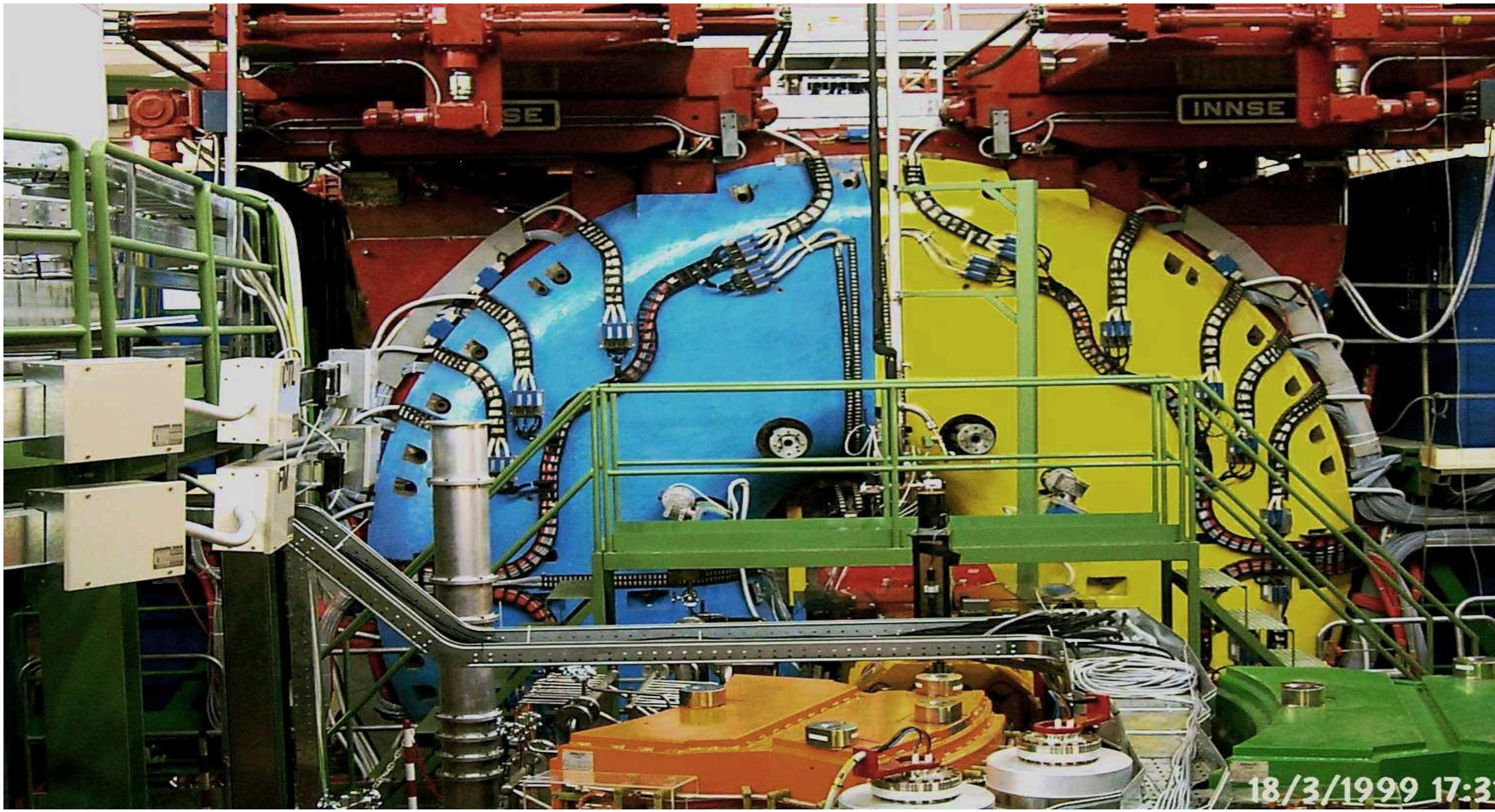
TEST DELLA SIMMETRIA CPT NEL SISTEMA DEI MESONI K NEUTRI



Presentazione: Marco Vanadia
Docente Responsabile: Antonio Di Domenico
Corso di Fisica Nucleare e Subnucleare 2, professor Carlo Dionisi, AA 2007-2008

SOMMARIO

- **Simmetrie discrete e Teorema CPT**
- **Il sistema dei mesoni K neutri e le violazioni di simmetria**
- **Mesoni K neutri in una Φ-FACTORY**
- **Decadimenti semileptonici, asimmetrie, relazione di Bell-Steinberger**
- **Struttura del detector KLOE e K tagging**
- **Selezione eventi: TOF, energia mancante, variabili cinematiche**
- **Risultati sperimentali**

SIMMETRIE C,P,T   E LORO VIOLAZIONI

In Meccanica Quantistica le simmetrie di un sistema sono legate a doppio filo a leggi di **conservazione** di grandezze fisiche, e quindi, per le particelle, di numeri quantici.

Studiare le simmetrie di un sistema fisico porta quindi alla conoscenza di importanti proprietà fisiche del sistema stesso.

In fisica delle particelle si introducono le simmetrie discrete:

- **parità P**
- **coniugazione di carica C** (che trasforma particelle in antiparticelle e viceversa)
- **inversione temporale T**

Queste simmetrie sono **conservate** da interazioni **FORTE** e **EM**, ma non dalla **DEBOLE**, come dimostrato dall'esperimento condotto a fine degli anni '50 da Madam Wu e come confermato poi da esperimenti sui decadimenti beta di pione e muone.

Come visto nel corso, nel 1964 misure sui mesoni K neutri hanno dimostrato che l'interazione debole ha una piccola componente di violazione anche della simmetria congiunta CP, che fino ad allora sembrava invece conservare.

TEOREMA CPT

E' stato quindi dimostrato sperimentalmente l'esistenza di violazioni delle simmetrie C,P,T e delle simmetrie congiunte a due a due. Tuttavia, ponendo come ipotesi per un sistema fisico:

- **Località**
- **Invarianza di Lorentz**
- **Unitarietà**

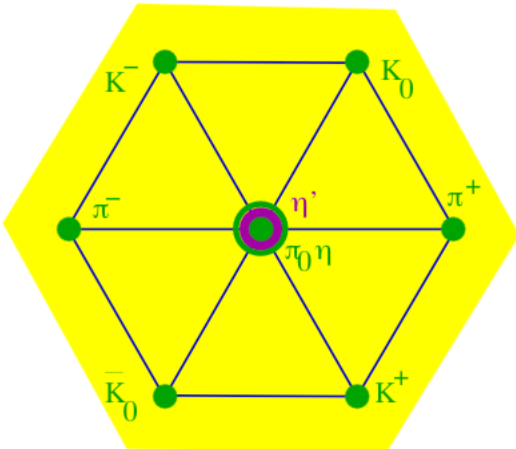
si dimostra che non si può formulare una teoria di campo quantorelativistica che preveda la violazione della simmetria CPT

Questo è il teorema CPT. Tra le sue conseguenze, l'uguaglianza del valore delle masse, delle cariche, delle vite medie e del modulo del momento magnetico di particelle e antiparticelle.

