



Misura di V_{us} nei decadimenti dei mesoni K e unitarietà della matrice CKM

Studente
Marco Bettiol

Professore
Paolo Gauzzi

13/06/2008

La teoria di Cabbibbo e la sua estensione

Introdotta per spiegare risultati sperimentali che sembravano violare l'universalità dell'interazione elettrodebole

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta_c & \sin \vartheta_c \\ -\sin \vartheta_c & \cos \vartheta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

dove
 $\sin \vartheta_c \approx 0.22$

Gli autostati delle interazioni deboli sono combinazioni lineari degli autostati di massa!

Kobayashi, Maskawa: estensione della matrice di mescolamento a tutte le tre famiglie di quark

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Matrice CKM: parametrizzazione e unitarietà

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{13} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

$$\vartheta_{12} \gg \vartheta_{23} \gg \vartheta_{13}$$

ponendo $s_{12} = \lambda \approx 0.22$

$$s_{23} = A\lambda^2$$

$$s_{13} = A\lambda^2\rho$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3\rho e^{i\delta} \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3[1 - \rho e^{-i\delta}] & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4)$$

dove δ è una fase che rompe la simmetria CP

Richiesta della conservazione della probabilità: l'unitarietà

$$\sum_j V_{ij}^+ V_{jk} = \sum_j V_{ji}^* V_{jk} = \delta_{ik}$$

Ipotesi su un'eventuale violazione dell'unitarietà

Richiesta: unitarietà matrice CKM \implies Implicazioni di un'eventuale misura:

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 - \Delta$$

Nel PDG 2004 $\Delta = (4.3 \pm 1.9) 10^{-3} > 2\sigma$

- Presenza di una nuova famiglia di quark pesanti

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 - |V_{uD}|^2$$

- Non universalità leptonica \implies Costanti di accoppiamento dei leptoni diverse

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\alpha^+ \left(\bar{U}_L V_{CKM} \gamma^\alpha D_L + \bar{e}_L \gamma^\alpha \nu_{eL} + \bar{\mu}_L \gamma^\alpha \nu_{\mu L} + \bar{\tau}_L \gamma^\alpha \nu_{\tau L} \right) + h.c.$$

- Possibilità di canali esotici di decadimento del μ \implies Non corretta estrazione del valore di G_F

- Effetti di loop quantici del bosone Z_χ , supersimmetria

La misura di V_{us}

Dunque fino ad ora $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 - \Delta$

Scopo esperimento: migliorare la precisione della misura di Δ per verificare l'eventuale unitarietà

I singoli elementi di matrice

V_{ud}

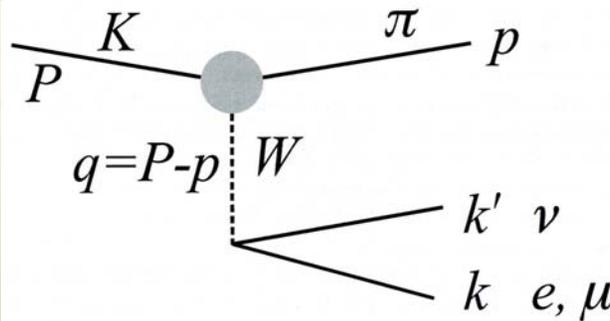
Da decadimenti beta
nucleari $0^+ \rightarrow 0^+$

$$V_{ud} = 0.97418(26)$$

I.S. Towner and J.C. Hardy, *Phys. Rev. C* 77
(2008) 025501

V_{us}

Da decadimenti
semileptonici dei kaoni



V_{us} = (obiettivo esperimento)

V_{ub}

Poiché

$$|V_{ub}|^2 \approx 1 \cdot 10^{-5}$$

sarà trascurato

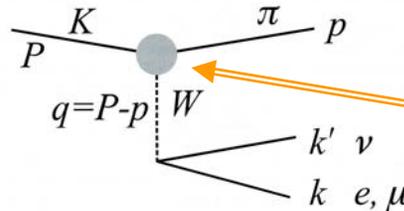
(da $B \rightarrow \pi l \nu$)

I decadimenti semileptonici dei K: i Fattori di Forma

Nei decadimenti dei kaoni semileptonici solo la parte vettoriale della corrente debole contribuisce all'elemento di matrice

$$\langle \pi | J_\alpha | K \rangle = \langle \pi | \bar{u} \gamma_\alpha s | K \rangle = f_+(t) (P + p)_\alpha + f_-(t) (P - p)_\alpha$$

dove P e p sono i quadrimpulsi del, rispettivamente, K e π (v. immagine), mentre $t = (P-p)^2 = M_K^2 + m_\pi^2 - 2ME_\pi$



I fattori di forma tengono conto della struttura non puntiforme degli adroni

Mettendo a fattor comune $f_+(0)$:

$$\langle \pi(p) | \bar{u} \gamma_\alpha s | K(P) \rangle = f_+(0) \cdot \left[(P + p)_\alpha \tilde{f}_+(t) + (P - p)_\alpha (\tilde{f}_0(t) - \tilde{f}_+(t)) \frac{\Delta_{K\pi}}{t} \right]$$

dove $\Delta_{K\pi} = M_K^2 - m_\pi^2$

$$f_-(t) \propto f_+(0) [\tilde{f}_0(t) - \tilde{f}_+(t)]$$

$$f_+(t) = f_+(0) \tilde{f}_+(t)$$

$\tilde{f}_+(t)$ è il FF vettoriale, $\tilde{f}_0(t)$ è il FF scalare

vale $\tilde{f}_+(0) = \tilde{f}_0(0) = 1$

Generalmente i FF si parametrizzano con un espansione in potenze oppure con un polo

$$\tilde{f}_{+,0}(t) = 1 + \lambda'_{+,0} \frac{t}{m^2} + \frac{1}{2} \lambda''_{+,0} \left(\frac{t}{m^2} \right)^2$$

$$\tilde{f}_{+,0}(t) = \frac{M_{V,S}^2}{M_{V,S}^2 - t}$$

I decadimenti semileptonici dei K

La larghezza parziale di decadimento semileptonico, comprendente la radiazione nello stato finale, è dato da: (assumendo l'universalità leptonica, $l = \mu, e$)

$$\Gamma(K_{l3(\gamma)}) = \frac{C_K^2 G_F^2 M_K^5}{192 \pi^3} S_{EW} |V_{us}|^2 |f_+(0)|^2 I_{Kl} \left(1 + \delta_K^{SU(2)} + \delta_{Kl}^{EM}\right)^2$$

