

Lezione 23

Mesoni leggeri

Le masse di u , d e s sono hanno valori simili, quindi c'è mescolamento dei tre sapori nella formazione dei mesoni.

Consideriamo coppie q e \bar{q} che si muovono in onda S relativa.

Il momento angolare totale può essere solo 0 o 1 e la parità negativa dato che q e \bar{q} hanno parità opposte

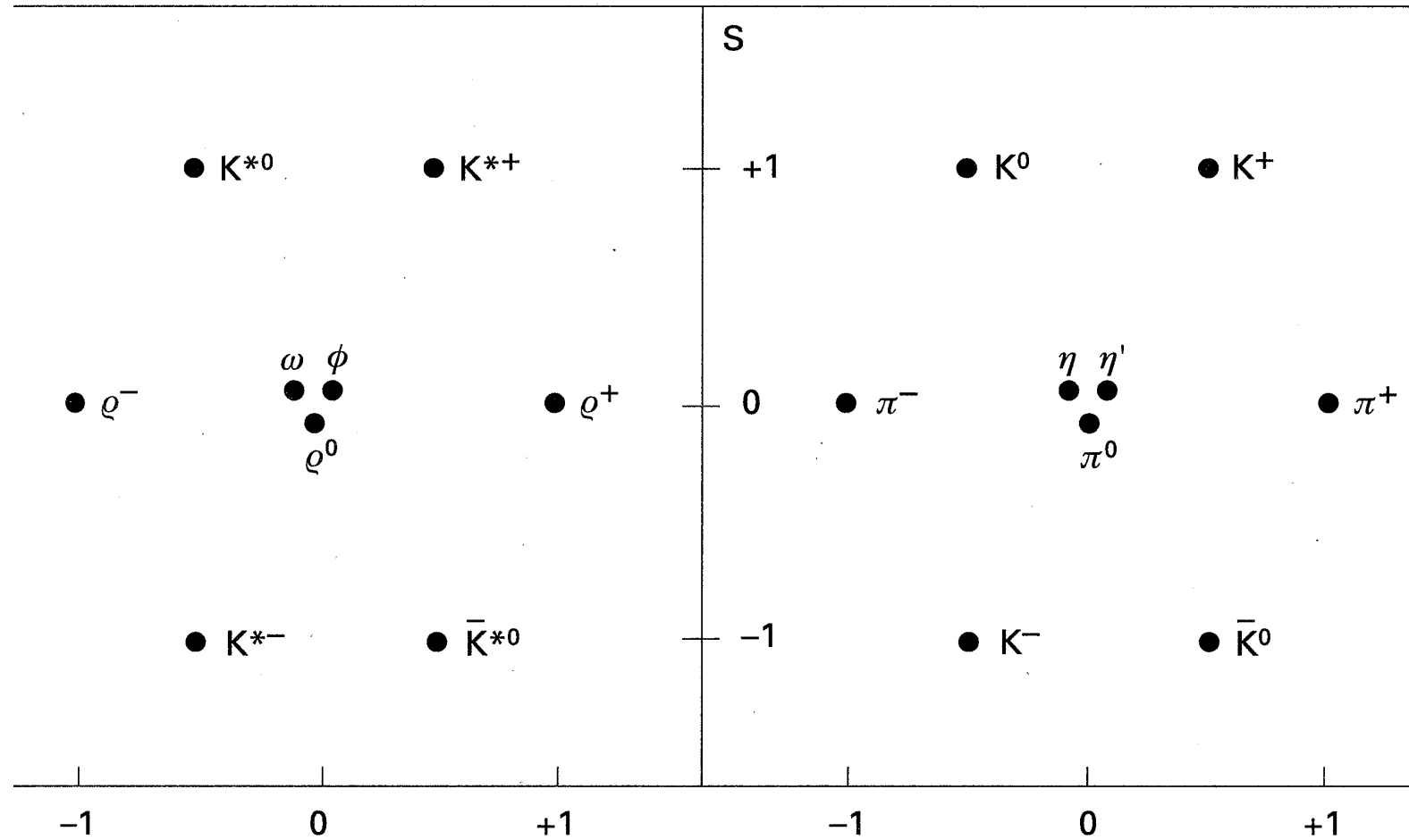
$$\Pi = (-1)^L \Pi_q \Pi_{\bar{q}}$$

Numeri quantici dei quark leggeri

	I	I_3	S	Q/e	B	J
u	$1/2$	$+1/2$	0	$+2/3$	$+1/3$	$1/2$
d	$1/2$	$-1/2$	0	$-1/3$	$+1/3$	$1/2$
s	0	0	-1	$-1/3$	$+1/3$	$1/2$
\bar{u}	$1/2$	$-1/2$	0	$-2/3$	$-1/3$	$1/2$
\bar{d}	$1/2$	$+1/2$	0	$+1/3$	$-1/3$	$1/2$
\bar{s}	0	0	$+1$	$+1/3$	$-1/3$	$1/2$

La simmetria di isospin è meglio conservata che SU(3) di sapore.

