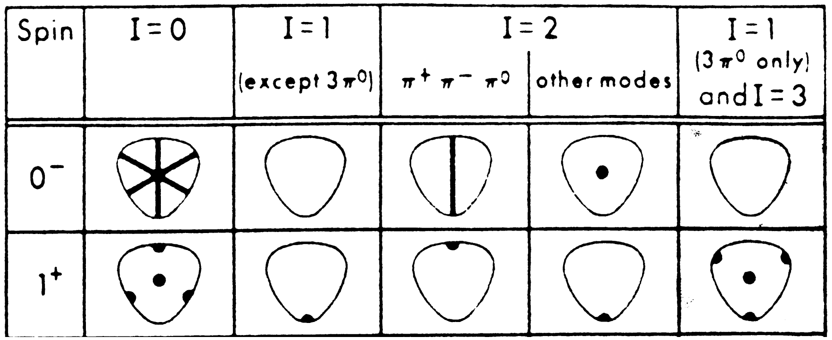
$$L_{\pi^-(\pi^+\pi^+)} = \vec{R} \times \vec{p}_3 = 0$$

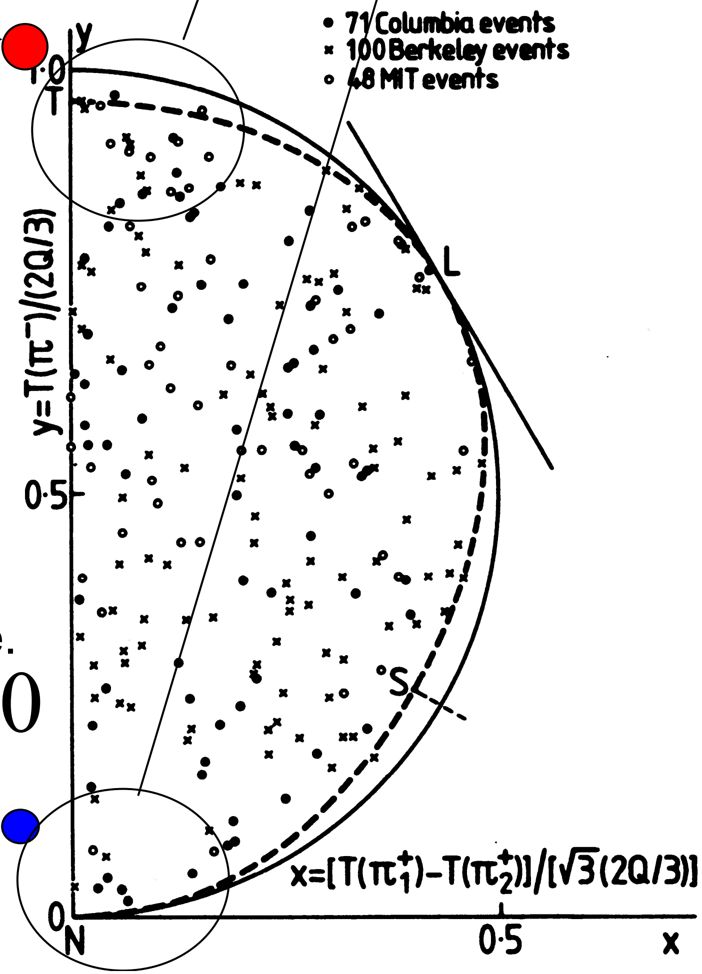
$$L_{\pi^+\pi^+\pi^-} = L_{\pi^+\pi^+} + L_{\pi^-(\pi^+\pi^+)} = 0 + 0 = 0$$



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

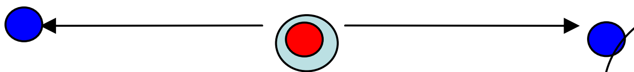






Orbitální moment trojice pionů je roven nule, tj. parita se v rozpadech K mezonů skutečně narušuje.

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



Operátor parity:

Radiální vektory

$$\vec{r},\vec{p} \xRightarrow{\mathbf{P}} -\vec{r},-\vec{p}$$

Axiální vektory

$$\vec{L}=\vec{r}\times\vec{p},\vec{J} \xRightarrow{\mathbf{P}} \left(-\vec{r}\right)\times\left(-\vec{p}\right)=\vec{L},\vec{J}$$

Skalální veličiny

$$\vec{p}\cdot\vec{r} \xRightarrow{\mathbf{P}} \left(-\vec{p}\right)\cdot\left(-\vec{r}\right)=\vec{p}\cdot\vec{r}$$

Pseudo skalální veličiny

$$\vec{p}\cdot\vec{J} \xRightarrow{\mathbf{P}} \left(-\vec{p}\right)\cdot\left(+\vec{J}\right)=-\vec{p}\cdot\vec{J}$$

$$A_{fi} = \langle f | H | i \rangle \ ; \ P_{fi} = |A_{fi}|^2 = |\langle f | H | i \rangle|^2$$

$$P^{-1}P = PP^{-1} = 1:$$

$$|i\rangle = P^{-1}P|i\rangle \ ; \ |f\rangle = P^{-1}P|f\rangle$$

$$\langle f | H | i \rangle = \langle f | P^{-1}\left(PHP^{-1}\right)P | i \rangle \xrightarrow[PHP^{-1}=H]{} \langle f | P^{-1}HP | i \rangle$$

$$PHP^{-1} = H \Rightarrow PH = HP,$$

$$[H, P] = 0$$

Parita se

- zachovává v interakcích a rozpadech elektromagnetických a silných

- nezachovává ve slabých interakcích a rozpadech

$$a + A \rightarrow b_1 + \ldots + b_n$$

$$P(a)P(A)(-1)^{L_{aA}} = P(b_1)P(b_2)\ldots P(b_n)(-1)^{L_{b_1 \ldots b_n}}$$

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	Tsung-Dao Lee
1/2 of the prize	1/2 of the prize
China	China
Institute for Advanced Study Princeton, NJ, USA	Columbia University New York, NY, USA
b. 1922	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.

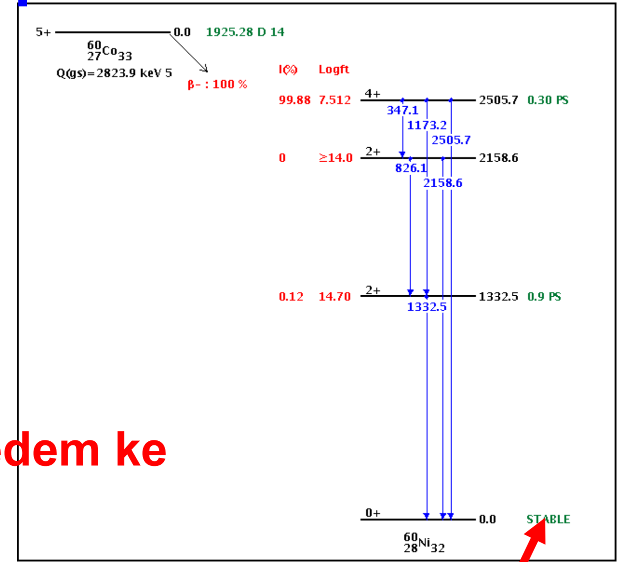
Nezachování parity v beta rozpadu:

$${}^{60}_{27}Co \rightarrow {}^{60}_{28}Ni + e^- + \bar{\nu}_e$$

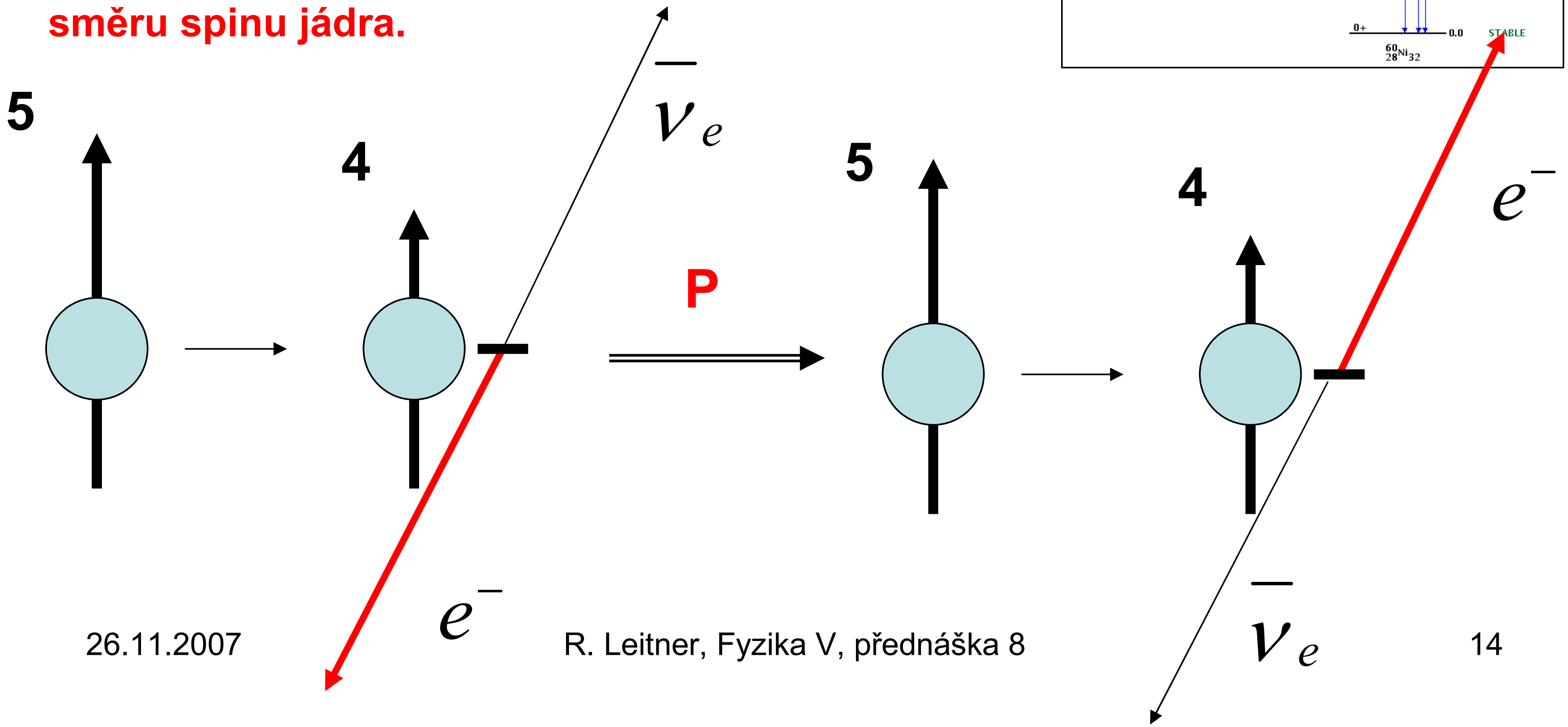
$$\left| i \right\rangle = \left| {}^{60}_{27}Co \uparrow \right\rangle \Rightarrow P\left| i \right\rangle = \left| {}^{60}_{27}Co \uparrow \right\rangle$$

