

CP violation in NA48 experiment

Fisica nucleare e subnucleare II

Prof. Carlo Dionisi

Anno Accademico 2004-2005

Introduzione¹

Le simmetrie giocano un ruolo essenziale nella fisica, e si dice che una teoria ha una simmetria se le sue leggi sono invarianti sotto determinate trasformazioni. L'importanza delle simmetrie nella fisica risiede nel fatto che (come mostrato dalla matematica tedesca Emmy Noether nel 1917) associata ad una simmetria della teoria c'è sempre una quantità fisica conservata. In linea con il teorema di Noether la simmetria dello spazio-tempo sotto rotazioni e traslazioni fissa la conservazione del momento angolare e dell'impulso.

Nel 1957 Wu, Ambler, Hayward, Hoppes, e Hudson, nello studio dei decadimenti nucleari β , e successivamente Garwin, Lederman, e Weinrich nei decadimenti dei π e dei μ , diedero la dimostrazione della violazione di parità e della coniugazione di carica. In seguito, nel 1964 con lo studio dei decadimenti di $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$, Christenson, Cronin, Fitch e Turlay mostrarono che anche la simmetria CP viene violata dalle interazioni deboli ($CP_K \neq CP_{2\pi}$).

L'interesse rivolto allo studio della violazione di CP risiede nel fatto che viene considerata una delle 3 cause della asimmetria tra materia e antimateria nell'universo (insieme anche alla non conservazione del numero barionico) in ogni caso la violazione di CP prevista dallo Standard Model è troppo piccola per spiegare la forte asimmetria tra materia e antimateria osservata ($M/A \sim 10^8$). Questo spinge a ricercare gli effetti della "nuova fisica" proprio nei processi di violazione di CP.

1. Sistema Particella-Antiparticella

Cerchiamo di ottenere rapidamente il formalismo necessario per "ricavare" quali grandezze sperimentalmente osservabili potrebbero indicare una violazione di CP.

Ricordiamo che CP deve essere una trasformazione unitaria. Se indichiamo con $|a\rangle$ e $|b\rangle$ due qualunque stati fisici, allora:

- $CP |a\rangle = |a_{CP}\rangle \quad CP |b\rangle = |b_{CP}\rangle$
- $\langle a|b\rangle = \langle a_{CP}|b_{CP}\rangle \quad \Rightarrow \quad (CP)^\dagger(CP) = 1$

Al contrario, l'operatore T di inversione temporale deve essere antiunitario, e quindi:

¹ Mi scuso se alcuni punti possono risultare poco chiari, e per i numerosi errori di ortografia, conti, altro, sicuramente commessi in quanto segue

- $T|a\rangle = |a_T\rangle \quad T|b\rangle = |b_T\rangle$
- $\langle a|b\rangle = \langle a_T|b_T\rangle^* \quad \Rightarrow \quad (T)^\dagger(T) = 1$

Consideriamo ora una particella neutra isoscalare, P^0 a riposo e la sua antiparticella $\overline{P^0}$, e prendiamo in esame gli stati $|P^0\rangle$, e $|\overline{P^0}\rangle$. Questi avranno un numero quantico di flavour definito con segno opposto $F = +1$ per $|P^0\rangle$ e $F = -1$ per $|\overline{P^0}\rangle$ (nel caso dei K $F =$ stranezza).

Assumiamo che entrambi gli stati siano autostati dell'hamiltoniana forte ed elettromagnetica:

$$\begin{cases} (H_{Strong} + H_{em})|P^0\rangle = m_0|P^0\rangle \\ (H_{Strong} + H_{em})|\overline{P^0}\rangle = \overline{m_0}|\overline{P^0}\rangle \end{cases}$$

dove m_0 è la massa a riposo delle due particelle. Dall'invarianza CPT risulta: $m_0 = \overline{m_0}$

quindi la massa a riposo di una particella e della sua antiparticella coincidono.

Se ora accendiamo l'interazione debole V , P può decadere in stati con diversi flavours (processi con $|\Delta F| = 1$) o può oscillare in P - \overline{P} (processi con $|\Delta F| = 2$). Possiamo quindi scrivere un qualunque stato $|\psi(t)\rangle$ soluzione dell'equazione di Schroedinger in questa forma:

$$\begin{cases} i \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = (H_{Strong} + H_{em} + V) |\psi(t)\rangle \\ |\psi(t)\rangle_{sol} = \alpha(t)|P^0\rangle + \beta(t)|\overline{P^0}\rangle + \sum_f \gamma_f(t)|f\rangle \end{cases}$$

Si può dimostrare che è possibile disaccoppiare l'equazione di Schroedinger per $\alpha(t)$, $\beta(t)$ e $\gamma_f(t)$, dove:

$$\begin{cases} H_0 = H_{Strong} + H_{em} \\ a(t) = \alpha(t)e^{-iH_0 t} \\ b(t) = \beta(t)e^{-iH_0 t} \\ c_f(t) = \gamma_f(t)e^{-iH_0 t} \end{cases}$$

Esprimendo tutti i processi in termini di $a(t)$ e $b(t)$:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \ddot{\mathbf{E}} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = (\mathbf{M} - i \frac{\tilde{\mathbf{A}}}{2}) \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}$$

dove le matrici \mathbf{M} e $\mathbf{\Gamma}$ sono hermitiane 2×2 e dove \mathbf{M} rappresenta la matrice di massa, e $\mathbf{\Gamma}$ rappresenta la matrice di decadimento, e i vettori di stato sono $|P^0\rangle$, e $|\overline{P^0}\rangle$.

² Si può dimostrare (vedi T.D. Lee) che se consideriamo $V \ll H_0$, applicando la teoria delle perturbazioni possiamo scrivere:

Assumiamo l'invarianza della simmetria CPT, dal momento che con alcune assunzioni di base, non è possibile costruire una teoria di campo auto-consistente, che non conservi la simmetria CPT. Da questa, (cedi T.D. Lee) si può dimostrare che $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$ e $M_{11} = M_{22} = M$. Ora, le equazioni per $a(t)$ e $b(t)$ si possono scrivere:

$$\begin{cases} i \frac{\partial}{\partial t} a(t) = \Lambda a(t) + \Lambda_{12} b(t) \\ i \frac{\partial}{\partial t} b(t) = \Lambda_{21} a(t) + \Lambda b(t) \end{cases}$$

Le cui soluzioni valgono:

$$\begin{cases} a(t) = C_+ e^{-i\lambda_+ t} + C_- e^{-i\lambda_- t} \\ b(t) = \frac{1}{\Lambda_{12}} [C_+ (\lambda_+ - \Lambda) e^{-i\lambda_+ t} + C_- (\lambda_- - \Lambda) e^{-i\lambda_- t}] \\ \lambda_{\pm} = \Lambda \pm \sqrt{\Lambda_{12} \Lambda_{21}} \end{cases}$$

Avremo quindi per uno stato iniziale $|P^0\rangle$ o $|\bar{P}^0\rangle$ puro, $a(t)$ o $b(t)$, e $C_- = C_+ = 1/2$.

Consideriamo solamente $|P^0\rangle$ e $|\bar{P}^0\rangle$, non considerando i termini $|f\rangle$, allora la soluzione dell'equazione di Schrodinger può essere scritta in questo modo:

$$\begin{cases} |P^0(t)\rangle = a(t) |P^0\rangle + b(t) |\bar{P}^0\rangle = \frac{1}{2} [(e^{-i\lambda_+ t} + e^{-i\lambda_- t}) |P^0\rangle + \xi (e^{-i\lambda_+ t} - e^{-i\lambda_- t}) |\bar{P}^0\rangle] \\ |P^0(t)\rangle = \frac{1}{2} [e^{-i\lambda_+ t} (|P^0\rangle + \xi |\bar{P}^0\rangle) + e^{-i\lambda_- t} (|P^0\rangle - \xi |\bar{P}^0\rangle)] \\ \xi = \sqrt{\frac{\Lambda_{21}}{\Lambda_{12}}} \end{cases}$$

E possiamo quindi scrivere:

$$\begin{cases} |P_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\xi|^2}} [|P^0\rangle + \xi |\bar{P}^0\rangle] \\ |P_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\xi|^2}} [|P^0\rangle - \xi |\bar{P}^0\rangle] \\ \Lambda |P_{\pm}\rangle = \lambda_{\pm} |P_{\pm}\rangle \end{cases}$$

$$\begin{cases} M_{ij} = m_0 \delta_{ij} + \langle i | V | j \rangle + \sum_f P \left[\frac{\langle i | V | f \rangle \langle f | V | j \rangle}{m_0 - E_f} \right] \\ \tilde{A}_{ij} = 2\pi \sum_f \langle i | V | f \rangle \langle f | V | j \rangle \delta(m_0 - E_f) \end{cases}$$