E' evidente l'importanza di una conferma sperimentale della sua validità o meno: **un fallimento sperimentale del teorema CPT comporterebbe un fallimento di una delle ipotesi che tuttavia sono proprietà fondamentali di qualunque modello fisico attuale.**

Mostreremo ora come sia possibile mettere alla prova questo teorema, perchè sia conveniente farlo nel sistema dei mesoni K neutri, e come siano stati condotti esperimenti in questo senso alla Φ-factory di Frascati (DAΦNE).

IL SISTEMA DEI MESONI K NEUTRI



Abbiamo studiato le peculiarità del sistema di mesoni

$$K_0(d\bar{s}) \qquad \overline{K}_0(s\bar{d}) \qquad m_{K^0} \approx 498 MeV$$

del nonetto mesonico pseudoscalare $J^P=0^-$

Autostati di CP: combinazione lineare stati $|K_0\rangle$ $|\overline{K}_0\rangle$

$$|K_0^1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_0\rangle - |\overline{K}_0\rangle)$$ **CP=+1** → **2π, Q grande τ piccola**

$$|K_0^2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_0\rangle + |\overline{K}_0\rangle)$$ **CP=-1** → **3π, Q piccolo τ grande**

Sperimentalmente, si trovano due stati di kaoni neutri, con vite medie molto diverse tra loro; studieremo ora come esprimerli in funzione di $|K_0\rangle$ $|\overline{K}_0\rangle$

$|K_0^S\rangle$ **τ_S=0.9x10^{-10}s** $\qquad$ $|K_0^L\rangle$ **τ_L=0.5x10^{-7}s**

APPROSSIMAZIONE WIGNER-WEISSKOPF

Il generico sistema di mesoni K può essere descritto così:

possibili prodotti di decadimento

$$|K(t)\rangle = a(t)\,|K_0\rangle + b(t)\,|\overline{K}_0\rangle + \sum_j c_j(t)\,|f_j\rangle$$

Nell'approssimazione di Wigner-Weisskopf a(t) e b(t) seguono una pseudo equazione di Schroedinger

-si trascurano decadimenti instabili
-si approssima i decad. a puramente esponenziali

$$i\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \mathbf{H}\begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}$$

con H matrice effettiva

H non è una vera hamiltoniana: NON e' hermitiana. Si può scomporre in due matrici hermitiane:

$$\mathbf{H} = \mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2}\begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix}$$

VIOLAZIONI E ELEMENTI DI MATRICE

La conservazione di simmetrie discrete pone delle condizioni per l'hamiltoniana effettiva:

$H_{11} = H_{22}$ $\longrightarrow$ **conservazione CPT**

$|H_{12}| = |H_{21}|$ $\longrightarrow$ **conservazione T**

$H_{11} = H_{22}$ $\quad |H_{12}| = |H_{21}|$ $\longrightarrow$ **conservazione CP**

Gli stati fisici che diagonalizzano l''hamiltoniana e i rispettivi autovalori sono:

$$|K_S(t)\rangle = e^{-i\lambda_S t}|K_S\rangle \qquad \lambda_S = m_S - \frac{i}{2}\Gamma_S$$

$$|K_L(t)\rangle = e^{-i\lambda_L t}|K_L\rangle \qquad \lambda_L = m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L$$

Definiamo inoltre:

$$\Delta m = m_L - m_S > 0$$

$$\Delta\Gamma = \Gamma_S - \Gamma_L > 0$$

$$\tan(\phi_{SW}) = \frac{2\Delta m}{\Delta\Gamma}$$

PARAMETRI DI VIOLAZIONE

Esprimiamo i nuovi ket nella base di $|K_0\rangle \quad |\overline{K}_0\rangle$

$$|K_S\rangle = N_S\{(1+\epsilon_S)\,|K_0\rangle + (1-\epsilon_S)\,|\overline{K}_0\rangle\}$$

$$|K_L\rangle = N_L\{(1+\epsilon_L)\,|K_0\rangle - (1-\epsilon_L)\,|\overline{K}_0\rangle\}$$

C'è un fattore di violazione di CP come già visto, ma stavolta si ha che in generale $\epsilon_S \neq \epsilon_L \longrightarrow$ **violazione CPT**

E' conveniente introdurre $\bar{\epsilon} = \dfrac{(\epsilon_S + \epsilon_L)}{2} \qquad \delta = \dfrac{(\epsilon_S - \epsilon_L)}{2}$

Che si possono esprimere come:

$$\bar{\epsilon} = \frac{H_{12} - H_{21}}{2(\lambda_S - \lambda_L)} \qquad \delta = \frac{H_{11} - H_{22}}{2(\lambda_S - \lambda_L)} \longrightarrow 4\Re\bar{\epsilon} \approx \frac{|H_{12}|^2 - |H_{21}|^2}{|H_{12}|^2 + |H_{21}|^2}$$

$\delta \neq 0$	$\Re\bar{\epsilon} \neq 0$	$\Re\bar{\epsilon} \neq 0$ **oppure** $\delta \neq 0$
violazione CPT	**violazione T**	**violazione CP**

STATI J^{PC} IN UNA Φ-FACTORY

A DaΦne i mesoni sono prodotti nella reazione $e^+e^- \to \Phi \to K\overline{K}$

Φ ha $J^{PC}=1^{--}$ →stessi numeri quantici per stati prodotti (int forte)

Possono essere prodotti solo stati S=0:

$$|K_0(+\overrightarrow{p})\rangle\,|\overline{K}_0(-\overrightarrow{p})\rangle \qquad |\overline{K}_0(+\overrightarrow{p})\rangle\,|K_0(-\overrightarrow{p})\rangle$$

Mesoni K: bosoni spin 0 → stati fisici $K\overline{K}$ devono essere simmetrici sotto CP. Autovalori C sono $(-1)^L$, da Φ L=1 → gli stati prodotti sono combinazioni antisimmetriche:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K_0(+\overrightarrow{p})\rangle\,|\overline{K}_0(-\overrightarrow{p})\rangle - |\overline{K}_0(+\overrightarrow{p})\rangle\,|K_0(-\overrightarrow{p})\rangle\right)$$

$$= \frac{N}{\sqrt{2}}\left(|K_S(+\overrightarrow{p})\rangle\,|K_L(-\overrightarrow{p})\rangle - |K_L(+\overrightarrow{p})\rangle\,|K_S(-\overrightarrow{p})\rangle\right)$$

$$N = N_{\epsilon_S \epsilon_L} \approx 1$$

Al contrario di stati con L pari, qui i K non compaiono mai in combinazioni K_sK_s o $K_L K_L$, ma solo K_sK_L→fascio K_s puro

DECADIMENTI SEMILEPTONICI

Con KLOE si sono studiati i decadimenti del tipo $K_S \to \pi e \upsilon$

Parametrizziamo questi decadimenti per evidenziare le violazioni CPT:

$$\langle \pi^- l^+ \nu | T | K^0 \rangle = a + b \qquad \left\langle \pi^+ l^- \overline{\nu} | T | \overline{K}^0 \right\rangle = a^* - b^*$$

$$\langle \pi^+ l^- \overline{\nu} | T | K^0 \rangle = c + d \qquad \left\langle \pi^- l^+ \nu | T | \overline{K}^0 \right\rangle = c^* - d^*$$