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

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



Pokud se zachovává parita, musím pozorovat stejný počet elektronů vyletujících pod úhlem θ a π- θ vzhledem ke směru spinu jádra.



Experiment C.S. Wu

$$^{60}_{27}Co \rightarrow ^{60}_{28}Ni^{*} + e^{-} + \overline{\nu_e} \;;\; ^{60}_{28}Ni^{*} \rightarrow ^{60}_{28}Ni + \gamma$$

$Spin:$

$27th\ proton: 1f_{7/2}$

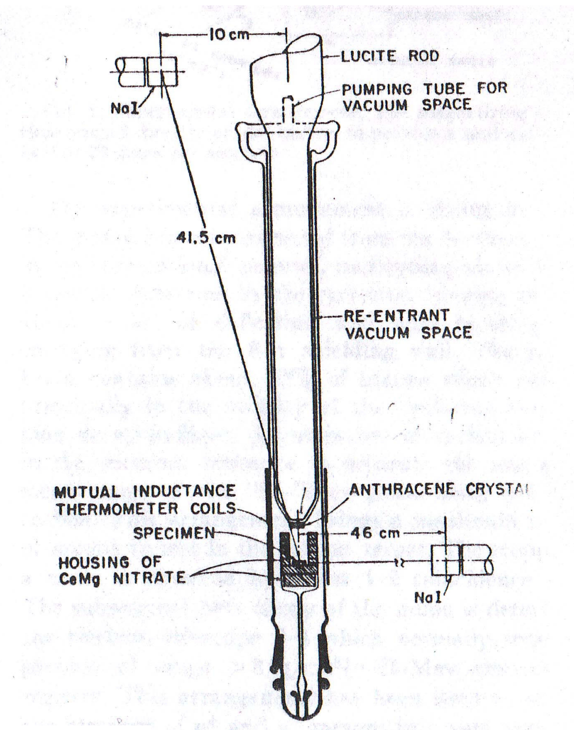
$33th\ neutron: 1f_{5/2}$

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

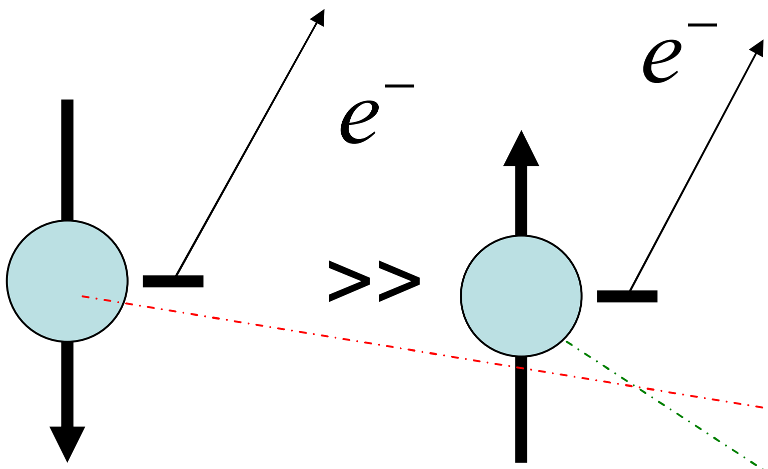
$\mu_N = 31{,}5 neV / Tesla$

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

$k = 86{,}2 \mu eV / Kelvin \qquad (k300K \cong 25 meV)$



atic drawing of the lower part of the cry



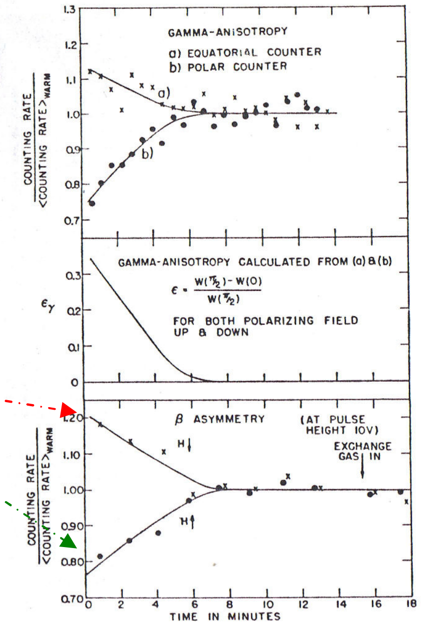
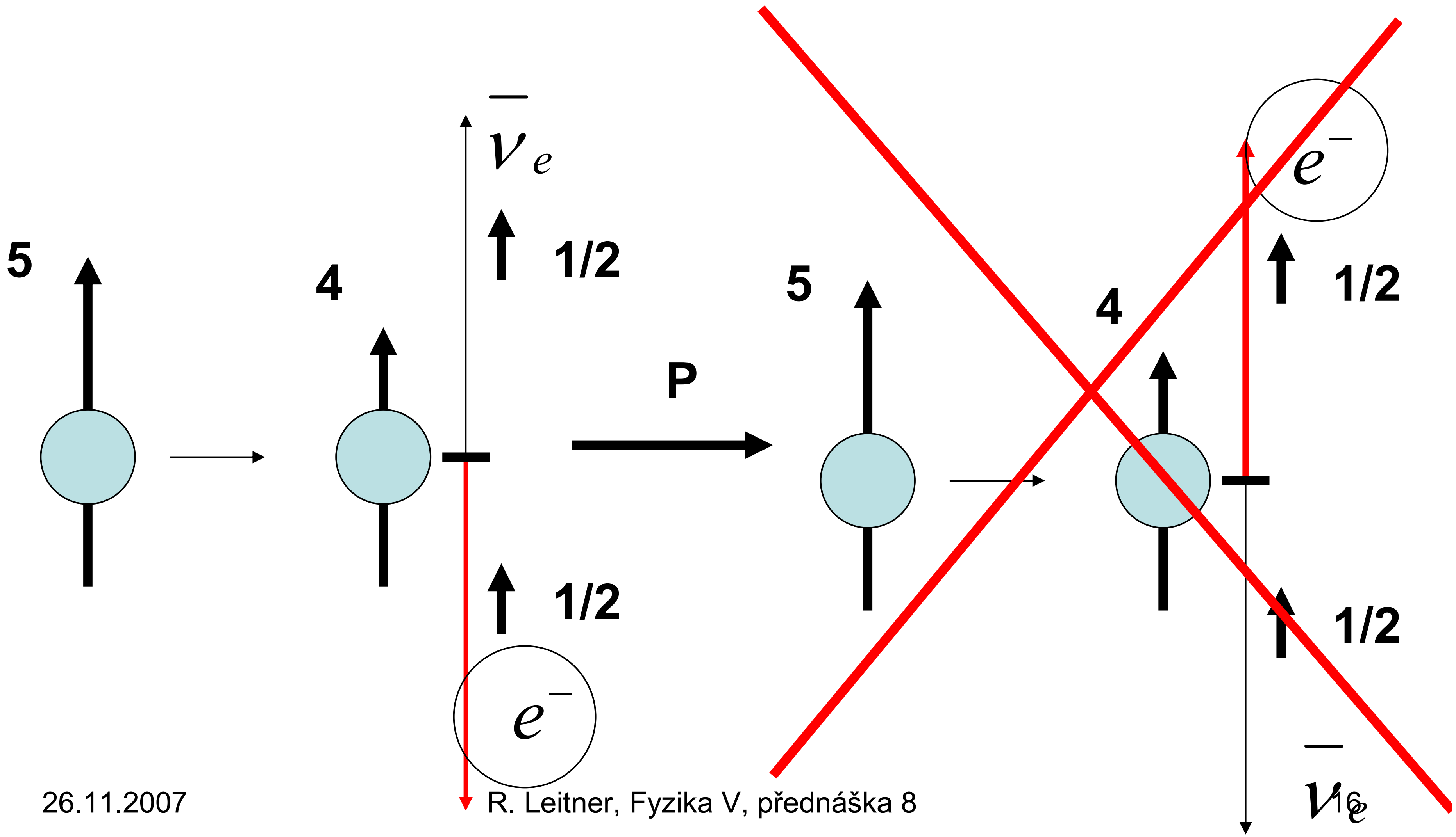


FIG. 2. Gamma anisotropy and beta asymmetry for polarizing field pointing up and pointing down.