Da ricavare con
BR e τ misurati
□ decadimento

Da ricavare con i FF
dal decadimento K_L

Scopo dell'esperimento

dalla teoria sono necessarie $f_+(0), S_{EW}, \delta_{kl}^{EM}, \delta_K^{SU(2)}$

dove:

$$C_K^2 = 1 \left(\frac{1}{2}\right) \text{ per } K^0 (K^\pm)$$

M_K è la massa del kaone in questione

$S_{EW} = 1.0232(3)$ e $\delta_{Kl}^{EM} < 0.1\%$ le correzioni, rispettivamente, universale e.d. a corte distanze ed e.m. a lunghe distanze

$f_+(0) = f_+^{K^0 \rightarrow \pi^\pm}(0) = 0.9644 \pm 0.0049$ ($\neq 1$ per la rottura di simmetria SU(3))

RBC/UKQCD collaboration P.A. Boyle et al., arXiv:0710.5136

$\delta_K^{SU(2)} = 2.36(22)\%$ la correzione di rottura di SU(2) (nel decadimento $K^- \neq K^0$)

I_{kl} è l'integrale sullo spazio delle fasi

Schema del procedimento dell'esperimento

1) Ricavare la $\Gamma(K_{\ell 3})$:

-Si trovano tutti i BRs relativi ai decadimenti del tipo $K_{\ell 3}$, dove $K = K_L, K_S, K^\pm$ ed $\ell = e, \mu$

-Si misurano i τ di ogni tipo di K

-Per ognuno dei possibili decadimenti $K_{\ell 3}$ trovo il Γ

$$\Gamma_{K_{\ell 3}} = \frac{BR(K \rightarrow \pi \ell \nu)}{\tau}$$

2) Derivare l'integrale $I_{K\ell}$:

-L'integrale sullo spazio delle fasi dipende dai parametri dei FF

- Si ottengono i parametri facendo un fit della distribuzione del q^2 scambiato

-Si combinano i diversi risultati

3) Stabilire l'elemento V_{us} :

- Si collocano i risultati appena ottenuti nell'equazione della pagina precedente, ricavando quindi V_{us}

DAΦNE

Collider di $e^+ e^-$ che opera ad un energia $E=M_\phi=1020$ MeV $e^+ e^- \rightarrow \phi \rightarrow \begin{cases} K_S + K_L & 34.0\% \\ K^+ + K^- & 49.3\% \end{cases}$

Φ factory \Rightarrow Fasci di puri, monocromatici ed "etichettati" K^\pm, K_S, K_L

$K_L K_S$

$\beta = 0.22$

$p^* = 110$ MeV/c

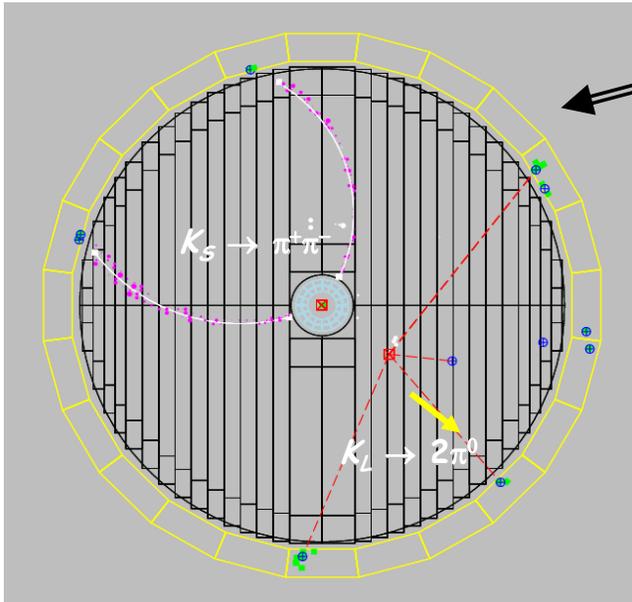
$\lambda_S = 6$ mm; $\lambda_L = 3.4$ m

$K^+ K^-$

$\beta = 0.245$

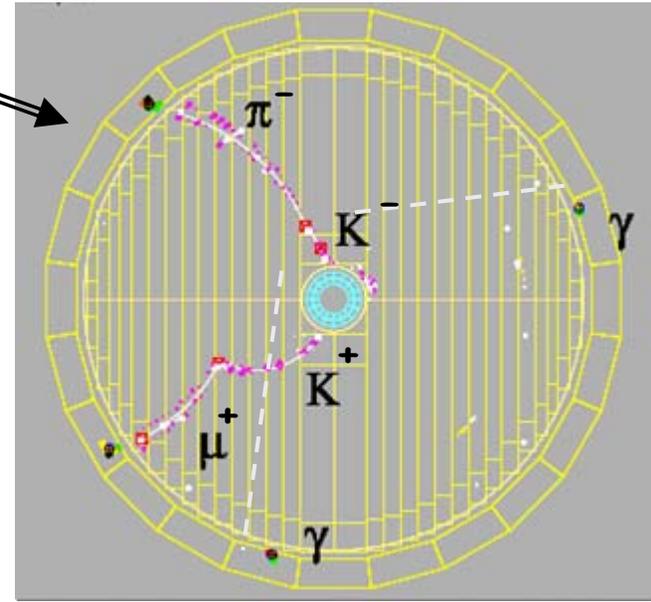
$p^* = 127$ MeV/c

$\lambda_\pm = 95$ cm



Tagging:

dall'osservazione di un tipo di K posso risalire con precisione alla direzione di volo del K complementare a quello osservato

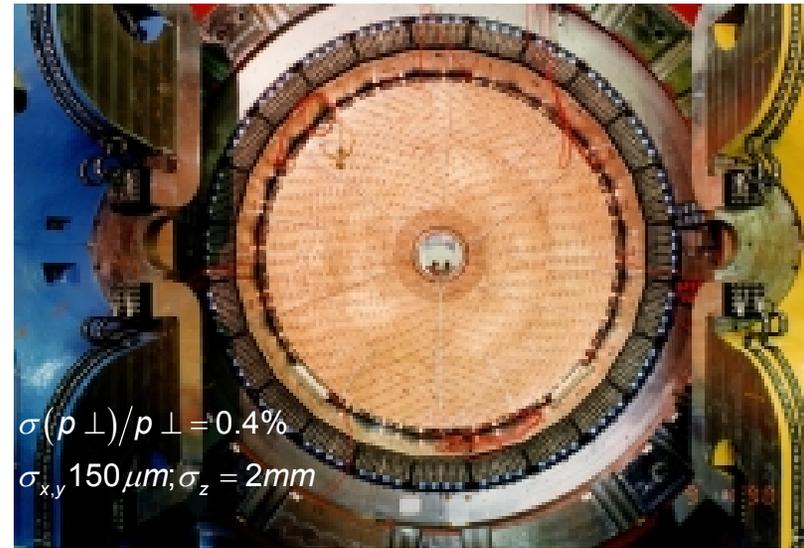
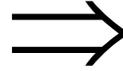