Invarianza CPT → b=d=0 **ΔS=ΔQ→ c=d=0**

Invarianza T → Im(a)=Im(b)=Im(c)=Im(d)=0

Invarianza CP → Im(a)=Re(b)=Im(c)=Re(d)=0

Per le misure si definiscono dei parametri di violazione relativa, indipendenti da una fase convenzionale:

$$x_+ = \frac{c^*}{a} \qquad x_- = -\frac{d^*}{a} \qquad y = -\frac{b}{a}$$

violazioni ΔS=ΔQ con cons. CPT **violazioni ΔS=ΔQ con violaz. CPT** **violazioni CPT in transiz ΔS=ΔQ**

ASIMMETRIE DEI DECADIMENTI

Si possono introdurre delle asimmetrie nei decadimenti carichi semileptonici dei mesoni K

$$A_S = \frac{\Gamma(K_S \to \pi^- l^+ \nu) - \Gamma(K_S \to \pi^+ l^- \overline{\nu})}{\Gamma(K_S \to \pi^- l^+ \nu) + \Gamma(K_S \to \pi^+ l^- \overline{\nu})} = 2\Re\overline{\epsilon} + 2\Re\delta - 2\Re y + 2\Re x_-$$

$$A_L = \frac{\Gamma(K_L \to \pi^- l^+ \nu) - \Gamma(K_L \to \pi^+ l^- \overline{\nu})}{\Gamma(K_L \to \pi^- l^+ \nu) + \Gamma(K_L \to \pi^+ l^- \overline{\nu})} = 2\Re\overline{\epsilon} - 2\Re\delta - 2\Re y - 2\Re x_-$$

Che collegano i parametri di violazione da misurare con quantità sperimentalmente misurabili

Dati due prodotti f_1 f_2 dei decadimenti dei due mesoni a tempi t_1 t_2, con $\Delta t = t_1 - t_2$, e $I(f_1, f_2, \Delta t)$ intensità del decadimento, definisco

$$A_{CPT}(|\Delta t|) = \frac{I(\pi^- l^+ \nu, \pi^+ l^- \overline{\nu}; \Delta t > 0) - I(\pi^- l^+ \nu, \pi^+ l^- \overline{\nu}; \Delta t < 0)}{I(\pi^- l^+ \nu, \pi^+ l^- \overline{\nu}; \Delta t > 0) + I(\pi^- l^+ \nu, \pi^+ l^- \overline{\nu}; \Delta t < 0)}$$

E' sensibile a violazioni CPT e/o $\Delta S = \Delta Q$

per $|\Delta t| \gg \tau_S \rightarrow Re(\delta) + Re(x_-)$; per $|\Delta t| \leq 5\tau_S \rightarrow Im(\delta) + Im(x_+)$

RELAZIONE DI BELL-STEINBERGER

Nell'ipotesi di unitarietà, si può introdurre la seguente relazione:

$$(\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{\Gamma_S - \Gamma_L} + i \tan \phi_{SW})[\frac{\Re \overline{\epsilon}}{1 + |\overline{\epsilon}|^2} - i \Im \delta] =$$

$$\frac{1}{\Gamma_S - \Gamma_L} \sum_f A^*(K_S \to f) A(K_L \to f) \equiv \sum_f \alpha_f$$

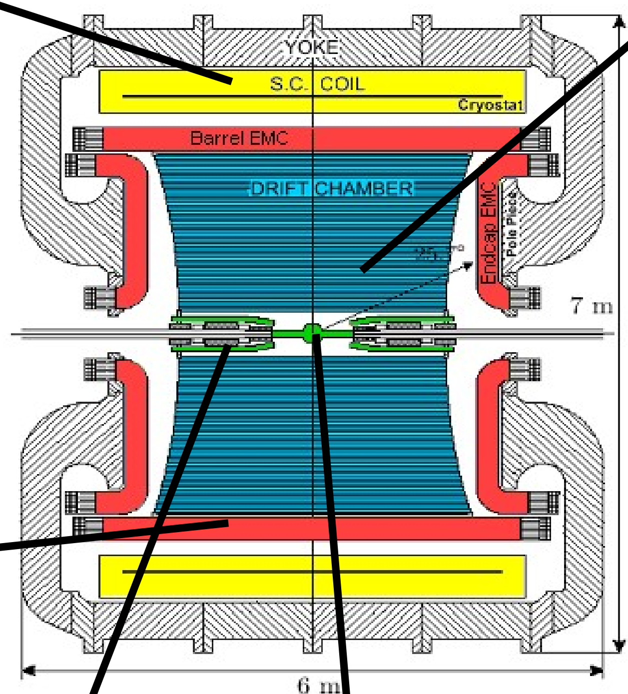
I parametri α_f così definiti sono collegati a grandezze misurabili, i BR di tutti i decadimenti possibili, vite medie di K_S e K_L e parametri di asimmetria.

Con questa relazione, si possono trovare Re($\overline{\varepsilon}$) e Im(δ) con misure sperimentali

KLOE DETECTOR

Bobina superconduttrice:
B=0.52 T in tutto il detector

$$\lambda_L \approx 350cm$$
$$\lambda_S \approx 0,6cm$$



Drift chamber:
fibra carbonio
d=4m, l=3.3m
90% He
10% Isobutano
(rigenerazione, trasparenza fotoni)
12500 linee di misura
$\sigma_p/p \approx 0,4\%$
$\sigma_{xy} \approx 150\ \mu m$
$\sigma_z \approx 2$ mm
vertici ≈ 3 mm

Calorimetro:
98% angolo solido
$\sigma_E/E \approx 5,7\%/\sqrt{E(GeV)}$
$\sigma_t \approx 54ps/\sqrt{E(GeV)}+50ps$
γ esclusi da tempo di volo

Quadrupoli magnetici

$\sqrt{s}$ = 1020 MeV (m_Φ)
$\sigma_{prod} \approx 3\ \mu b$
beams collide 370MHz
angle 25 mrad
$\rightarrow p_\Phi \approx 13$ MeV