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.



Pauliho matice a operátor spinu 1/2

$$\vec{\sigma} = \left(\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right)$$

$$\vec{s} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma}$$

$$[s_x, s_y] = \left(\frac{\hbar}{2}\right)^2 \left(\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \right) =$$

$$\left(\frac{\hbar}{2}\right)^2 \left(\begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \right) = i\hbar \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = i\hbar s_z$$

$$[s_i, s_j] = i\hbar \varepsilon_{ijk} s_k$$

$$s^2 = s_x s_x + s_y s_y + s_z s_z =$$

$$\left(\frac{\hbar}{2}\right)^2 \left(\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right) =$$

$$\left(\frac{\hbar}{2}\right)^2 3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \hbar^2 \frac{3}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \hbar^2 \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2} + 1\right) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \hbar^2 s(s+1) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Pauliho matice a operátor spinu 1/2

$$|\uparrow\rangle=\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix};|\downarrow\rangle=\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix};\Rightarrow s_z|\uparrow\rangle=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}|\uparrow\rangle$$

$$s_x|\uparrow\rangle=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix};s_y|\uparrow\rangle=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0\\i\end{pmatrix}$$

$$(s_x+is_y)|\uparrow\rangle=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0&1-ii\\1+ii&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0&2\\0&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}0\\0\end{pmatrix}$$

$$(s_x-is_y)|\uparrow\rangle=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0&1+ii\\1-ii&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0&0\\2&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=\hbar\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}=\hbar|\downarrow\rangle$$

$$\langle\uparrow|s_x|\uparrow\rangle=(1\quad 0)\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}(1\quad 0)\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}=0$$

$$\langle\uparrow|s_y|\downarrow\rangle=(1\quad 0)\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}(1\quad 0)\begin{pmatrix}0\\i\end{pmatrix}=0$$

$$\langle\uparrow|s_z|\uparrow\rangle=(1\quad 0)\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}(1\quad 0)\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=+\frac{\hbar}{2}$$

$$|c\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle+|\downarrow\rangle)=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\1\end{pmatrix}\Rightarrow s_x|c\rangle=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\1\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\1\end{pmatrix}=+\frac{\hbar}{2}|c\rangle$$

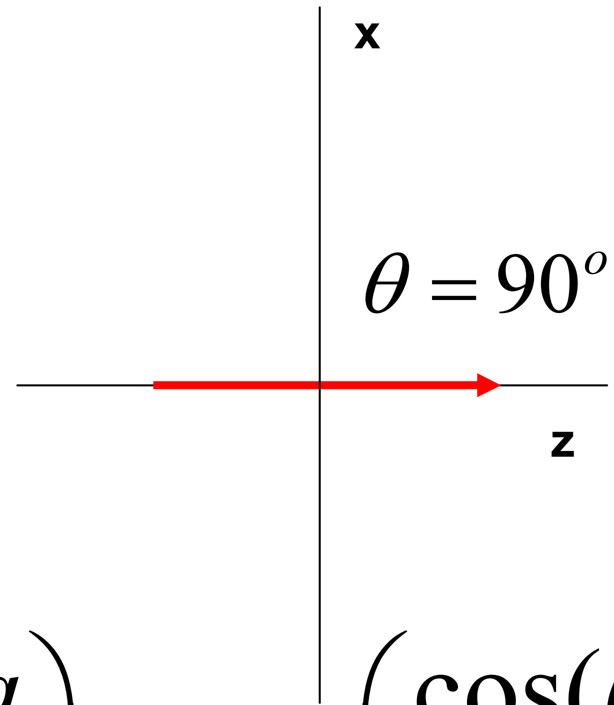
$$|d\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle-|\downarrow\rangle)=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\-1\end{pmatrix}\Rightarrow s_x|d\rangle=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\-1\end{pmatrix}=-\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}1\\-1\end{pmatrix}=-\frac{\hbar}{2}|d\rangle$$

$$|e\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle+i|\downarrow\rangle)=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\i\end{pmatrix}\Rightarrow s_y|e\rangle=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\i\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\i\end{pmatrix}=+\frac{\hbar}{2}|e\rangle$$

$$|f\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle-i|\downarrow\rangle)=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\-i\end{pmatrix}\Rightarrow s_y|f\rangle=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\-i\end{pmatrix}=\frac{\hbar}{2}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}-1\\i\end{pmatrix}=-\frac{\hbar}{2}|f\rangle$$

Rotace spinoru

prostor

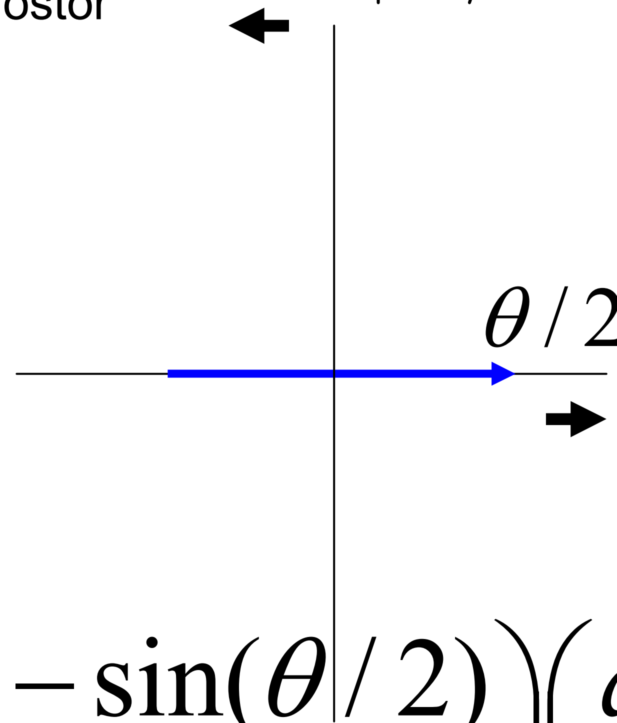


$\theta = 90^o$

Spinorový prostor

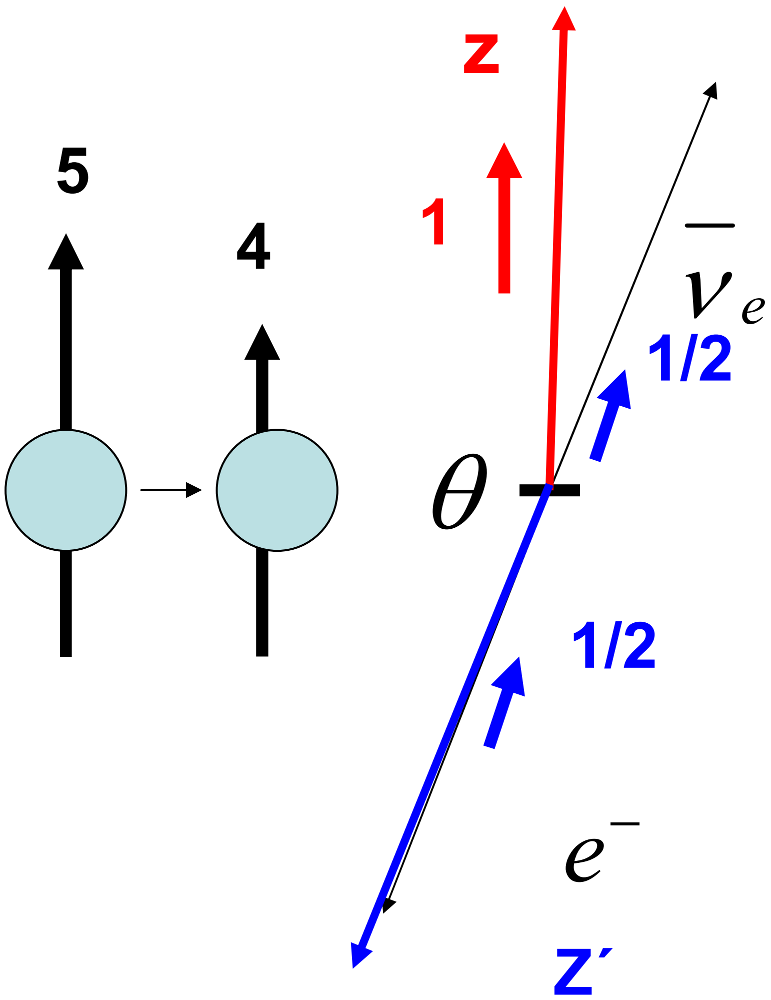
$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\rightarrow\rangle + |\leftarrow\rangle\right)$

$|\leftarrow\rangle$



$\theta / 2 = 45^o$

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \xrightarrow[\theta]{} \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & -\sin(\theta/2) \\ \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$$



$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \xrightarrow[\theta]{} \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & -\sin(\theta/2) \\ \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \xrightarrow[\theta]{} \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & -\sin(\theta/2) \\ \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\theta/2) \\ \cos(\theta/2) \end{pmatrix} =$$

$$\sin(\theta/2) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \cos(\theta/2) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$|\downarrow\rangle \xrightarrow[\theta]{} \sin(\theta/2)|\uparrow\rangle + \cos(\theta/2)|\downarrow\rangle$$

$$|\downarrow\rangle_e |\downarrow\rangle_{\bar{\nu}_e} = |1,-1\rangle_{z'} \xrightarrow[\theta]{}$$

$$\left(\sin(\theta/2)|\uparrow\rangle_e + \cos(\theta/2)|\downarrow\rangle_e\right)\left(\sin(\theta/2)|\uparrow\rangle_{\bar{\nu}_e} + \cos(\theta/2)|\downarrow\rangle_{\bar{\nu}_e}\right) =$$

$$\sin^2(\theta/2)|\uparrow\rangle_e |\uparrow\rangle_{\bar{\nu}_e} +$$

$$\sqrt{2}\sin(\theta/2)\cos(\theta/2)\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\uparrow\rangle_e |\downarrow\rangle_{\bar{\nu}_e} + |\downarrow\rangle_e |\uparrow\rangle_{\bar{\nu}_e}\right) +$$