$P =$ parte intera

Quindi gli stati $|P_{\pm}\rangle$ sono autostati di Λ con autovalori λ_{\pm} ³. E scrivendo $\lambda_{\pm} = m_{\pm} - \frac{i}{2}\Gamma_{\pm}$ dove abbiamo indicato con $m_{\pm} = \Re\lambda_{\pm} = M \pm \Re(\Lambda_{12}\Lambda_{21})^{\frac{1}{2}}$ e con $\Gamma_{\pm} = -2\Im\lambda_{\pm} = \Gamma \mp 2\Im(\Lambda_{12}\Lambda_{21})^{\frac{1}{2}}$, possiamo notare che gli stati $|P_{\pm}\rangle$ hanno masse e larghezze di decadimento ben definite. Al contrario degli stati $|P^0\rangle$ e $|\overline{P^0}\rangle$ che oscillano l'uno nell'altro.

$$|P^0(t)\rangle = \frac{1}{\xi} f_-(t) |P^0\rangle + f_+(t) |\overline{P^0}\rangle = \frac{\sqrt{1+|\xi|^2}}{2\xi} [|P_+\rangle e^{-i\lambda_+ t} + |P_-\rangle e^{-i\lambda_- t}]$$

1.1. Violazione di CP

Consideriamo ora il caso in cui uno stato iniziale $P^0(t)$ decada in stati finali f autostati di CP. L'ampiezza per questo decadimento sarà data banalmente da $|\langle f | V | P^0(t) \rangle|^2$, e da $|\langle f | V | \overline{P^0(t)} \rangle|^2$ se lo stato iniziale è il c.c. e avremo quindi:

$$\begin{cases} R_f \propto |f_+(t)|^2 + |f_-(t)|^2 \xi \frac{\overline{A_f}}{A_f} + 2\Re[\xi \frac{\overline{A_f}}{A_f} f_+(t)^* f_-(t)] \\ \overline{R_f} \propto \xi \frac{\overline{A_f}}{A_f} |f_+(t)|^2 + \frac{1}{\xi} |f_-(t)|^2 + \frac{2}{|\xi|^2} \Re[\xi^* \frac{\overline{A_f}}{A_f} f_+(t)^* f_-(t)] \\ A_f = \langle f | V | P^0 \rangle \end{cases}$$

Dal momento che $CP |P^0\rangle = e^{i\theta_{CP}} |\overline{P^0}\rangle$ dobbiamo avere:

$$R_f = |\langle f | V | P^0(t) \rangle|^2 = |\langle f | (CP)^+ [(CP)V(CP)^+] (CP) | P^0(t) \rangle|^2$$

Ma $|f\rangle$ sono autostati di CP, e vale, quindi:

$$R_f = |\langle f | [(CP)V(CP)^+] | \overline{P^0(t)} \rangle|^2$$

Quindi, se CP è una simmetria delle interazioni deboli V deve valere:

$$R_f = |\langle f | [(CP)V(CP)^+] | \overline{P^0(t)} \rangle|^2 = |\langle f | V | P^0(t) \rangle|^2 = \overline{R_f}$$

Pertanto una qualunque deviazione da questo risultato denoterebbe una violazione di CP.

³ Si può dimostrare che se $|P_{\pm}\rangle$ fossero autostati di CP, allora varrebbe $CP |P_{\pm}\rangle = \pm |P_{\pm}\rangle$ (o equivalente mente, con uno swap di $|P_+\rangle \leftrightarrow |P_-\rangle$, $CP |P_{\pm}\rangle = \pm (-1) |P_{\pm}\rangle$)

Questo si può ottenere in diversi casi, se $|A_f| \neq |\overline{A}_f|$, o se $\zeta \neq 1$. Nel primo caso abbiamo una violazione di CP nelle ampiezze di decadimento, nel secondo abbiamo una violazione nell'oscillazione.

Se la violazione di CP nell'oscillazione è piccola, $(|\zeta|-1)^2 \ll 1$, allora, dalla definizione di ζ abbiamo:

$$\frac{|\Im(M_{12}^* \Gamma_{12})|}{4|M_{12}|^2 + |\Gamma_{12}|^2} \ll 1$$

che corrisponde a considerare 3 possibilità:

- $|\sin(\varphi_\Gamma - \varphi_M)| \ll 1$
- $|\Gamma_{12} / M_{12}| \ll 1$
- $|M_{12} / \Gamma_{12}| \ll 1$

Dove $\varphi_\Gamma - \varphi_M$ sono le fasi degli elementi di matrice M_{12} e Γ_{12} . Nel caso del sistema di kaoni neutri, la condizione che si verifica è $|\sin(\varphi_\Gamma - \varphi_M)| \ll 1$, ma non nullo.

1.2. Sistema di kaoni neutri

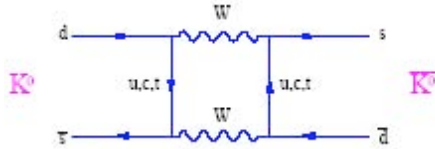
Sappiamo che, gli autostati delle interazioni forti ed elettromagnetiche sono costituiti dai K^0 e \overline{K}^0 . Tuttavia abbiamo visto che gli stati fisici che andiamo a “misurare” sono determinati da una sovrapposizione di questi stati ($|P^0(t)\rangle$ e il c.c da cui ricaviamo le ampiezze di decadimento). In particolare si distinguono i due stati di \mathbf{K} $K_S \equiv P_+$ e $K_L \equiv P_-$, con masse e larghezze di decadimento m_S, Γ_S e m_L, Γ_L . Se CP fosse una simmetria rispettata dalle interazioni deboli, allora K_S dovrebbe decadere solo in stati con CP = +1, mentre K_L dovrebbe decadere solo in stati con CP = -1, mentre, sappiamo sperimentalmente che questo non avviene, questo significa che $\zeta \neq 1$, e si può dimostrare che:

$$\begin{cases} \zeta = \sqrt{\frac{\Lambda_{21}}{\Lambda_{12}}} \approx (1 - 2\varepsilon)e^{-i\varphi_\Gamma} \\ \varepsilon = \frac{|M_{12}| |\Gamma_{12}| \sin(\varphi_\Gamma - \varphi_M)}{4|M_{12}|^2 + |\Gamma_{12}|^2} \left(1 + i \frac{2|M_{12}|}{|\Gamma_{12}|}\right) \end{cases}$$

E gli stati fisici $K_S \equiv P_+$ e $K_L \equiv P_-$, valgono, pertanto:

$$\begin{cases} |K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2-\Re\varepsilon}} [|K^0\rangle + (1-2\varepsilon)e^{-i\varphi_T} |\overline{K^0}\rangle] \\ |K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2-\Re\varepsilon}} [|K^0\rangle - (1-2\varepsilon)e^{-i\varphi_T} |\overline{K^0}\rangle] \end{cases}$$

Il Modello Standard prevede oscillazioni del tipo $|K^0\rangle \leftrightarrow |\overline{K^0}\rangle$ mediante grafici a box:



Tuttavia abbiamo visto che questo non è l'unico modo di violazione di CP. Esiste un altro meccanismo di violazione rappresentato dalla violazione nel decadimento, e costituisce una violazione diretta della simmetria CP.

Il decadimento in due pioni può avvenire soltanto in stati di isospin totale $I = 0$ o $I = 2$, essendo proibito lo stato $I = 1$ dalla statistica di Bose.