$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$

Tagging K_L : $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (69%) Tagging K_S : interazioni del K_L con il calorimetro

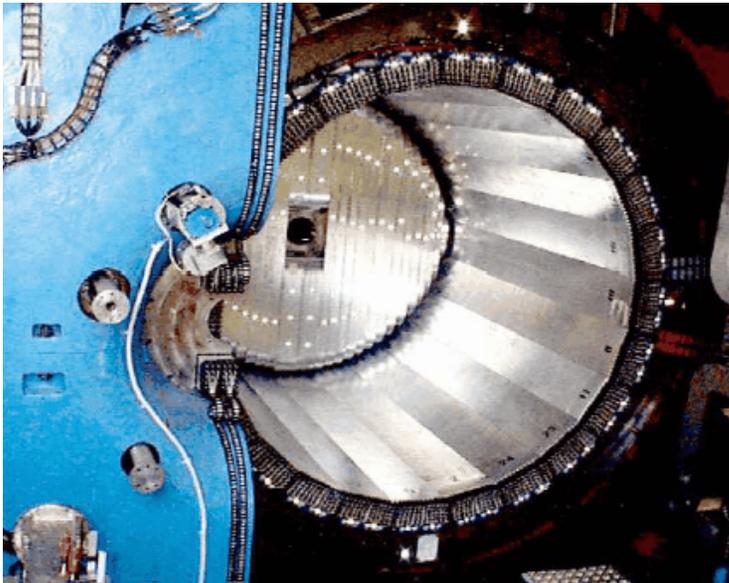
KLOE

Il rivelatore KLOE è costituito da una grande camera a deriva cilindrica, circondata da un calorimetro e.m., intorno a cui è posto un magnete superconduttore che gli fornisce un campo magnetico di 0.52 T

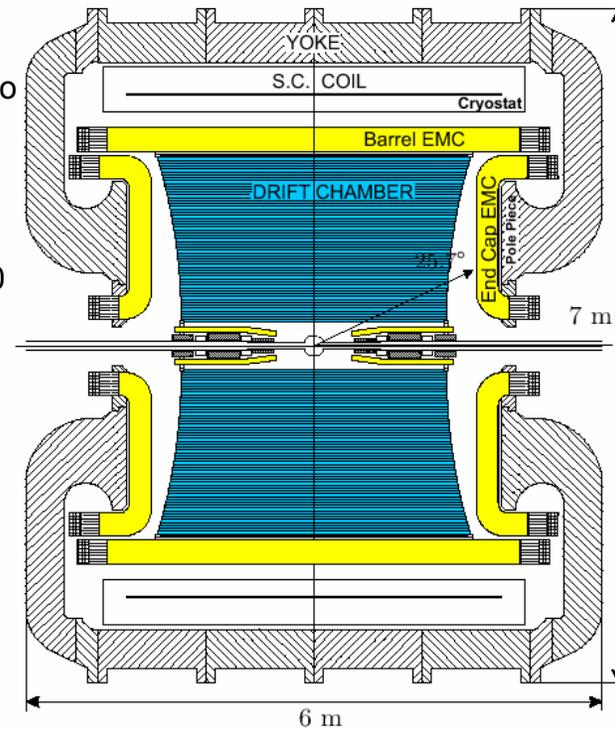


$$\sigma_E/E = 5.7\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$$

$$\sigma_t = 54/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 100\text{ps}$$

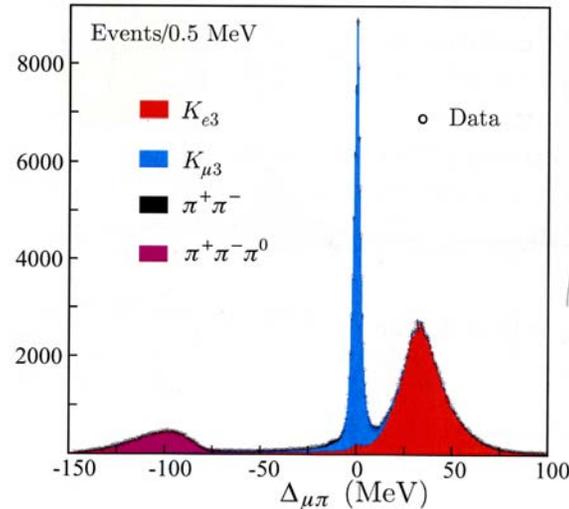


I dati mostrati nel seguito saranno relativi agli anni 2001-2002. La luminosità integrata di KLOE = 450 pb⁻¹. Si sono studiati i decadimenti "etichettati" di 140 milioni di K_S, 230 milioni di K_L, 340 milioni di K[±]



I decadimenti K_L : Misura di BR e τ

1) I decadimenti "carichi"



$$\left\{ \begin{array}{l} K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \\ K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu(\bar{\nu}) \\ K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\bar{\nu}) \\ K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \end{array} \right.$$

Tutti distinguibili! Si introduce la variabile

$$\Delta_{\mu\pi} = |\mathbf{p}_{miss}| - E_{miss}$$

dove $|\mathbf{p}_{miss}|$ ed E_{miss} sono l'impulso e l'energia mancanti nel decadimento

Definendo ora la

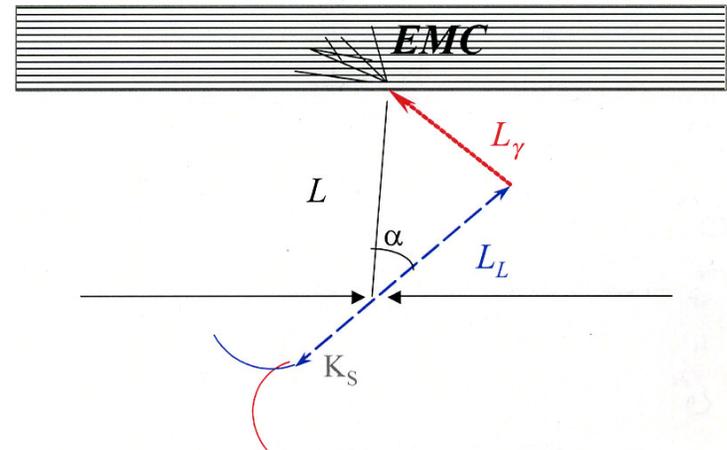
$$\Delta_{\mu\pi} = \min \left\{ \Delta_{\mu^- \pi^+}, \Delta_{\mu^+ \pi^-} \right\}$$