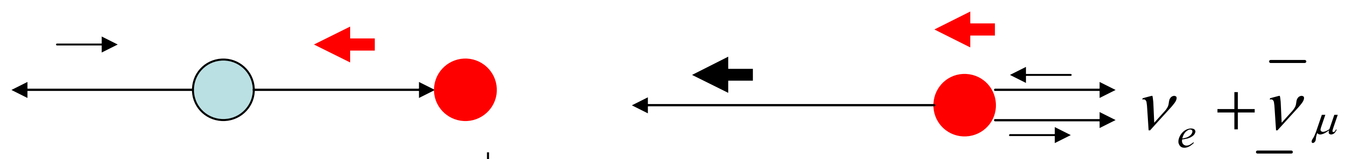
$$\cos^2(\theta/2)|\downarrow\rangle_e |\downarrow\rangle_{\bar{\nu}_e} =$$

$$\frac{1-\cos(\theta)}{2}|1,+1\rangle_z + \frac{1}{\sqrt{2}}\sin(\theta)|1,+1\rangle_z + \frac{1+\cos(\theta)}{2}|1,-1\rangle_z$$

$$|1,-1\rangle_{z'} = \frac{1-\cos(\theta)}{2}|1,+1\rangle_z + \frac{1}{\sqrt{2}}\sin(\theta)|1,0\rangle_z + \frac{1+\cos(\theta)}{2}|1,-1\rangle_z$$

$$P = \left|{}_z\langle 1,+1 \| 1,-1\rangle_{z'}\right|^2 = \left(\frac{1-\cos(\theta)}{2}\right)^2$$

Nezachování parity v rozpadech mionů:



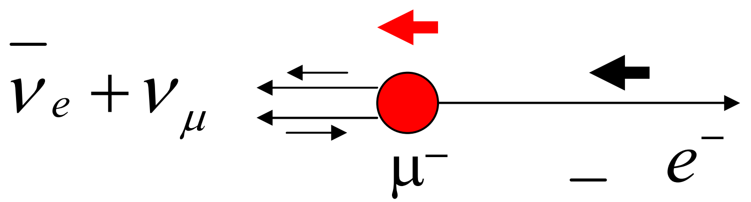
$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$

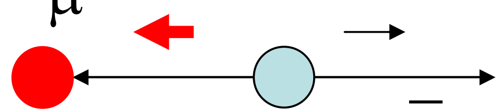
$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

Pozitrony s maximální energií vyletují **ve směru** spinu kladného mionu.

C P – kombinovaná parita =
Parita x nábojové sdružení
(záměna čístic za antičástice)

Tj. ve směru spinu kladného mionu vyletuje stejně positronů jako elektronů proti směru spinu záporného mionu.





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

$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$

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.

Operace nábojového sdružení C parita:

$$C\left|\check{c}\acute{a}stice\right\rangle \rightarrow \left|anti - \check{c}\acute{a}stice\right\rangle$$

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

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

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

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

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

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

Operace časové inverze (T parita):

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

CPT teorém

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

$$A_{fi} = \left\langle f\middle|H\middle|i\right\rangle \;\; ; \;\; P_{fi} = \left|A_{fi}\right|^2 = \left|\left\langle f\middle|H\middle|i\right\rangle\right|^2 \;\; ; \;\; (CPT)^{-1}CPT = 1:$$

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

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

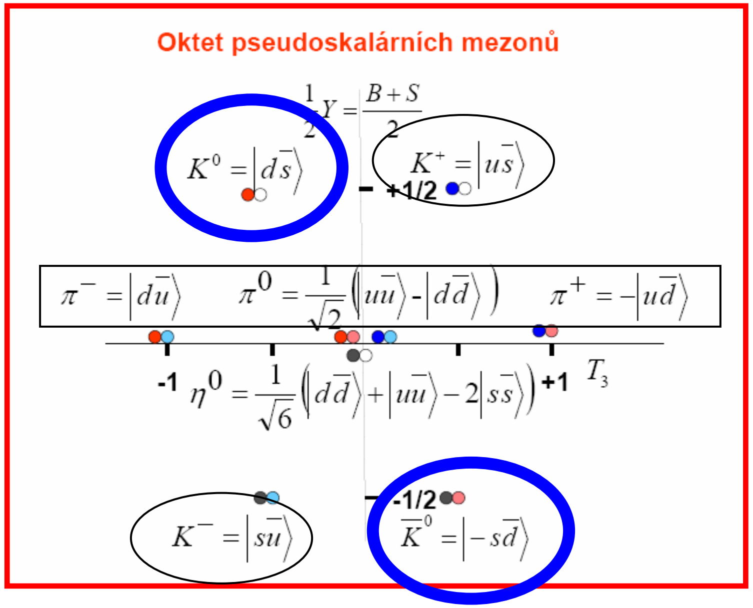
$$\xrightarrow[{[H,CPT]=0}]{} \left\langle f\middle|(CPT)^{-1}H(CPT)\middle|i\right\rangle = \left\langle CPi\middle|H\middle|CPf\right\rangle \;\; ; \;\; \left\langle f\middle|H\middle|i\right\rangle = \left\langle CPi\middle|H\middle|CPf\right\rangle$$

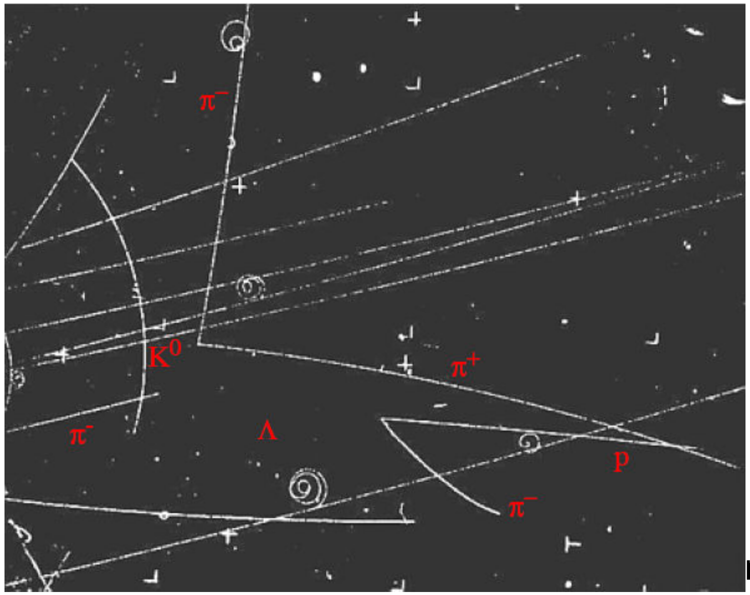
Hlavní předpovědí CPT je rovnost hmot a dob života částice a její antičástice.
Je zřejmé, že narušení CP znamená i narušení T invariance (pokud platí invariance vůči CPT).
T parita se zachovává v silných a elektromagnetických interakcích a je narušena ve slabých interakcích.

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 Λ0 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





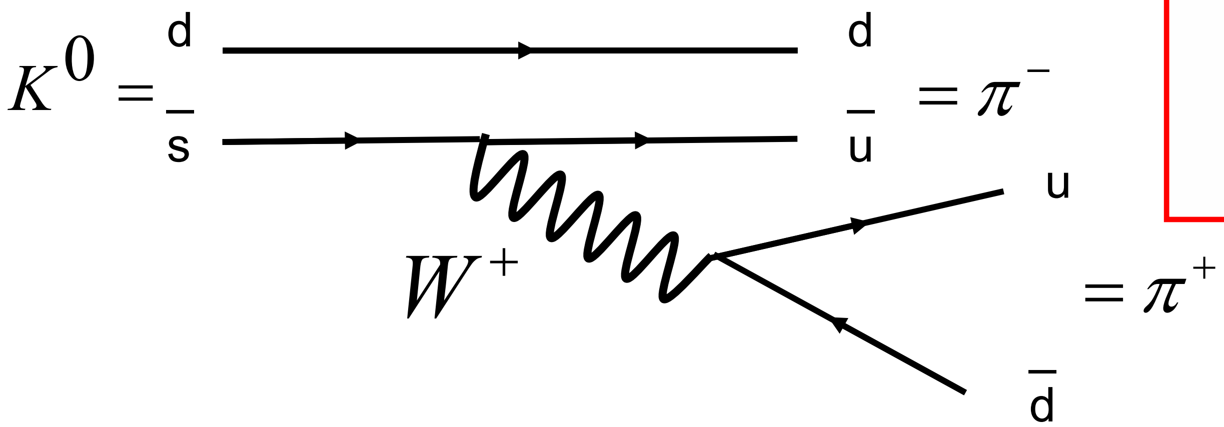
$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