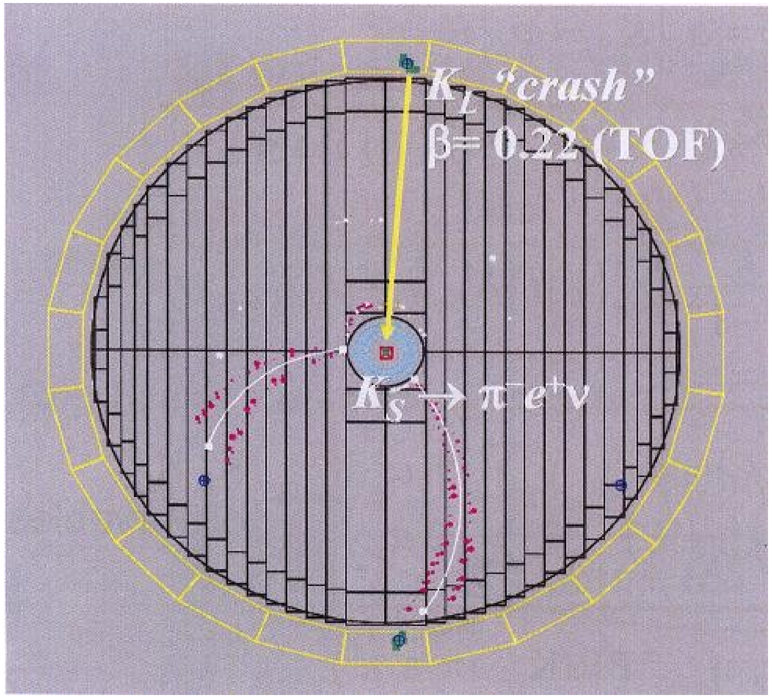
$\Phi \rightarrow K^+K^-$	49,1%
$\Phi \rightarrow K^0K^0$	34,0%
$\Phi \rightarrow \rho\pi, \pi^+\pi^-\pi^0$	15,4%
$\Phi \rightarrow \eta\gamma$	1,3%

2001-05 $\int L = 2.5\ fb^{-1} \rightarrow 7.5 \times 10^9\ \Phi \rightarrow 2.5 \times 10^9$ coppie $K_S\ K_L$

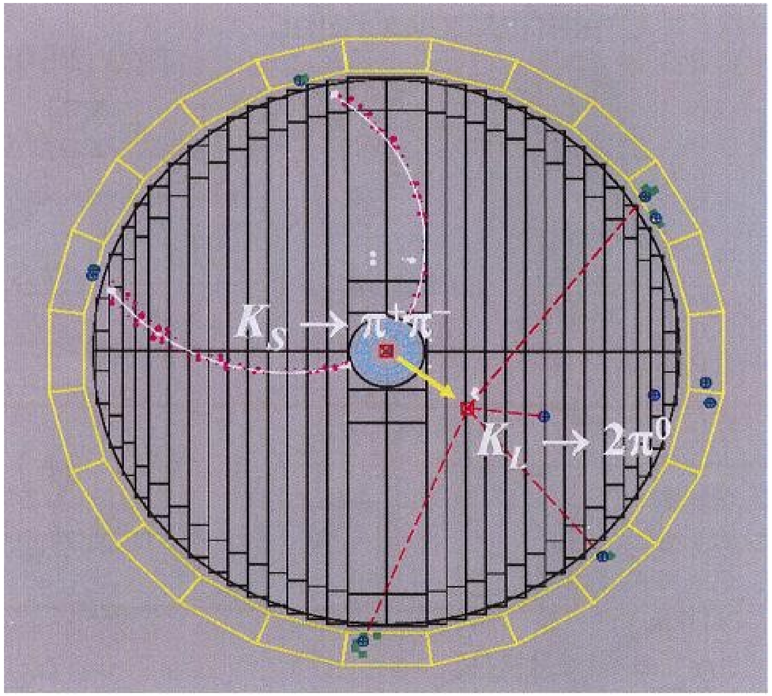
K TAGGING

K neutri, come visto, prodotti sempre in coppia K_L K_S

Vengono prodotti back to back, quindi rivelare un K_L identifica un K_S , direzione e momento



K_S selezionato da "crash" K_L nel calorimetro



K_L selezionato dal vertice $K_S \to \pi^+\pi$

Si seleziona un fascio di K_S puri

CRITERI DI SELEZIONE

Il K_S è identificato da un "crash" K_L nel calorimetro

Circa il 50% dei K_L prodotti in $\Phi \rightarrow K^0\bar{K}^0$ raggiunge il calorimetro

K_L crash $\longrightarrow$ deposito E>200 MeV $\longrightarrow$ determino p_L

TOF corrisp. a $\beta \approx 0{,}216$

$p_S = p_\Phi - p_L$

Così sono identificati sia $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ sia $K_S \rightarrow \pi e \nu$

$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ 2 tracce curvatura opposta

tracce estrapolate fino a pochi cm da IP

120 MeV<p<300 MeV, 30°<θ<150°

Montecarlo → contaminazione ordine del per mille

$K_S \rightarrow \pi e \nu$ 2 tracce curvatura opposta

tracce estrapolate e formano vertice vicino a IP

M tracce supponendole π < 490 MeV

Tracce e π discriminate da TOF→trovo β

TOF

Le tracce vengono associate al corrispondente cluster del calorimetro

Per ogni traccia si calcola $$\delta_t(m) = t_{cl} - L/c\beta(m)$$

lunghezza traccia

Per il β si fa sia l'ipotesi $m=m_e$ sia l'ipotesi $m=m_\pi$ **tempo di arrivo al cluster**

elimina errore su T_0

Si introduce poi una differenza tra le due tracce, che è nulla per la giusta attribuzione delle masse

$$d\delta_{t,ab} = \delta_t(m_a)_1 - \delta_t(m_b)_2$$

Gli eventi $K_S \to \pi^+\pi^-$ sono rigettati richiedendo $$|d\delta_{t,\pi\pi}| > 1.7ns$$

Poi si calcolano le $d\delta_{t,\pi e}$ e le $d\delta_{t,e\pi}$ per gli eventi rimasti e si applicano:

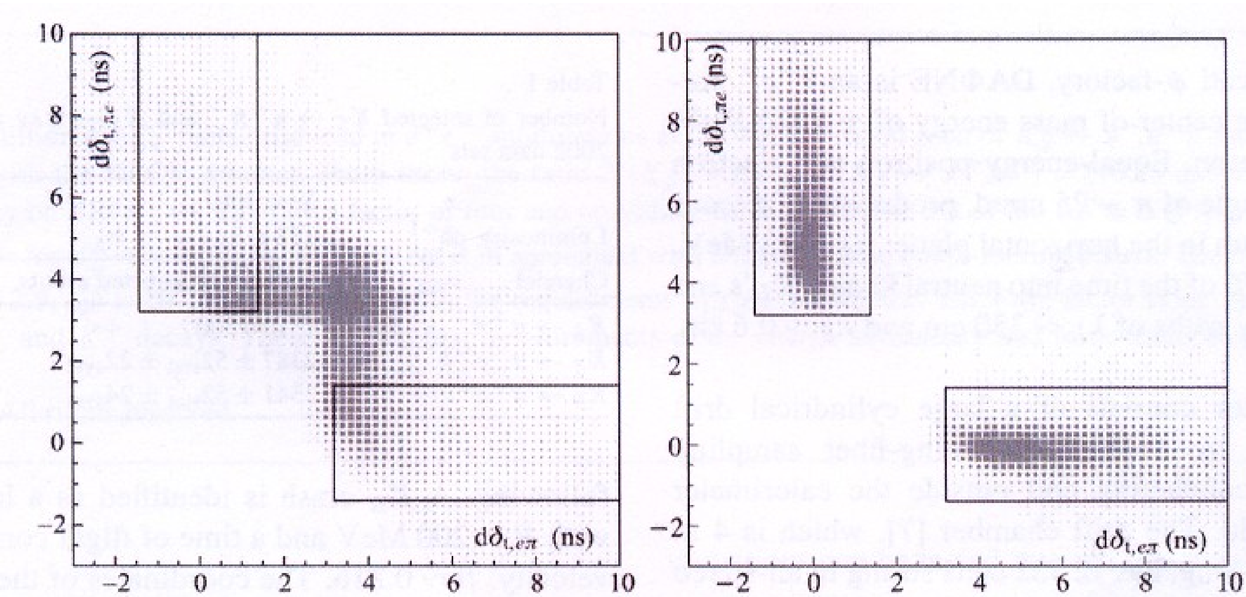
$$|d\delta_{t,\pi e}| < 1.4ns \qquad |d\delta_{t,e\pi}| < 1.4ns$$

o

$$d\delta_{t,e\pi} > 3.2ns \qquad d\delta_{t,\pi e} > 3.2ns$$

Qui si è arrivati a rigettare il 90% del background, e a un'efficienza dell'85% sugli eventi