Mesoni leggeri



3×3 combinazioni di sapore per $q \bar{q}$
Singoletto e Ottetto

Mesoni pseudoscalari $J^{\pi} = 0^{-}$

Nella linea $S=0$

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

segno - perché trattiamo particelle e antiparticelle.

Altri due stati con $I = 0$, carica, I e S nulli.

$$\begin{aligned} |\eta\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle) && \rightarrow |8\rangle \\ |\eta'\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle) && \rightarrow |1\rangle \end{aligned}$$

K^{\pm} , K^0 , \bar{K}^0 sono combinazioni di u , d , s .

Isospin $1/2$ e stranezza ± 1 .

Mesoni vettoriali $J^\pi = 1^-$

Tripletto di isospin

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

Gli altri stati a $S = 0$ sono combinazione lineare degli stati puri $|8\rangle$ e $|1\rangle$ di $SU(3)$

$$\begin{pmatrix} |A\rangle \\ |B\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |1\rangle \\ |8\rangle \end{pmatrix}$$

$$\cos\theta = \sqrt{\frac{2}{3}} \quad \sin\theta = \sqrt{\frac{1}{3}} \quad \tan\theta = \sqrt{\frac{1}{2}}$$

$$\begin{aligned}
|A\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}}|1\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|8\rangle \\
&= \sqrt{\frac{2}{3}}\frac{1}{\sqrt{3}}\left(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle\right) \\
&\quad + \sqrt{\frac{1}{3}}\frac{1}{\sqrt{6}}\left(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle\right) \\
&= \sqrt{\frac{1}{2}}\left(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle\right) \rightarrow |\omega\rangle
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
|B\rangle &= -\sqrt{\frac{1}{3}}|1\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|8\rangle \\
&= -\sqrt{\frac{1}{3}}\frac{1}{\sqrt{3}}\left(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle\right) \\
&\quad + \sqrt{\frac{2}{3}}\frac{1}{\sqrt{6}}\left(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle\right) \\
&= |s\bar{s}\rangle \rightarrow |\phi\rangle
\end{aligned}$$

Sistema di K

K^\pm possono decadere sia in due sia in tre pioni

Violazione di parità

Consideriamo $\bar{K}^0 \equiv (s\bar{d})$ e $K^0 \equiv (d, \bar{s})$

Ipotesi: attive solo le interazioni forti ed e.m.

$$H_{sem} = H_{strong} + H_{e.m.}$$

Gli autostati di H_{sem} hanno stranezza ben definita.

$$S(K^0) = 1 \quad S(\bar{K}^0) = -1$$

Sistema di riferimento a riposo

$$H_{sem}|K^0\rangle = M_0|K^0\rangle$$

C operatore di coniugazione di carica $C|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$

Se H_{sem} è invariante per C

$$C^\dagger H_{sem} C = H_{sem} \quad H_{sem} C = C H_{sem}$$

quindi

$$\begin{aligned} H_{sem}|\bar{K}^0\rangle &= H_{sem}C|K^0\rangle = CH_{sem}|K^0\rangle = CM_0|K^0\rangle \\ &= M_0C|K^0\rangle = M_0|\bar{K}^0\rangle \end{aligned}$$

$|K^0\rangle$ e $|\bar{K}^0\rangle$ sono due stati degeneri di H_{sem} con stranezza di segno opposto.

$|K^0\rangle$ e $|\bar{K}^0\rangle$ **non** sono autostati di CP

$$CP|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \quad CP|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle$$

Parità intrinseca negativa

L'interazione debole non conserva P, ma si hanno indicazioni di conservazione di CP.

$$(CP)^\dagger H_{tot} CP = (CP)^\dagger (H_{sem} + H_w) CP$$

Partendo da $|K^0\rangle$ e $|\bar{K}^0\rangle$ si possono costruire loro combinazioni lineari che siano autostati di H_{tot} e anche di CP, che commuta con H_{tot} .