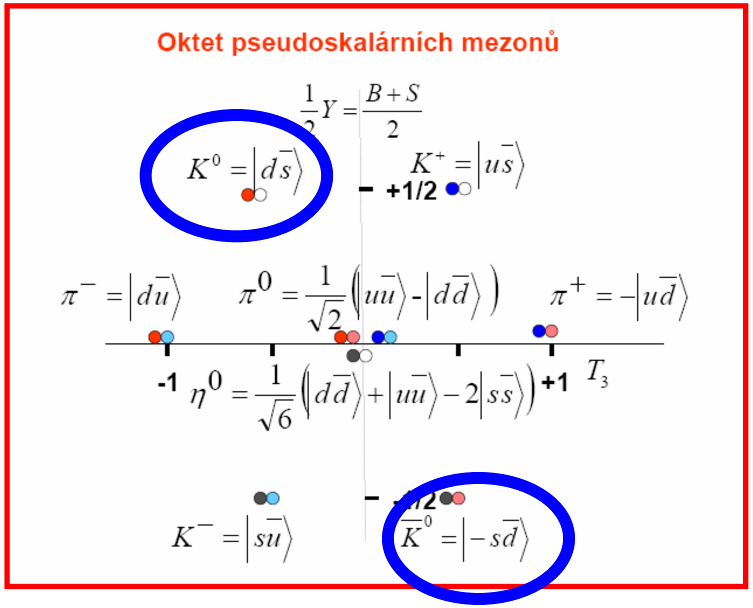
$$t_{lab} = \gamma t, \beta c t_{lab} = L \Rightarrow t = \frac{L}{\beta\gamma c}$$

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

Neutrální K-mezony

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



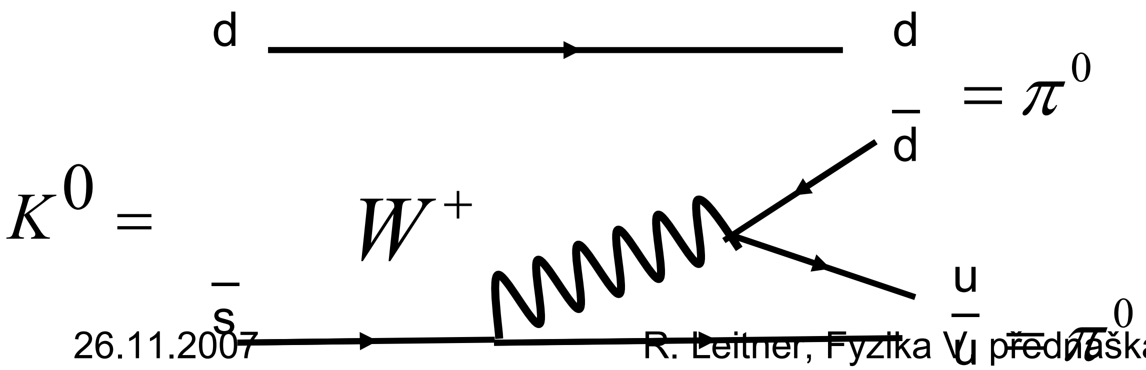


Bezleptonový rozpad

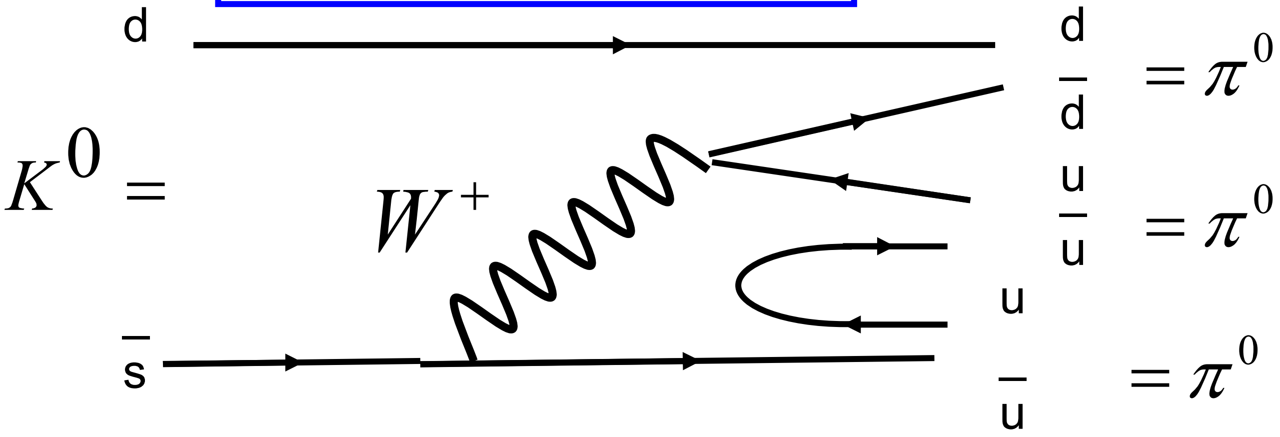
$$K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$$

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

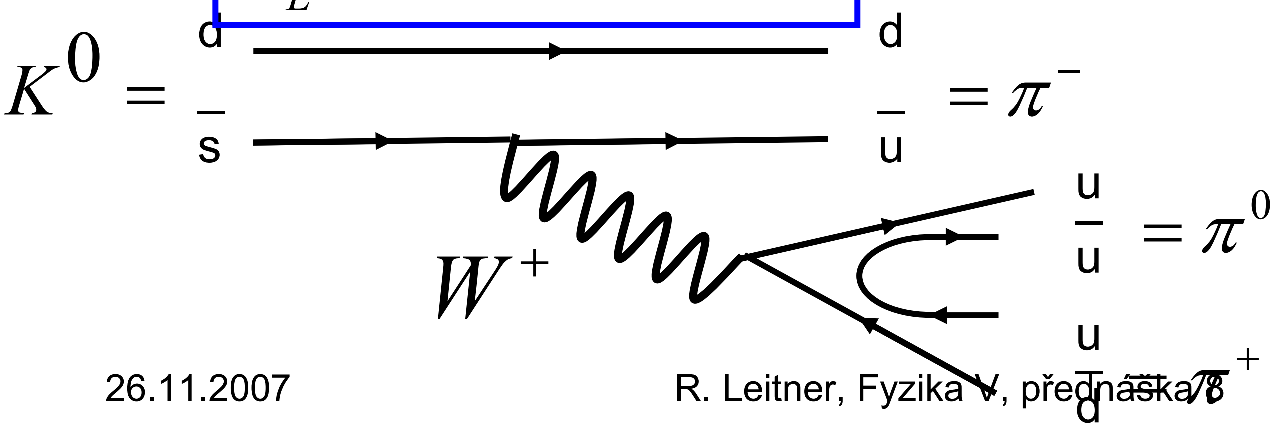
$$K^0 \rightarrow \pi + \pi + \pi$$



$$\boxed{K_L^{\,0} \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0}$$



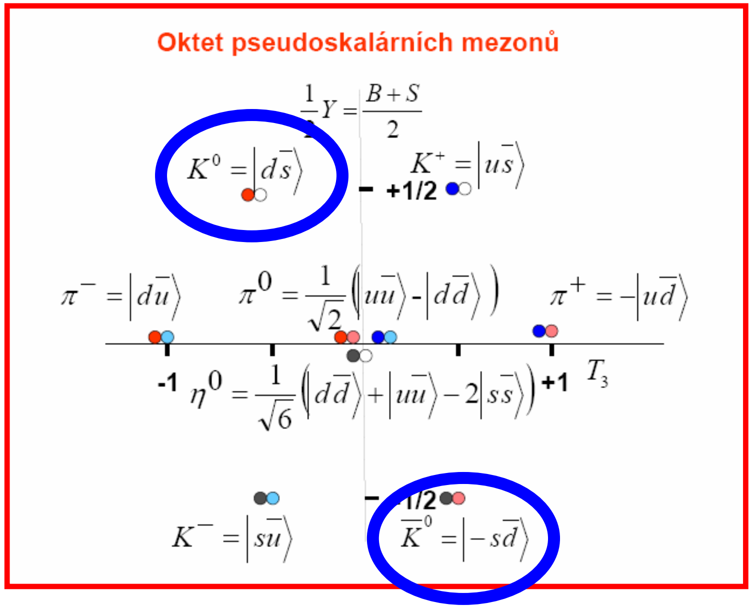
$$\boxed{K_L^{\,0} \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-}$$

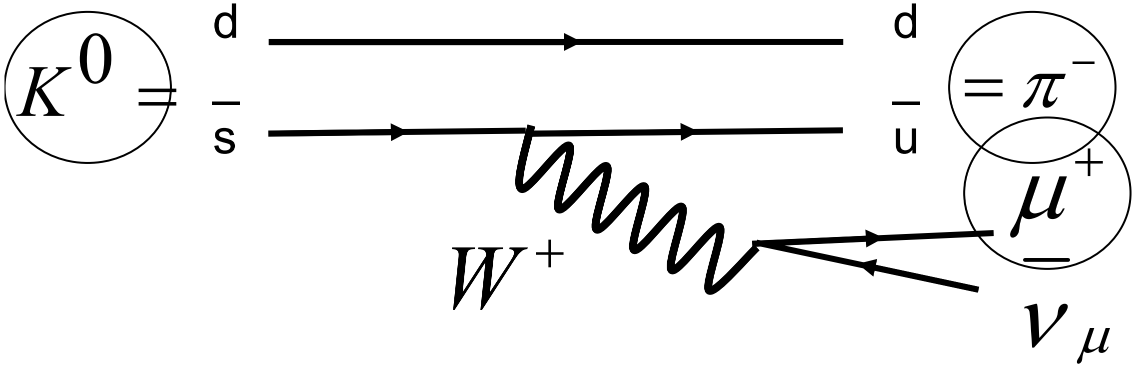


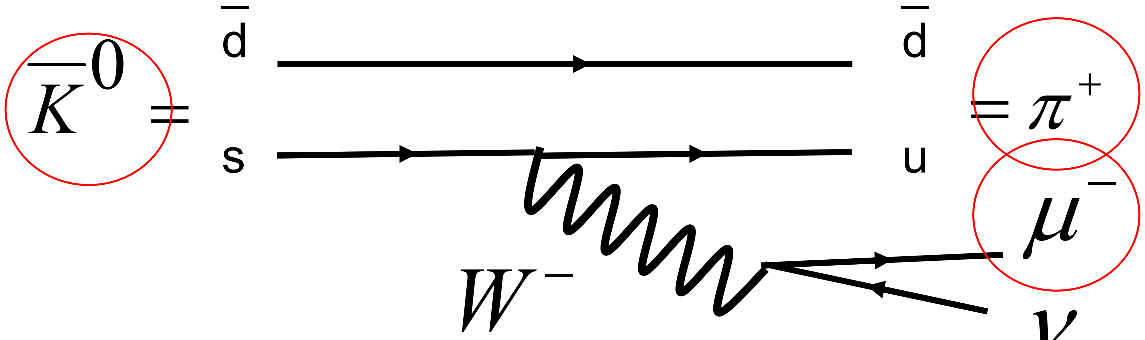
Neutrální K-mezony

Semileptonový rozpad

Dokáže rozlišit K0 a anti-K0







$$K^0 \to \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$$

$$K^0 \to \pi^- + e^+ + \nu_e$$

$$\bar{K}^0 \to \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\bar{K}^0 \to \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

