Università degli Studi di Pisa

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

Anno Accademico 2000/2001

Effetti sistematici legati alla misura di $\Re(\epsilon^{'}/\epsilon)$ nell' esperimento NA48

Candidato
Luca FIORINI

Relatore
Chiar.mo Prof. G. M. PIERAZZINI

Indice

Introduzione

Il concetto di simmetria ha assunto nella fisica moderna un ruolo di primaria importanza nell' elaborazione e definizione di una teoria. Infatti, è possibile formulare un nuovo modello fisico partendo dalle sue simmetrie di base per poi dedurne ogni altra proprietà. L' importanza delle simmetrie era già riconosciuta nella fisica classica e ben espressa nel teorema di Noether che lega l' invarianza sotto simmetria di una Lagrangiana all' esistenza di costanti del moto. Tuttavia solo nel nostro secolo, lo sviluppo di modelli di teorie quantistiche di campo che descrivono le interazioni della natura, si è messo pienamente in luce la centralità del ruolo delle simmetrie nella fisica delle particelle elementari. In queste moderne teorie la natura delle particelle e delle loro interazioni scaturisce in modo naturale dalle simmetrie stesse del modello. Sebbene in genere tali simmetrie vengano postulate a posteriori in base ai risultati sperimentali, non mancano significative eccezioni come la scoperta dei bosoni W e Z , predetti dalla gauge invarianza del modello delle interazioni deboli ed ancor più lo sarebbe la scoperta del bosone di Higgs, che, qualora venisse osservato in maniera inequivocabile, confermerebbe la validità del modello di unificazione elettrodebole.

Oltre a simmetrie le cui trasformazioni variano in modo continuo rispetto ai propri parametri, ne esistono di discontinue, dette simmetrie discrete. Tre di queste simmetrie C, coniugazione di carica, P,operazione di parità, e T, inversione temporale, hanno notevole importanza in teoria quantistica dei campi. I fisici hanno ritenuto per lungo tempo che le interazioni fra particelle elementari fossero invarianti sotto l' azione di ognuna di queste tre simmetrie. Per tale motivo la scoperta nel 1957 della violazione della parità nelle interazioni deboli fu di importanza capitale e permise negli anni successivi un rapido progresso nel campo della fisica delle particelle. Questa scoperta diede anche valore al teorema CPT, che fino ad allora era considerato quasi come un puro esercizio di stile, dato che le interazioni fondamentali parevano invarianti sotto le tre trasformazioni prese singolarmente. La scoperta della violazione di CP nel 1964 giunse altrettanto inattesa ed ampliò notevolmente gli orizzonti della ricerca nel campo delle alte energie. Tre anni più tardi

Sakharov incluse la violazione di CP fra i presupposti fondamentali per la spiegazione dell' asimmetria materia-antimateria osservata nell' universo.

La violazione di CP è stata fino ad oggi osservata solo nel sistema dei K neutri, e recentemente anche nei B neutri e presto inizierà la sua ricerca anche nel sistema dei K carichi. Il modello standard, che dagli anni settanta descrive con successo il vasto campo delle particelle elementari, predice per la violazione di CP nel sistema dei K neutri una componente detta diretta, in disaccordo con altre teorie, come ad esempio la superweak theory. La misura di tale componente diretta nel sistema dei K neutri comporta uno sforzo sperimentale notevole, essendo la stima teorica del rapporto fra la componente diretta ed indiretta $\Re(\epsilon^{'}/\epsilon)$ di magnitudo 10^{-3} od inferiore ed essendo il branching ratio dei decadimenti in cui avviene la violazione diretta di CP dell' ordine di 10^{-3}. Lo scopo dell' esperimento NA48 è di misurare con precisione il valore di $\Re(\epsilon^{'}/\epsilon)$, legata al doppio rapporto fra i branching ratio tramite la relazione: $R \simeq 1 - 6 \cdot \Re(\epsilon^{'}/\epsilon)$, dove R è definito come:

$$R \;=\; \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \;\pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \;\pi^0\pi^0)} \Big/ \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \;\pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \;\pi^+\pi^-)}$$

Questa tesi presenterà parte del lavoro svolto dal candidato nella collaborazione NA48, studiando alcuni dei più importanti effetti sistematici legati alla misura di R e confrontandoli con altri risultati indipendenti ottenuti in seno alla collaborazione.

Capitolo 1

Violazione di CP

1.1 Definizione di C, P e T

In meccanica quantistica, data una funzione d' onda di spin ed impulso definiti $\varphi(\overrightarrow{p}, \overrightarrow{s})$, l' operatore P è definito come:

$$P\varphi(\overrightarrow{p}, \overrightarrow{s}) = \phi_P \varphi(-\overrightarrow{p}, \overrightarrow{s}) \tag{1.1}$$

dove ϕ_P è una fase arbitraria per una particella libera.

Analogamente si può definire l' operatore C che agisce nel seguente modo:

$$C\varphi(\overrightarrow{p}, \overrightarrow{s}) = \phi_C \overline{\varphi}(\overrightarrow{p}, \overrightarrow{s}) \tag{1.2}$$

dove ϕ_C è una fase arbitraria. L' operatore C inverte il segno di tutte le variabili interne della funzione d' onda φ, quali carica, isospin, stranezza, colore, etc. Per questo motivo spesso si identifica la coniugazione di carica con lo scambio particella-antiparticella.

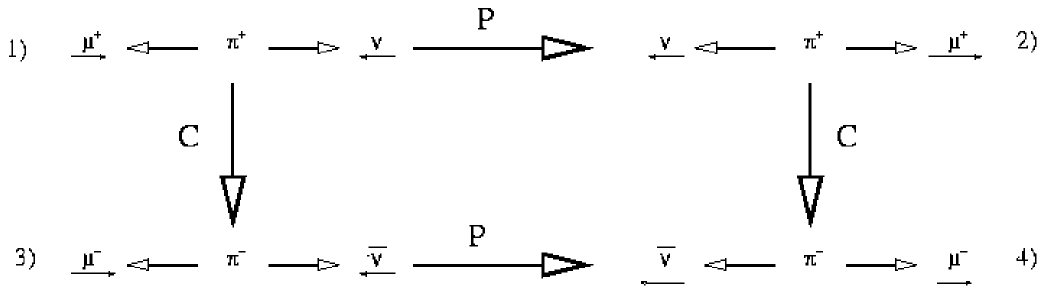
L' operatore T è un operatore antiunitario ed agisce nel seguente modo:

$$T\varphi(\overrightarrow{p}, \overrightarrow{s}) = \phi_T \varphi^*(-\overrightarrow{p}, \overrightarrow{-s}) \tag{1.3}$$

dove ϕ_T è una fase arbitraria e φ^* è il complesso coniugato della funzione d'onda φ.

1.2 Violazione di P e C

La maggior parte delle leggi fisiche, quali la legge di Newton e le equazioni di Maxwell, rispetta le simmetrie C,P e T. È stato quindi naturale nel corso di gran parte del secolo passato includerle fra le simmetrie fondamentali di ogni nuova teoria, finché nel 1956 T.D. Lee e C.N.Yang [1] misero in discussione la validità di tali simmetrie nelle interazioni deboli, dove, a differenza delle interazioni forti ed elettromagnetiche, non era ancora stata provata. Gli esperimenti successivi mostrarono la violazione di P e C nei decadimenti deboli dei nuclei [2], dei pioni e dei muoni [3, 4]. In tal modo veniva anche risolto il cosiddetto dilemma $\theta - \tau$. Le particelle θ^+ τ^+ erano infatti la stessa particella K^+ che poteva decadere[1] nello stato π^+ π^0 di parità +1, violando P e nello stato π^+ π^+ π^- di parità -1, conservando P. Un ulteriore conferma della violazione di C e P venne dalla misura dell' elicità del neutrino muonico nel 1958 [5]. Secondo le leggi di conservazione del momento angolare e dell' impulso, le disintegrazioni $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ e $\pi^- \rightarrow \mu^-\overline{\nu}_\mu$ sono possibili nei modi illustrati in figura 1.2:



Tuttavia le configurazioni (2) e (3) non sono mai state osservate in natura. Ciò significa che nei decadimenti leptonici del π le violazioni di P e C sono massimali. Il neutrino ha sempre elicità negativa (lefthanded) e l' antineutrino sempre positiva (righthanded). Tuttavia le configurazioni (1) e (4) sono legate dalla trasformazione *CP*. Sebbene quindi P e C non fossero rispettate nelle interazioni deboli, gli esperimenti del tempo parvero confermare che il prodotto *CP* fosse una simmetria rispettata in natura. Una conseguenza dell' aver postulato l' invarianza sotto *CP* era l' esistenza di un partner di lunga vita media [6] dell' allora noto K_1^0 di breve vita media ($\tau_K = 0.9 \cdot 10^{-10}$). Le due particelle neutre K_1 e K_2 sono autostati di *CP* e sovrapposizione degli autostati di stranezza K^0 (S=+1) e $\overline{K^0}$ (S=-1).

$$CP|K_1\rangle = CP\frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\overline{K^0}\rangle) = |K_1\rangle \tag{1.4}$$

$$CP|K_2\rangle = CP\frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\overline{K^0}\rangle) = -|K_2\rangle \tag{1.5}$$

[1] Le particelle K hanno parità intrinseca -1

L' hamiltoniana delle interazioni deboli non conserva la stranezza, quindi K^0 e $\overline{K^0}$ non possono essere autostati di H. Se CP commutasse con l' Hamiltoniana delle interazioni deboli, K_1 e K_2 sarebbero gli autostati di H_{weak}.

Dato che:

$$CP(\pi^+\pi^-) = C(+(-1)^l\ \pi^+\pi^-) = ((-1)^{2l}\ \pi^-\pi^+) = + \tag{1.6}$$
$$CP(\pi^0\pi^0) = C(+(-1)^l\pi^0\pi^0) = (-1)^l\pi^0\pi^0 \tag{1.7}$$

e poiché nel caso dei K, i π decadono in onda S, se ne deduce: $CP(\pi^0\pi^0)$=+. Quindi il decadimento del K in 2π dovrebbe essere consentito al K_1 e proibito per il K_2 . Invece nel 1964 Cronin e Fitch [7] scoprirono che anche il K neutro di lunga vita media decadeva in $\pi^+\pi^-$ con un branching ratio $\sim 2 \cdot 10^3$, violando CP. Gli autostati dell' Hamiltoniana, chiamati K_S e K_L, possono essere espressi nel seguente modo :

$$|K_S\rangle = \frac{|K_1\rangle + \overline{\epsilon}|K_2\rangle}{\sqrt{1+|\overline{\epsilon}|^2}} \qquad |K_L\rangle = \frac{|K_2\rangle + \overline{\epsilon}|K_1\rangle}{\sqrt{1+|\overline{\epsilon}|^2}} \tag{1.8}$$

oppure in termini di $|K^0\rangle$ e $|\overline{K^0}\rangle$:

$$|K_S\rangle = \frac{p|K^0\rangle + q|\overline{K^0}\rangle}{\sqrt{|p|^2+|q|^2}} \qquad |K_L\rangle = \frac{p|K^0\rangle - q|\overline{K^0}\rangle}{\sqrt{|q|^2+|p|^2}} \tag{1.9}$$

Si può notare che, a differenza degli stati K_1 e K_2, K_L e K_S non sono più stati ortogonali ed hanno dei canali di decadimento in comune.

1.3 Violazione diretta ed indiretta

Definiamo i rapporti fra le amplitudini dei K_L e K_S che saranno usati spesso in seguito:

$$\eta_{00} = \frac{A(K_L \to\ \pi^0\pi^0)}{A(K_S \to\ \pi^0\pi^0)} = |\eta_{00}|e^{\phi_{00}} \qquad \text{e} \qquad \eta_{+-} = \frac{A(K_L \to\ \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to\ \pi^+\pi^-)} = |\eta_{+-}|e^{\phi_{+-}} \tag{1.10}$$

1.3.1 Violazione indiretta

Si supponga che il K_2 in quanto dispari sotto CP non possa disintegrarsi in 2π, allora usando le relazioni 1.8 e 1.10 si ottiene $\eta_{00} = \eta_{+-} = \overline{\epsilon}$ e quindi $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|^2 = 1$. In questo caso nei decadimenti $K_L \to \pi\pi$ contribuirebbe alla violazione di CP solo la componente pari K_1 e non ci sarebbe differenza fra il modo carico ed il modo neutro. Questo tipo di violazione, dovuta al parametro di mixing $\overline{\epsilon}$, è detta indiretta.

Modello Superdebole

Un possibile modello capace di spiegare la violazione di CP fu proposto nel 1964 da L. Wolfenstein [8]. Egli propose l' esistenza di una nuova interazione capace di transizioni di stranezza $\Delta S = 2$, introducendo nella corrente carica presente nell' Hamiltoniana delle interazioni deboli, un termine immaginario del tipo $i\alpha T^{\mu}$, che avrebbe potuto permettere delle transizioni fra K^0 (S=1) e $\overline{K^0}$ (S=-1). La costante di accoppiamento α, necessaria per spiegare l' ampiezza di violazione misurata ($\epsilon \simeq 2.3 \cdot 10^{-3}$), è di circa 8 ordini di grandezza inferiore alla costante di Fermi, da cui il nome superdebole. Inoltre il modello non prevede processi che possano differenziare i decadimenti $K^0 \rightarrow 2\pi$ da $\overline{K^0} \rightarrow 2\pi$, ascrivendo quindi la totalità della violazione di CP alla componente indiretta.

1.3.2 Violazione Diretta

In questo caso si suppone che il contributo del K_2 alla violazione di CP possa essere non nullo ed un suo eventuale contributo si può manifestare in un' osservabile. Nei decadimenti del K in 2π, in base alla legge empirica $\Delta I = 1/2$, gli stati finali di due pioni con $I = 0$ sono favoriti. Scomponendo gli stati finali in componenti di isospin, si ottiene:

$$|\pi^+\pi^-\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}|0\ 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|2\ 0\rangle \tag{1.11}$$

$$|\pi^0\pi^0\rangle = -\sqrt{\frac{1}{3}}|0\ 0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|2\ 0\rangle \tag{1.12}$$

La componente d' isospin 1, antisimmetrica, è esclusa dalla statistica di Bose-Einstein[2]. Possiamo quindi riscrivere η_{+-} e η_{00} normalizzando le ampiezze di decadimento allo stato finale che dà il contributo più grande, usando le relazioni:

$$\epsilon = \frac{\langle 0,0|T|K_L\rangle}{\langle 0,0|T|K_S\rangle} \tag{1.13}$$

$$w = \frac{\langle 2,0|T|K_S\rangle}{\langle 0,0|T|K_S\rangle} \tag{1.14}$$

$$\epsilon^{'} = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\langle 2,0|T|K_L\rangle}{\langle 0,0|T|K_S\rangle} \tag{1.15}$$

$$\text{Se ne deduce quindi:} \tag{1.16}$$

[2]La funzione d' onda dei due pioni deve essere simmetrica. Essendo la loro componente spaziale e di spin simmetrica, sono ammesse solo componenti simmetriche di isospin.

$$\eta_{+-} = \epsilon + \frac{\epsilon^{'}}{1+\frac{w}{\sqrt{2}}} \tag{1.17}$$

$$\eta_{00} = \epsilon - 2\frac{\epsilon^{'}}{1+\sqrt{2}w} \tag{1.18}$$

$$\tag{1.19}$$

Poichè $|\epsilon^{'}| << |\epsilon|$ e $|w| << 1$ $(\Delta I = 3/2)$:

$$|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|^2 \simeq \frac{\epsilon - 2\epsilon^{'}}{\epsilon + \epsilon^{'}} \simeq 1 - 6 \cdot \Re(\frac{\epsilon^{'}}{\epsilon}) \tag{1.20}$$

Quindi un valore di $\Re(\frac{\epsilon^{'}}{\epsilon}) \neq 0$ implicherebbe $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|^2 \neq 1$ e quindi $\eta_{00} \neq \eta_{+-}$ dimostrando la violazione diretta di CP nei K neutri e contraddicendo il risultato ottenuto nel caso di violazione esclusivamente indiretta.