2) I decadimenti "neutri":

$$K_L \rightarrow 3\pi^0$$

$$K_L \rightarrow \gamma\gamma$$

Si ricostruiscono osservando la presenza nel calorimetro di fotoni che vengono da un unico vertice sulla traiettoria di K_L



(per il $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ si sfrutta anche la proprietà del decadimento a due corpi secondo cui gli impulsi nel c.m. sono noti)

I decadimenti K_L : Misura di BR e τ

Si determinano quindi tutti i BRs($K_L \rightarrow f$) ed il τ_L :

$$\begin{cases} BR(K_L \rightarrow f)/BR_0(K_L \rightarrow f) = 1 + 0.0128 ns^{-1} (\tau_L - \tau_{L,0}) \\ \sum_f BR(K_L \rightarrow f) = 1 \end{cases}$$

l'efficienza dipende da τ attraverso il volume fiduciale

Misura precedente (1972):

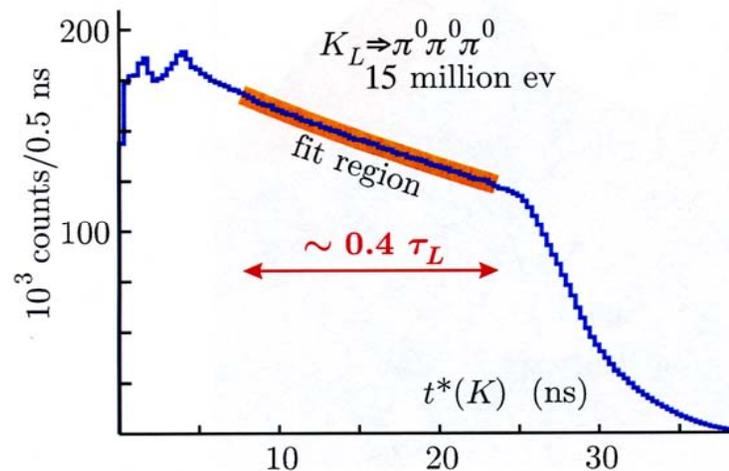
$$\tau_L = (51.54 \pm 0.44) ns$$

K.G. Vosburgh et al., *Phys. Rev. D* 6 (1972) 1834

unico risultato "importato" da KLOE

Parameter	Value	Correlation coefficients						
BR(K_{e3})	0.4008(15)							
BR($K_{\mu 3}$)	0.2699(14)	-0.31						
BR($3\pi^0$)	0.1996(20)	-0.55	-0.41					
BR($\pi^+\pi^-\pi^0$)	0.1261(11)	-0.01	-0.14	-0.47				
BR($\pi^+\pi^-$)	$1.96(2) \times 10^{-3}$	-0.15	0.50	-0.21	-0.07			
BR($\pi^0\pi^0$)	$8.49(9) \times 10^{-4}$	-0.15	0.48	-0.20	-0.07	0.97		
BR($\gamma\gamma$)	$5.57(8) \times 10^{-4}$	-0.37	-0.28	0.68	-0.32	-0.14	-0.13	
τ_L	50.84(23) ns	0.16	0.22	-0.14	-0.26	0.11	0.11	-0.09

Una verifica della bontà del tempo τ_L misurato nella modalità precedente potrebbe essere quella di fittare l'andamento del numero dei decadimenti K_L in $3\pi^0$ vs il tempo proprio



$$\tau(K_L) = 50.92 \pm 0.30 ns$$

I decadimenti K_S : Misura di BR e τ

BR($K_S \rightarrow \pi\pi$) = 69.2%
 BR($K_S \rightarrow \pi l \bar{l}$) = O(1%)



Necessità di un'ottima selezione degli eventi

I passo: il tempo di volo

Il passo: l'energia e l'impulso mancanti

$\delta t(m) = t_{cl} - L/c\beta(m)$ dove t_{cl} è il tempo di arrivo nel calorimetro, L è la lunghezza della traccia e $\beta(m)$ è la velocità della particella supposta di massa m

Definendo $d\delta_{t,e\pi} = \delta t(m_e)_1 - \delta t(m_\pi)_2$

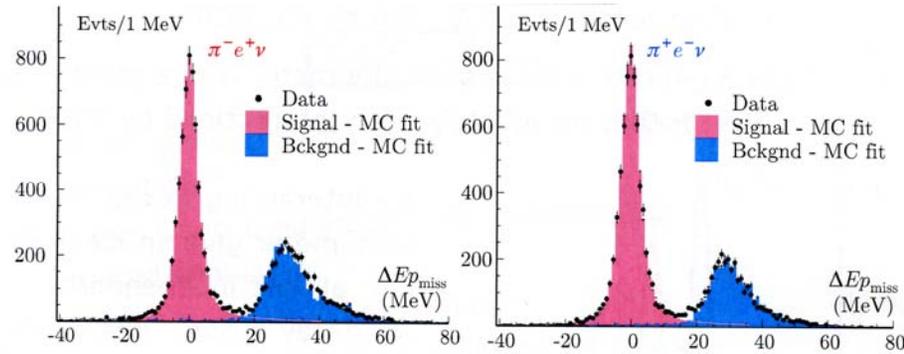
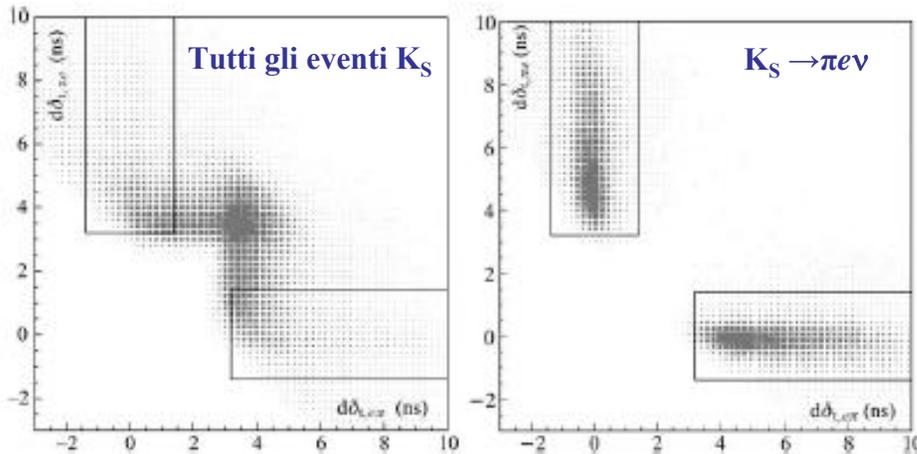
Se m_e ed m_π sono le masse effettive $\rightarrow d\delta_{t,e\pi} = 0$