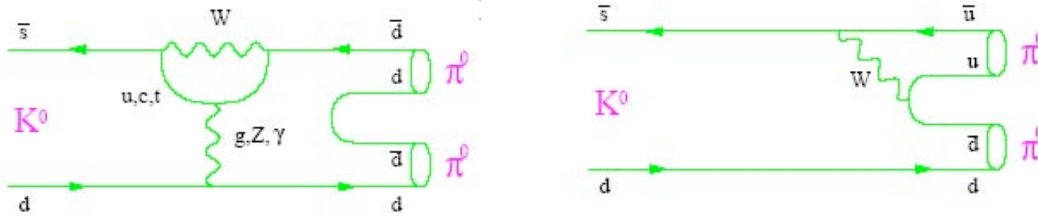
Decomponendo l'isospin, le ampiezze di decadimento assumono la forma:

$$\begin{cases} A_{+-} = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \pi^+\pi^-(I=0) | V | K^0 \rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \langle \pi^+\pi^-(I=2) | V | K^0 \rangle \\ \overline{A_{+-}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \pi^+\pi^-(I=0) | V | \overline{K^0} \rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \langle \pi^+\pi^-(I=2) | V | \overline{K^0} \rangle \\ A_{00} = -\sqrt{\frac{1}{3}} \langle \pi^0\pi^0(I=0) | V | K^0 \rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \pi^0\pi^0(I=2) | V | K^0 \rangle \\ \overline{A_{00}} = -\sqrt{\frac{1}{3}} \langle \pi^0\pi^0(I=0) | V | \overline{K^0} \rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \pi^0\pi^0(I=2) | V | \overline{K^0} \rangle \end{cases}$$

D'altra parte, abbiamo già visto che se $|\frac{\overline{A_{+-}}}{A_{+-}}| \neq 1$ o, equivalente mente se $|\frac{\overline{A_{00}}}{A_{00}}| \neq 1$, allora abbiamo una violazione della simmetria CP. Con alcuni passaggi algebrici, sfruttando l'invarianza CPT e la matrice S, notando (sperimentalmente) che $|a_2/a_0| \ll 1$, con $a_I = |\langle \pi\pi(I) | V | K^0 \rangle|$, vale:

$$\begin{cases} |\frac{\overline{A_{+-}}}{A_{+-}}| = |1 - 2\varepsilon'| \\ |\frac{\overline{A_{00}}}{A_{00}}| = |1 + 4\varepsilon'| \\ \varepsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \frac{a_2}{a_0} \right| \sin(\varphi_2 - \varphi_0) e^{i(\pi/2 + \delta_2 - \delta_0)} \end{cases}$$

Dove le fasi φ_k e δ_k con $k = 0, 2$, sono rispettivamente le fasi degli stati introdotte dalle interazioni deboli e forti, a ogni stato k . In definitiva, affinché ci sia violazione diretta di CP è necessario che $\sin(\varphi_2 - \varphi_0)$ e $\sin(\delta_2 - \delta_0)$ devono essere non nulli. Questo significa che devono esistere due processi che conducono agli stessi stati finali, ma con fasi forti, e deboli, differenti nei due processi, come ad esempio:



Ovvero un “tree diagram” e un “penguin diagram”, e analogamente per i π carichi.

In definitiva abbiamo visto che esistono due processi di rottura della simmetria CP. Uno, il modo indiretto, è legato al fatto che gli stati fisici che osserviamo (ricostruiti a partire dai decadimenti) sono composti da combinazioni lineari di autostati di CP $|P^+ \rangle$ e $|P^- \rangle$.

Al contrario, la violazione di simmetria CP diretta, è una caratteristica delle interazioni deboli. In questo caso la violazione di simmetria nasce dal fatto che $(CP)^+ V (CP) = V_{CP} \neq V$ (anche se possiamo ricondurre questo, ancora una volta a $[V, CP] \neq 0$) e al fatto che esistono due processi che portano allo stesso risultato (vedi figura precedente).

In definitiva, la violazione CP indiretta può essere ricondotta allo stato di mixing in cui si trovano le particelle K_L e K_S , mentre la violazione CP diretta è dovuta ai modi di decadimento di K_L e K_S .

Se vogliamo effettuare una misura della violazione di CP diretta, dobbiamo andare ad osservare le ampiezze dei vari processi di decadimento. Definiamo, quindi le seguenti grandezze:

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | V | K_L \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | V | K_S \rangle} = \frac{1 - \xi \frac{\overline{A_{+-}}}{A_{+-}}}{1 + \xi \frac{\overline{A_{+-}}}{A_{+-}}} \quad \eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | V | K_L \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | V | K_S \rangle} = \frac{1 - \xi \frac{\overline{A_{00}}}{A_{00}}}{1 + \xi \frac{\overline{A_{00}}}{A_{00}}}$$

(dalla cui misura è possibile ricavare ε , dalla definizione di ξ), legato alla frazione di eventi totali da BR ($K_j \rightarrow 2\pi$) = $|\langle 2\pi | V | K_j \rangle|^2 / \Gamma_j$ dove $j = L, K$. Dalla definizione di ξ e di

$$\left| \frac{\overline{A_{+-}}}{A_{+-}} \right| = |1 - 2\varepsilon'|$$

si giunge, dopo alcuni passaggi, alle relazioni⁴:

$$\eta_{+-} \approx \varepsilon + \varepsilon' \quad \eta_{00} \approx \varepsilon - 2\varepsilon'$$

Quindi, i decadimenti in π carichi o neutri dovrebbero essere differenti, a meno che $\varepsilon' = 0$.

⁴ Si può dimostrare che le fasi che intervengono nelle definizioni di ξ e di $\left| \frac{\overline{A_{+-}}}{A_{+-}} \right| = |1 - 2\varepsilon'|$ sono piccole, cosicché $e^{i\Omega} \approx 1$

Manipolando le espressioni precedenti si ottiene la relazione finale (per gli esperimenti):

$$\left| \frac{\eta_{+-}}{\eta_{00}} \right|^2 = 1 - 6\Re\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)$$

Se da un lato il parametro ε è indice di una violazione indiretta di CD, dall'altro ε' segnala una violazione diretta di CP, pertanto, negli esperimenti condotti nella verifica della violazione diretta di CP (E731, NA31, KTeV, NA48), si è cercato di misurare $\left| \frac{\eta_{+-}}{\eta_{00}} \right|^2$ per determinare il valore di $\Re(\varepsilon' / \varepsilon)$.

2. L'esperimento NA48

Da quanto emerso fino ad ora, il rapporto $\left| \frac{\eta_{+-}}{\eta_{00}} \right|^2$ può essere determinato dai BR. Mediante delle grandezze misurabili, la violazione di CP può essere rivelata da:

$$R \equiv \frac{N(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{N(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \frac{N(K_S \rightarrow \pi^- \pi^+)}{N(K_L \rightarrow \pi^- \pi^+)} \approx 1 - 6\Re\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)$$

e, come detto precedentemente, un valore di questo rapporto diverso dall'unità sarebbe una chiara evidenza di violazione CP.

Il principio della misura consiste proprio nel misurare il numero degli eventi di decadimento in ognuno di questi quattro modi, con un determinato intervallo di energia di K_L e K_S .

Misure simili erano state eseguite negli esperimenti precedenti. Mentre in E731, NA31, KTeV (1° edizione) queste misure sono state eseguite separatamente per i fasci di K_L e K_S , l'innovazione di NA48 sta nel fatto di essere riuscito a misurare questi 4 contributi, contemporaneamente, riducendo in questo modo alcuni errori dovute alle sistematiche.

In questo modo è possibile, infatti, eliminare le incertezze dovute alle intensità dei fasci, ridurre le "uncorrelated activities" causate principalmente dai K_L (intervengono allo stesso modo per le misure dei decadimenti di K_L e K_S).

Infine, i fasci di kaoni vengono prodotti da collisioni $p + \text{Be} \rightarrow K + X$. L'impulso dei protoni incidente è di circa 450 GeV, proveniente dall'SPS e produce, nella collisione con i nuclei di Be, oltre i fasci di K_L e K_S anche altre particelle cariche e neutre che devono essere, per quanto possibile, eliminate. L'energia dei kaoni prodotti è quindi compresa tra 70 e 170 GeV (vengono studiati solo quelli con energie comprese in questo intervallo, considerando bin di energia di 5 GeV).

2.1. Apparato sperimentale e modalità

2.1.1 *I fasci*

I fasci di kaoni vengono prodotti da protoni estratti dal CERN SPS, con impulso di 450 GeV/c. L'intensità dei fasci di protoni è di $1.1 \cdot 10^{12}$ particelle in bunch di 2.4 s, ogni 14.4 s.

Abbiamo detto, inoltre, che una delle innovazioni apportate da NA48 in questo esperimento è stato l'utilizzo di fasci contemporanei di K_S e K_L per effettuare la misura di R , che vengono prodotti con un impulso medio di 100 GeV. Se da un lato questo metodo consente misure più precise, dall'altro deve essere tenuto in considerazione il fatto che K_S e K_L hanno dei valori di $c\tau$ molto differenti ($c\tau_S \approx 2.68$ cm, $c\tau_L \approx 15.4$ m), questo significa che le lunghezze di decadimento per i due tipi di particelle sono estremamente differenti ($\lambda_S \approx 5.9$ m, $\lambda_L \approx 3.4$ km all'energia di 110 GeV). Per effettuare queste misure, quindi, vengono utilizzate 2 sorgenti, 1 posta a 126 m e l'altra 6 m prima della regione di decadimento.