Previsione del Modello Standard

Il modello standard divide i quark in doppietti di isospin debole di carica $-\frac{1}{3}$ e $\frac{2}{3}$ in modo analogo a quanto avviene nei leptoni. I quark a cui fa riferimento il modello standard sono i fermioni che costituiscono gli adroni, autostati di sapore, di massa ben definita, ma non sono gli stessi campi che si accoppiano nelle interazioni deboli. Si può passare dagli autostati di sapore (U_L e D_L) agli autostati dell' interazione debole ($U^{'}_L$ e $D^{'}_L$) tramite una matrice unitaria non banale:

$$U^{'}_L = A_U U_L \qquad \text{e} \qquad D^{'}_L = A_D D_L \tag{1.21}$$

La matrice $\hat{V}_{CKM} = A^{\dagger}_U A_D$ è detta matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa e compare nell' interazione fra i quarks e la corrente carica (W_μ) nella lagrangiana debole :

$$L_c = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{U_L} \gamma_\mu \frac{(1-\gamma_5)}{2} W^\mu \hat{V}_{CKM} D_L + h.c. \tag{1.22}$$

M. Kobayashi e T. Maskawa si accorsero nel 1973 [9], prima della scoperta dei quarks b e t, che l' esistenza di una terza generazione di quarks avrebbe permesso la violazione di CP nell' ambito dello Standard Model. La matrice di mixing $\hat{V}_{CKM}$ nel caso di tre generazioni di quarks:

$$\hat{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.23}$$

può essere riscritta usando una parametrizzazione approssimata dovuta a Wolfenstein [10] nel seguente modo :

$$\hat{V}_{CKM} \simeq \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ 1-A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.24}$$

La presenza del termine immaginario $i\eta$, possibile solo se le generazioni di quark sono almeno tre[3], permette la violazione di *CP*. Nell' ambito dello Standard Model la violazione di *CP* nei decadimenti $K \rightarrow 2\pi$ può essere diretta grazie ai diagrammi a pinguino [4] . In questo modo la violazione di *CP* viene ricondotta naturalmente nell' ambito di un modello già noto e consolidato senza bisogno di introdurre nuove interazioni *ad hoc*. Inoltre questo meccanismo di violazione ne prevede l' esistenza anche in altri sistemi, come ad esempio nel decadimento $B^0(\overline{B}^0) \rightarrow J/\psi K_S$ e nel sistema $D^0(\overline{D}^0)$, anche se soppresso dagli angoli di mixing fra i quark.

[3]Per l' unitarietà di $\hat{V}_{CKM}$ e fissando le differenze di fase fra i quarks restano come parametri liberi $n_g(n_g-1)/2$ angoli di Eulero e $(n_g-2)(n_g-1)/2$ fasi, dove n_g è il numero di generazioni di quarks.

[4]Per l' origine del nome si veda [11]. Per una trattazione organica e completa si veda [12, 13]

Capitolo 2

Esperimento NA48

L' esperimento NA48 si propone di misurare $\Re(\epsilon^{'}/\epsilon)$ con una precisione di $2 \cdot 10^{-4}$ [14]. La tecnica usata consiste nel misurare il doppio rapporto R:

$$R = |\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|^2 = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} / \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \simeq 1 - 6 \cdot \Re(\frac{\epsilon^{'}}{\epsilon}) \quad (2.1)$$

La misura di R presuppone quindi una notevole capacità dell' apparato sperimentale di misurare i branching ratio dei K_S e K_L nei modi neutro e carico. Per raggiungere la precisione proposta è necessario raccogliere una ragguardevole statistica e ridurre ai minimi termini gli errori dovuti alle sistematiche della misura. L' esperimento NA48 non misura però i branching ratio di questi decadimenti, ma riduce il calcolo di R al doppio rapporto fra il numero degli eventi nei quattro opportunamente pesati[1].

$$R = \frac{N_{00}^L}{N_{00}^S} / \frac{N_{+-}^L}{N_{+-}^S}$$

L'errore statistico della misura di R è fortemente limitato dai modi del K_L che violano *CP*. In funzione degli eventi raccolti l' errore statistico si può scrivere come:

$$\sigma(\Re(\frac{\epsilon^{'}}{\epsilon}))_{stat} = \frac{R}{6}(\frac{1}{N_L^{00}} + \frac{1}{N_S^{00}} + \frac{1}{N_L^{+-}} + \frac{1}{N_S^{+-}})^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

Considerando i branching ratio relativi[2], la geometria dell' apparato sperimentale di NA48 e la selezione degli eventi, il modo limitante maggiormente

[1] La tecnica di pesatura usata nell' esperimento è descritta in dettaglio nel Capitolo 3.

[2] B.R.($K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$)=$0.9 \cdot 10^{-3}$; B.R.($K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$)=$2.1 \cdot 10^{-3}$; B.R.($K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$)=0.31 ; B.R.($K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$)=0.69

la statistica risulta essere $K_L \to \pi^0\pi^0$. Per ogni $K_L \to \pi^0\pi^0$, NA48 identifica all' incirca 2 $K_S \to \pi^0\pi^0$, 5 $K_L \to \pi^+\pi^-$ e 8 $K_L \to \pi^+\pi^-$. Per ridurre ad esempio l' errore statistico su $\Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$ a 10^{-4} sono necessari $\sim 10^7$ $K_L \to \pi^0\pi^0$ [3]. L' esperimento NA31, di cui NA48 è idealmente il successore, riuscì a raccogliere $4.2 \cdot 10^5$ $K_L \to \pi^0\pi^0$ con un errore statistico di $5.0 \cdot 10^{-4}$. Per migliorare tale risultato fu deciso per NA48 di usare due fasci simultanei, uno di K_S ed uno di K_L, in modo da poter prendere dati nei modi del K_L e del K_S allo stesso tempo, aumentando quindi il campione statistico. Al tempo della proposizione dell' esperimento, i contributi all' errore sistematico si attendevano in particolare da:

1. Il fondo del modo $K_L \to \pi^0\pi^0$, costituito da eventi $K_L \to 3\pi^0$ con solo 4γ rivelati.

2. I fondi del modo $K_L \to \pi^-\pi^+$. In particolare i decadimenti Ke_3 e $K\mu_3$.

3. La diluizione, dovuta essenzialmente al mistagging degli eventi K_L come K_S.

4. Una possibile differenza fra le scale d' energia neutra e carica nei decadimenti del K_L e del K_S.

Questa tesi si concentra saranno studiati in particolare nello studio dei primi due effetti.

2.1 Caratteristiche generali di NA48

Il calcolo di R e quindi della misura di $\Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$ presenta una simmetria sperimentale interessante. Trattandosi di un doppio rapporto, ogni eventuale errore sistematico che interessi in egual misura uno dei termini al numeratore ed uno dei termini al denominatore, si cancella (al primo ordine) nel calcolo dell' errore su R. L'idea fondamentale dell' esperimento NA48 è di sfruttare il più possibile questa simmetria per minimizzare l' impatto degli effetti sistematici sulla misura di R. L'esperimento usa 2 fasci simultanei e quasi collineari di K_S e K_L, misurando gli eventi nei quattro modi del doppio rapporto impiegando in particolare uno spettrometro magnetico per i modi carichi ed un calorimetro eletromagnetico per i neutri. Essendo i due fasci simultanei, gli effetti sperimentali dovuti alla variazione nel tempo della risoluzione del calorimetro e dello spettrometro, dell' efficienza dei trigger, degli

[3] In questi semplici conti non viene considerata la pesatura in vita media dei K_L, che aumenta sensibilmente l' errore statistico.

accidentali (effetti comuni per i modi neutri e carichi) e dell' intensità relativa dei fasci (effetto comune fra K_S e K_L) si cancellano nel doppio rapporto. Al fine di identificare gli eventi provenienti dal fascio K_S viene usato un tagger, che identifica i protoni diretti verso il bersaglio K_S. Per quanto riguarda la differenza in accettanza fra i diversi del K_L e K_S, i due fasci illuminano quasi allo stesso modo i rivelatori a E e z fissati. Gli spettri in energia dei fasci K_L e K_S sono stati prodotti in modo da risultare i più simili possibile come in Fig. 2.1 in un range di energia tale da richiedere una copertura angolare dei rivelatori di pochi milliradianti.

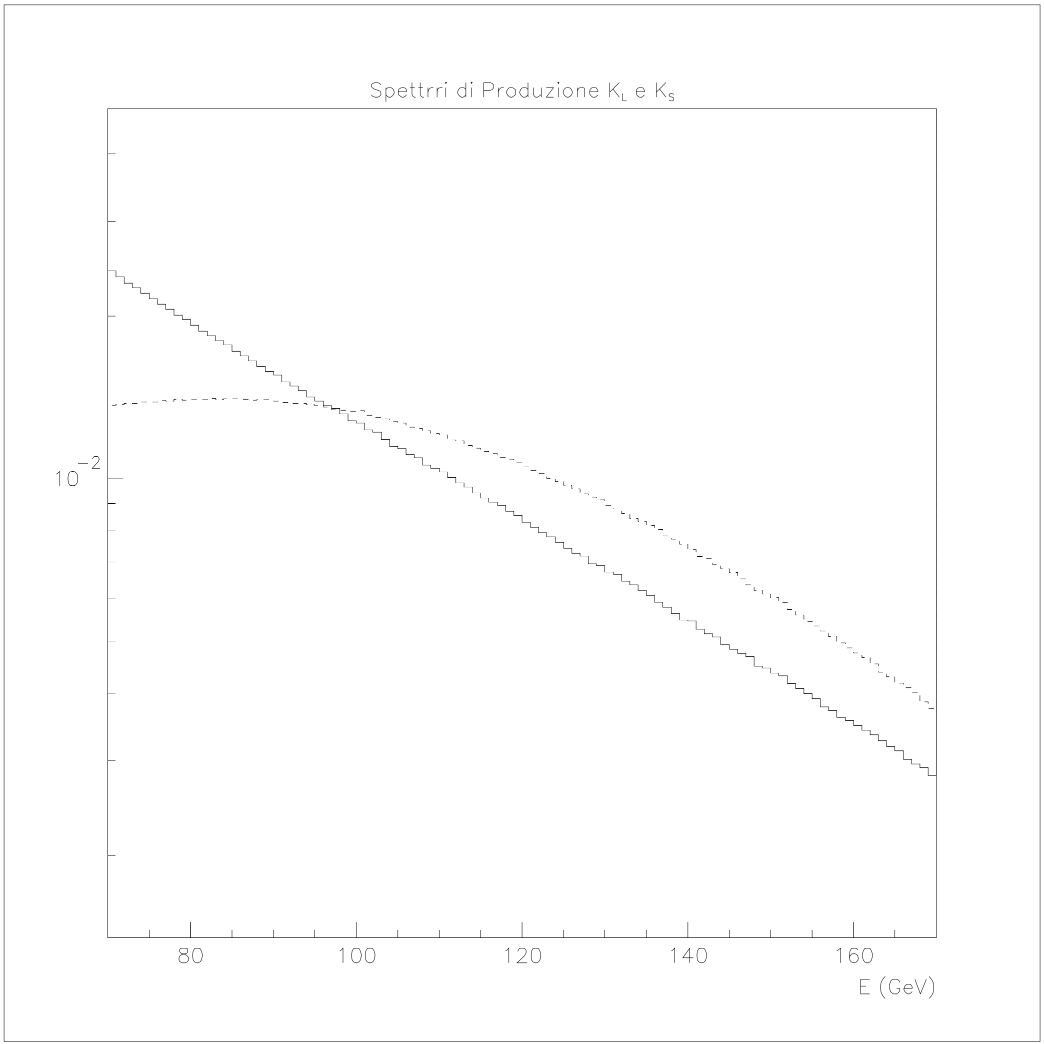


Figura 2.1: Spettri in energia del K_L (linea continua) e del K_S (linea tratteggiata) nell' intervallo di energia 70GeV-170GeV.

Tuttavia le distribuzioni in z degli eventi provenienti dai due fasci risentono della grande differenza in vita media fra K_L e K_S ($\tau_L/\tau_S \simeq 580$). Questo comportebbe la presenza di effetti sistematici legati alla diversa accettanza dei fasci ed all'efficienza dei rivelatori in funzione di z. Per rendere l' illuminazione dei detectors più simile possibile, si è scelto di pesare (offline) gli eventi K_L secondo il loro tempo di volo ricostruito[4]. Sebbene tale tecnica aumenti sensibilmente l' errore statistico ($\simeq 40\%$), ha l' effetto di cancellare le differenze in accettanza dei due fasci e di diminuire notevolmente la dipendenza del risultato dalle simulazioni Monte Carlo[5]. L' effetto sperimentale dovuto all' incertezza sulle scale di energia neutra e carica, sebbene sia simmetrica fra eventi che provengono dallo stesso fascio, fa parte delle sistematiche di NA48. Ciò è dovuto al fatto che l' impulso ricostruito dei K è utilizzato in modo diverso per definire la zona fiduciaria di decadimento per i due fasci. Per gli eventi provenienti dal fascio K_S si definisce la fine della regione fiduciaria con un taglio che dipende dall' energia ricostruita ($\tau < 3.5\ \tau_S$), ma si definisce l' inizio della regione fiduciaria con il trigger AKS che rigetta i K decaduti con $z < z_{AKS}$. Nel caso del K_L la zona fiduciaria è invece definita dal taglio in vita $0\ \tau_S < \tau < 3.5\ \tau_S$, dove l' origine è fissata dalla posizione dell' AKS. L' incidenza dell' incertezza sulle scale d'energia è quindi differente nei quattro modi. I modi del K_S sono praticamente privi di background da altri tipi di decadimento, dato che il K_S decade in 2π con una probabilità $\simeq 100\%$. Al contrario i modi del K_L risentono di di numerosi fondi CP invarianti, come K_{l3} e $K_L \to 3\pi^0$. Questo tipo di sistematica deve quindi essere studiata in dettaglio nei modi interessati, senza che sia possibile alcuna cancellazione nel doppio rapporto.

2.2 I fasci di Kaoni

I protoni impiegati da NA48 provengono dal P42, un facio secondario dell' SPS al CERN. Per NA48 vengono impiegati burst di protoni da 450 GeV di lunghezza 2.4 s su un ciclo di 14.4s [6]. L' intensit dei protoni è di $1.5 \cdot 10^{12}$ prot./burst. I bersagli K_S e K_L sono due cilindri identici di berillio di 2mm di diametro e 400mm di lunghezza[7]. Gli angoli di incidenza dei protoni ri-

[4] La tecnica sarà descritta in dettaglio nel Capitolo 3.

[5] La pesatura permette anche di diminuire l' incidenza del background da $K_L \to 3\pi^0$ sul modo $K_L \to 2\pi^0$, come spiegato in dettaglio nel Capitolo 4.

[6] Nel 2001 sono impiegati burst meno energetici da 400 GeV, ma più efficienti con duty cycle di 5.2 s su 16.8 s.