Con la variabile

$\Delta E p_{miss} = E_{miss} - |p_{miss}|$

si riesce a ridurre ulteriormente il fondo

si farà in seguito un fit e, minimizzando il χ^2 , si troverà il numero degli eventi di fondo e di segnale



Si trova, sommando le 2 cariche: BR($K_S \rightarrow \pi e \nu$) = $(7.046 \pm 0.091) \cdot 10^{-4}$

Il valore di τ_S è stato preso da altri esperimenti: $\tau_S = (0.08958 \pm 0.00005) \text{ ns}$

NA48 collaboration, *Phys. Lett. B* 537 (2002)

KTeV collaboration, *Phys. Rev. D* 67 (2003)

Curiosità: misurata per la 1 volta l'asimmetria di carica del K_S semilept. : $A_S = (1.5 \pm 9.6_{stat} \pm 2.9_{sist}) \cdot 10^{-3}$

I decadimenti K^\pm : Misura di BR e τ

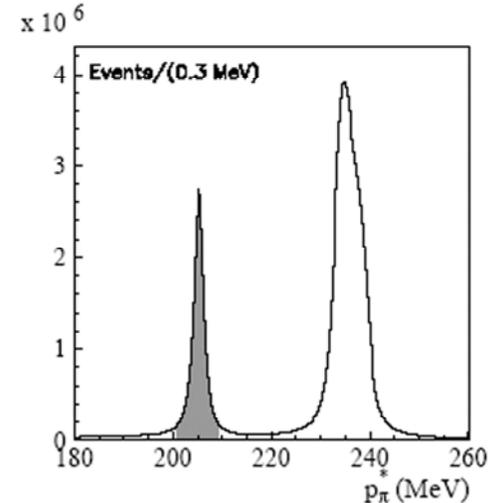
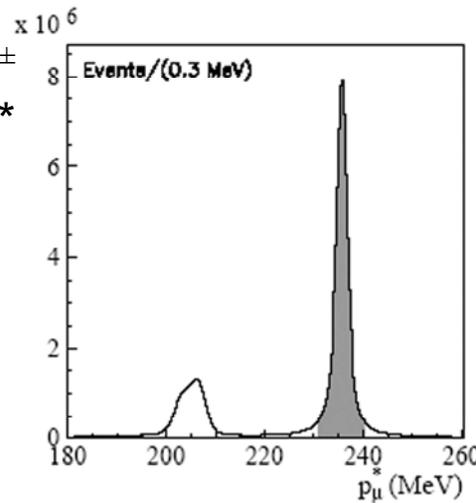
Anche in questo caso il processo cercato è soppresso ($BR(K^\pm \rightarrow \pi^0 \ell^\pm \nu)$ piccolo)

Poiché gli eventi maggioritari ($K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$) sono dei decadimenti a 2 corpi, p^* è determinato (utile inoltre per il tagging)

Dopo aver eliminato dall'evento il decadimento a due corpi, si richiede che il tempo di volo dei fotoni dal π^0 sia compatibile con la traccia del leptone.

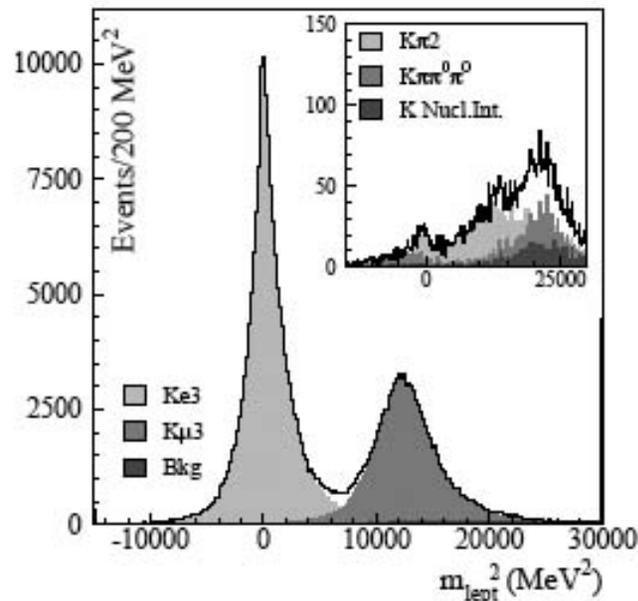
Ponendo infine la condizione

$$\Delta E_{p_{\text{miss}}} = E_{\text{miss}} - |p_{\text{miss}}| < 90 \text{ MeV}$$



Da $BR(K^\pm \rightarrow f)/BR_0(K^\pm \rightarrow f) = 1 - 0.0364 ns^{-1}(\tau_\pm - \tau_{\pm,0})$

si ha $BR(K_{e3}) = 0.0497(53)$ $BR(K_{\mu3}) = 0.03237(39)$



Due modi per il calcolo del τ^\pm :

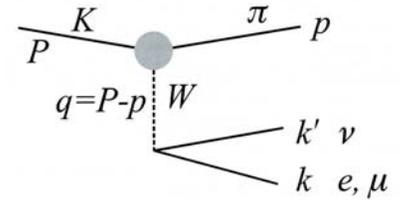
- Dalla lunghezza della traiettoria del kaone (tenendo conto della variazione della velocità dovuta alla perdita di energia per ionizzazione)
- Dalla misura del tempo di arrivo dei due fotoni dal decadimento $K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^\pm$

Risultato (mediando): $\tau^\pm = 12.347 \pm 0.030 \text{ ns}$

Calcolo dell'integrale $I_{K\ell}$: FF da $K_L \rightarrow \pi e \nu$

Viene trascurato $(P - p)_\alpha \propto m_e^2 \ll M_K^2 - m_\pi^2$

Grazie a tagli cinematici più selettivi ed alle informazioni dal calorimetro sul tempo di volo (le tracce dei π sono distinguibili da quelle degli e^-), si ottiene un campione ad altissima purezza di $K_L \rightarrow \pi e \nu$