I protoni che giungono dall'SPS incidono su una targhetta di Be (K_L target). Alcuni ($3 \cdot 10^7$ protoni) attraversano la targhetta di berillio senza interagire, altri, interagendo, producono un fascio secondario neutro (che sarà costituito praticamente solo di K_L subito prima di entrare nella regione di decadimento) ad un angolo di 2.4 mrad, con una divergenza di ± 0.13 mrad. Questo fascio attraversa 3 stadi di collimatori prima di giungere nella regione di decadimento. I protoni che non interagiscono, invece, vengono deviati mediante un "bent silicon mono-crystal" e vengono incanalati e verranno utilizzati per la produzione dei K_S , con l'interazione con una targhetta di Be, K_S target.

Il fascio di K_S prodotto (insieme ad altre particelle) forma un angolo di 4.2 mrad e ha una divergenza di 0.375 mrad, e passa attraverso un AKS (anti-contatore per i K_S), costituito da un insieme di 3 scintillatori costituenti un veto per i decadimenti dei K_S che avvengono prima della regione di decadimento. Gli angoli di produzione dei due fasci non sono casuali, ma sono stati scelti per avere uno spettro di momenti pressoché uguale per i K_L e i K_S .

I due fasci prodotti non sono, pertanto, paralleli, ma esiste una certa convergenza tra i due. Alla necessità di avere uno spettro in impulsi uguale (che richiede gli angoli sopra indicati) si aggiunge il fatto che se i due fasci fossero paralleli, e provenienti dallo stesso beam stream, non si potrebbero distinguere i decadimenti provenienti dai K_L e K_S . In particolare, il fascio dei K_S entra nella regione di fiducia di decadimento essendo traslato di 68 mm rispetto ai K_L , convergendo con un angolo di 0.6 mrad. I flussi che giungono a questo stadio sono $K_L \approx 1.5 \cdot 10^7$ particelle, e $K_S \approx 2 \cdot 10^2$ particelle per ogni bunch (ci sono 5 ordini di grandezza di differenza nei due casi, dovuto ai decadimenti esotici in 2π dei K_L).

La regione di decadimento è un tank a vuoto spinto ($< 3 \cdot 10^{-5}$ mbar) di 90 m oltre la quale è posizionato il detector principale.

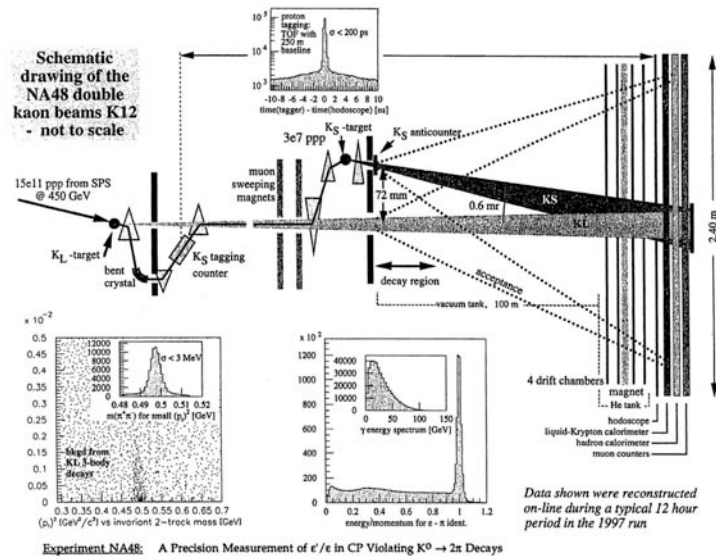


Fig2.1 Pianta dell'apparato sperimentale. Sono messi in evidenza i fasci di K_L e K_S

2.1.2 Il proton tagging

Abbiamo detto che i protoni che non interagiscono con il K_L target di berillio vengono estratti e vengono utilizzati per la produzione di K_S . Vedremo in seguito che per il decadimento di $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ la precisione della misura consente di capire se il vertice di decadimento proviene dal K_L beam o dal K_S beam, ma, in particolare per il processo $K \rightarrow \pi^0 \pi^0$ è necessario un "trigger" in più.

I protoni che attraversano il K_L target vengono taggati mediante un proton tagging counter, immediatamente dopo il bent cristall. Il proton tagging counter è connesso al main detector mediante una cloack, e se l'intervallo di tempo trascorso dal tagging di un protone e l'evento misurato nel main detector rientra all'interno di una finestra, allora l'evento è attribuito al K_S , altrimenti viene assegnato al K_L .

Il proton tagging consiste di due insiemi di 12 scintillatori in direzioni alternativamente orizzontali (NE-102a scintillator) e verticali (BC-418 scintillator) dello spessore di 4 mm, mentre la larghezza può variare tra 200 μm e 3000 μm , con una sovrapposizione di 50 μm per una migliore efficienza geometrica. La luce di scintillazione è trasmessa ad un fotomoltiplicatore R-2076 Hamamatsu. La risoluzione temporale media di un singolo contatore è di circa 180 ps, con la capacità di risolvere doppi picchi separati da 5 ns (questo fissa un dead-time nella rivelazione di protoni < 1% a 20 Mhz).

L'intervallo di tempo entro cui un evento viene taggato K_S in coincidenza con il passaggio di un protone è ± 2 ns. Naturalmente questo metodo non è privo di errori, ad esempio può capitare che un K_L venga rilevato entro 2 ns dal tagging di un protone e in questo caso sarebbe erroneamente identificato come un K_S .

Tuttavia è possibile testare l'efficienza di tale metodo mediante metodi Monte Carlo e osservare quanti eventi del tipo ipotizzato sopra, possono verificarsi. In questo caso, tuttavia, è possibile effettuare delle misure di efficienza del metodo non soltanto con le simulazioni, ma anche mediante test. Se infatti togliamo il K_S target avremo un fascio di soli K_L e verificare quanti eventi sono in

coincidenza con il tagging di un protone, e misurarne, così, l'efficienza (questo lavoro è stato svolto da Christin Wiedemann nel 2000 nel corso di un CERN Summer Student).

A questo metodo di misura è possibile affiancarne un altro mediante l'utilizzo dei decadimenti in pioni carichi. Dal momento che la precisione di misura dei vertici di decadimenti carichi è tale da distinguere il beam di provenienza, questo è un metodo di intercalibrazione.

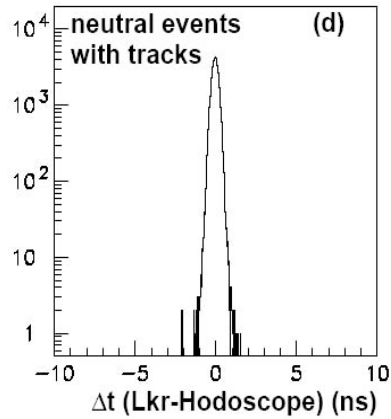
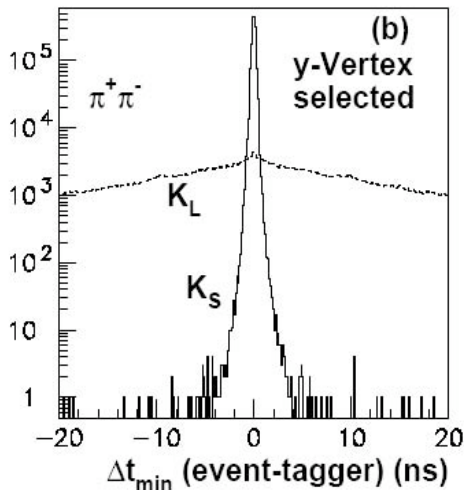


Fig
eventi
notare
scambiando K_L con un K_S $< 1\%$, e la frazione di eventi K_S scartati è diversi ordini di grandezza inferiore agli eventi accettati. d) Numero di eventi riconosciuti K_S con decadimenti in $2\pi^0$

2.2
carichi in coincidenza con il tagging di un protone. Si può che nell'intervallo utilizzato di ± 2 ns, l'errore commesso, diversi ordini di grandezza inferiore agli eventi accettati.

2.2. Main detector

Il detector principale assume il solito aspetto a strati, in cui si susseguono camere a deriva, calorimetri elettromagnetici e adronici e sistemi di rivelazione di muoni. A questi rivelatori "classici" si affiancano ulteriori rivelatori utilizzati come monitor e trigger.