[7] La lunghezza di interazione del berillio è 407mm.

spetto all' asse principale dei bersagli sono di 2.4 mrad per la targhetta K_L e 3.6 mrad per la targhetta K_S. I protoni che non interagiscono nella targhetta K_L ($\simeq$ 50%) vengono diretti verso il bersaglio K_S nel seguente modo :

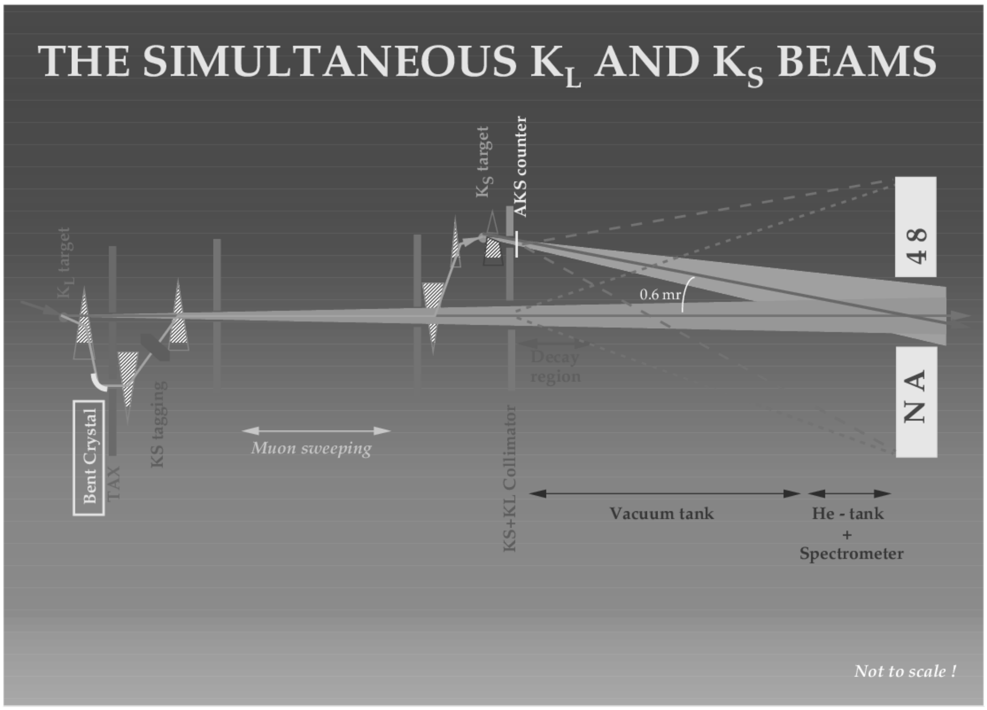


Figura 2.2: Geometria dei fasci K_L e K_S di NA48. La figura non è in scala.

- Un magnete dipolare di 10.8 T.m devia i protoni di 7.2 mrad.
- Un cristallo di silicio curvato canalizza e deflette una piccola frazione dei protoni originari ($\simeq 5 \cdot 10^{-5}$) grazie al fenomeno di *channeling*[8]. I protoni sono deviati di un angolo di -9.6 mrad in modo che il fascio di protoni abbia la stessa direzione del fascio K_L. Il fatto che la maggior parte dei protoni non sia canalizzata dal cristallo non è un problema, essendo i modi del K_S CP invarianti e quindi ad alto Branching Ratio.

[8]Una particella carica può essere canalizzata dal campo elettromagnetico di un cristallo se ha, rispetto ai piani di simmetria, un angolo di incidenza sufficientemente piccolo. Il cristallo può essere curvato meccanicamente in modo che le particelle canalizzate siano deflesse dell' angolo voluto.

Inoltre il processo di tagging dei protoni, che sarà presentato fra breve, non sarebbe possibile se il rate fosse troppo elevato.

- Due magneti portano il fascio sull' asse principale (B3 e B4) dopo si trova il tagger dei protoni.
- Attraversato il campo di 2 magneti quadripolari, usati per focalizare il fascio, i protoni vengono inviati da due ultimi magneti verso il bersaglio K_S, 7.2 cm più in alto del fascio di K_L, con un' inclinazione di 3.6 mrad rispetto all' asse principale e 4.2mrad con la direzione di volo dei K_S prodotti.

2.2.1 Tagger

Il tagging dei protoni è essenziale per distinguere i K_S dai K_L. Il compito del tagger è di misurare il tempo dei protoni diretti verso la targhetta K_S per metterlo in coincidenza con il tempo degli eventi nei rivelatori, etichettando l' evento come K_S se in coincidenza, o come K_L altrimenti. Per limitare le coincidenze con hit accidentali ed i mistagging è necessario che il tagger abbia una alta efficienza, un basso tempo morto ed un' ottima risoluzione temporale. Deve anche essere in grado di sopportare un rate di protoni di circa 10 MHz, preservando il più possibile la qualità del fascio. Queste esigenze hanno portato alla scelta di usare un sistema formato da 12 scintillatori plastici molto sottili e di larghezza differente (da $200\mu m$ a $2500\mu m$) in funzione della distanza dal centro del fascio, come in Fig. 2.3. Le dimensioni dei piani scintillatori sono scelte in modo che la media dei conteggi sia la stessa per tutti.

2.2.2 Fascio di K_S, AKS

I K prodotti[9] nel bersaglio K_S sono inviati verso i rivelatori con un angolo di 0.6 mrad rispetto alla direzione di volo dei K_L. Circa sei metri dopo la targhetta K_S è situato l' AKS, un anticounter composto da scintillatori il cui compito è di fissare l' inizio della zona fiduciaria, rivelando la presenza delle particelle carica che lo attraversano. Al fine di rivelare anche i decadimenti neutri avvenuti prima della zona fiduciaria, questo scintillatore è preceduto da un cristallo di iridio spesso $3mm$. Il cristallo ha il compito di convertire

[9] Il fascio è denominato K_S solo per comodità, essendo tutt'altro che un fascio K_S puro.

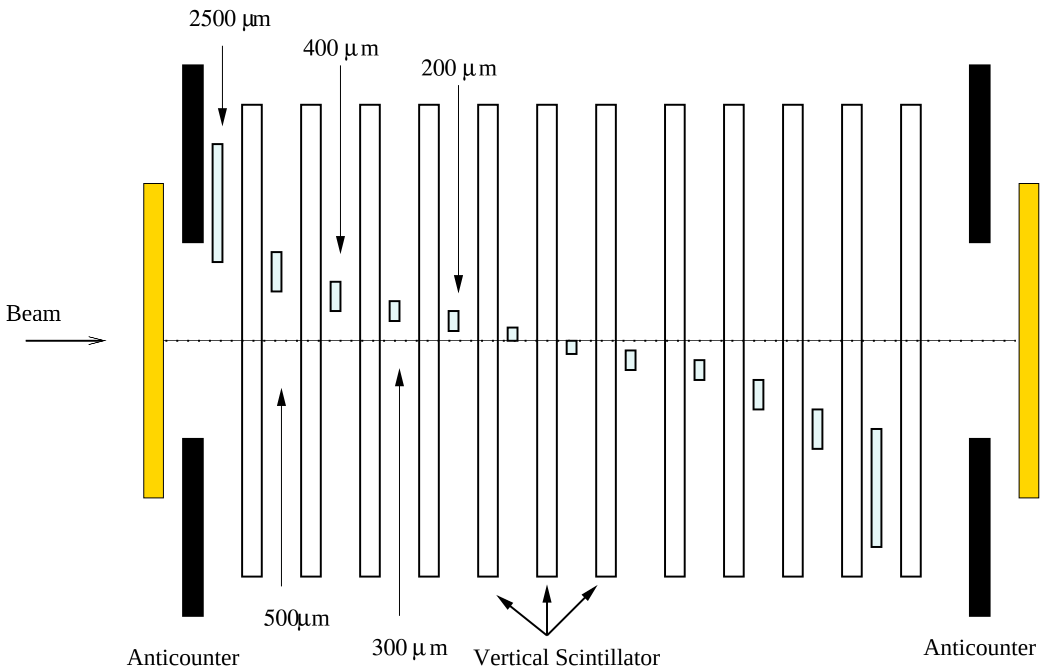


Figura 2.3: Profilo del tagger di protoni usato sul fascio di protoni K12 diretto verso la targhetta K_S.

i fotoni in coppie e^+e^-, prima dei piani scintillatori[10]. La posizione dell' anticounter ($\simeq\ 1\tau_S$ per $E_K = 100GeV$) è un compromesso fra la necessità di pulizia del fascio e della statistica di cui si ha bisogno.

2.3 Rivelatori

Lo schema generale dei rivelatori è illustato in Fig. 2.4. Una finestra di kevlar divide il "blue tube", in cui si trova la regione di decadimento sotto vuoto, dal "grey tube", dove si trovano le camere a filo in un ambiente di elio a pressione atmosferica. I rivelatori sono essenzialmente lo spettrometro magnetico, il calorimetro a Kr liquido, un trigger carico ed uno neutro per identificare i decadimenti, un calorimetro adronico, un μveto un odoscopio carico ed uno neutro usati in fase di triggering degli eventi.

[10]Il cristallo è allineato con il fascio lungo uno dei suoi assi di simmetria [15] per massimizzarne il potere di conversione.

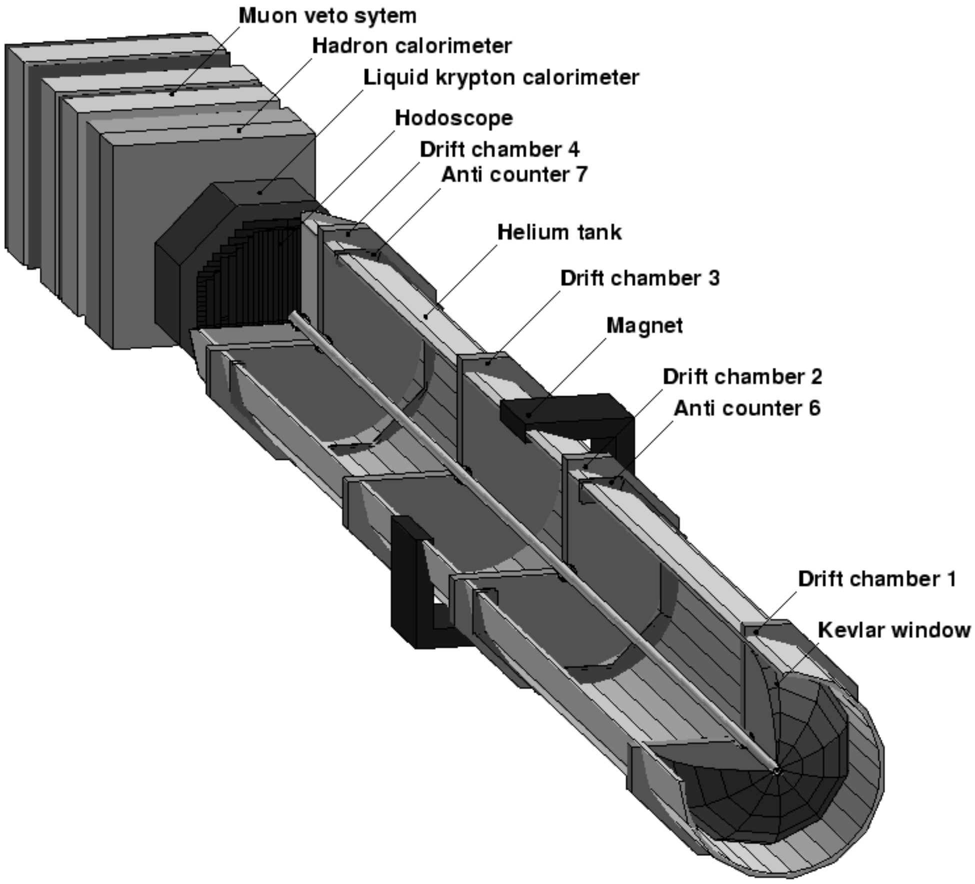


Figura 2.4: Rivelatori dell' esperimento NA48.

2.3.1 Spettometro Magnetico

Lo spettrometro è composto da 4 camere a filo, con un magnete fra la camera 2 e la camera 3 che deflette le particelle cariche con un kick di 250 MeV. Il volume è riempito di elio a pressione atmosferica perché le pareti delle camere non sarebbero in grado di sostenere un elevato gradiente di pressione. La scelta dell' elio è dovuta alla necessità di contenere il multiplo scattering, produzioni di coppia e^+ e^- e bremsstrahlung. Tutte le camere ad eccezione della camera 3 operano la misura della posizione dei punti di impatto delle particelle in modo ridondante (secondo gli assi x, y, u, v, cioè $0, \frac{\pi}{2}, \pm\frac{\pi}{4}$). La camera 3 opera la misura solo lungo gli assi x, y. La capacita risolutiva dello spettrometro è di :

$$\frac{\sigma(P)}{P} = 0.48\% \oplus 0.009 \cdot P(GeV)\% \tag{2.3}$$

Il primo termine è dovuto allo scattering nelle camere, il secondo alla risoluzione spaziale. I due termini contribuiscono circa allo stesso modo per pioni di energia media ($\sim$ $50GeV$). La risoluzione in impulso per tali pioni è $\frac{\sigma(P)}{P} \sim$ 0.7%.

2.3.2 Calorimetro a Kr Liquido

Il calorimetro elettromagnetico [16] è uno degli apparati veramente fondamentali dell' esperimento. Uno spaccato del rivelatore è proposto in Fig. 2.5. Si tratta di un calorimetro quasi omogeneo a Kr liquido. La scelta di usare un gas nobile è stata pesatemente condizionata dalla necessità di avere un calorimetro il più preciso possibile per rigettare, in particolare, il fondo $K_L \rightarrow 3\pi^0$ nel modo $K_L \rightarrow 2\pi^0$. I gas nobili hanno il vantaggio di fornire una risposta in energia lineare e di non essere soggetti all' invecchiamento del mezzo attivo, oltre ad avere una risoluzione migliore, grazie alle minori perdite dovute agli strati passivi. La lunghezza della parte attiva del calorimetro è di 127cm, che corrisponde a 27 lunghezze di radiazione[11]. Il raggio di Molière del Kr è di 6.1cm [12].

La sua superficie frontale ha la forma di un ottagono con apotema di 128 cm ed è suddivisa in 13248 celle 2x2 cm come in Fig.2.6. La superficie delle celle aumenta in funzione della profondità fino ad un massimo dell' 1.1% e la disposizione delle fascie è tale da dare al calorimetro una geometria proiettiva. In questo modo i fotoni che si originano nel mezzo della regione fiduciaria sviluppano i loro fasci parallelamente agli elettrodi, affinché l' energia depositata non dipenda dalla profondità dello sciame e quindi dall' energia dei fotoni originari[13]. Gli elettrodi sono costituiti da fasce di Cu-Be larghe 18mm e spesse $40\mu m$. Fra catodo ed anodo vi è una distanza di 1cm (si veda Fig. 2.6). La temperatura di ebollizione del Kr è di 119.8 K.

[11] Uno sciame eletromagnetico di 50 GeV deposita il 95% della sua energia in 24 L_o

[12] Uno sciame elettromagnetico è contenuto al 95% in 2 R_M.

[13] Per tenere conto della geometria proiettiva del calorimetro, piccole correzioni nel calcolo dell' energia vengono fatte offline in funzione della posizione ricostruita del vertice di decadimento.

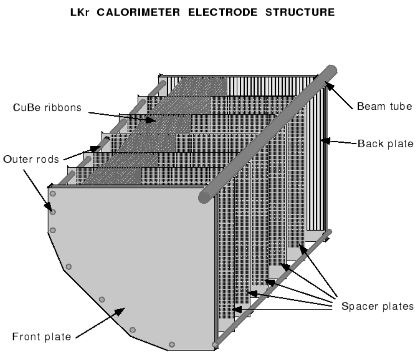


Figura 2.5: Spaccato del calorimetro elettromagnetico.

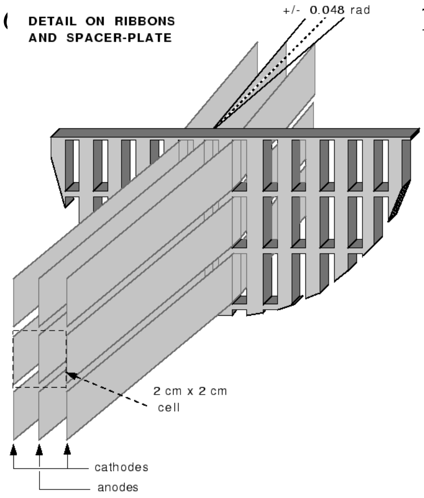


Figura 2.6: Particolare del calorimetro elettromagnetico di NA48.

La variazione di velocità di deriva degli elettroni è di -0.87%/K. Si è quindi reso necessario un sistema criogenico in grado di mantenere a temperatura costante i 9 m^3 di Kr del calorimetro. Il Kr che evapora è filtrato, liquefatto e reintrodotto nuovamente nel calorimetro, mantenendone inalterate le sue proprietà fisiche. I requisiti a cui il calorimetro deve soddisfare sono :

- Risoluzione in energia migliore del 1% sopra i 20 GeV.
- Risoluzione spaziale di circa 1 mm.
- Non uniformità e non linearità $< 0.5\%$.