Ricordando che $t = M_K^2 + m_\pi^2 - 2M_K E_\pi$

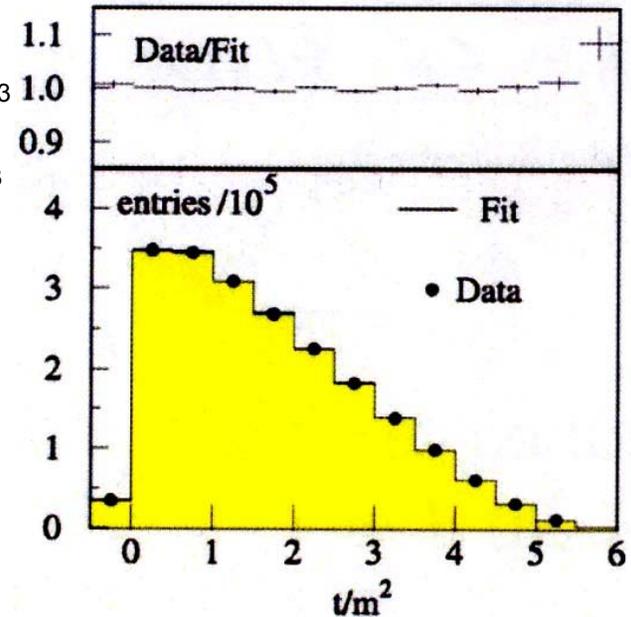
$$h(t) \propto \left[t^2 - 2t(M_K^2 + 2m_\pi^2) + (M_K^2 - m_\pi^2)^2 \right]^{3/2} \hat{f}_+(t)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \hat{f}_+(t) &= 1 + \lambda'_+ \frac{t}{m_\pi^2} + \frac{1}{2} \lambda''_+ \left(\frac{t}{m_\pi^2} \right)^2 \\ \hat{f}_+(t) &= \frac{M_V^2}{M_V^2 - t} \end{aligned} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{aligned} \lambda' &= (25.5 \pm 1.5_{stat} \pm 1.0_{syst}) \cdot 10^{-3} \\ \lambda'' &= (1.4 \pm 0.7_{stat} \pm 0.4_{syst}) \cdot 10^{-3} \\ M_V &= (870 \pm 6_{stat} \pm 7_{syst}) \text{ MeV} \end{aligned} \right.$$

λ' e λ'' sono correlati al 95%!

$$\lambda'_{polo} = (25.74 \pm 0.74) \cdot 10^{-3}$$

$$\lambda''_{polo} = (1.33 \pm 0.32) \cdot 10^{-3}$$



Calcolo dell'integrale $I_{K\ell}$: FF da $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$

Caso più complicato: ci sono 2 FF

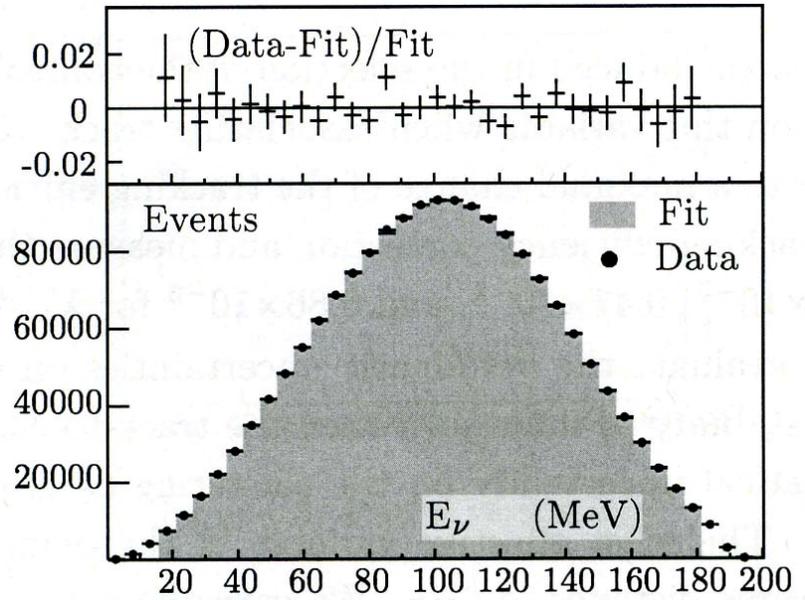
Si fa un fit della distribuzione dell'energia del neutrino ($E_\nu \in [16,181] \text{MeV}$) dopo aver integrato sull'energia del pione (più difficile distinzione μ / π)

Risultati:

$$\lambda' = \left(22.3 \pm 9.8_{stat} \pm 3.7_{syst} \right) \cdot 10^{-3}$$

$$\lambda'' = \left(4.8 \pm 4.9_{stat} \pm 1.6_{syst} \right) \cdot 10^{-3}$$

$$\lambda_0 = \left(9.1 \pm 5.9_{stat} \pm 2.6_{syst} \right) \cdot 10^{-3}$$

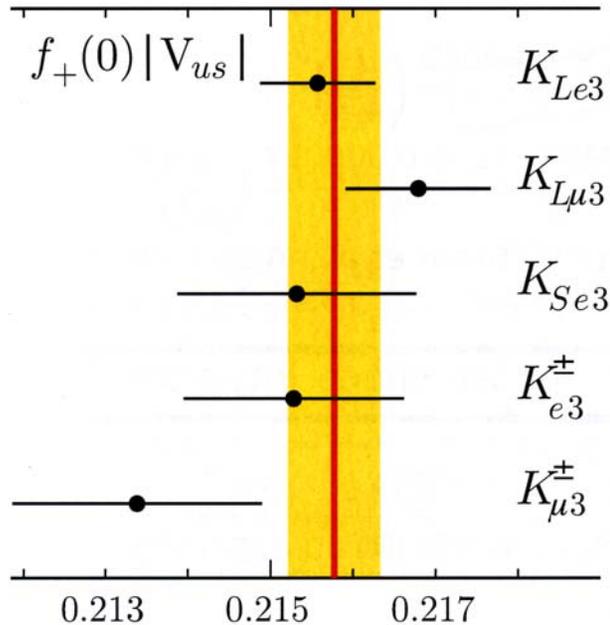


Si trovano gli stessi parametri del caso precedente

(gli adroni coinvolti rimangono gli stessi..)