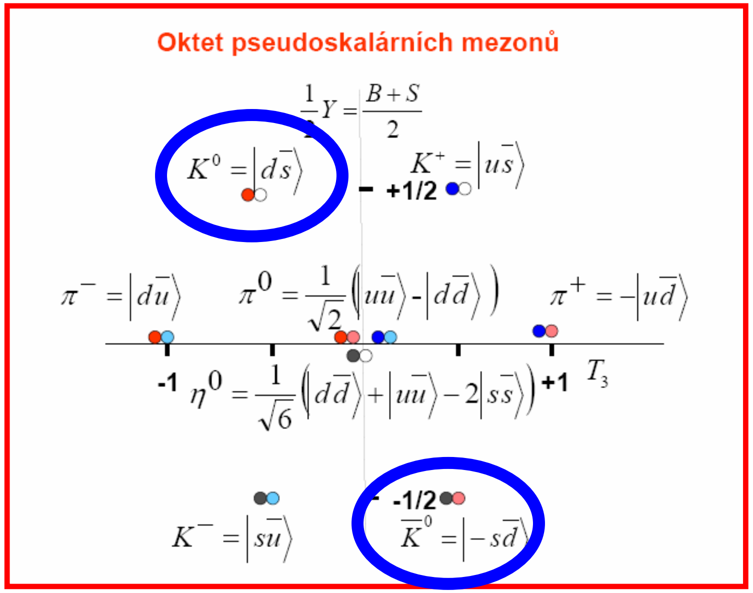
Neutrální K-mezony

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

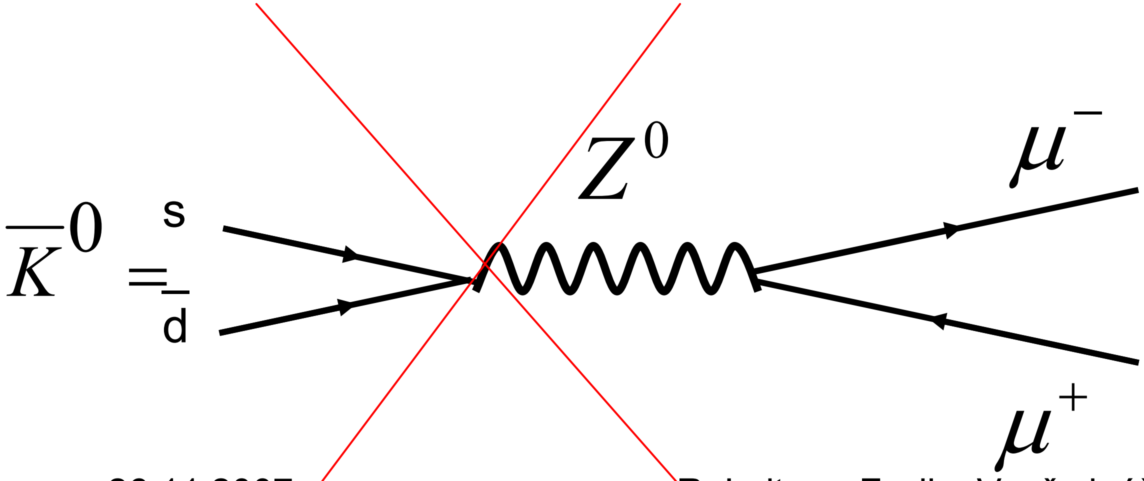
$m_{K^0} = 498 MeV$

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

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



Neexistují čistě leptonové rozpady K0, protože Z0 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

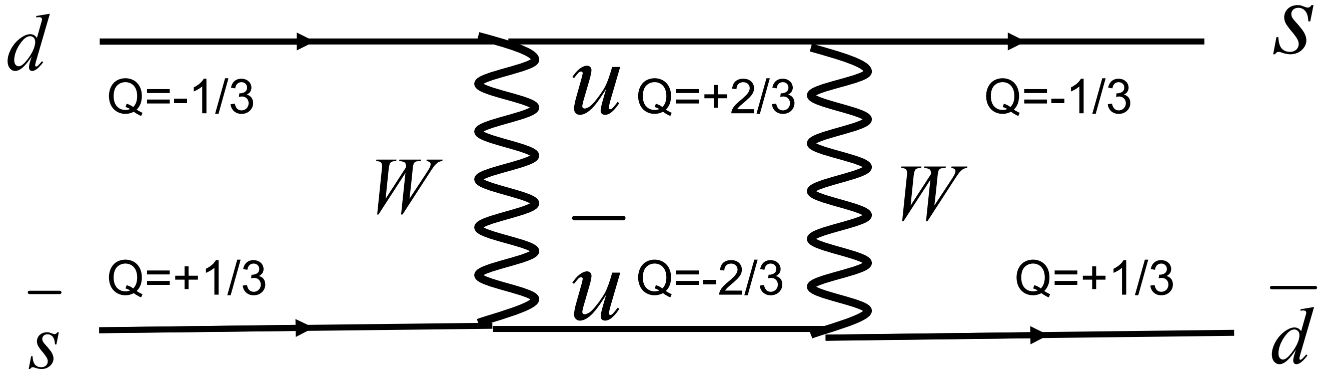
Silná a elektromagnetická interakce nemohou měnit vůně kvarků, to je možné jen slabou interakcí zprostředkovanou nabitými intermediálními bosony W.
Pokud by tato interakce nebyla, pak by K0 a anti-K0 existovaly jako částice a antičástice se stejnými hmotami a stejnými dobami života.

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

$$H_0 \left| \overline{K}^0 \right\rangle = M \left| \overline{K}^0 \right\rangle$$

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

$K^0 =$

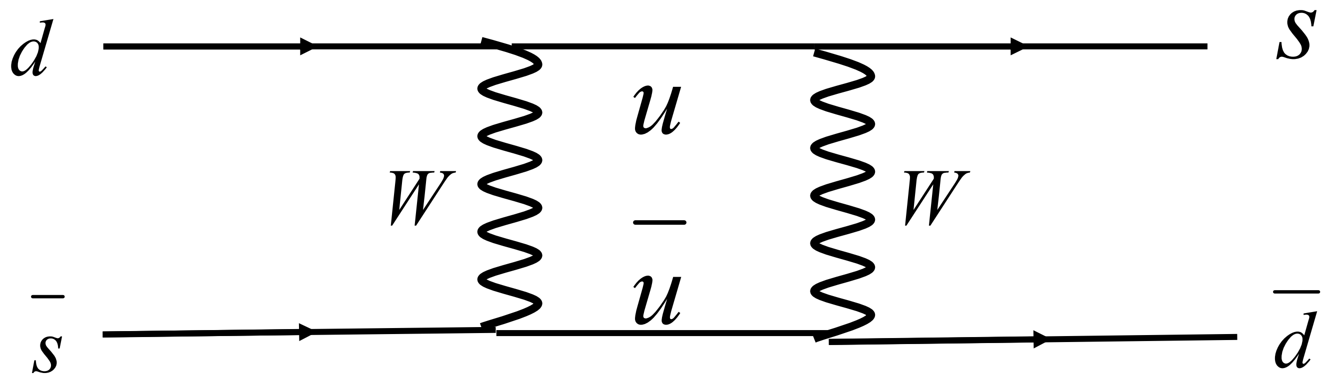


$= \overline{K}^0$

Oscilace K0 mezonů

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

$K^0 =$



$= \overline{K}^0$

$$H_0 \left| K^0 \right\rangle = M_0 \left| K^0 \right\rangle$$

$$H_0 \left| \overline{K}^0 \right\rangle = M_0 \left| \overline{K}^0 \right\rangle$$

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

$$H_W \left| K^0 \right\rangle = m \left| K^0 \right\rangle + \mu \left| \overline{K}^0 \right\rangle$$

$$H_W \left| \overline{K}^0 \right\rangle = \overline{m} \left| \overline{K}^0 \right\rangle + \overline{\mu} \left| K^0 \right\rangle$$