La risoluzione spaziale degli sciami è ottenuta con fasci di elettroni,confrontando il baricentro delle celle che lo compongono con la traccia estrapolata dalle camere. Si ottiene:

$$\sigma_{x,y} = (\frac{4.2}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 0.6)mm \tag{2.4}$$

Come ogni calorimetro elettromagnetico, anche LKr di NA48 è soggetto a fotoproduzione adronica nello sviluppo degli sciami con conseguente sottostima dell' energia depositata nel calorimetro. La risoluzione in energia è ottenuta dagli elettroni provenienti dai decadimeni K_{e3} e da fasci speciali di elettroni di energia fissata, confrontando l' impulso misurato nelle camere a filo con l' energia misurata dal calorimetro. Per definire la scala neutra dell' energia sono stati anche eseguiti dei run dedicati con targhette lungo il fascio K_L allo scopo di osservare le disintegrazioni $\eta \rightarrow 3\pi^0$ e $\eta \rightarrow 2\gamma$. Questi decadimenti hanno una signatura molto nitida e sono molto sensibili sia alla scala dell' energia, che alla risoluzione del calorimetro. Le performance del calorimetro ottenute sono:

$$\sigma_E \;=\; 0.09 \oplus 0.032 \cdot \sqrt{E(GeV)} \oplus 0.0042 \cdot E(GeV) \qquad (2.5)$$

Le origini dei termini che contribuiscono all' errore sono:

- Il primo termine, costante, proviene da fenomeni come il rumore elettronico o la radioattività residua che sono indipendenti dall' energia.
- Il secondo termine, poissoniano, deriva dalle fluttuazioni stocastiche del numero di particelle che compongono lo sciame.
- L' ultimo termine è dovuto principalmente all' imprecisione nell' intercalibrazione degli amplificatori nelle celle del calorimetro. In misura molto minore è dovuto anche alla presenza di materiale inerte che assorbe una piccola parte dell' energia dello sciame.

2.3.3 Calorimetro adronico e μveto.

L' esperimento dispone anche di un calorimetro adronico per distinguere in modo soddisfacente gli eventi K_{e3} dagli eventi $K_{L,S} \rightarrow 2\pi$. È composto di 48 piani alternati di Fe e scintillatore per una profondità complessiva di 1.2m . La sua superficie misura 2.7mx2.7m . Il μveto è utilizzato per rigettare il fondo $K_\mu 3$. È composto da tre blocchi di ferro spessi 80 cm, seguiti da altrettanti piani scintillatori. La coincidenza stretta in tempo con l' evento ($\pm$ 2ns) o la coincidenza spaziale con una traccia estrapolata in un range di $\pm$ 4ns, rivela la presenza di un μ.

2.3.4 Altri rivelatori

Fra gli altri rivelatori dell' apparato sperimentale di NA48 è necessario citare l' AKL, formato da 7 piani di scintillatori plastici equidistanziati in z e disposti ai bordi dell blue ed del gray tube (gli ultimi due anticounter sono visibili in Fig. 2.7). Questo rivelatore è stato ideato per identificare gli eventi $K_L \rightarrow 3\pi^0$ che hanno perso almeno un fotone al di fuori dell' accettanza geometrica dell' apparato. L' alto rate di accidentali a cui l' AKL è soggetto, assieme al fatto che l' analisi neutra offline, grazie alle ottime performance del calorimetro, è perfettamente in grado di selezionare il fondo neutro, rendono superfluo l' uso di tale rivelatore nella ricostruzione neutra.

L' esperimento usa anche due odoscopi, uno carico ed uno neutro per identificare gli eventi di decadimento online. L' odoscopio carico si trova fra l' ultima camera ed il calorimetro, mentre l' odoscopio neutro (NHOD) è formato da fibre scintillanti e si trova all' interno della parte attiva del calorimetro elettromagnetico a 9.5 lunghezze di radiazione, dove si ha il massimo della sciamatura. Esso viene impiegato come trigger secondario (la sua efficienza è circa del 90%) e nel calcolo dell' efficienza del trigger neutro principale.

2.4 Trigger Online

Il sistema multilivello di trigger usato dall' esperimento NA48 [17] è suddiviso in tre parti principali (trigger carico, trigger neutro e trigger supervisor). Questo sistema è in grado di ridurre il rate di eventi da $2 \cdot 10^6/burst$ ($\sim 1MHz$), composto in gran parte da eventi di fondo a 3 corpi, a $1.4 \cdot 10^4/burst$ ($\sim 6KHz$) scritti su disco. Ogni evento selezionato dal trigger occupa uno spazio disco di circa 10KBytes, provenienti in gran parte dal calorimetro. Questi dati vengono inviati ad una PCfarm tramite una connessione ad 1Gbit/s e qui copiati su nastro. L' intero sistema di acquisizione è in pipeline, sincronizzato da un clock a 40MHz; ogni 25 ns i rivelatori inviano le proprie uscite a delle memorie profonde $204.8\mu s$. Il trigger supervisor, che raccoglie le informazioni dai trigger carico e neutro, deve prendere la decisione di registrare o meno l' evento entro questo intervallo, prima che le informazioni vecchie $204.8\mu s$ siano sovrascritte. Le informazioni provenienti dai detectors sono inviate allora alla PCfarm assieme ad una timestamp che identifica il tempo dell' evento. Il tempo medio impiegato dal trigger supervisor è di $100\mu s$.

Charged Trigger

Il trigger carico è stato ideato con lo scopo di distinguere gli eventi $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ da eventi di background con tracce cariche 10^4 volte più numeroso. Per raggiungere un tale risultato il trigger ricostruisce online i vertici di decadimento e la massa invariante dei pioni ricostruiti. Un primo trigger molto veloce (L1C) combina le informazioni della DCH1, dell' odoscopio, del μveto e dell' AKL, inviandole al trigger supervisor di livello 1 (L1TS). L1TS riduce il segnale di un fattore 10, imponendo delle condizioni poco stringenti sull' energia totale, il tipo di evento e sulla coincidenza temporale dei segnali nei quadranti opposti rispetto alla beam pipe nelle camere (QX). Esso usa le informazioni provenienti dalla DCH1, dal calorimetro elettromagnetico, dal calorimetro adronico e dal μveto. Il trigger carico di livello 2 (L2C o MassBox) è un trigger composto sia da una parte hardware che da una parte software, che si occupa della ricostruzione del vertice di decadimento e delle masse invarianti, inviando infine i risultati al TS.

Neutral Trigger

Il neutral trigger (NUT)[18] è un sistema in pipeline con un clock di 40MHz e senza tempi morti. Ogni 25ns il trigger effettua i seguenti passi:

- I segnali delle celle del calorimetro sono sommati nelle schede CPD in gruppi di super celle 2x8 sia orizzontalmente che verticalmente.
- Il segnale viene digitalizzato grazie ad un FADC a 40MHz e filtrato dal rumore imponendo una soglia (FM).
- I segnali delle supercelle sono quindi sommati in 64 righe e 64 colonne, ottenendo le proiezioni orizzontali e verticali dell' energia depositata nel calorimetro.
- I moduli PSS usano queste informazioni per trovare i picchi di energia nel calorimetro (SPY) ed quindi calcola i momenti n-esimi dell' energia (PSB), definiti come:

$$m_n^x = \sum_i x_i^n E_i \quad m_n^y = \sum_i y_i^n E_i \quad 0 \leqslant n \leqslant 2$$

- Nelle LUT vengono calcolati l' energia totale, il centro di gravità, il vertice di decadimento ed il tempo prorpio del K. Le informazioni sono infine inviate al TS.

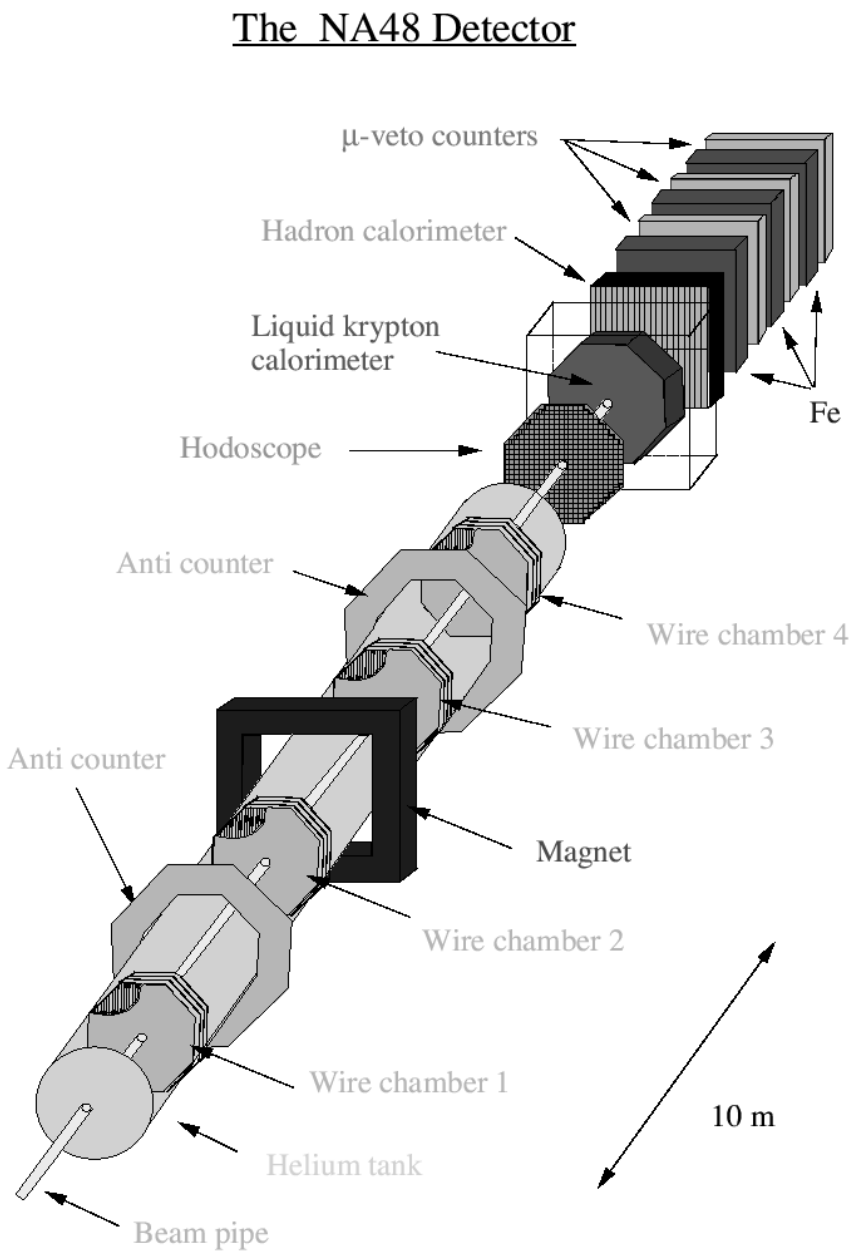


Figura 2.7: Rivelatori dell' esperimento NA48

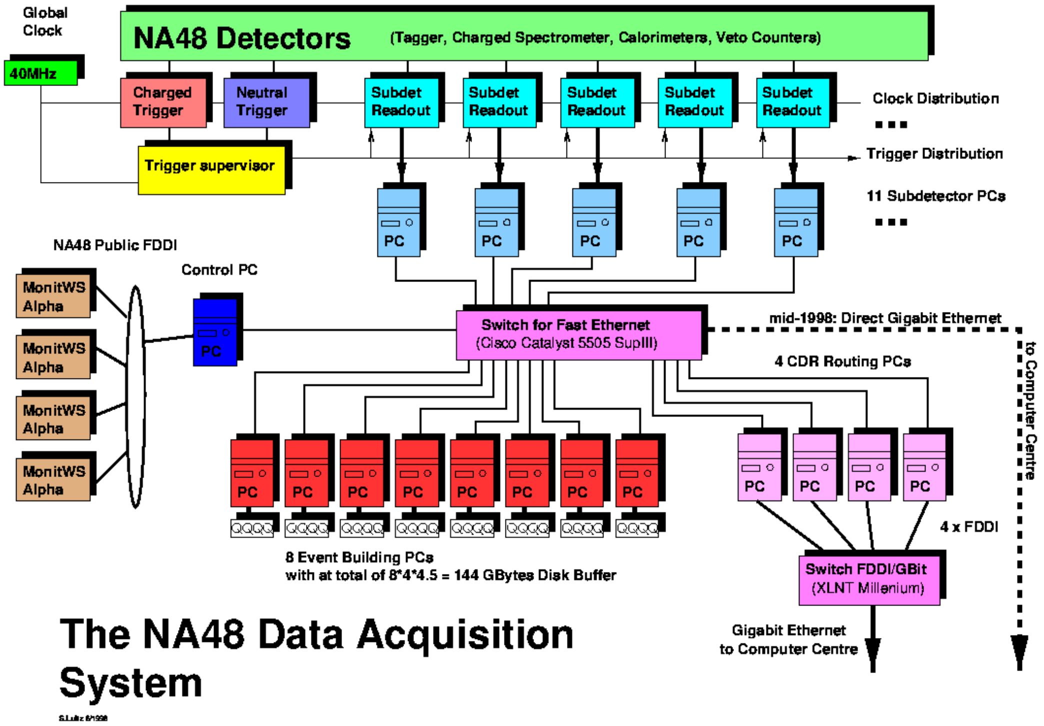


Figura 2.8: Sistema di acquisizione dati di NA48.

Capitolo 3

Parti comuni dell' analisi carica e neutra

3.1 Zona Fiduciaria

Nonostante la differenza in vita media del K_S e K_L (τ_L/τ_S=579), la definizione di una zona fiduciaria comune ha il vantaggio di ridurre le correzioni in accettanza da apportare al doppio rapporto. La zona fiduciaria è definita in funzione dell' energia del K E_K e del vertice z_v ricostruiti.

$$\gamma = \frac{E_K}{m_K} \tag{3.1}$$

$$\tau = \frac{(z_v - z_0)}{c\gamma} \tag{3.2}$$

dove l' origine z_0 è la posizione dell' AKS. Si accettano solo gli eventi con $0\tau_s < \tau < 3.5\tau_s$. L' origine z_0 viene definita con due metodi differenti per il K_L ed il K_S.

Poichè nell' intervallo di vita considerato la distribuzione in z_v degli eventi K_L è pressoché piatta (si veda Fig. 3.1), definiti N_p gli eventi perduti con $z_{vera} < z_0 < z_v$ e N_g gli eventi guadagnati con $z_v < z_0 < z_{vera}$, si ha $N_p \simeq N_g$. In realtà, studiando le simulazioni Monte Carlo per gli eventi neutri, si nota che $N_g > N_p$ come in fig 3.2 di un fattore $\frac{N_g - N_p}{N_{tot}} \simeq 7 \cdot 10^{-3}$. Ciò è dovuto principalmente a code non gaussiane della risposta in energia del calorimetro. Se all' inizio dello sviluppo dello sciame nel calorimetro si ha un evento di fotoproduzione adronica, l' energia ricostruita sarà fortemente sottostimata.