I risultati

Riportando tutti i risultati ottenuti dai vari decadimenti semileptonici si ha:



mediando:

$$|f_+(0)V_{us}| = 0.2157 \pm 0.0006$$

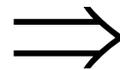


$$|V_{us}| = 0.2237 \pm 0.0013$$

Stima sperimentale di $\delta^{SU(2)}$: si calcola la differenza tra i risultati dei decadimenti dei K neutri e carichi:

$$|f_+(0)V_{us}|_{neutral} = 0.2159(6)$$

$$|f_+(0)V_{us}|_{charged} = 0.2145(13)$$

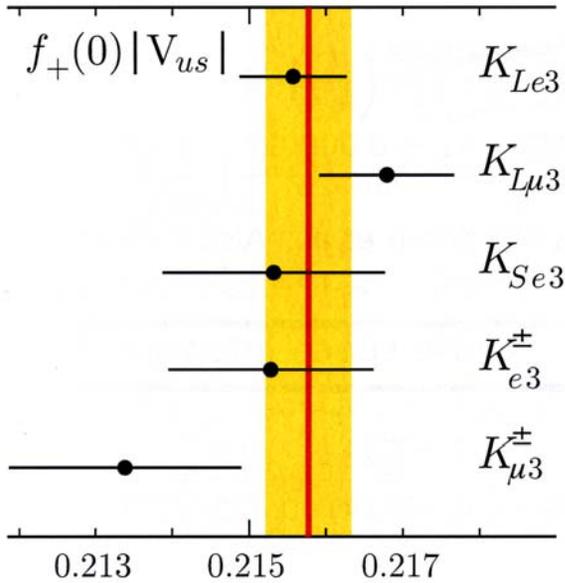


$$\delta_{exp}^{SU(2)} = 1.67(62)\%$$

$$\delta_{teor}^{SU(2)} = 2.36(22)\%$$

Test di universalità leptonica e il decadimento $K \rightarrow \mu \nu$

Comparando invece $|f_+(0)V_{us}|$ dei decadimenti K_{e3} e $K_{\mu3}$ possiamo testare l'universalità leptonica



$$r_{\mu e} = \frac{|f_+(0)V_{us}|_{\mu 3, \text{exp}}^2}{|f_+(0)V_{us}|_{e 3, \text{exp}}^2} = \frac{\Gamma_{\mu 3} I_{e 3} (1 + \delta_{Ke})^2}{\Gamma_{e 3} I_{\mu 3} (1 + \delta_{K\mu})^2}$$



$$r_{\mu e} = 1.000 \pm 0.008$$

Portano alla stessa V_{us} : hanno quindi la stessa costante d'accoppiamento: $(G_F)_{\mu} = (G_F)_e$

Grazie alla disponibilità di precisi valori delle costanti di decadimento $f_{\pi} f_K$, si trova un modo indipendente dalle precedenti considerazioni di stimare il rapporto V_{us}/V_{ud}

$$\frac{\Gamma(K_{\mu 2(\gamma)})}{\Gamma(\pi_{\mu 2(\gamma)})} = \frac{|V_{us}|^2 f_K^2 m_K (1 - m_{\mu}^2/m_K^2)^2}{|V_{ud}|^2 f_{\pi}^2 m_{\pi} (1 - m_{\mu}^2/m_{\pi}^2)^2} \cdot (0.9930 \pm 0.0035)$$

poiché

$$\Rightarrow \frac{f_K/f_{\pi}}{|V_{us}|} = 1.189 \pm 0.007$$

HPQCD Collaboration, E. Follana et al.,

Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 062002

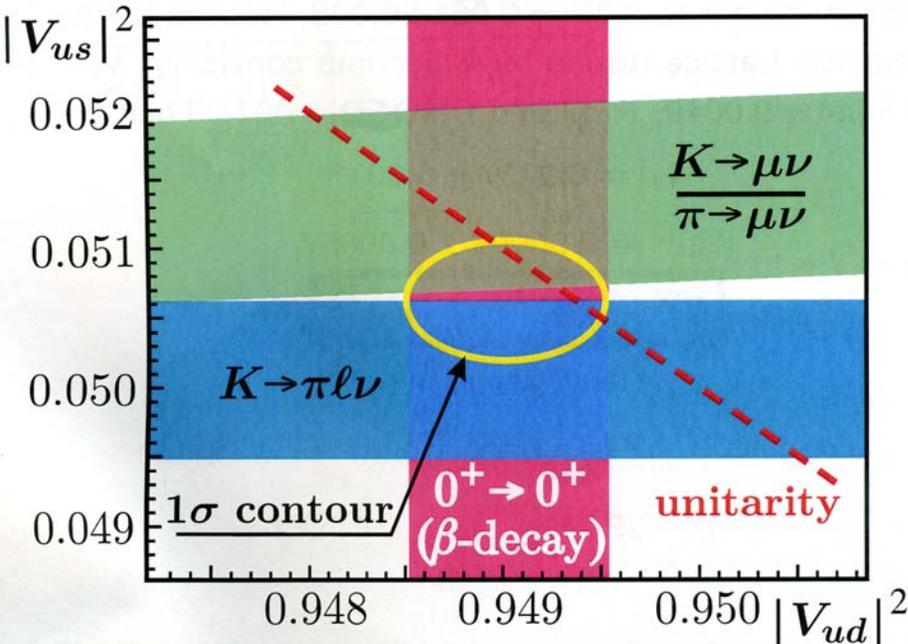
[arXiv:0706.1726]

Da decadimenti semileptonici $K \rightarrow \mu \nu$ $|V_{us}| = 0.2237 \pm 0.0013$

dove le $f_{K,\pi} : (J)_h^{\mu} = q^{\mu} f_{K,\pi} (M_{K,\pi}^2)$ sono note dalla teoria

Conclusioni

Si è calcolato l'elemento di matrice V_{us} dai decadimenti semileptonici e puramente leptonici del K



Combinando i due risultati con un fit:

$$1 - |V_{ud}|^2 - |V_{us}|^2 = 0.0004 \pm 0.0007 \approx 0.6\sigma$$

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9996 \pm 0.0007$$

$$|V_{us}| = 0.2249 \pm 0.0010$$

$$|V_{ud}| = 0.97417 \pm 0.00026$$

Ponendo il vincolo di unitarietà:

$$|V_{us}| = 0.2253 \pm 0.0007$$

$$|V_{ud}| = \sqrt{1 - |V_{us}|^2} = 0.97429 \pm 0.00017$$

$$\vartheta_c = 13.02^\circ \pm 0.06^\circ$$

precedente risultato (PDG 2006)

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9992 \pm 0.0010$$

(in più in KLOE l'unico dato esterno è stato τ_S)

Bibliografia

1. KLOE collaboration, F. Ambrosino et al., $|V_{us}|$ and lepton universality from kaon decays with the KLOE detector, JHEP 04 (2008) 059.
2. W. E. Burcham and M. Jobes, *Nuclear and Particle Physics*, Pearson, 2008
3. KLOE collaboration, F. Ambrosino et al., *Measurement of the $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$ form factor parameters with the KLOE detector*, JHEP 12 (2007) 105.
4. KLOE collaboration, F. Ambrosino et al., *Measurement of the absolute branching ratios for semileptonic K^\pm decays with the KLOE detector*, JHEP 02 (2008) 098.
5. KLOE collaboration, F. Ambrosino et al., *Measurement of the form-factors slopes for the decays $K_L \rightarrow \pi e \nu$ with the KLOE detector*, Phys. Lett. B 636 (2006) 166-172.
6. W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), J. Phys. G 33, 1 (2006) and 2007 partial update for edition 2008 November 29, 2007
7. P. Franzini, *Unitarity and Universality from Kaons with KLOE*, April 2008, seminario
8. KLOE collaboration, F. Ambrosino et al., *Study of the branching ratio and charge asymmetry for the decay $K_S \rightarrow \pi e \nu$ with the KLOE detector*, Phys. Lett. B 636 (2006) 173-182
9. KLOE collaboration, F. Ambrosino et al., *Measurement of the absolute branching ratio for the $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu(\gamma)$ decay with the KLOE detector*, Phys. Lett. B 632 (2006) 76-80