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

$$\left(H_0 + H_W\right)\left|K^0\right\rangle = \left(M_0 + m\right)\left|K^0\right\rangle + \mu\left|\overline{K}^0\right\rangle$$

$$\left(H_0 + H_W\right)\left|\overline{K}^0\right\rangle = \left(M_0 + \overline{m}\right)\left|\overline{K}^0\right\rangle + \overline{\mu}\left|K^0\right\rangle$$

$$\left\langle K^0\right|\left(H_0 + H_W\right)\left|K^0\right\rangle = \left(M_0 + m\right)\left\langle K^0 \middle| K^0\right\rangle + \mu\left\langle K^0 \middle| \overline{K}^0\right\rangle = M_0 + m$$

$$\left\langle\overline{K}^0\right|\left(H_0 + H_W\right)\left|\overline{K}^0\right\rangle = M_0 + \overline{m}$$

$$P\left|K^0\right\rangle = -\left|K^0\right\rangle, C\left|K^0\right\rangle = \left|\overline{K}^0\right\rangle \Rightarrow CP\left|K^0\right\rangle = -\left|\overline{K}^0\right\rangle$$

$$\left\langle\overline{K}^0\right|CPT^{-1}\left(H_0 + H_W\right)CPT\left|\overline{K}^0\right\rangle = \left\langle K^0\right|\left(H_0 + H_W\right)\left|K^0\right\rangle \Rightarrow M = M_0 + m = M_0 + \overline{m}$$

$$\left\langle K^0\right|\left(H_0 + H_W\right)\left|\overline{K}^0\right\rangle = \mu \qquad \left\langle\overline{K}^0\right|\left(H_0 + H_W\right)\left|K^0\right\rangle = \overline{\mu}$$

$$\left\langle K^0\right|\left(H_0 + H_W\right)\left|\overline{K}^0\right\rangle = \left\langle\overline{K}^0\right|\left(H_0 + H_W\right)\left|K^0\right\rangle^* \Rightarrow \overline{\mu} = \mu^*$$

$$\left\langle K^0 \middle| (H_0 + H_W) \middle| \overline{K}^0 \right\rangle = \mu \qquad \left\langle \overline{K}^0 \middle| (H_0 + H_W) \middle| K^0 \right\rangle = \overline{\mu}$$

$$\left\langle K^0 \middle| (H_0 + H_W) \middle| \overline{K}^0 \right\rangle = \left\langle \overline{K}^0 \middle| (H_0 + H_W) \middle| K^0 \right\rangle^* \Rightarrow \overline{\mu} = \mu^*$$

$$\left\langle K^0 \middle| (H_0 + H_W) \middle| \overline{K}^0 \right\rangle = \left\langle K^0 \middle| CP^{-1} (H_0 + H_W) CP \middle| \overline{K}^0 \right\rangle =$$

$$\left\langle \overline{K}^0 \middle| (H_0 + H_W) \middle| K^0 \right\rangle \Rightarrow \mu = \mu^*$$

Pokud se zachovává kombinovaná parita, pak časový vývoj je určen rovnicemi:

$$\boxed{\begin{aligned} i\hbar\partial_t \left| K^0 \right\rangle &= M \left| K^0 \right\rangle + \mu \left| \overline{K}^0 \right\rangle \\ i\hbar\partial_t \left| \overline{K}^0 \right\rangle &= M \left| \overline{K}^0 \right\rangle + \mu \left| K^0 \right\rangle \end{aligned}}$$

$$i\hbar\partial_t\left|K^0\right\rangle = M\left|K^0\right\rangle + \mu\left|\overline{K}^0\right\rangle$$

$$i\hbar\partial_t\left|\overline{K}^0\right\rangle = M\left|\overline{K}^0\right\rangle + \mu\left|K^0\right\rangle$$

Schrodingerovy rovnice popisující časový vývoj

$$i\hbar\partial_t\left(\left|K^0\right\rangle + \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) = (M+\mu)\left(\left|K^0\right\rangle + \left|\overline{K}^0\right\rangle\right)$$

$$i\hbar\partial_t\left(\left|K^0\right\rangle - \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) = (M-\mu)\left(\left|K^0\right\rangle - \left|\overline{K}^0\right\rangle\right)$$

Sečtením a odečtením získáme dvě nezávislé rovnice, tj. vlastními stavy nejsou K0 a anti K0, ale stavy K-1 a K+1

$$\left|K^0_{-1}\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle + \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) \;\; ; \;\; CP\left|K^0_{-1}\right\rangle = CP\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle + \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(-\left|\overline{K}^0\right\rangle - \left|K^0\right\rangle\right) = -\left|K^0_{-1}\right\rangle$$

$$\left|K^0_{+1}\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle - \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) \;\; ; \;\; CP\left|K^0_{+1}\right\rangle = CP\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle - \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(-\left|\overline{K}^0\right\rangle + \left|K^0\right\rangle\right) = +\left|K^0_{-2}\right\rangle$$

Stavy K-1 a K+1 mají opačnou kombinovanou paritu CP a pokud se tato zachovává, budou se K-1 rozpadat na 3 pi mezony a K+1 na 2 pi mezony

$$CP\left|\pi^+\pi^-\right\rangle = P(\pi^+)P(\pi^-)\left|\pi^-\pi^+\right\rangle = (-1)^2\left|\pi^-\pi^+\right\rangle = +\left|\pi^-\pi^+\right\rangle \Rightarrow K^0_{+1} \to 2\pi$$

$$CP\left|\pi^+\pi^-\pi^0\right\rangle = P(\pi^+)P(\pi^-)P(\pi^0)\left|\pi^-\pi^+\pi^0\right\rangle = (-1)^3\left|\pi^-\pi^+\pi^0\right\rangle = -\left|\pi^+\pi^-\pi^0\right\rangle \Rightarrow K^0_{-1} \to 3\pi$$

$$i\hbar\partial_t\left|K_{-1}^0\right\rangle = (M+\mu)\left|K_{-1}^0\right\rangle \Rightarrow \left|K_{-1}^0\right\rangle(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}(M+\mu)t}\left|K_{-1}^0\right\rangle$$

$$i\hbar\partial_t\left|K_{+1}^0\right\rangle = (M-\mu)\left|K_{+1}^0\right\rangle \Rightarrow \left|K_{+1}^0\right\rangle(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}(M-\mu)t}\left|K_{+1}^0\right\rangle$$

Řešení Schrodingerovy rovnice popisující časový vývoj

$$\left|K_{-1}^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle + \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) \quad ; \quad \left|K_{+1}^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle - \left|\overline{K}^0\right\rangle\right)$$

$$\left|K^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K_{-1}^0\right\rangle + \left|\overline{K}_{+1}^0\right\rangle\right) \quad ; \quad \left|\overline{K}^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K_{-1}^0\right\rangle - \left|\overline{K}_{+1}^0\right\rangle\right)$$

Připomenutí, jak spolu souvisí stavy K+1, K-1a K0 a anti K0.

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

Připŕavme si K0 mezon v interakci pionu a protonu. Protože jde o silnou interakci, vzniká stav s definovanou podivností +1, tj. K0.

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

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

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

Podíváme-li se na původní stav K0 po určitém čase, zjistíme, že je superpozicí stavů K0 a anti K0.

$$\left|K^0\right\rangle(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}M\cdot t}\left(Cos\left(\frac{\mu\cdot t}{\hbar}\right)\left|K^0\right\rangle - i\cdot Sin\left(\frac{\mu\cdot t}{\hbar}\right)\left|\overline{K}^0\right\rangle\right)$$

$$P_{K^0} = \left|\left\langle K^0\right\|\left|K^0\right\rangle(t)\right\rangle\right|^2 = Cos^2\left(\frac{\mu\cdot t}{\hbar}\right) = Cos^2\left(\frac{\Delta M_{K_{\pm 1}}\cdot t}{2\hbar}\right)$$

$$P_{\overline{K}^0} = \left|\left\langle \overline{K}^0\right\|\left|K^0\right\rangle(t)\right\rangle\right|^2 = Sin^2\left(\frac{\mu\cdot t}{\hbar}\right) = Sin^2\left(\frac{\Delta M_{K_{\pm 1}}\cdot t}{2\hbar}\right)$$

Pravděpodobnost nalézt v původním K0 po určité době K0 anebo anti K0 oscilují jako funkce času. Frekvence oscilací závisí na rozdílu hmot stavů K+1 a K-1.

Ale K mezony se rozpadají, tj. mají šířku a jejich časový vývoj je:

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

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

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

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

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

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

$$K^0_{-1} \to 3\pi, \quad K^0_{+1} \to 2\pi$$

$$M(K^0_{-1}) - M(K^0_{+1}) = 2\mu \;\; ; \;\; \Gamma(K^0_{-1}) = \Gamma - \gamma \;\; ; \;\; \Gamma(K^0_{+1}) = \Gamma + \gamma$$

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

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

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

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

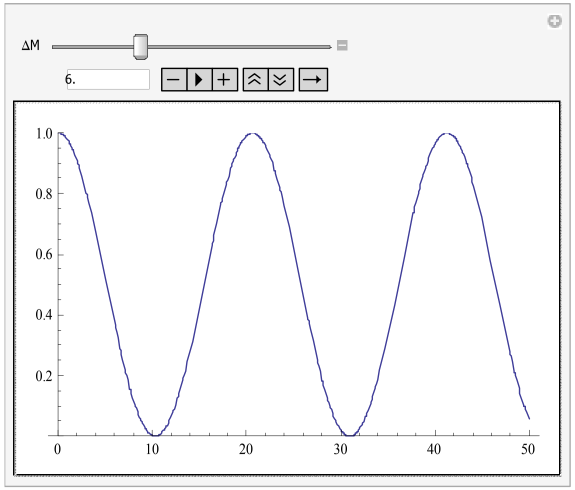
$$P = e^{-\frac{\Gamma}{\hbar}t}\,\frac{e^{+\frac{\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}\mu\cdot t} + e^{-\frac{\gamma}{2\hbar}t} e^{+\frac{i}{\hbar}\mu\cdot t}}{2}\,\frac{e^{+\frac{\gamma}{2\hbar}t} e^{+\frac{i}{\hbar}\mu\cdot t} + e^{-\frac{\gamma}{2\hbar}t} e^{-\frac{i}{\hbar}\mu\cdot t}}{2} = \frac{1}{4}\left(e^{-\frac{\Gamma-\gamma}{\hbar}t}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