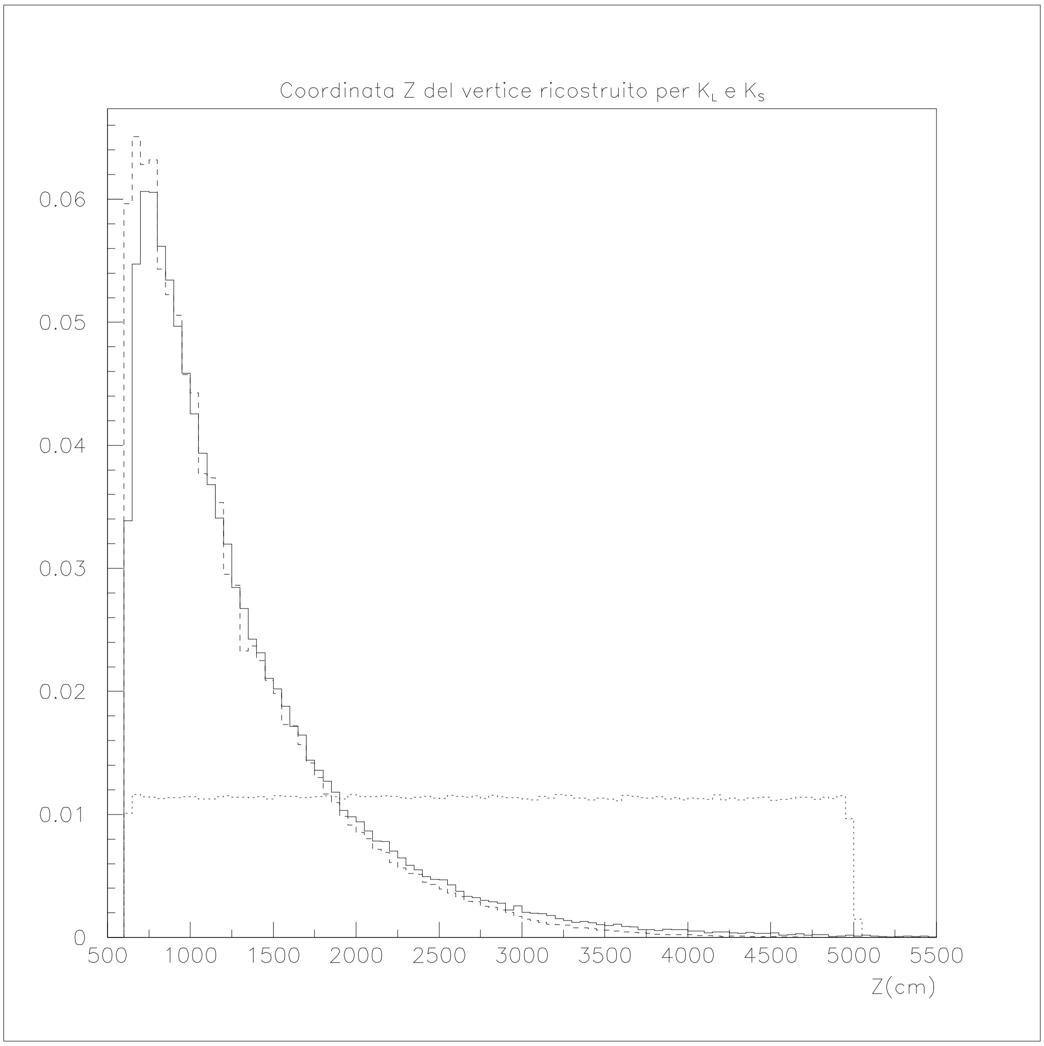


Figura 3.1: Distribuzione della coordinata z dei vertici di decadimento nei modi neutri. La linea continua rappresenta i K_S, la linea a punti i K_L, la linea tratteggiata i K_L pesati.

Questa sottostima sistematica dell' energia dei γ [1] dà luogo ad una peculiare coda non gaussiana nella risposta in energia del calorimetro. Di conseguenza la posizione del vertice ricostruito viene spostata sistematicamente verso il calorimetro. La lunga vita media dei K_L rispetto all' intervallo considerato, ci assicura però che il numero di eventi guadagnati all' inizio della regione fiduciaria per effetto delle code non gaussiane, sia all'incirca lo stesso di quelli

[1] Si ha un grande effetto sull' energia dei γ (fino al 50% di energia persa) nel 0.21% dei casi ed un piccolo effetto (fino al 9% di energia persa) nel 8.5% dei casi.

persi alla fine della regione fiduciaria, cioè: $N_g^{inizio} - N_p^{inizio} \simeq N_p^{fine} - N_g^{fine}$. In questo caso, quindi, non si commetterebbe un errore sistematico significativo se si rigettassero gli eventi basandosi sulla posizione del vertice ricostruito. La pesatura, tuttavia, distorce la distribuzione in Z dei K_L e quindi si ha $N_g^{inizio} - N_p^{inizio} > N_p^{fine} - N_g^{fine}$. Questo effetto è preso in considerazione nel calcolo di R con la correzione dovuta all' accettanza, effettuta con simulazioni Monte Carlo. Al contrario dei K_L, per i K_S la distribuzione in z_v nell' intervallo considerato è molto sensibile alla definizione dell' inizio della zona fiduciaria. Per rigettare gli eventi di decadimento avvenuti prima della zona fiduciaria, vi sono dei collimatori (cleaning collimator e final collimator) posti lungo i due fasci. Lungo il fascio K_S viene impiegato anche l' anticounter AKS; se esiste una coincidenza in tempo (± 3 ns) fra un segnale negli scintillatori ed un evento K_S nei rivelatori, questo viene rigettato. Non è possibile sistemare un anticounter come l' AKS sul fascio K_L a causa del rate elevato.

3.2 Binning in Energia

La differenza fra gli spettri K_L e K_S può generare un effetto sul doppio rapporto. Nella regione d' energia in cui vengono selezionati gli eventi il rapporto fra gli spettri può variare di $\pm$ 10%. La stabilità del doppio rapporto viene testata in funzione dell' energia, dividendo lo spettro in 20 bin d' impulso ed effettuando l' analisi separatamente in ciascun bin.

3.3 Pesatura

Per come è definita la regione fiduciaria, essa è molto diversa per eventi a bassa ed alta energia. Per K di 70 GeV il limite superiore di $3.5c\tau_S$ vale 13 m, per K di 170 GeV di energia vale 32 m. Fissata un energia E, il numero di eventi per ciascuno dei quattro modi si può esprimere in funzione dei branching ratio, del numero di mesoni K che entrano nella regione di decadimento e dell' accettanza media[2]:

$$N_{00}^S \;=\; \Gamma_{00}^S \cdot N_S \int_0^{3.5c\tau_S(E)} \frac{1}{\tau_S} e^{\frac{-z}{c\tau_S(E)}} R_{00}^S(z,E)dz \qquad (3.3)$$

[2]In questa analisi si approssimano per semplicità i fasci provenienti dalla targhetta K_L e dalla targhetta K_S a fasci puri. Nell' analisi finale di NA48 si prende in considerazione il fenomeno di mixing fra i mesoni K.

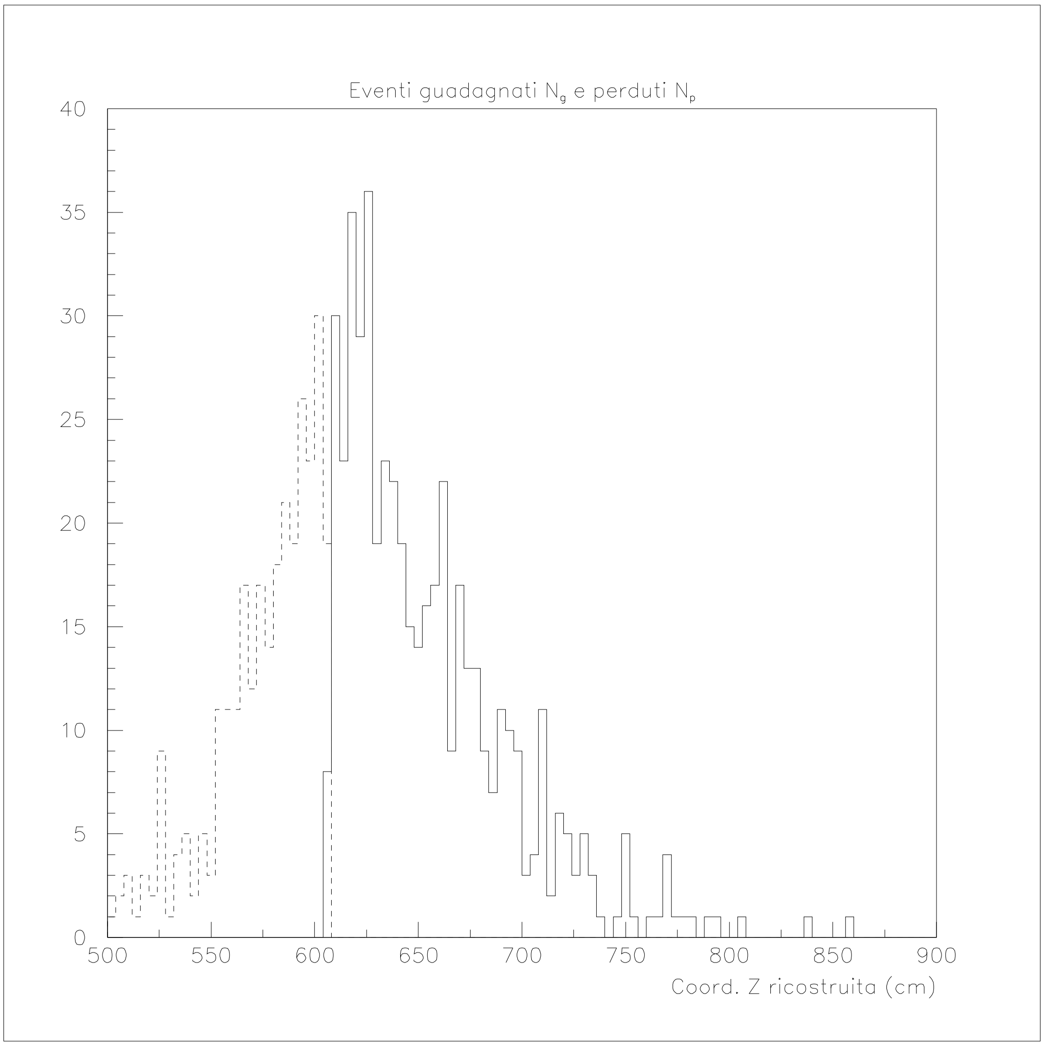


Figura 3.2: Distribuzione Monte Carlo della coordinata z dei vertici di decadimento nel modo $K_L \to 2\pi^0$. La linea continua rappresenta gli eventi N_g, la linea tratteggiata gli eventi N_p.

$$N^S_{+-} = \Gamma^S_{+-} \cdot N_S \int_0^{3.5c\tau_S(E)} \frac{1}{\tau_S} e^{\frac{-z}{c\tau_S(E)}} R^S_{+-}(z,E)dz \tag{3.4}$$

$$N^L_{00} = \Gamma^L_{00} \cdot N_L \int_0^{3.5c\tau_S(E)} \frac{1}{\tau_L} e^{\frac{-z}{c\tau_L(E)}} R^L_{00}(z,E)dz \tag{3.5}$$

$$N^L_{+-} = \Gamma^L_{+-} \cdot N_L \int_0^{3.5c\tau_S(E)} \frac{1}{\tau_L} e^{\frac{-z}{c\tau_L(E)}} R^L_{+-}(z,E)dz \tag{3.6}$$

in cui l' origine coincide con l' AKS ed è la stessa per i quattro modi. $R^{L,S}$ sono le accettanze in senso largo nei quattro modi, dovute alla geometria ed alla selezione degli eventi e $c\tau(E) = \gamma(E)c\tau$. Si vorrebbe che fosse possibile usare nel calcolo di R il rapporto fra la quantità eventi selezionati, invece che dei branching ratio. Data la morfologia dell' esperimento, il contributo dovuto alle quantità N_L e N_S si cancellano nel doppio rapporto. A causa della differenza in vita media fra K_L e K_S non si annulla invece il contributo dovuto all' integrale, sebbene $R^L_{00}(z,E) \simeq R^S_{00}(z,E)$ e $R^L_{+-}(z,E) \simeq R^S_{+-}(z,E)$ a z ed E fissati. Per equalizzare gli integrali è necessario *pesare* gli eventi K_L con una funzione esponenziale :

$$w(z,E) = \frac{\tau_L}{\tau_S} e^{-z(\frac{1}{c\tau_S(E)} - \frac{1}{c\tau_L(E)})} \tag{3.7}$$

Partendo dalle equazioni 3.4 e 3.5 si ottiene:

$$\begin{aligned} W^L_{00} &= \Gamma^L_{00} \cdot N_L \int_0^{3.5c\tau_S(E)} \frac{1}{\tau_L} e^{\frac{-z}{c\tau_L(E)}} R^L_{00}(z,E) w(z,E) dz = \\ &\qquad \Gamma^L_{00} \cdot N_L \int_0^{3.5c\tau_S(E)} \frac{1}{\tau_S} e^{\frac{-z}{c\tau_S(E)}} R^L_{00}(z,E) dz \end{aligned} \tag{3.8}$$

$$\begin{aligned} W^L_{+-} &= \Gamma^L_{+-} \cdot N_L \int_0^{3.5c\tau_S(E)} \frac{1}{\tau_L} e^{\frac{-z}{c\tau_L(E)}} R^L_{+-}(z,E) w(z,E) dz = \\ &\qquad \Gamma^L_{+-} \cdot N_L \int_0^{3.5c\tau_S(E)} \frac{1}{\tau_S} e^{\frac{-z}{c\tau_S(E)}} R^L_{+-}(z,E) dz \end{aligned} \tag{3.9}$$

In questo modo la misura di R, che richiederebbe in principio di misurare i branching ratio per i 4 modi, si riduce al doppio rapporto fra il numero degli eventi opportunamente pesati.

$$R(E) = \frac{\Gamma^L_{00}}{\Gamma^S_{00}} / \frac{\Gamma^L_{+-}}{\Gamma^S_{+-}} = \frac{W^L_{00}}{N^S_{00}} / \frac{W^L_{+-}}{N^S_{+-}} \tag{3.10}$$

La pesatura, tuttavia, produce un sensibile aumento dell' errore statistico della misura. In figura 3.3 sono mostrate le distribuzioni dei pesi per eventi $K_L \to 2\pi^0$. L' errore statistico nel caso di N eventi con una distribuzione di Poisson vale $\sqrt{N}$, mentre per N eventi di peso P_i vale $\sigma(P) = \sqrt{\sum_{i=1}^N (P_i)^2}$. Nel nostro caso data una distribuzione dei pesi come in Fig. 3.3 si ha

$$\frac{\sigma(P)}{P} \simeq 1.37 \frac{\sigma(N)}{N} \tag{3.11}$$

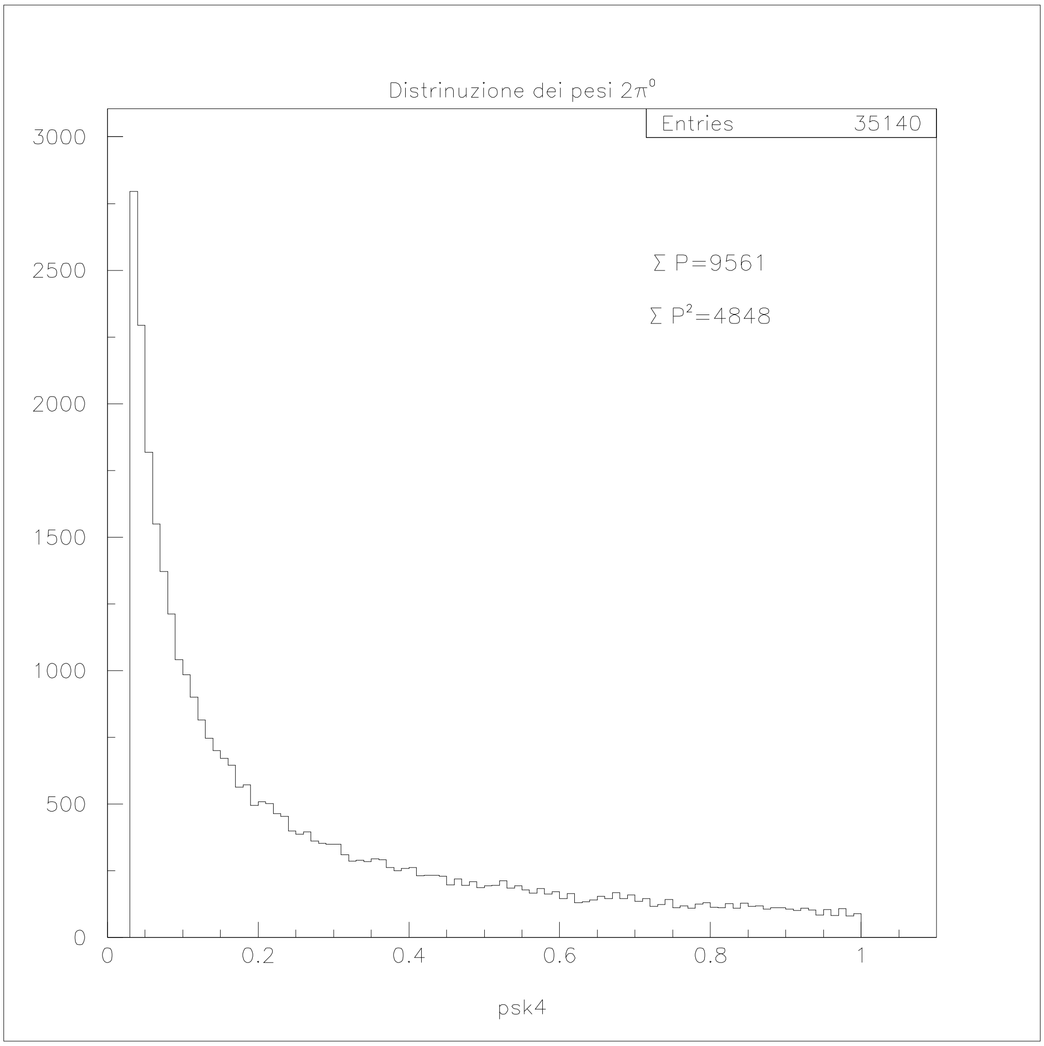


Figura 3.3: Distribuzione dei pesi per eventi $K_L \rightarrow 2\pi^0$

3.4 Diluzione

Il metodo di tagging K_L, K_S scelto dalla collaborazione di NA48 è molto peculiare e merita una particolare attenzione.