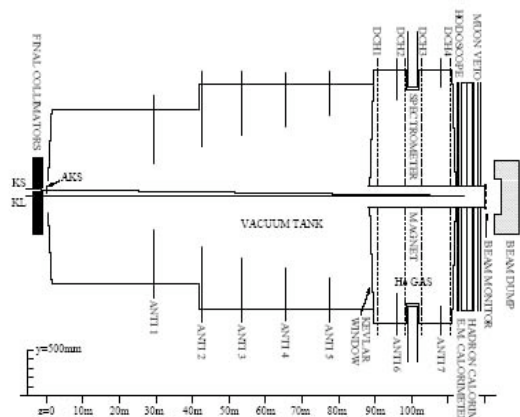
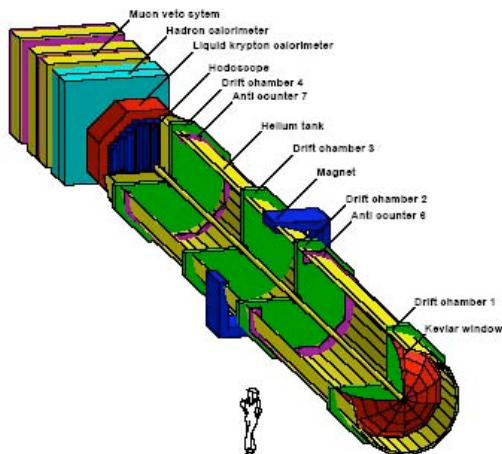


Fig. 2.3 Main detector in prospettiva e in pianta

2.2.1 Lo spettrometro magnetico e gli odoscopi

Le particelle cariche, prodotte dai decadimenti dei kaoni, possono essere identificate mediante la forza di Lorentz. Le particelle così prodotte vengono fatte passare attraverso uno spettrometro magnetico, posto immediatamente dopo la camera a vuoto.

Questo è lungo circa 22 m ed è composto di un dipolo magnetico e da un insieme di 4 camere a deriva. Il dipolo ha un'estensione di 2.45×2.4 m e produce un campo magnetico verticale con il valore massimo di 3.7 kGauss (0.37 T). Il kick orizzontale nel centro del magnete, è 265 MeV/c.

Due camere a deriva sono posizionate a monte dello spettrometro magnetico e hanno il compito di ricostruire la posizione del vertice di decadimento, altre due camere a deriva sono poste dopo lo spettrometro con il compito di misurare l'impulso e l'energia.

Le camere a deriva hanno una sezione ottagonale della dimensione 2.9 m e contengono 8 piani di 256 "sense wire", distanziati di 1 cm, orientati in 4 direzioni differenti, ortogonali all'asse del fascio, 0° , 90° , $+45^\circ$, -45° . I piani sono raggruppati in view di 2 piani con i fili orientati nella stessa direzione.

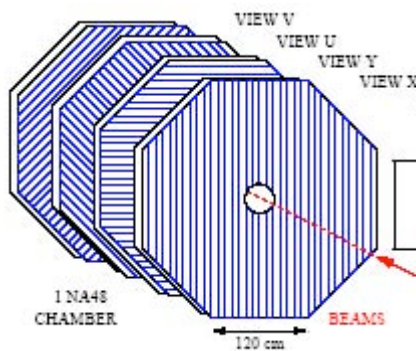


Fig. 2.4 Disposizione dei fili nelle camere a deriva

Il campo elettrico è prodotto da due piani di "field wire" posizionati a 3 mm da ogni lato dei piani di "sense wire". I piani di ogni view sono separati da una lastra di grafite di $22 \mu\text{m}$, coperta da un foglio di mylar che viene mantenuto sotto alta tensione. I "sense wires" hanno un diametro di $20 \mu\text{m}$ e sono costituiti di tungsteno ricoperto di oro. E la loro posizione è conosciuta con una precisione di $100 \mu\text{m/m}$, mentre la distanza relativa tra due fili formanti una cella è $< 10 \mu\text{m}$, con un parallelismo di $25 \mu\text{m/m}$, mentre i "field wires" sono costituiti da titanio ramato ricoperto di oro e hanno un diametro di $120 \mu\text{m}$.

Ogni camera a deriva è riempita di una miscela di Argon (50 %) e Etano (50%), con l'aggiunta di vapore acqueo ($\leq 1\%$). La corrente di soglia per la discriminazione è posta a $3 \mu\text{A}$ e fissa una efficienza della macchina al 99.5%.

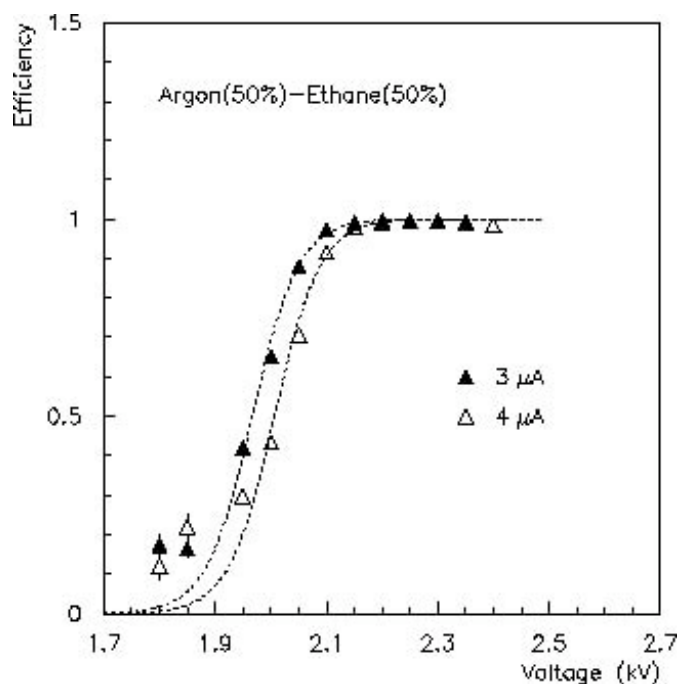


Fig. 2.5 Andamento dell'efficienza al variare della tensione dei fogli di mylar per una tensione di soglia per 3 e 4 μA

La risoluzione spaziale nella camera è di circa 90 μm (sia in X che in Y), mentre la risoluzione in impulso vale:

$$\frac{\sigma_p(p)}{p}(\%) = 0.47 \oplus 0.010p[\text{GeV}]$$

Per quanto riguarda la ricostruzione, due particelle vengono attribuite appartenere allo stesso vertice di decadimento se le due tracce si avvicinano ad una distanza < 3 cm. La risoluzione della posizione del vertice è tipicamente 50 cm nella direzione del fascio, e 2 mm nella direzione ortogonale. Dal momento che i due fasci sono separati da una distanza di circa 7 cm e convergono con un angolo di 0.6 mrad, gli eventi $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ sono perfettamente risolti da $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Nella rivelazione del passaggio di pioni carichi, lo spettrometro magnetico è associato agli odoscopi. Questi detectors costituiscono un trigger di primo livello per gli eventi $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

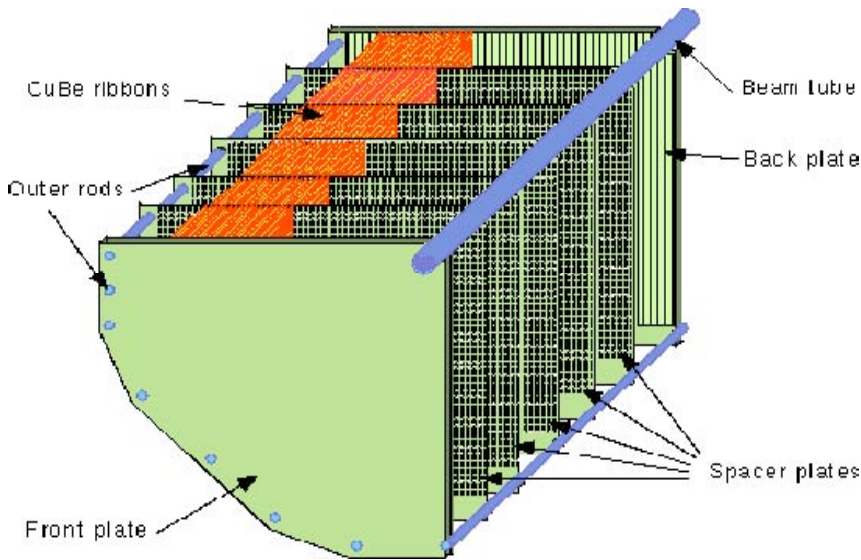
Sono costituiti da due piani di scintillatori, organizzati in 4 quadranti, da 64 strips orizzontali, e 64 verticali di contatori a scintillazione NE-110 di una larghezza variabile tra 6.5 e 10 cm. Il trigger richiede che siano presenti tracce in 2 opposte regioni dell'odoscopio. La risoluzione temporale è di circa 200 ps.