Appendice

Risposte ad eventuali domande

Il fit dei BRs

Per definizione il BR è dato dal rapporto degli eventi favorevoli sugli eventi complessivi:

$$BR(K \rightarrow f) = \frac{N_f}{N_{tot}}$$

Nel caso di una misura sperimentale si dovrà tener conto dell'efficienza della misura. In particolare, studiando il caso dei decadimenti del K:

$$BR(K \rightarrow f) = \frac{N_f}{N_{tag}} = \frac{N_f^{mis}}{\varepsilon_{FV} \varepsilon_{sel}} \cdot \frac{\varepsilon_{tag}}{N_{tag}^{mis}}$$

Nella simulazione Monte Carlo si suppone un certo tempo τ_0 e, quindi, una certa ε_{FV}^0 :

$$\varepsilon_{FV} = \varepsilon_{FV}^0 \left[1 + 0.0128 ns^{-1} (\tau^0 - \tau^{mis}) \right]$$

Andando a sostituire:

$$BR(K \rightarrow f) = BR_0(K \rightarrow f) \left[1 - 0.0128 ns^{-1} (\tau_0 - \tau) \right]$$

dove si è sfruttato: $\frac{1}{1+x} \approx 1-x$ per $x \ll 1$

Come ricavare la traccia del K da un singolo γ

Dall'impulso del K_S si conosce la direzione di volo del K_L (α)

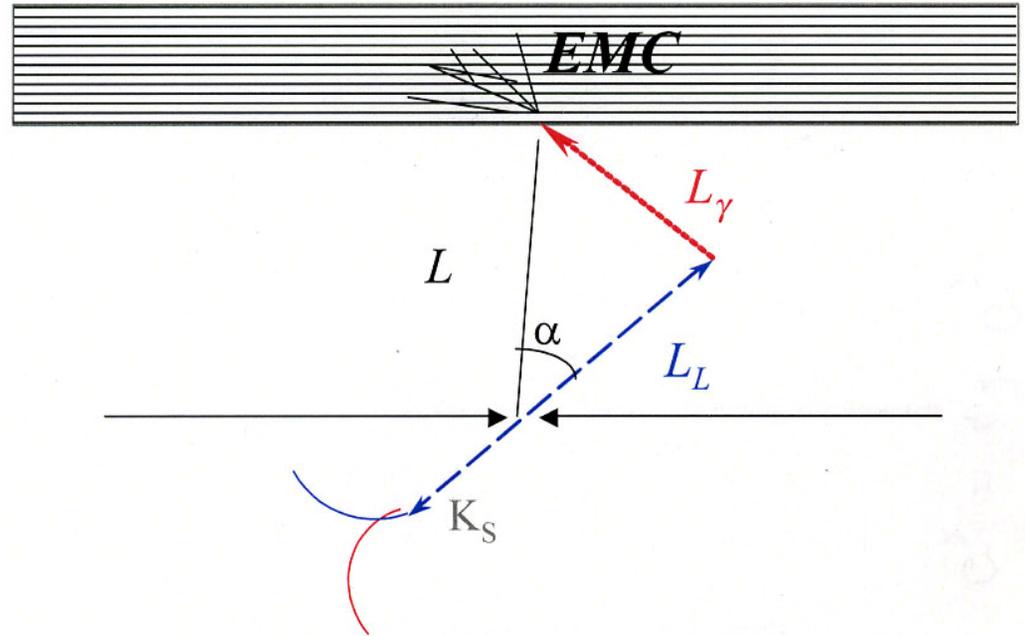
Si misurano L e t (tempo di arrivo del fotone)

$$t = \frac{L_L}{\beta_k} + L_?$$

$$L_?^2 = L^2 + L_L^2 - 2LL_L \cos \alpha$$

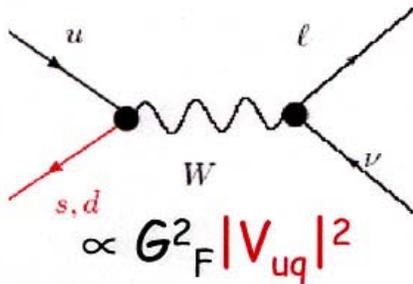
È un'equazione di II grado di cui una soluzione è negativa

Il triangolo è quindi determinato



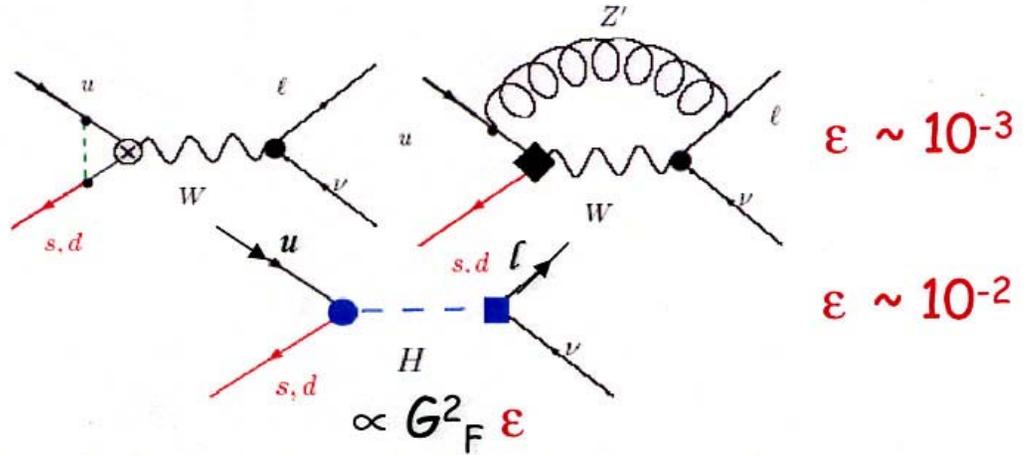
Il modello standard e la “nuova fisica”

Modello standard



+

“Nuova fisica”



Ricordiamo che nel modello standard l'accoppiamento debole è dato da

$$G_{CKM}^2 = (|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2) G_F^2$$