Nei modi carichi, la ricostruzione della coordinata y del vertice di decadimento è sufficientemente accurata per distinguere il fascio K_S dal fascio K_L. La figura 3.4 mostra le coordinate y e z ricostruite per gli eventi $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Gli eventi K_S e K_L sono ben distinti in tutta la regione di decadimento. Nei modi neutri, al contrario, il calorimetro non è in grado di

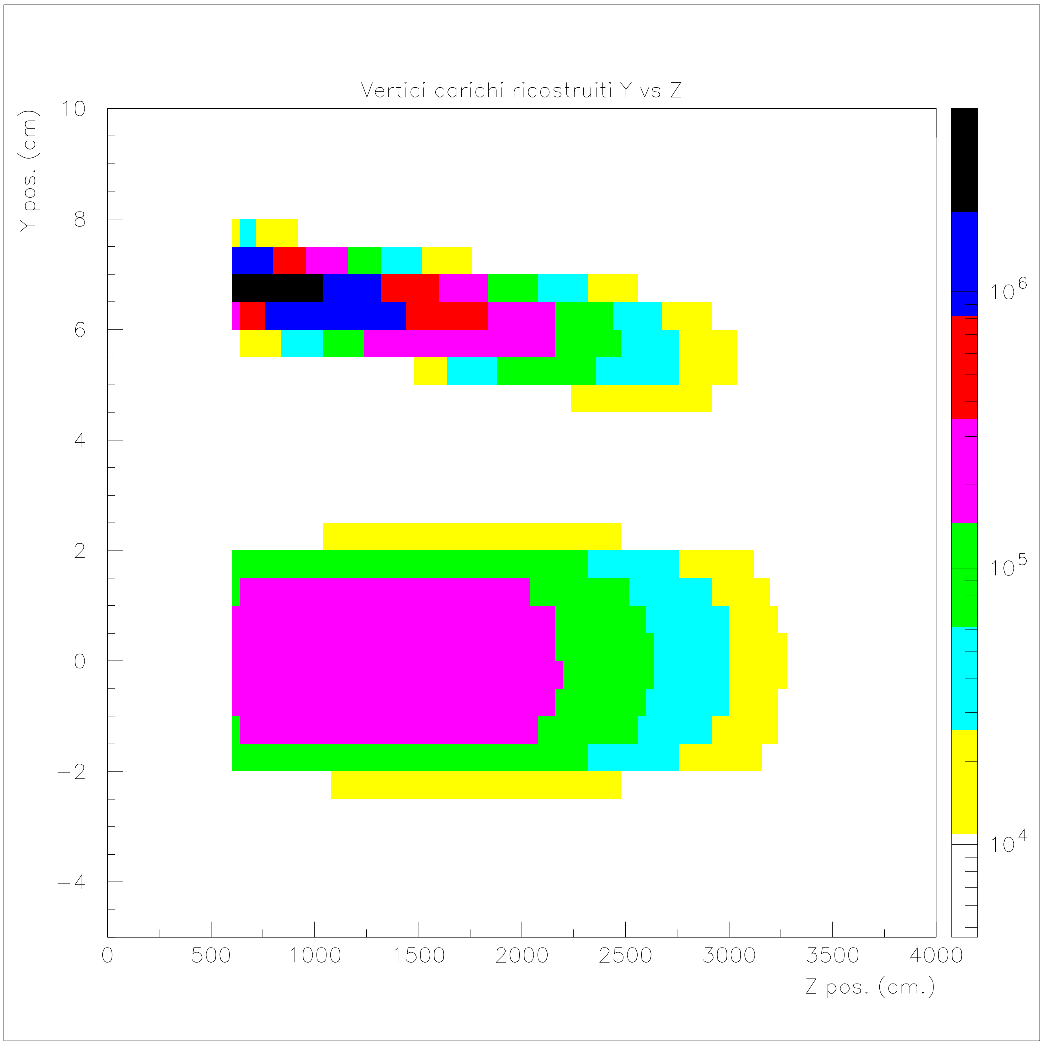


Figura 3.4: Coordinate y, z ricostruita per gli eventi $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$.

risolvere i due fasci separatamente; si è resa quindi necessaria una differente tecnica per identificare i K_L dai K_S. Per evitare l' apparizione di sistematiche legate all' efficienza di tagging degli eventi nel calcolo del doppio rapporto R, è necessario utilizzare una tecnica identica di tagging per gli eventi neutri e carichi. La tecnica scelta consiste nell' identificare gli eventi K_S usando un tagger formato da scintillatori plastici sul fascio di protoni K12 diretto verso la targhetta K_S. Un evento viene definito K_S se esiste una coincidenza temporale in una finestra di $\pm 2ns$ fra il tempo di un hit nel tagger ed il tempo dell' evento registrato dal calorimetro (per gli eventi neutri) o dall' odoscopio carico (per gli eventi carichi); l' evento è definito K_L altrimenti.

Nel caso degli eventi carichi, la ricostruzione della coordinata y del vertice di decadimento costituisce una valida ed accurata tecnica di monitoraggio del fenomeno di *diluizione* degli eventi K_L e K_S. Per diluizione si intende il mistagging di eventi K_L, identificati come K_S e detta α_{LS}, ed in modo analogo il mistagging di eventi K_s, identificati come K_L, è detta α_{SL}. Le cause possono essere:

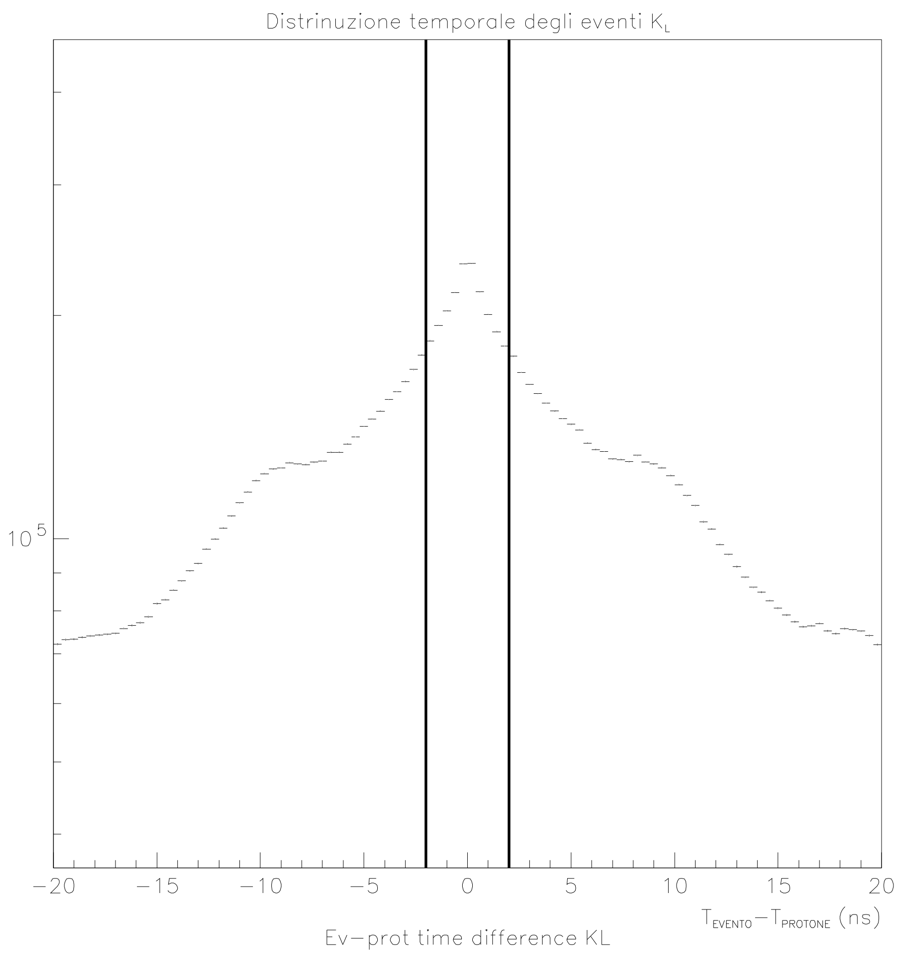


Figura 3.5: Distribuzione della differenza in tempo fra gli eventi $K_L \to \pi^+\pi^-$ e il protone più vicino.

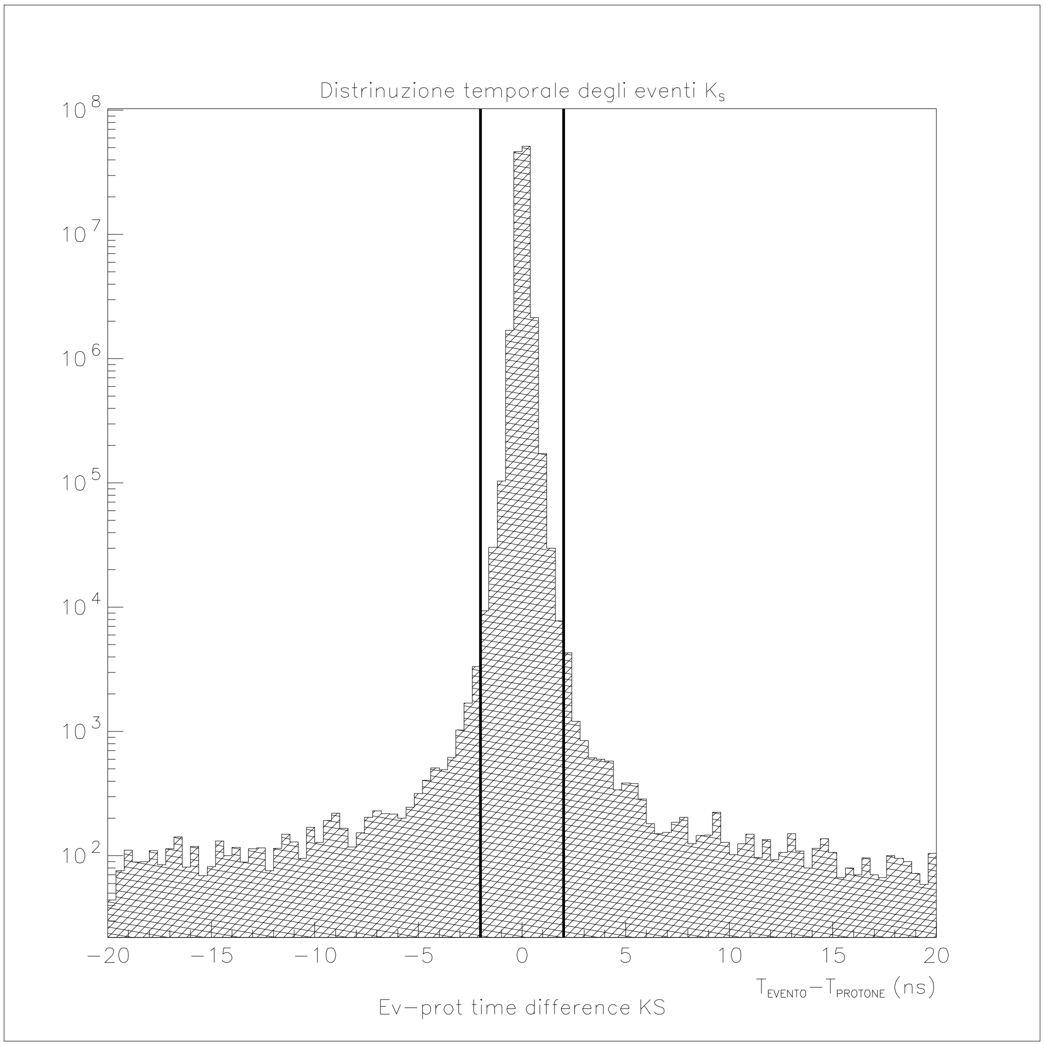


Figura 3.6: Distribuzione della differenza in tempo fra gli eventi $K_S \to \pi^+\pi^-$ e il protone più vicino.

- Per α_{LS}, una coincidenza accidentale fra un protone nel tagger ed un evento K_L.

- Per α_{SL}, un' inefficienza del tagger od un errore nella ricostruzione del tempo del protone o dell' evento.

In Fig. 3.5 è proposta la distribuzione degli eventi $K_L \to \pi^+\pi^-$, identificati grazie alla posizione del vertice ricostruito in funzione della differenza fra il tempo dell' evento ed il tempo del protone più prossimo. È evidente che una consistente parte di eventi K_L ($\sim 10\%$) viene identificata come K_S a causa di una coincidenza accidentale. Le cause principali sono due:

- L' alto rate di protoni nel fascio K12;
- L' esistenza di una evidente struttura nel fascio di protoni provenienti dall' SPS. IL fascio, se analizzato localmente, non è formato da un flusso costante di particelle, ma da brevi bunch di protoni, con tempi di arrivo molto vicini fra loro ed in fase con le frequenze proprie dell' SPS a 100 e 200 MHz. Ciò, dovuto alla tecnica di estrazione dei protoni, crea una forte correlazione fra il tempo degli eventi K_L e dei protoni nel tagger, come si può vedere in Fig. 3.5.

La diluizione α_{SL}^{+-} è presentata in Fig. 3.6. Il numero di eventi ricostruiti K_L^{tag} e K_S^{tag}, date le diluizioni α_{LS} e α_{SL} è

$$K_L^{tag} = (1-\alpha_{LS}) \cdot K_L^{true} + \alpha_{SL} \cdot K_S^{true} \quad (3.12)$$
$$K_S^{tag} = (1-\alpha_{SL}) \cdot K_S^{true} + \alpha_{LS} \cdot K_L^{true} \quad (3.13)$$
$$(3.14)$$

Poichè $\alpha_{SL} << 1$, può essere trascurato e quindi si ottiene:

$$K_L^{true} = \frac{K_L^{tag}}{(1-\alpha_{LS})} \quad (3.15)$$
$$K_S^{true} = K_S^{tag} - \alpha_{LS} \cdot \frac{K_L^{tag}}{(1-\alpha_{LS})} \quad (3.16)$$
$$(3.17)$$

I risultati sono stati confrontati con quelli ottenuti in modo indipendente da altri membri della collaborazione e riportati in tabella:

Diluizione		
Membro della collaborazione	α_{LS}^{+-}	α_{SL}^{+-}
L. Fiorini (Pisa)	$(10.49 \pm 0.01)\%$	$(1.50 \pm 0.04) \cdot 10^{-4}$
S. Giudici (Pisa)	$(10.45 \pm 0.01)\%$	$(1.46 \pm 0.03) \cdot 10^{-4}$
F. Marchetto (Torino)	$(10.46 \pm 0.01)\%$	n.d.