2.2.2 Il calorimetro elettromagnetico

Vedremo in seguito quali sono i background presenti in questo esperimento, per ora diciamo che mentre la rivelazione e l'identificazione del canale di decadimento per i pioni carichi non presenta grosse difficoltà, la rivelazione dei decadimenti in pioni neutri porta con sé una serie di problemi. Il calorimetro elettromagnetico preposto ad effettuare le misure di energia e impulso (vettoriale) dei pioni neutri (con energie dell'ordine di 60 GeV ciascuno), avendo misurato quelle

dei fotoni prodotti dai loro decadimenti (le cui energie media valgono circa 25 GeV) e deve avere un'ottima granularità e risoluzione in energia.

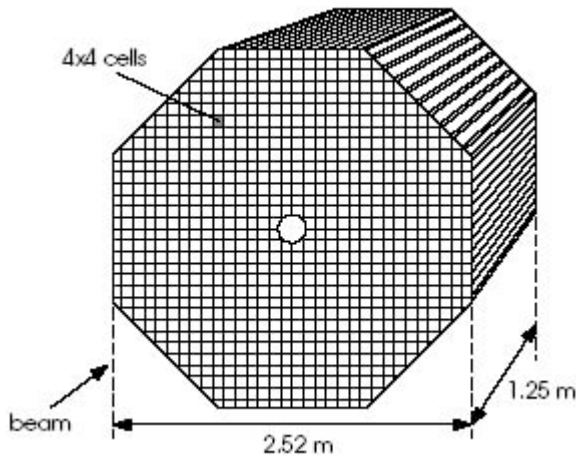
Il calorimetro elettromagnetico consiste di un detector riempito con 10 m³ di Krypton liquido (quasi puro), con cristalli della superficie di 2×2cm². Le sue dimensioni trasverse sono di 2.6 m, mentre la profondità (125 cm) corrisponde a circa 27 lunghezze di radiazione (X⁰ ≈ 4.7 cm), e raggio di Molire ≈ 4.7 cm. La geometria è proiettiva, con un'apertura massima di 10 mrad.



Per minimizzare il rumore, il segnale prodotto viene letto da JFET preamplificatori posizionati su back-plates, all'interno del Krypton e inviato al "Calorimeter Pipelines Digitisers" per il segnale finale, i quali generano un picco, con una larghezza a mezza altezza FWHM = 70 ns.

Gli elettrodi sono costituiti di nastri berillio ramato di 40 μm lungo la direzione del fascio, che sono disposti con un andamento a zig-zag (48 mrad) per ridurre le perdite di segnale quando la particella si spinge molto vicino agli elettrodi.

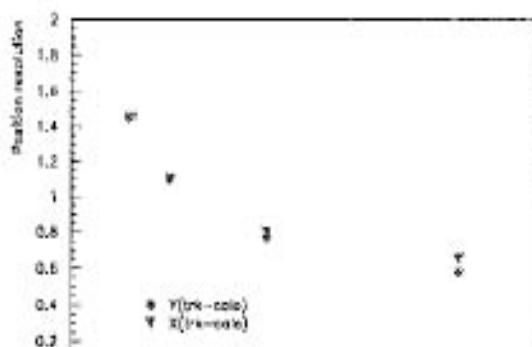
Gli elettrodi sono costituiti di nastri berillio ramato di 40 μm lungo la direzione del fascio, che sono disposti con un



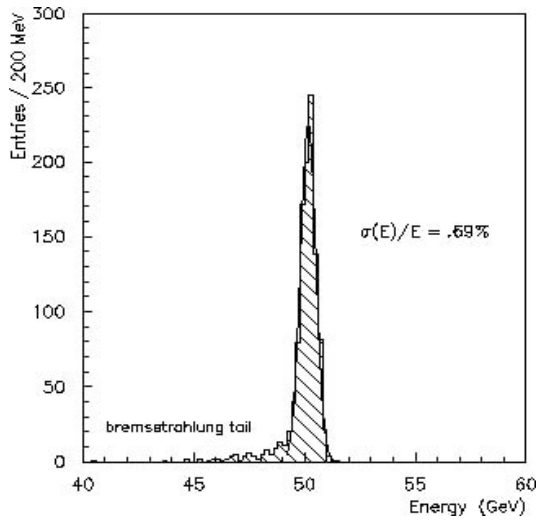
Questo calorimetro è in grado di misurare energie in un range di energie depositate su ogni singola cella che vanno da 3.5 MeV a 50 GeV, quindi sono utilizzati 4 amplificatori che assicurano un guadagno di 1, 2.9, 7.1, 17.7 in base al deposito di energia rilasciato. Infine, per effettuare delle misure di tempo, sono posti dei piani scintillatori all'interno del calorimetro ad una profondità di 9.5 X⁰ (massimo sviluppo della shower), che fissano una precisione di 250 ps.

Sono stati effettuati dei test circa l'efficienza del calorimetro elettromagnetico e la sua risoluzione in tempo e in energia mediante l'uso di fasci di elettroni a energie di 15, 25, 50, 100 GeV. Per quanto riguarda le risoluzioni spaziali possiamo notare che è migliore di 1 mm, sia in che in y a energie superiori a 25 GeV

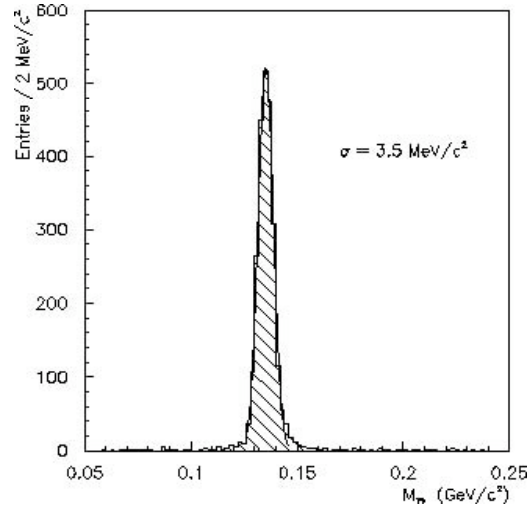
x,



Allo stesso modo anche la risoluzione in energia è estremamente elevata:



Fascio di elettroni a 50 GeV



Massa invariante del processo $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} (\%) = \frac{3.5}{\sqrt{E}} \oplus \frac{110[MeV]}{E} \oplus 0.6$$

2.2.3 Il calorimetro adronico e il muon veto

Infine, le perdite adroniche del calorimetro elettromagnetico vengono misurate dal calorimetro adronico iron-scintillator, della profondità di 6.7 lunghezze di interazione nucleare. Questo è diviso longitudinalmente in due stacks che contengono 49 strati di scintillatori orientati sia orizzontalmente che verticalmente, delle dimensioni di $11.9 \times 130 \times .45 \text{ cm}^3$. La risoluzione in energia è fissata a:

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} (\%) \approx \frac{65}{\sqrt{E[GeV]}}$$

Alla fine del main detector è posto il muon veto system, che ha il compito di identificare i muoni e gli eventi $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$, costituito da tre strati di NE-110 contatori scintillatori, separati da “muri” di ferro dello spesso di 80 cm. I primi due piani hanno la funzione di trigger e di riconoscere i muoni provenienti dai processi sopra citati, mentre il terzo layer viene utilizzato principalmente come monitor dell’efficienza dei primi due. Per muoni di 5GeV, l’efficienza del veto system è molto spinta (~ 99%).

Prima di questi rivelatori sono posti 7 array di contatori scintillatori (ANTI) che hanno il compito di rivelare fotoni che non rientrano nella geometria del detector, perché non hanno un boost di Lorentz sufficiente. Questi vengono utilizzati soprattutto per monitorare le perdite dovute all'attività accidentale".

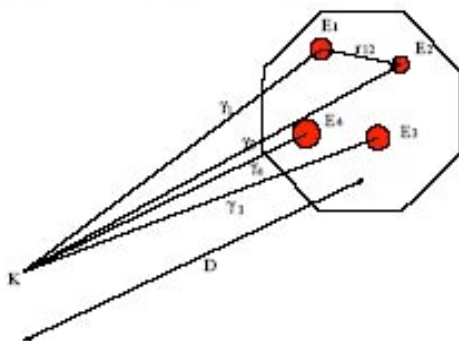
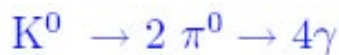
3. Analisi, background e risultati

3.1 Decadimento $\pi^0 \pi^0$

Per la misura di η_{00} si osservano i processi nel calorimetro elettromagnetico relativi ai decadimenti $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ (con energia media dei singoli fotoni ~ 30 GeV).