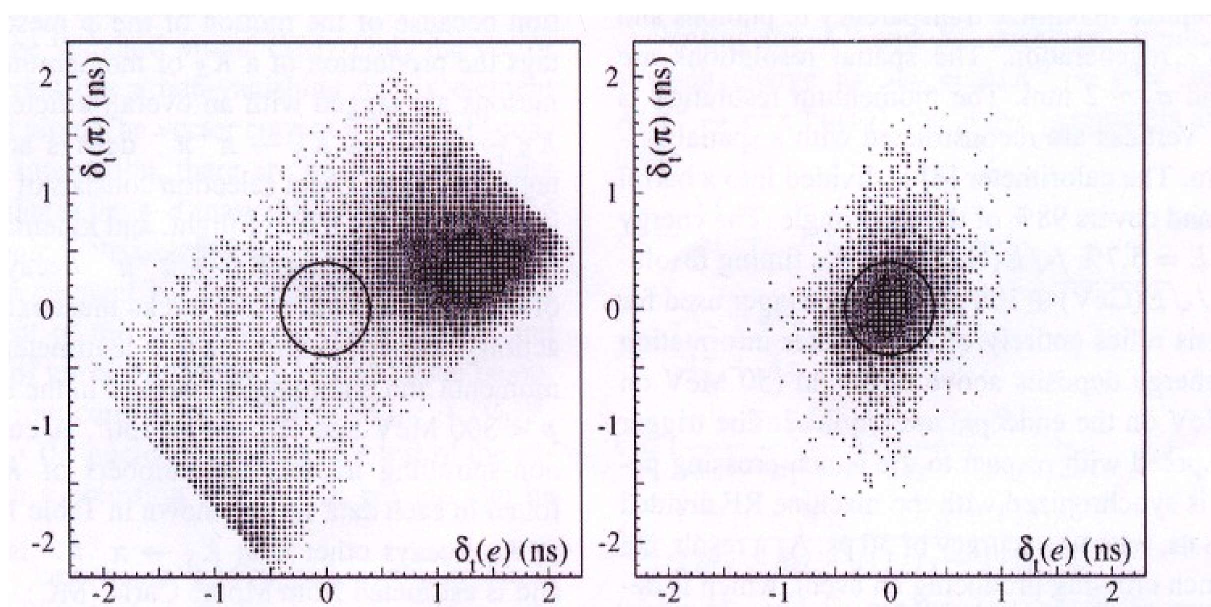
TOF E GRAFICI



decadimenti K_S decad. semilept. K_S

Taglio del background grazie alla selezione su $d\delta_{t,\pi e}$ e $d\delta_{t,e\pi}$

Si fa un ulteriore taglio del background grazie alla selezione su $\delta_t(e)$-$\delta_t(\pi)$; ciò milgiora la reiezione di un fattore 5, e fa perdere l'8% del segnale



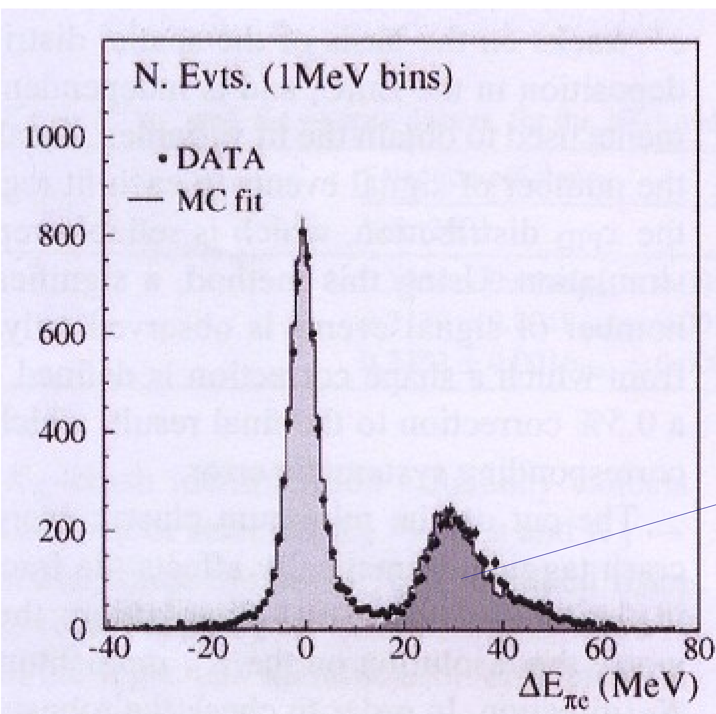
decadimenti K_S decad. semilept. K_S

ENERGIA MANCANTE

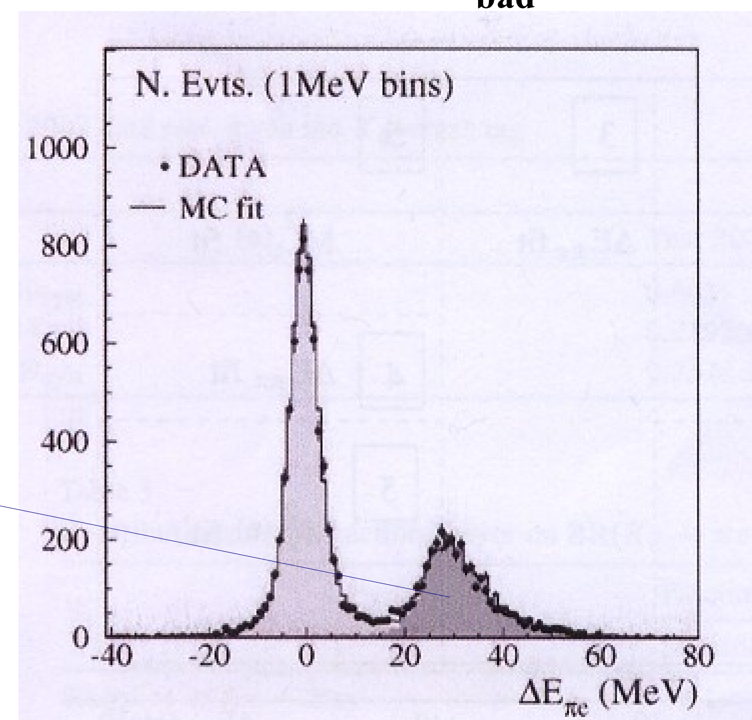
Si usa come variabile discriminante $\Delta E_{\pi e} = E_{miss} - p_{miss}$

Nei decadimenti $K_S \rightarrow \pi e \nu$ energia e momento mancante sono quelli del neutrino, e ΔE_{miss} deve essere distribuita intorno a zero.