Capitolo 4

Ricostruzione Neutra

La ricostruzione dei decadimenti neutri $K_{L,S} \to 2\pi^0$ viene effettuata partendo dagli sciami rivelati nel calorimetro. L' energia di ogni sciame è misurata nelle celle entro 11cm dal punto di massima energia, effettuando delle correzioni dovute eventualmente all' energia persa vicino ai bordi del calorimetro, nei pressi delle *dead cell*[1], in funzione del vertice di decadimento ricostruito e della distanza dagli altri sciami. Il vertice di decadimento è ricostruito imponendo la massa invariante del K ai 4 hit rivelati nel calorimetro.

$$M_K^2 \;=\; \sum_j \sum_{i<j} 2E_iE_j(1-cos\theta_{ij}) \;\;\simeq\;\; \sum_j \sum_{i<j} E_iE_j\theta_{ij}^2 \tag{4.1}$$

dove θ_{ij} è l' angolo fra due fotoni. Lo sviluppo al primo ordine è in approssimazione di piccoli angoli (generalmente per i fotoni che colpiscono il calorimetro si ha $\theta_{ij} < 10$ mrad). In tal caso, definita $d_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$ e $D \;=\; Z_{LKR} - Z_v$ si può scrivere:

$$\theta_{ij} \;\simeq\; \frac{d_{ij}}{D} \tag{4.2}$$

$$D \;\simeq\; \frac{1}{M_{K^0}}\sqrt{\sum_j \sum_{i<j} E_iE_jd_{ij}^2} \tag{4.3}$$

Per avere un' idea della risoluzione della posizione del vertice, si può utilizzare l' eq. 4.3, assumendo (non del tutto correttamente) che i contributi all' errore siano scorrelati.

$$\sigma^2(Z_v) \;= \sum_i \{(\frac{\partial Z_v}{\partial E_i}\sigma(E_i))^2 \;\;+\;\; (\frac{\partial Z_v}{\partial x_i}\sigma(x_i))^2 \;\;+\;\; (\frac{\partial Z_v}{\partial y_i}\sigma(y_i))^2\} \tag{4.4}$$

[1]Sono le celle malfunzionanti la cui risposta in corrente in funzione dell' energia rilasciata dallo sciame è molto inferiore al dovuto. Vi sono circa 40 celle morte nel calorimetro su un totale di circa 13000.

Da cui sapendo che :

$$\frac{\partial Z_v}{\partial E_i} \simeq -\frac{\Delta Z_v}{4 < E >} \tag{4.5}$$
$$\frac{\partial Z_v}{\partial x_i} \simeq -\frac{\Delta Z_v}{2 < x >} \tag{4.6}$$
$$\tag{4.7}$$

ed usando i valori tipici $\sigma(x)/x \sim 0.5\%$ e $\sigma(E)/E \sim 1\%$ si ottiene una risoluzione tipica $\sigma(Z_v) \sim 50cm$ in cui i contributi in energia ed in posizione si equivalgono circa. Una peculiarità di NA48 è che il calorimetro non è in grado di distinguere gli eventi provenienti dai due fasci in Fig. 2.2, come invece accade per gli eventi carichi. Infatti gli angoli fra i γ provenienti dal facio K_L e K_S differiscono per $\sim\ 10^{-4}$ mrad, troppo poco perché lo si possa misurare nella ricostruzione dell' evento. Ciò comporta lo svantaggio di richiedere per l' identificazione del fascio d' origine, la procedura di tagging poco efficiente presentata nel Capitolo 3. Per gli eventi neutri si misurano 12 variabili indipendenti (le energie e le posizioni dei 4 γ). Il decadimento sarebbe completamente determinato note 17 variabili, quali i quadrimpulsi dei fotoni e Z_v[2], ma vi sono i vincoli della massa del K, dei 2 π^0 e dei 4 γ. Questo significa che 2 variabili sono inutilizzate per determinare il sistema e possono essere impiegate per determinare la qualità dell' evento. Calcolata la massa invariante di una coppia di fotoni:

$$m_{ij} = \sqrt{E_i E_j}\frac{d_{ij}}{D} \tag{4.8}$$

si può definire una variabile χ^2 come:

$$\chi^2 = (\frac{m_{ab} - m_{\pi^0}}{\sigma(m_{ab})})^2 + (\frac{m_{cd} - m_{\pi^0}}{\sigma(m_{cd})})^2 \tag{4.9}$$

Questa definizione di χ^2 ha però uno svantaggio. m_{ab} e m_{cd} sono anticorrelate in virtù del vincolo della massa del K, come si può vedere in Fig. 4.1. Si preferisce quindi usare le variabili indipendenti $m_+ = \frac{m_{ab}+m_{cd}}{2}$ e $m_- = \frac{m_{ab}-m_{cd}}{2}$. Il χ^2 è allora ridefinito come:

$$\chi^2 = (\frac{m_+ - m_{\pi^0}}{\sigma(m_+)})^2 + (\frac{m_-}{\sigma(m_-)})^2 \tag{4.10}$$

[2]Data la scarsa sensibilità del calorimetro alla distanza del vertice di decadimento dall' asse z, si considerano tutti i decadimenti avvenuti lungo l' asse del fascio K_L.

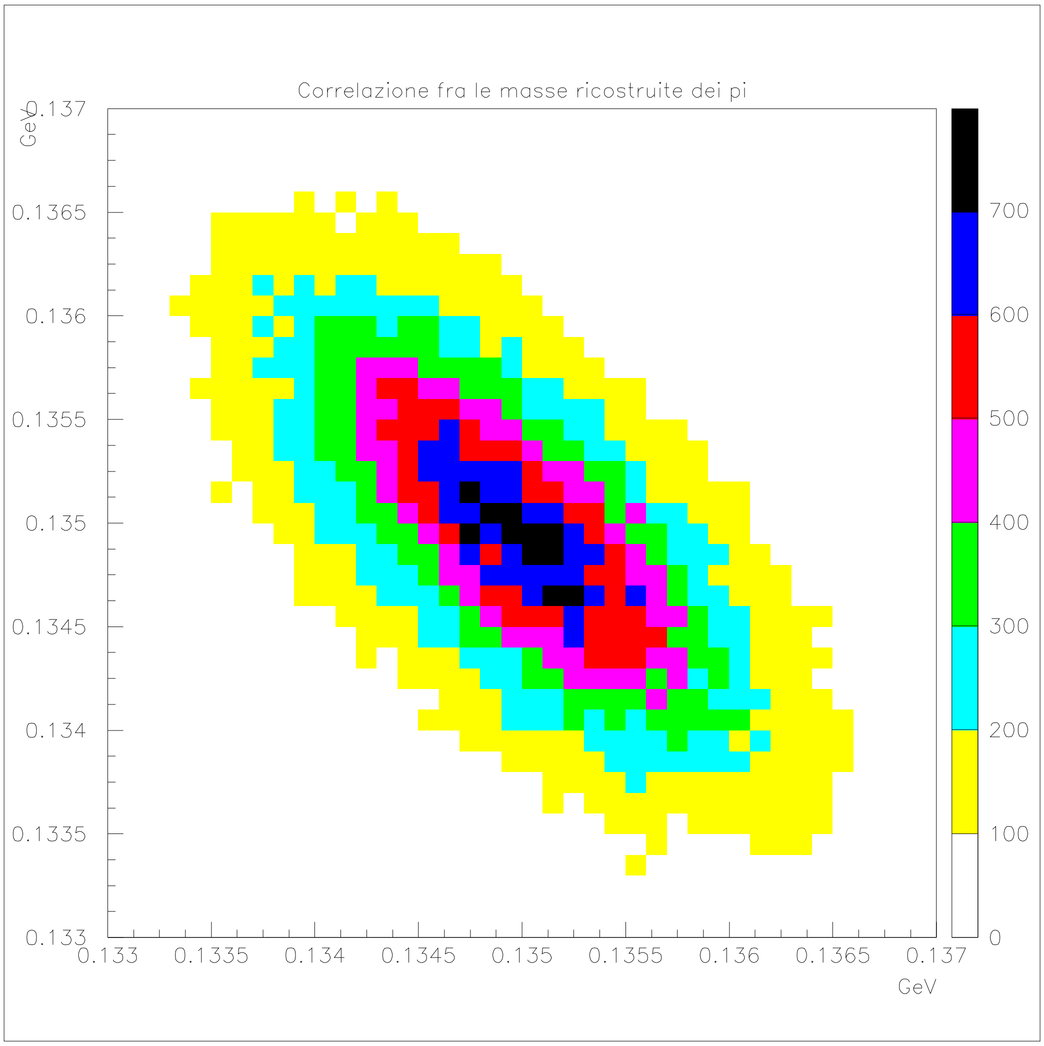


Figura 4.1: Correlazione fra le masse ricostruite dei π^0.

4.1 Selezione neutra

La selezione degli eventi neutri è fatta in base ai seguenti criteri[3]:

- 70 GeV $< E_K <$ 170 GeV
- $\tau_K < 3.5\ \tau_{K_S}$
- 3 GeV $< E_\gamma <$ 100 GeV

[3]Sono applicati anche altri tagli in base a fattori di qualità del burst ed allo stato dei trigger, che sono stati tralasciati in questa esposizione.

- Energia degli extra cluster [4] < 1.5 GeV
- La distanza dal centro del calorimetro r_i per ogni hit deve essere > 15 cm, per evitare perdite di energia troppo consistenti in prossimità della beam pipe.
- Gli hit devono essere compresi in un ottagono con apotema di 113 cm, per evitare perdite di energia sui bordi del calorimetro.
- Distanza minima di un hit da una *dead cell* = 2cm.
- Distanza minima fra due hit $d_{ij} > 10$ cm.
- Modulo del Centro di Gravità dell' evento deve essere < 10 cm, per rigettare eventi a 3 corpi od in cui è avvenuta una pair production. Il centro di gravità è definito come:

$$\overrightarrow{g} = \frac{\sum_i E_i \overrightarrow{r_i}}{\sum_i E_i} \tag{4.11}$$

- Chiamata $\bar{t}$ la media temporale degli hit di un evento, per ogni hit: $t_{hit} - \bar{t} < 5$ns, per eliminare eventi con hit accidentali.
- $\chi^2 < 13.5$.

4.2 Fondo Neutro

4.2.1 Aspetti Generali e Metodi di Analisi

Il background del modo neutro del K_L è dovuto principalmente ad eventi $K_L \to 3\pi^0$ in cui 2γ non sono stati rivelati. Per la maggior parte si tratta di γ che passano nella pipe del fascio K_L, un' altra parte esce all' esterno dell' accettanza geometrica del calorimetro, mentre una piccola parte, $\sim 10\%$ dei γ, non viene rivelata perché il punto di impatto è troppo vicino a quello di un altro fotone. Questo effetto, detto *fusione*, è legato alla dimensione delle celle del calorimetro (2cmx2cm): se due fotoni di uno stesso evento colpiscono una stessa cella, il calorimetro non è in grado di risolverli separatamente, ma saranno ricostruiti come un unico fotone di energia uguale alla somma delle energie dei due gamma e di punto di impatto uguale al baricentro energetico dei due fotoni. Per l' analisi del fondo si usano due regioni della distribuzione in χ^2 dei K_L:

[4] Gli extra cluster sono degli hit spuri nel calorimetro in tempo con l' evento neutro. Se l' energia di questi hit è piccola, l' evento non viene rigettato.

- La regione di segnale $\chi^2 < 13.5$
- La regione di controllo $36 < \chi^2 < 135$

La regione di segnale è popolata in larga parte da eventi $K_L \rightarrow 2\pi^0$, mentre la regione di controllo è popolata da eventi con code non gaussiane, da eventi in cui un fotone ha prodotto una coppia e^+e^- interagendo con la materia dei rivelatori, o in cui è avvenuta una conversione interna di un fotone (decadimento Dalitz $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$) e da eventi $K_L \rightarrow 3\pi^0$. Per la valutazione del fondo sono usate due tecniche differenti. La tecnica usata generalmente dalla collaborazione di NA48 consiste nel calcolare il fondo $K_L \rightarrow 3\pi^0$ nella regione di controllo. Si applica un fattore di estrapolazione alla zona di segnale, per poi sottrarlo al segnale ed avere la correzione su R. In altre parole si seguono i seguenti passi: si sottrae nella regione di controllo ai dati K_L la simulazione Montecarlo $K_L \rightarrow 2\pi^0$: gli eventi $K_L \rightarrow 3\pi^0$ sono la differenza fra le due distribuzioni. Con un Monte Carlo si calcola il fattore di estrapolazione degli eventi $K_L \rightarrow 3\pi^0$ dalla regione di controllo alla regione di segnale e si ottiene la correzione ad R dovuta al background neutro.

Un metodo alternativo consiste nel valutare direttamente nella regione di segnale il fondo dovuto agli eventi $K_L \rightarrow 3\pi^0$, utilizzando una simulazione Monte Carlo. Questa tecnica non è stata usata dalla collaborazione perché per ottenere una buona precisione è necessario generare un sample di eventi dell' ordine di 10^{10} decadimenti $K_L \rightarrow 3\pi^0$. Solo ultimamente il Monte Carlo *Flyo*, realizzato dal gruppo di Pisa della collaborazione, è sufficientemente veloce ed accurato da poter generare una tale quantità di eventi nell' arco di pochi giorni.

4.2.2 Eventi K_L e K_S nella regione di controllo

Eventi $K_S \rightarrow 2\pi^0$

Per gli eventi $K_S \rightarrow 2\pi^0$ il fondo dovuto agli eventi $K_S \rightarrow 3\pi^0$ è trascurabile; la regione di controllo è popolata solo da eventi in cui vi è stata una fotoproduzione adronica nello sviluppo dello sciame nel calorimetro e da eventi in cui è stata prodotta una coppia e^+e^- da un γ che ha interagito nello spettrometro magnetico od in seguito ad un decadimento Dalitz $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$.

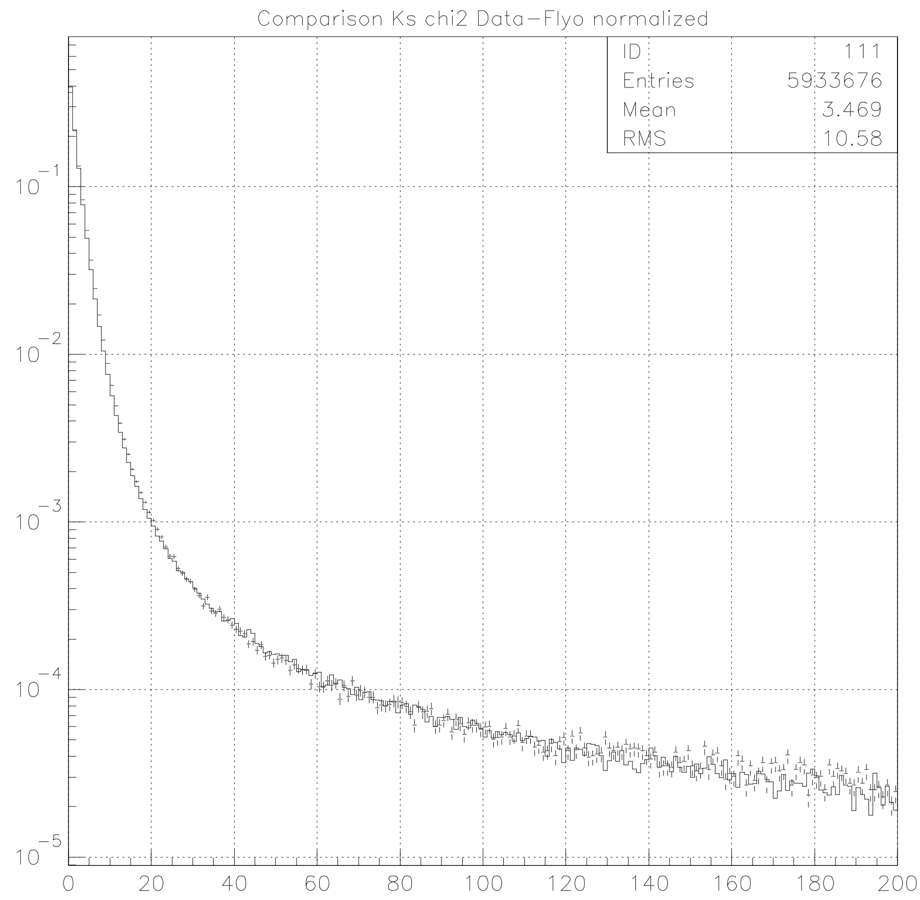


Figura 4.2: Distribuzione della variabile χ^2 per gli eventi K_S.