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad |K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$$

$$CP|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (-|\bar{K}^0\rangle + |K^0\rangle) = (+1)|K_S\rangle$$

$$CP|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (-|\bar{K}^0\rangle - |K^0\rangle) = (-1)|K_L\rangle$$

$|K_S\rangle$ decade in due pioni $|K_L\rangle$ in tre pioni.

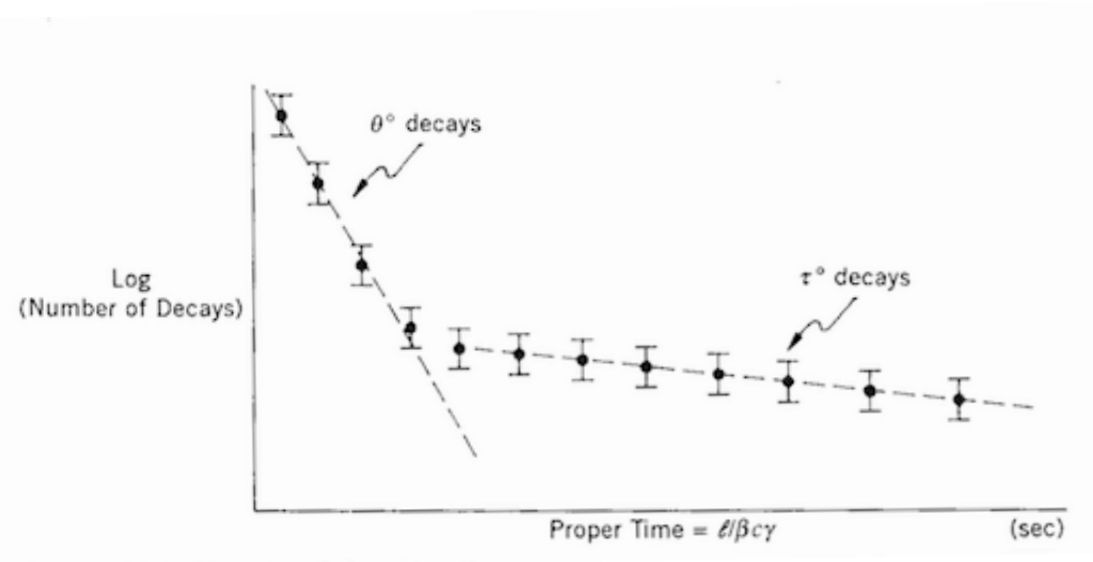
$$P|\pi^0\rangle = -|\pi^0\rangle \quad C|\pi^0\rangle = |\pi^0\rangle$$

$$CP|\pi^0\pi^0\rangle = P|\pi^0\pi^0\rangle = (-1)(-1)(-1)^{L=0}|\pi^0\pi^0\rangle = (1)|\pi^0\pi^0\rangle$$

$$\begin{aligned} CP|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle &= P|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle = (-1)(-1)(-1)(-1)^{L=0}|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle \\ &= (-1)|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle \end{aligned}$$

La densità degli stati finali di K_S molto più grande di quella di K_L .

$$\tau(K_L) \gg \tau(K_S)$$



	τ [s]		%
K_S	$8.923 \cdot 10^{-9}$	$\pi^+ \pi^-$	68
		$\pi^0 \pi^0$	31
		...	1
K_L	$5.183 \cdot 10^{-8}$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	21.5
		$\pi^+ \pi^- \pi^0$	12.4
		$\pi^\pm \mu^\mp (\nu_\mu \bar{\nu}_\mu)$	27.1
		$\pi^\pm e^\mp (\nu_e \bar{\nu}_e)$	38.1

Per $t \gg \tau(K_S)$ rimangono solo i K_L .

Misure di precisione fatte a $t \gg \tau(K_S)$ hanno mostrato decadimenti in due pioni.

Anche i K_L decadono in due pioni (0.2 %). Violazione di CP .

Al momento la violazione di CP è stata osservata solo nel sistema $K^0 \bar{K}^0$

Domande

[P2-5] Spiega perchè il mesone π^0 non può essere prodotto in collisioni e^+e^- .

[P2-7] Come vengono classificati i mesoni leggeri in base ai numeri quantici di spin, terza componente di isospin e stranezza?