Il fondo residuo è dominato da eventi $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, ma ci sono anche eventi in cui un pione decade in un muone prima di entrare nella zona tracciante (eventi $\pi\mu$) o in cui una traccia è mal ricostruita ($\pi\pi_{bad}$)



background



candidati $K_S \rightarrow \pi^- e^+ \nu$

candidati $K_S \rightarrow \pi^+ e^- \nu$

VARIABILI CINEMATICHE DI DISCRIMINAZIONE

Si usano 5 variabili cinematiche per discriminare il background

$\Delta E_{\pi e}$

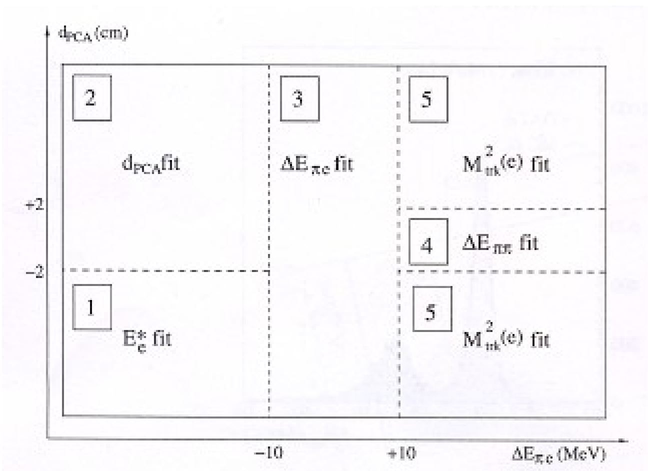
d_{CPA} **: differenza parametro impatto delle due tracce con IP. Il background, tranne eventi $\pi\pi\gamma$, ha distribuzione piatta. $\pi\pi\gamma$ e segnale sono piccati a zero (buona ricostruzione vertice).**

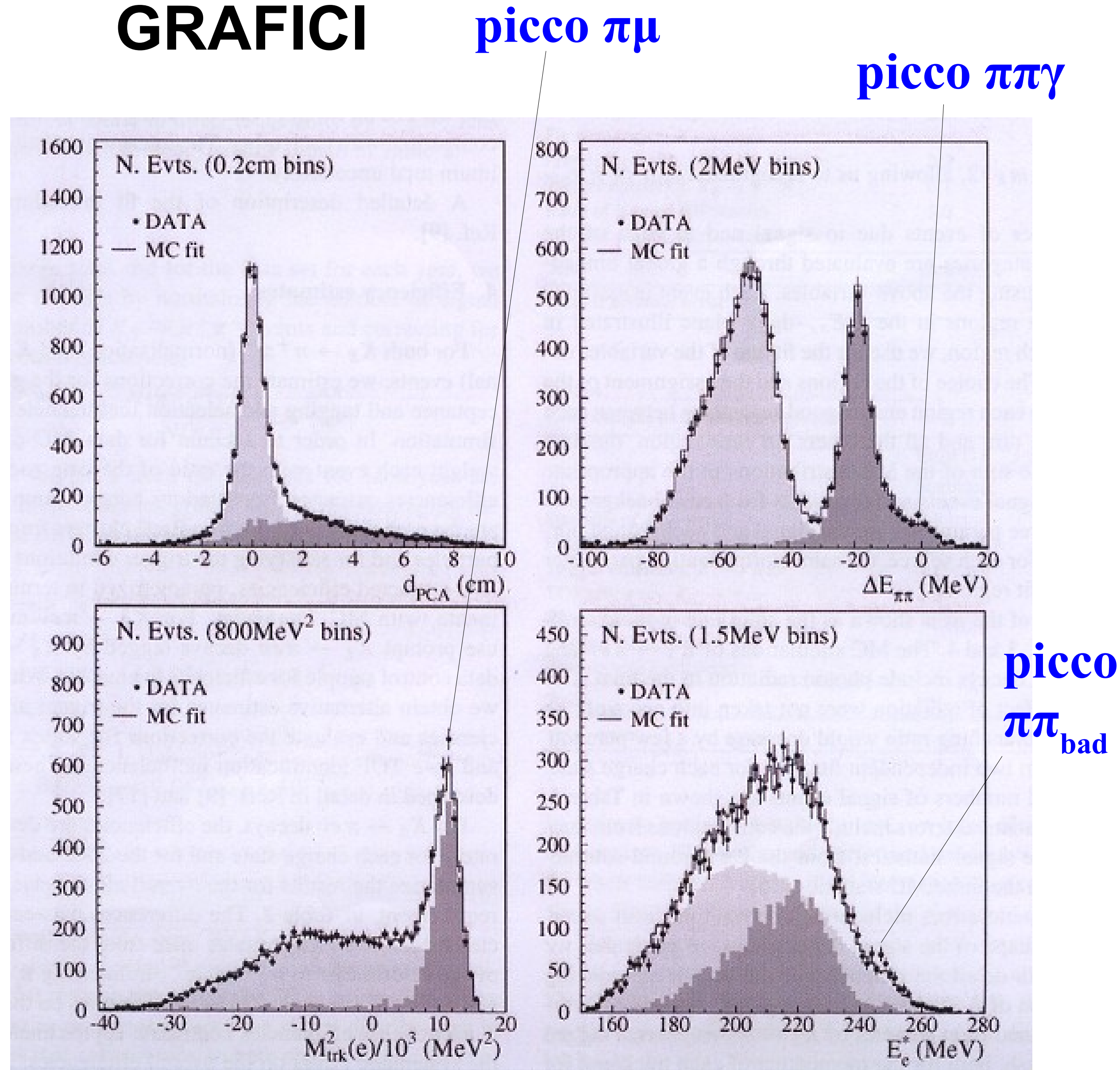
$M^2_{trk}(e)$ **: massa quadra di una traccia identificata come elettrone da TOF. Permette di discriminare eventi $\pi\mu$, che piccano a m^2_μ**

$\Delta E_{\pi\pi}$ **: analogo a $\Delta E_{\pi e}$ ma nell'ipotesi $\pi\pi$. Permette di discriminare eventi $\pi\pi\gamma$, che piccano intorno a zero.**

$E^*_{\pi(e)}$ **: energia della traccia identificata come un π(e) dal TOF, calcolata nel sistema di riposo K_S usando come ipotesi la massa del pione. Identifica eventi $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, piccano attorno a $m_K/2$, discrimina eventi con tracce mal ricostruite.**

GRAFICI





Zona di fit divisa in cinque parti, ognuna con una variabile cinematica di fit.