Vengono trovate le shower prodotte da questi fotoni nel calorimetro cercando nelle singole celle i massimi dell'energia rilasciata, e vengono raggruppati i "cristalli fino ad un raggio di 11 cm.

Vengono interpretati eventi $K \rightarrow \pi^0 \pi^0$, tutti quelli in cui l'accensione di 4 cluster di cristalli, con energie comprese tra 3-100 GeV (totali), con una differenza di tempo di ± 5 ns dal tempo di accensione medio. Inoltre vengono scartati tutti gli eventi in cui la distanza minima tra i baricentri di energia dei cluster accesi sia > 10 cm, per eliminare processi $K_L \rightarrow 3\pi^0$.



$$D = \frac{\sqrt{\sum E_i E_j \times (r_{ij})^2}}{M_K}$$

L'energia del kaone iniziale può essere ricostruita con grande precisione, con una risoluzione di $\sim 0.6\%$. La posizione longitudinale (z) del vertice di decadimento viene ricostruita dalle energie E_i e dalle posizioni x_i, y_i dei cluster nel calorimetro, assumendo che la loro massa invariante sia quella del kaone, e viene utilizzato per ricostruire il tempo proprio di decadimento, con una risoluzione che dipende dall'energia e vale circa 50-70 cm.

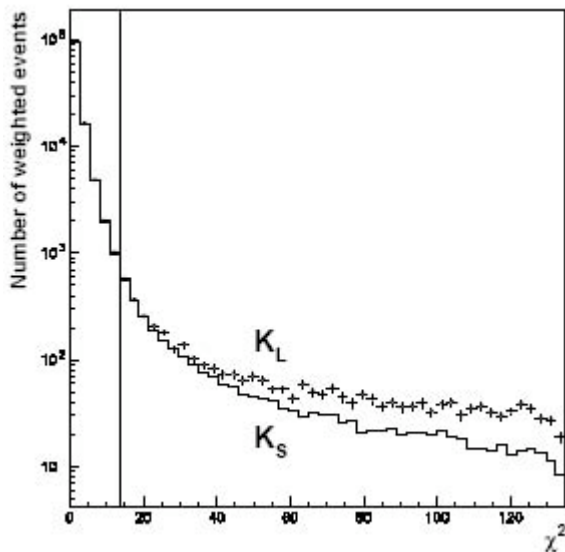
Le masse invarianti delle due coppie di fotoni m_1 e m_2 sono valutate a partire da D e dalle masse dei pioni neutri. Viene valutato un χ^2 del tipo:

$$\chi^2 = \left[\frac{(m_1 + m_2)/2 - m_{\pi^0}}{\sigma_+} \right]^2 + \left[\frac{(m_1 - m_2)/2}{\sigma_-} \right]^2$$

Dove σ_{\pm} è l'errore con cui si valutano $(m_1 \pm m_2)/2$. Il più grande contributo al background di K $\rightarrow 2\pi^0$ proviene dal processo $K_L \rightarrow 3\pi^0$ (ricordiamo che la violazione di CP indiretta è stata misurata valere $2 \cdot 10^{-3}$).

Dopo aver effettuato i tagli in energia e le selezioni sui fotoni, è possibile dare una stima del background residuo estrapolando il numero di eventi nella regione di controllo di χ^2 compresa tra 36 e 135 alla regione di segnale con $\chi^2 < 13.5$, mediante simulazioni Monte Carlo.

In questo modo, la media della frazione di background residuo sui vari bin di energia vale $(8 \pm 2) \cdot 10^{-4}$.



L'eccesso di eventi nella regione di $36 < \chi^2 < 135$ del decadimento dei K_L , rispetto al K_S viene utilizzato per estrapolare il background nella regione di segnale

3.2 Decadimento $\pi^+ \pi^-$

Abbiamo già detto che le tracce vengono ricostruite a partire dagli hits nell'odoscopio e dalle tracce nelle camere a deriva. I momenti vengono calcolati a partire dalla conoscenza del campo magnetico, mentre l'energia (circa 50-60 GeV) viene misurata utilizzando l'angolo tra le tracce prima e dopo il magnete.

Un enorme contributo al decadimento dei K in pioni carichi interessa i processi semileptonici, $K_L \rightarrow \pi l \nu$ (decadimenti K_{e3} e $K_{\mu 3}$), in particolare K_{e3} .

Per individuare questi decadimenti si ricercano i leptoni nelle camere a deriva e nel muon veto system e le energie associate alle particelle identificate come elettroni o come muoni. Se le tracce di un pione matchano con quelle associate a un elettrone o un muone di carica opposta, vengono rigettate.

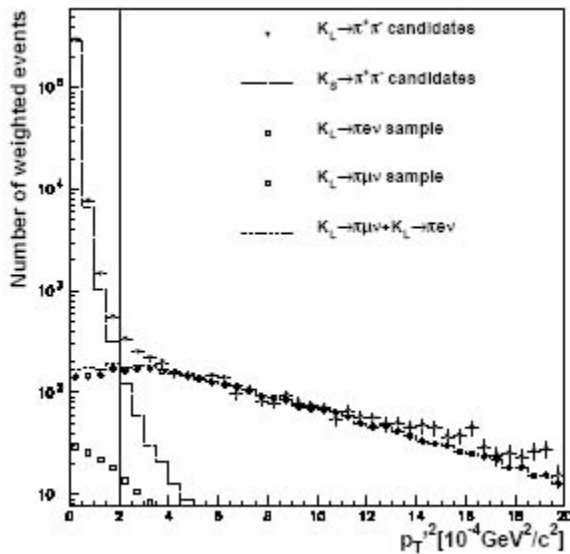
Per eliminare il contributo K_{e3} entrambi le tracce identificate appartenere allo stesso vertice devono soddisfare la condizione:

$$\frac{p}{E} \leq 0.8$$

Questa richiesta riduce di un fattore 500 i decadimenti semileptonici, rimuovendo circa 5% dei decadimenti di segnale.

Per rimuovere il fondo di $K_{\mu 3}$, vengono considerati anche i muon veti. Se un hit nel muon veto system è in coincidenza di tempo con un evento allora viene rigettato. Anche in questo caso la riduzione del rumore è di 500, lasciando un'efficienza nella misura del segnale del 97% (le inefficienze sono dovute soprattutto a decadimenti $\pi \rightarrow \mu \nu$).

Effettuate queste selezioni gli eventi dovrebbero essere essenzialmente costituiti da decadimenti di segnale, quindi la massa invariante dovrebbe coincidere con $m_{\pi\pi}$, con una $\sigma_m = 2.5 \text{ MeV}/c$. Viene quindi posto un taglio a $\pm 3\sigma_m$.



A questo punto si osserva, per ogni bin di energia dei kaoni, la distribuzione degli eventi, nel piano $(p_t^2, m_{2\pi})$.

Per i decadimenti $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$, infatti, dovremo avere una distribuzione piccata in 0, mentre per gli altri tipi di decadimento dovremo avere una distribuzione approssimativamente piatta, dovuta alla missing energy trasportata dal neutrino:

Fig. 3.1 Distribuzione dell'impulso trasverso per diversi processi. Vengono messi dei tagli per $p_t^2 > 2 \text{ GeV}^2/c^2$

Vengono posti dei tagli per impulsi trasversi superiori a $2 \text{ GeV}^2/c^2$, in questo modo le correzioni al segnale sono:

$$[23 \pm 2 \text{ (stat)} \pm 4 \text{ (syst)}] \cdot 10^{-4}$$

3.3 Risultati

Giungiamo quindi alla stima del rapporto R. Dopo aver effettuato tutti i tagli, aver considerato le efficienze dei trigger, il background, è possibile valutare il rapporto R per ogni bin di energia. Ricordiamo che i valori di energia considerati vanno da 70 a 170 GeV, e sono raggruppati in 20 bin di 5 GeV ciascuno (decisi a priori, prima dell'esperimento).