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

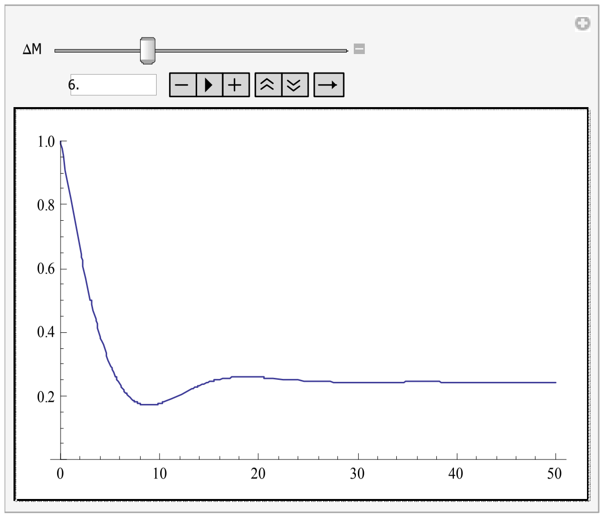
Jak pozorovat jev oscilací K0 mezonů

K0oscilace.nb

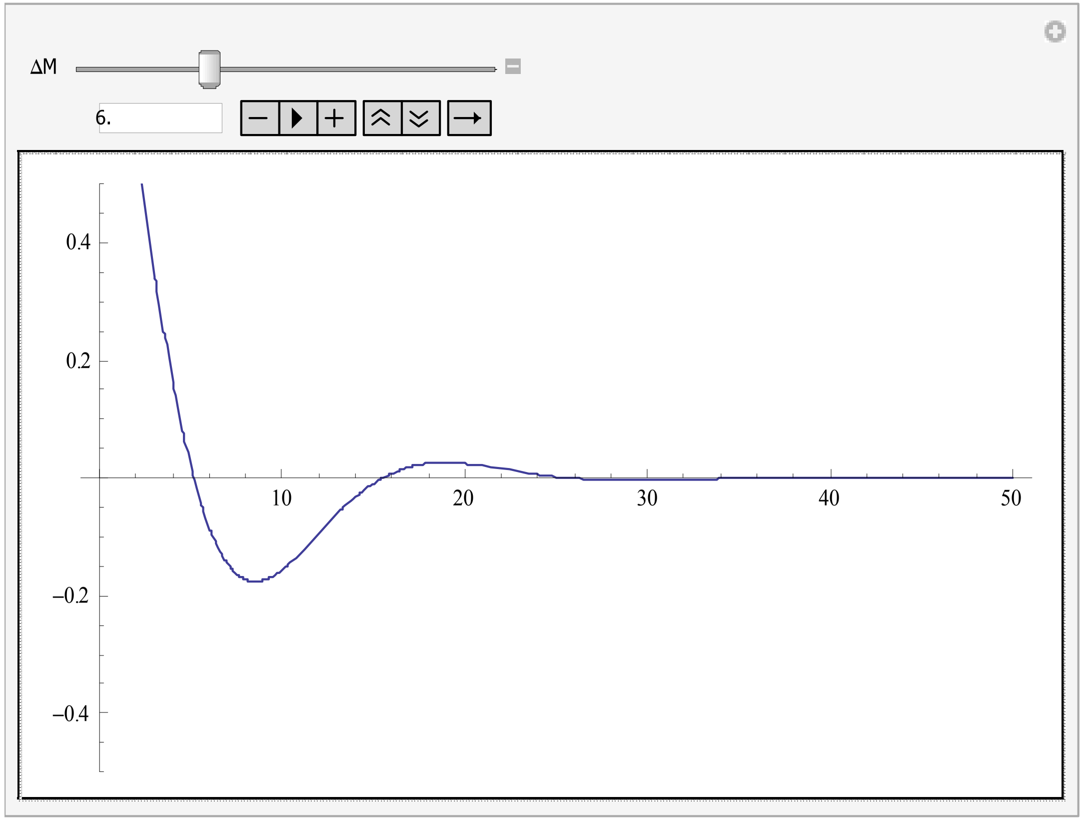
Out[2]=



Out[1]=



Out[4]=



Je-li CP narušena, mohou se K0L rozpadat na 2 pi mezony

$$i\hbar\partial_t\left|K^0\right\rangle = M\left|K^0\right\rangle + \mu\cdot e^{i\varphi}\left|\overline{K}^0\right\rangle$$

$$i\hbar\partial_t\left|\overline{K}^0\right\rangle = M\left|\overline{K}^0\right\rangle + \mu\cdot e^{-i\varphi}\left|K^0\right\rangle$$

$$i\hbar\partial_t\left(\left|K^0\right\rangle + e^{i\varphi}\left|\overline{K}^0\right\rangle\right) = (M+\mu)\left(\left|K^0\right\rangle + e^{i\varphi}\left|\overline{K}^0\right\rangle\right)$$

$$i\hbar\partial_t\left(e^{-i\varphi}\left|K^0\right\rangle - \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) = (M-\mu)\left(e^{i\varphi}\left|K^0\right\rangle - \left|\overline{K}^0\right\rangle\right)$$

$$\left|K_L^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle + e^{i\varphi}\left|\overline{K}^0\right\rangle\right) = \frac{1+e^{i\varphi}}{2}\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle + \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) + \frac{1-e^{i\varphi}}{2}\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle - \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) = \frac{1+e^{i\varphi}}{2}\left|K_{-1}^0\right\rangle + \frac{1-e^{i\varphi}}{2}\left|K_{+1}^0\right\rangle$$

$$\left|K_S^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^{-i\varphi}\left|K^0\right\rangle - \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) = \frac{1+e^{-i\varphi}}{2}\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle - \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) - \frac{1-e^{-i\varphi}}{2}\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle + \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) = \frac{1+e^{-i\varphi}}{2}\left|K_{-1}^0\right\rangle - \frac{1-e^{-i\varphi}}{2}\left|K_{+1}^0\right\rangle$$

$$\left|K_L^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle + e^{i\varphi}\left|\overline{K}^0\right\rangle\right) = \frac{1+e^{i\varphi}}{2}\left|K_{-1}^0\right\rangle + \frac{1-e^{i\varphi}}{2}\left|K_{+1}^0\right\rangle$$

The Nobel Prize in Physics 1980

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

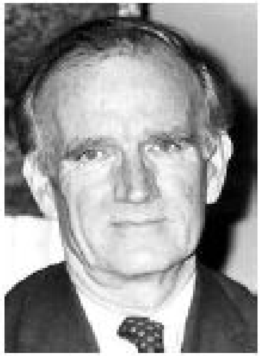
James Watson Cronin

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

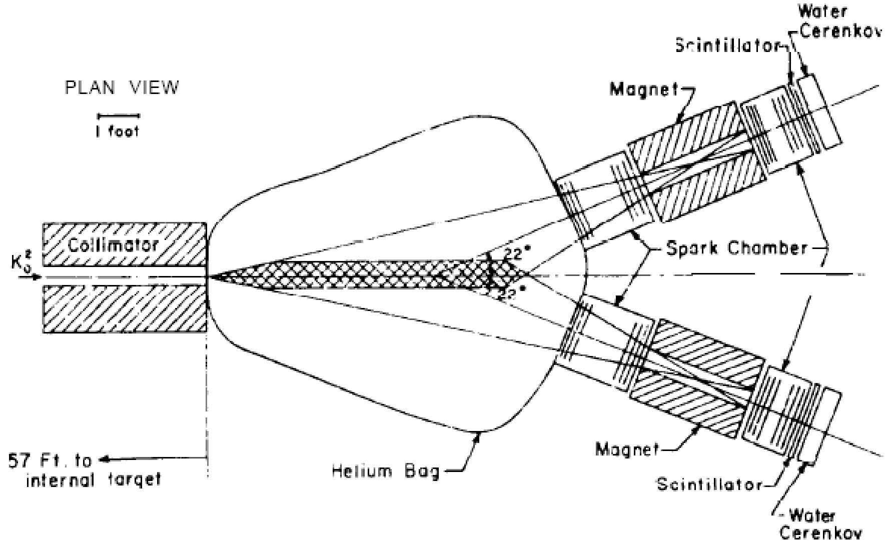


Fig. I. Plan view of the apparatus as located at the A. G. S.

Experiment Cronina a Fitche:

Jim Cronin a Val Fitch změřili, že přibližně dvě promile K0L se rozpadají na dva piony, tj. že CP je narušena.

$$\left|K_L^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle + e^{i\varphi}\left|\overline{K}^0\right\rangle\right) = \frac{1+e^{i\varphi}}{2}\left|K_{-1}^0\right\rangle + \frac{1-e^{i\varphi}}{2}\left|K_{+1}^0\right\rangle$$

$$\frac{K_L^0 \to 2\pi}{K_L^0 \to 3\pi} = \frac{\left|\frac{1-e^{i\varphi}}{2}\right|^2}{\left|\frac{1+e^{i\varphi}}{2}\right|^2} = \frac{1+1-2\cos(\varphi)}{1+1+2\cos(\varphi)} = \frac{\sin^2(\varphi/2)}{\cos^2(\varphi/2)} = tg^2(\varphi/2) = \varepsilon$$

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