La funzione di fit è la MC per il segnale sommata con quella per il background. **I parametri liberi sono la normalizzazione reciproca tra segnale e fondo.** **Tener conto in MC dei $K_S \to \pi^+\pi^-$, $\pi e \nu$ con radiazione fotonica negli stati finali migliora di alcuni punti percentuali il risultato per il BR.**

RISULTATI SPERIMENTALI

$$R_{e+} = \frac{\Gamma(K_S \to \pi^- e^+ \nu)}{\Gamma(K_S \to \pi^- \pi^+)} = (5,099 \pm 0,082_{stat} \pm 0,039_{syst}) \times 10^{-4}$$

NORMALIZZAZIONE

$$R_{e-} = \frac{\Gamma(K_S \to \pi^+ e^- \overline{\nu})}{\Gamma(K_S \to \pi^- \pi^+)} = (5,083 \pm 0,073_{stat} \pm 0,042_{syst}) \times 10^{-4}$$

K_S decay	Selection efficiency	
	Year 2001	Year 2002
$\pi^+\pi^-$	$0.5954 \pm 0.0004_{\rm stat} \pm 0.0010_{\rm syst}$	$0.6035 \pm 0.0004_{\rm stat} \pm 0.0010_{\rm syst}$
$\pi^- e^+ \nu$	$0.2139 \pm 0.0019_{\rm stat} \pm 0.0014_{\rm syst}$	$0.2197 \pm 0.0012_{\rm stat} \pm 0.0021_{\rm syst}$
$\pi^+ e^- \bar{\nu}$	$0.2252 \pm 0.0016_{\rm stat} \pm 0.0009_{\rm syst}$	$0.2328 \pm 0.0011_{\rm stat} \pm 0.0011_{\rm syst}$

$$\underline{A_S} - A_L = 4(\Re\delta + \Re x_-)$$

$$\underline{A_S} + A_L = 4(\Re\epsilon - \Re y)$$

$A_S = (1,5 \pm 9,6_{stat} \pm 2,9_{syst}) \times 10^{-3}$

KLOE

ALTRI ESPERIMENTI
(KTeV, CPLEAR...)

$\mathrm{Re}\,(x\_) = (-0,8 \pm 2,4_{stat} \pm 0,7_{syst}) \times 10^{-3}$ $\Delta S = \Delta Q$, CPT viol.

$\mathrm{Re}\,(y) = (0,4 \pm 2,4_{stat} \pm 0,7_{syst}) \times 10^{-3}$ CPT viol.

INPUT SPERIMENTALI BELL-STEINBERGER

	Value	Source
τ_{K_S}	0.08958 ± 0.00005 ns	PDG [14]
τ_{K_L}	50.84 ± 0.23 ns	KLOE average
$m_L - m_S$	$(5.290 \pm 0.016) \times 10^9$ s^{-1}	PDG [14]
$\mathrm{BR}(K_S \to \pi^+\pi^-)$	0.69186 ± 0.00051	KLOE average
$\mathrm{BR}(K_S \to \pi^0\pi^0)$	0.30687 ± 0.00051	KLOE average
$\mathrm{BR}(K_S \to \pi\ell\nu)$	$(11.77 \pm 0.15) \times 10^{-4}$	KLOE [6]
$\mathrm{BR}(K_L \to \pi^+\pi^-)$	$(1.933 \pm 0.021) \times 10^{-3}$	KLOE average
$\mathrm{BR}(K_L \to \pi^0\pi^0)$	$(0.848 \pm 0.010) \times 10^{-3}$	KLOE average
ϕ_{+-}	$(43.4 \pm 0.7)^\circ$	PDG [14]
ϕ_{00}	$(43.7 \pm 0.8)^\circ$	PDG [14]
$R_{S,\gamma}$ ($E_\gamma > 20$MeV)	$(0.710 \pm 0.016) \times 10^{-2}$	E731 [18]
$R^{\mathrm{th-IB}}_{S,\gamma}$ ($E_\gamma > 20$MeV)	$(0.700 \pm 0.001) \times 10^{-2}$	KLOE MC [19]
$\lvert\eta_{+-\gamma}\rvert$	$(2.359 \pm 0.074) \times 10^{-3}$	E773 [17]
$\phi_{+-\gamma}$	$(43.8 \pm 4.0)^\circ$	E773 [17]
$\mathrm{BR}(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0)$	0.1262 ± 0.0011	KLOE average
η_{+-0}	$((-2 \pm 7) + i(-2 \pm 9)) \times 10^{-3}$	CPLEAR [10]
$\mathrm{BR}(K_L \to 3\pi^0)$	0.1996 ± 0.0021	KLOE average
$\mathrm{BR}(K_S \to 3\pi^0)$	$< 1.5 \times 10^{-7}$ at 95% CL	KLOE [5]
ϕ_{000}	uniform from 0 to 2π	
$\mathrm{BR}(K_L \to \pi\ell\nu)$	0.6709 ± 0.0017	KLOE average
$A_L + A_S$	$(0.5 \pm 1.0) \times 10^{-2}$	$K_{\ell 3}$ average
$\mathrm{Im}(x_+)$	$(0.8 \pm 0.7) \times 10^{-2}$	$K_{\ell 3}$ average

RISULTATI SPERIMENTALI BELL-STEINBERGER

Re $(\bar{\varepsilon})=(159{,}6\pm1{,}3)\mathrm{x}10^{-5}$ — violazione CP

Im $(\delta)=(0{,}4\pm2{,}1)\mathrm{x}10^{-5}$ — violazione CPT

KLOE

MISURA VIOLAZIONE CPT COMPATIBILE CON ZERO

da $$\delta = \frac{1}{2}\frac{(m_{\overline{K}_0}-m_{K_0})-(i/2)(\Gamma_{\overline{K}_0}-\Gamma_{K_0})}{\Delta m+i\Delta\Gamma/2}$$

Assumendo $\Gamma_{\overline{K}^0}-\Gamma_{K^0}=0$ **si ha (95% CL)**

$$-5,3\times10^{-19}<(m_{\overline{K}^0}-m_{K^0})<6.3\times10^{-19}GeV$$

cioè $$\frac{m_{K^0}-m_{\overline{K}^0}}{m_K}<10^{-18}$$

in confronto $$\frac{m_{B^0}-m_{\overline{B}^0}}{m_B}<10^{-14} \qquad \frac{m_p-m_{\overline{p}}}{m_p}<10^{-8}$$

REFERENZE

Neutral Kaon Interferometry at a Φ-factory
A. Di Domenico
http://www.roma1.infn.it/people/didomenico/roadmap/handbook.html

CP and CPT violation in neutral kaon decays
Luciano Maiani (Rome U. & INFN, Rome & CERN) . LNF-92-043-P, May 1992

Study of the branching ratio and charge asymmetry for the decay $K_S \to \pi e \nu$ with the KLOE detector
Physics Letters B, Volume 636, Issues 3-4, 11 May 2006, Pages 173-182
www.sciencedirect.com

Experimental tests of CPT symmetry and quantum mechanics in the neutral kaon system
A. Di Domenico
Seminar at LPHE - Ecole Polytechnique Federal de Lausanne, Feb. 15th, 2008; http://lphe.epfl.ch/seminar/ext_semin-en.php