Infine, come si può vedere da 1 grafico 3.2, sono stati scelti 3 bin addizionali di energia come check al valore di R (a 65 GeV, 175 e 180 GeV):

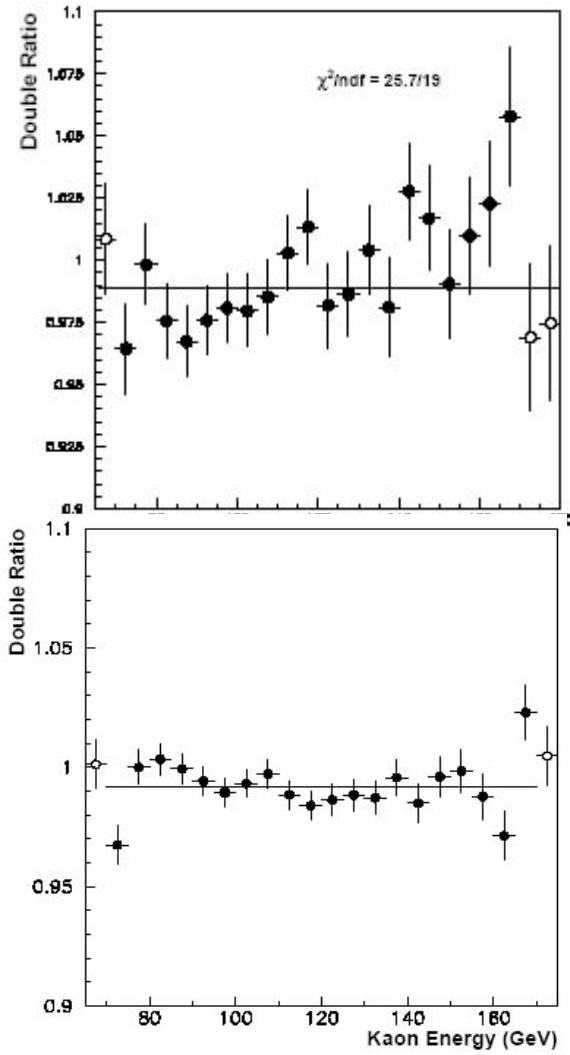


Fig. 3.2 Risultati finali 1999. I tre bin bianchi sono di check, e si può vedere che escludono chiaramente un andamento lineare di R.

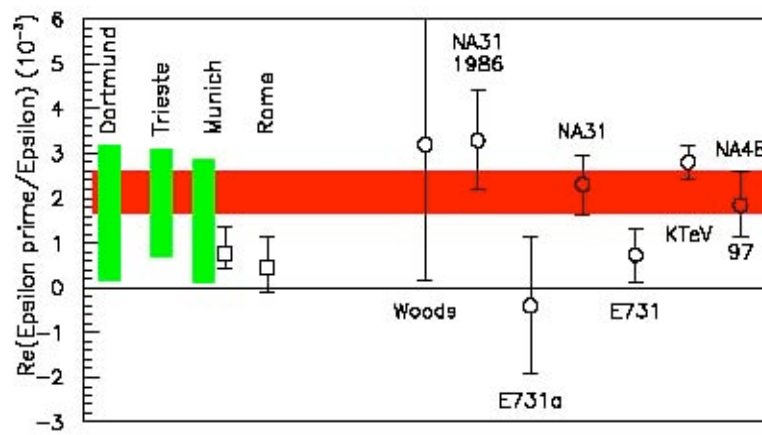
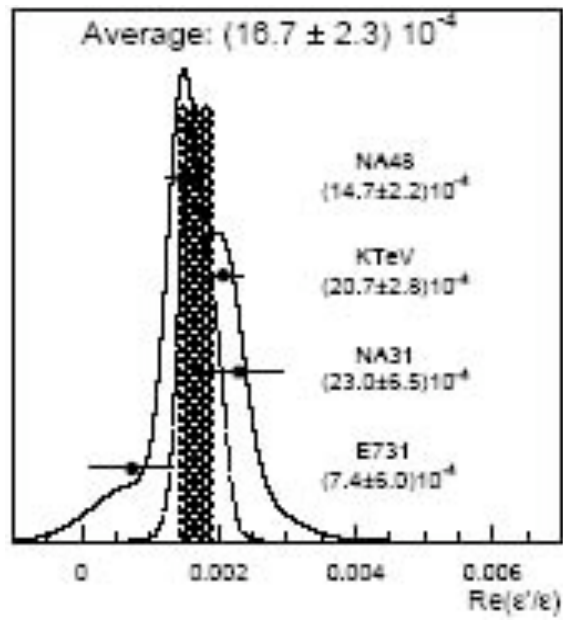
$$\chi^2 = 25.7, \text{ dof} = 19$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{1999} = 0.9889 \pm 0.0027 \text{ (stat)} \pm 0.0035 \text{ (syst)} \\ \Re\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)_{1999} = (18.5 \pm 7.3) \cdot 10^{-4} \end{array} \right.$$

Sono state effettuati ulteriori tagli e selezioni, e verifiche, e nuova acquisizione dati. Questo lavoro ha portato nel 2001 i seguenti risultati:

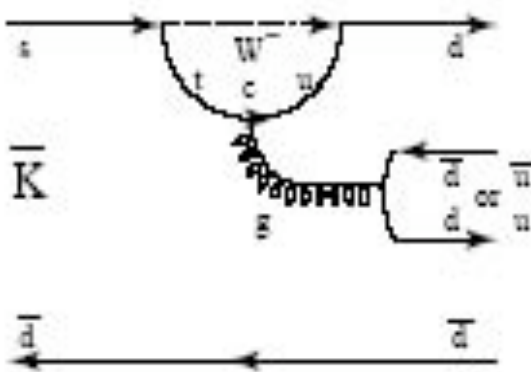
$$\left\{ \begin{array}{l} R_{2001} = 0.99181 \pm 0.00147 \text{ (stat)} \pm 0.00110 \text{ (syst)} \\ \Re\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)_{\text{Combinato}} = (14.7 \pm 2.6) \cdot 10^{-4} \end{array} \right.$$

Riportiamo infine i risultati dei valori di $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ nei vari esperimenti e il suo valore medio:

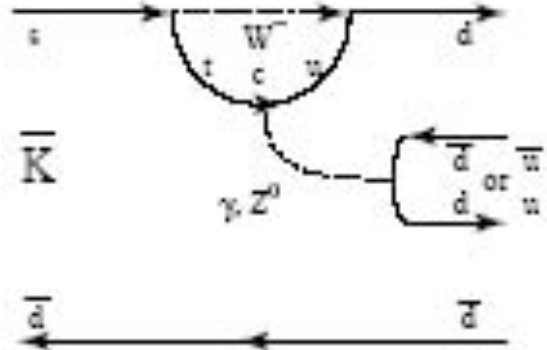


I valori fino a "Roma", sono derivati da modelli teorici

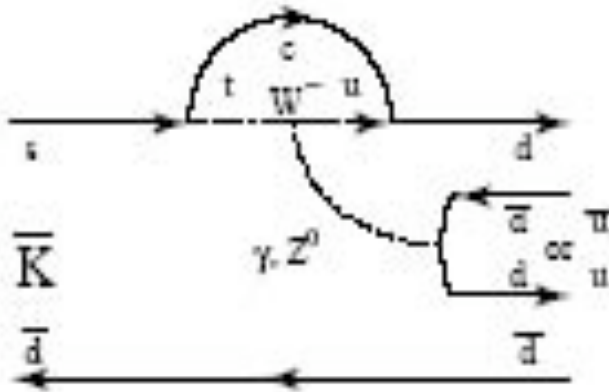
Diagrammi differenti che contribuiscono allo stesso processo



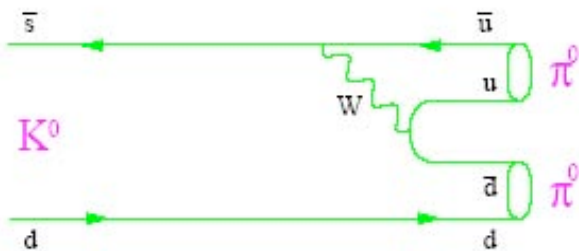
(1)



(2)



(3)



(4)

I diagrammi (1) (2) (3) mostrano che esistono (almeno) 3 processi in cui si ha produzione di coppie di pioni carichi.

I diagrammi (1) (2) (3) (4) mostrano che esistono (almeno) 4 processi in cui si ha produzione di coppie di pioni neutri.

Riferimenti principali:

- LHC-b 2000-091, PHYS (IPHE 2000-015) September 14 2000
- ArXive:hep-ex/0312015 v1 4 Dec 2003
- ArXive:hep-ex/9909022 v1 13 Sep 1999