BACKUP SLIDES

TEOREMA CPT

Spazio-tempo 4-dimensionale → **riflessione assi = rotazione**

rotazione → **cambio segno tutte componenti 4-vettore**

quadricorrente $j_\mu = (\rho, \overrightarrow{j}) \xrightarrow{\mathbf{P}} (\rho, -\overrightarrow{j}) \xrightarrow{\mathbf{T}} (\rho, \overrightarrow{j})$

sotto C cambiano segno tutte componenti $j_\mu \xrightarrow{\mathbf{CPT}} -\overrightarrow{j_\mu}$

rotazione → **cambio segno tutte componenti 4-vettore assiale**

4-vettore assiale $a_\mu = (a_0, \overrightarrow{a}) \xrightarrow{\mathbf{C}} (a_0, \overrightarrow{a}) \xrightarrow{\mathbf{P}} (-a_0, \overrightarrow{a}) \xrightarrow{\mathbf{T}} (-a_0, -\overrightarrow{a})$

$$\Downarrow$$

Nel nostro spazio-tempo euclideo, CPT=riflessione dei 4 assi

CONSEGUENZE TEOREMA CPT

massa particella = valore aspettazione hamiltoniana in stato di quiete con una certa proiezione dello spin

$$m = \langle s_z | H | s_z \rangle$$

sotto CPT $|s_z\rangle \longrightarrow \langle \overline{-s_z}|$ $\quad \langle s_z| \longrightarrow |\overline{-s_z}\rangle$

PARTICELLA $\longrightarrow$ **ANTIPARTICELLA**

invarianza rotazioni: la massa non può dipendere dalla proiezione dello spin

$$\Downarrow$$

$$\mathbf{m = \overline{m}}$$

H EFFETTIVA E SIMMETRIE

CP $\left|K^0\right\rangle \rightarrow \left|\overline{K^0}\right\rangle \quad \left|\overline{K^0}\right\rangle \rightarrow \left|K^0\right\rangle$

T → **complesso coniugato**

CP

$$M \rightarrow \tau_1 M \tau_1$$

$$\Gamma \rightarrow \tau_1 \Gamma \tau_1$$

T

$$M \rightarrow M^*$$

$$\Gamma \rightarrow \Gamma^*$$

sviluppando in termini delle matrici di Pauli

$$M = c_0 1 + c_1\tau_1 + c_2\tau_2 + c_3\tau_3$$

$$\Gamma = c_0' 1 + c_1'\tau_1 + c_2'\tau_2 + c_3'\tau_3$$

si verifica

sotto CPT

$$H = (c_0 - \frac{i}{2}c_0')1 + (c_1 - \frac{i}{2}c_1')\tau_1 + (c_2 - \frac{i}{2}c_2')\tau_2 \pm \cancel{(c_3 - \frac{i}{2}c_3')\tau_3}$$

→ **per l'invarianza CPT $H_{11}=H_{22}$**

STATI SIMMETRICI E ANTISIMMETRICI

Momento angolare pari

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|K_0(+\overrightarrow{p})\rangle \left|\overline{K}_0(-\overrightarrow{p})\right\rangle + \left|\overline{K}_0(+\overrightarrow{p})\right\rangle |K_0(-\overrightarrow{p})\rangle)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_S(+\overrightarrow{p})\rangle \left|\overline{K}_S(-\overrightarrow{p})\right\rangle - \left|\overline{K}_L(+\overrightarrow{p})\right\rangle |K_L(-\overrightarrow{p})\rangle$$

$$-2\delta[\left|\overline{K}_S(+\overrightarrow{p})\right\rangle \left|\overline{K}_L(-\overrightarrow{p})\right\rangle + \left|\overline{K}_L(+\overrightarrow{p})\right\rangle \left|\overline{K}_S(-\overrightarrow{p})\right\rangle])$$

Momento angolare dispari

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|K_0(+\overrightarrow{p})\rangle \left|\overline{K}_0(-\overrightarrow{p})\right\rangle - \left|\overline{K}_0(+\overrightarrow{p})\right\rangle |K_0(-\overrightarrow{p})\rangle)$$

$$= \frac{N}{\sqrt{2}}(|K_S(+\overrightarrow{p})\rangle \left|\overline{K}_L(-\overrightarrow{p})\right\rangle - \left|\overline{K}_L(+\overrightarrow{p})\right\rangle |K_S(-\overrightarrow{p})\rangle)$$

ASIMMETRIE DI DECADIMENTO

$$A(f_1,t_1;f_2,t_2) = \frac{N}{\sqrt{2}}\{\langle f_1|T|K_S(t_1)\rangle \langle f_2|T|K_L(t_2)\rangle - \langle f_1|T|K_L(t_1)\rangle \langle f_2|T|K_S(t_2)\rangle\}$$

$$= \frac{N}{\sqrt{2}}\{\langle f_1|T|K_S\rangle \langle f_2|T|K_L\rangle e^{-i\lambda_S t_1} e^{-i\lambda_L t_2} - \langle f_1|T|K_L\rangle \langle f_2|T|K_S\rangle e^{-i\lambda_L t_1} e^{-i\lambda_S t_2}\}$$

$$\Downarrow$$

$$I(f_1,t_1;f_2,t_2) = C_{12}\{|\eta_1|^2 e^{-\Gamma_L t_1 - \Gamma_S t_2} + |\eta_2|^2 e^{-\Gamma_S t_1 - \Gamma_L t_2}$$

$$-2|\eta_1||\eta_2| e^{\frac{-(\Gamma_S+\Gamma_L)}{2}(t_1+t_2)} \cos(\Delta m(t_1-t_2)+\phi_2-\phi_1)\}$$

$$\eta_i \equiv |\eta_i e^{i\phi_i} = \frac{\langle f_i|T|K_L\rangle}{\langle f_i|T|K_S\rangle} \qquad C_{12} = \frac{|N|^2}{2} |\langle f_1|T|K_S\rangle \langle f_2|T|K_S\rangle|^2$$

$\Downarrow$ **integrando in $t_1 + t_2$ a Δt fissato**

$$I(f_1,f_2;\Delta t \geq 0) = \frac{C_{12}}{\Gamma_S+\Gamma_L}\{|\eta_1|^2 e^{-\Gamma_L \Delta t} + |\eta_2|^2 e^{-\Gamma_S \Delta t} \; -2|\eta_1||\eta_2| e^{\frac{-(\Gamma_S+\Gamma_L)}{2}\Delta t} \cos(\Delta m \Delta t + \phi_2 - \phi_1)\}$$

$$\Delta t < 0 \Rightarrow \Delta t \rightarrow |\Delta t|, 1 \leftrightarrow 2$$

si possono allora definire asimmetrie come la A_{CPT} che abbiamo introdotto

$$A(|\Delta t|) = \frac{I(f_1,f_2;\Delta t>0) - I(f_1,f_2;\Delta t<0)}{I(f_1,f_2;\Delta t>0) + I(f_1,f_2;\Delta t<0)}$$