La simulazione effettutata con il Monte Carlo *Flyo* [21] è in accordo con i dati sperimentali come in Fig. 4.2 e 4.3. Gli eventi nella regione di controllo con $z < 607.2cm$ sono dovuti ad una pair production o conversione interna prima del magnete. Gli elettroni prodotti sono deviati dal campo magnetico nello spettrometro, comportando in alcuni casi uno spostamento verso la targhetta della posizione ricostruita del vertice.

Eventi $K_L \to 2\pi^0$

Gli eventi $K_L \to 2\pi^0$ prodotti dal Monte Carlo *Flyo* non riproducono i dati sperimentali (si veda Fig. 4.4) a causa del fondo $K_L \to 3\pi^0$. Se però al

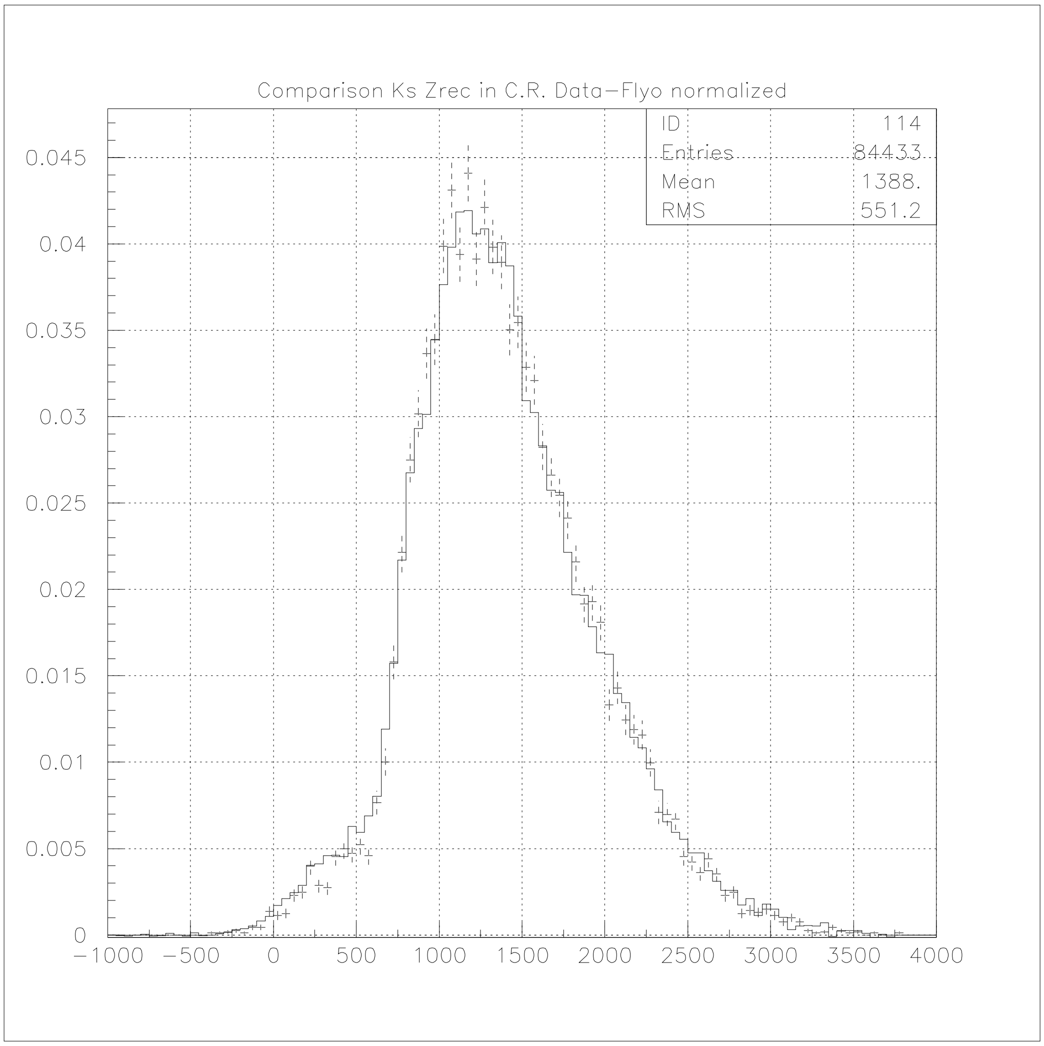


Figura 4.3: Distribuzione della coordinata z ricostruita del vertice di decadimento per gli eventi K_S nella regione di controllo. L' origine è fissata dalla posizione della targhetta K_S. Il contenuto dei due istogrammi è normalizzato e la posizione del vertice è espressa in cm.

sample $K_L \to 2\pi^0$ si aggiunge un sample $K_L \to 3\pi^0$, prodotto con lo stesso Monte Carlo e normalizzato in base ai rapporti del branching ratio, si ottiene un ottimo accordo (mostrato in Fig. 4.5), dimostrando che la simulazione Monte Carlo è in grado di riprodurre fedelmente i risultati sperimentali.

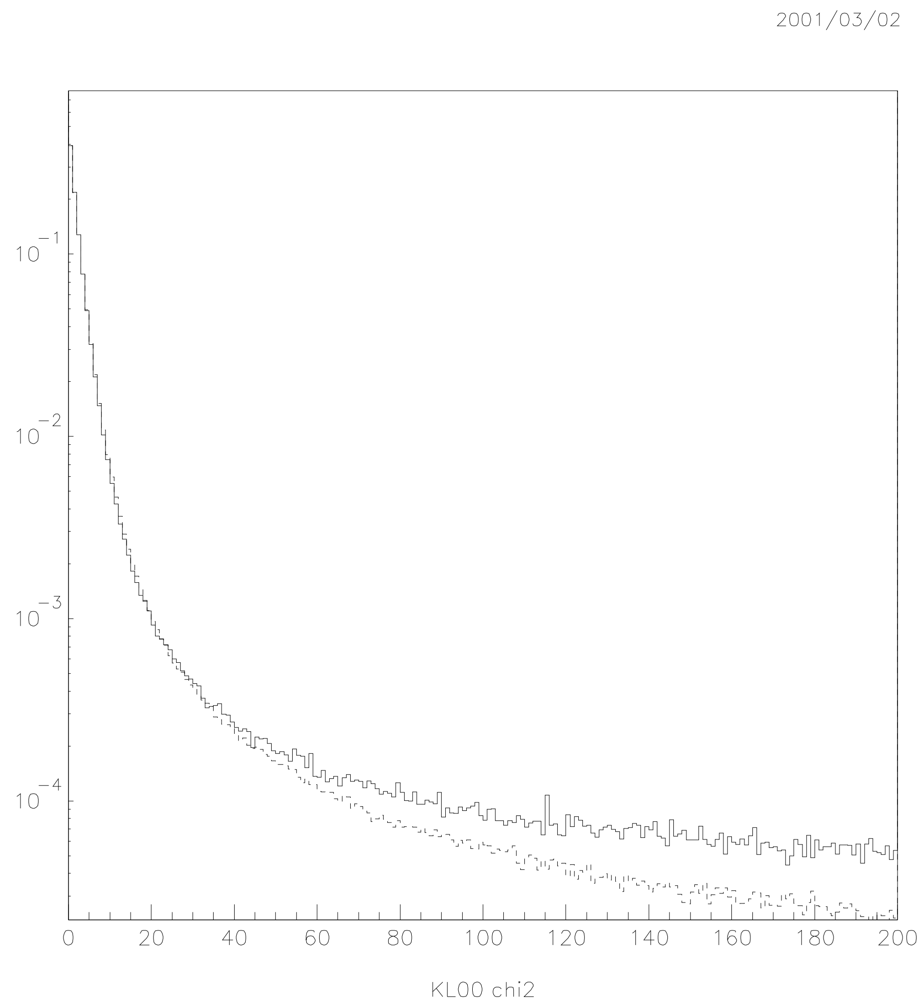


Figura 4.4: Distribuzione della variabile χ^2 per gli eventi K_L. La linea continua rappresenta i dati, la linea trateggiata la distribuzione Monte Carlo per gli eventi $K_L \rightarrow 2\pi^0$.

Fattore di estrapolazione

Il fattore di estrapolazione F_e è definito come il rapporto frail numero medio di eventi di fondo $K_L \rightarrow 3\pi^0$ nelle regioni di segnale e di controllo.

La distribuzione in χ^2 degli eventi di fondo generati dal Monte Carlo *Flyo* risulta essere piatta come in Fig.4.6. Il valore del fattore di estrapolazone

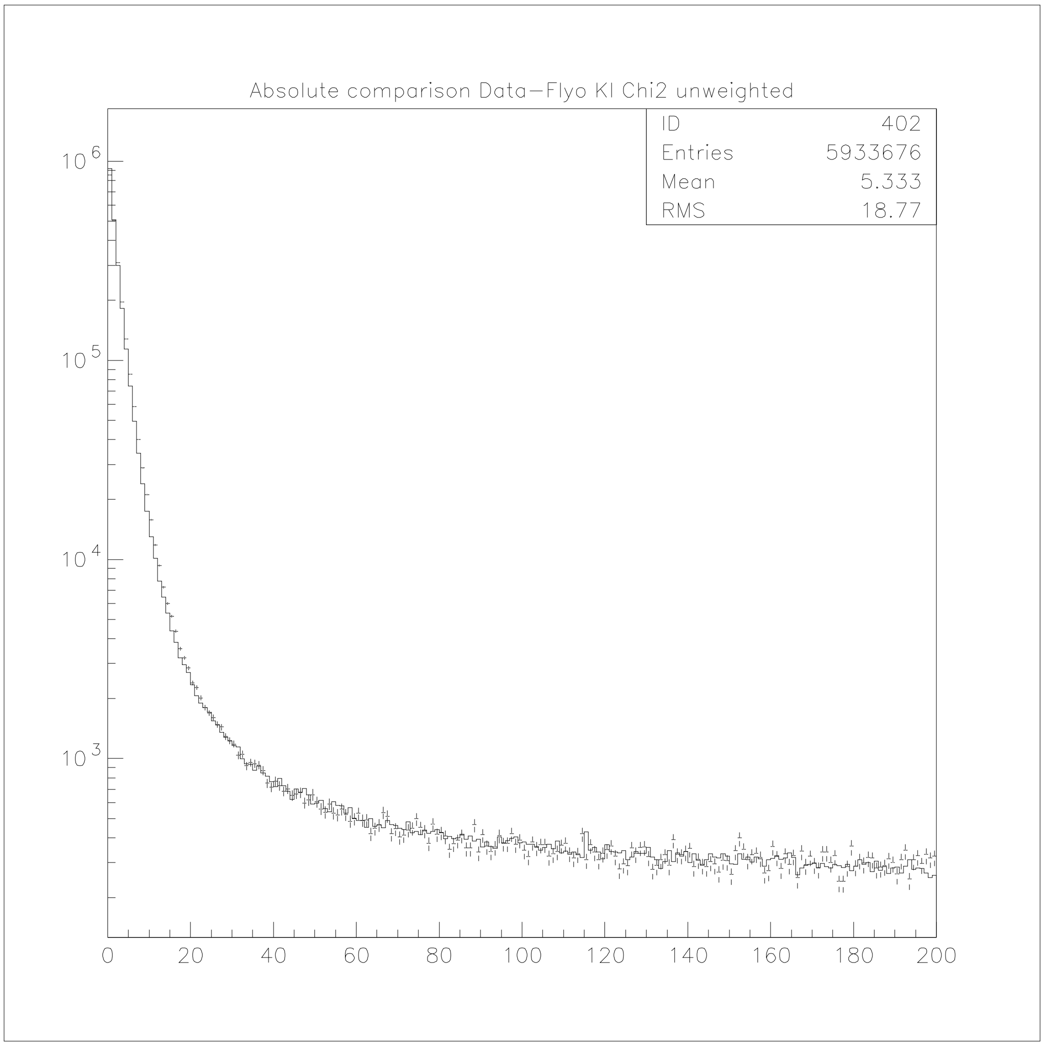


Figura 4.5: Distribuzione della variabile χ^2 per gli eventi K_L. La linea continua rappresenta i dati, la linea trateggiata la somma delle distribuzioni Monte Carlo.

nei 20 bin di energia usati nell' analisi fra 70 GeV e 170 GeV è riportato in tabella e rapprensentato in Fig. 4.7:

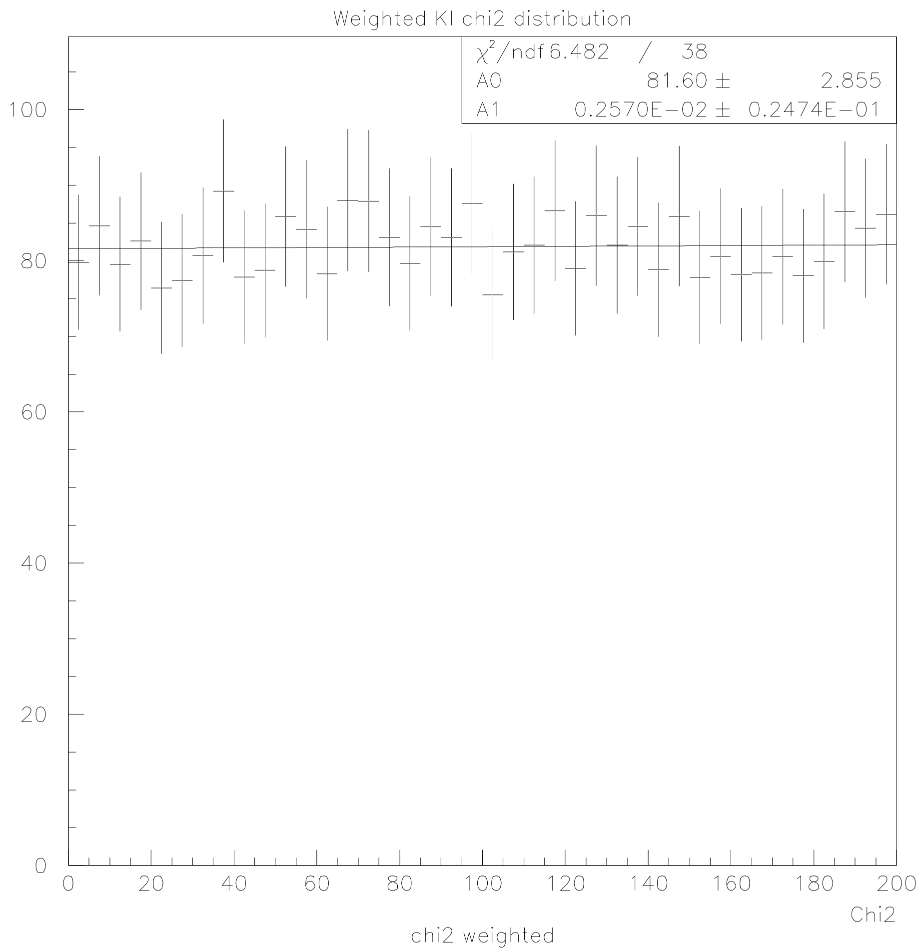


Figura 4.6: Distribuzione della variabile χ^2 per gli eventi di fondo $K_L \to 3\pi^0$.

Fattore di Estrapolazione		
70 GeV-75 GeV	nd.[5]	nd.
75 GeV-80 GeV	0.53	$\pm$ 0.47
80 GeV-85 GeV	0.71	$\pm$ 0.38
85 GeV-90 GeV	1.18	$\pm$ 0.36
90 GeV-95 GeV	0.75	$\pm$ 0.22
95 GeV-100 GeV	0.95	$\pm$ 0.22
100 GeV-105 GeV	1.03	$\pm$ 0.17
105 GeV-110 GeV	0.86	$\pm$ 0.14
110 GeV-115 GeV	1.13	$\pm$ 0.14
115 GeV-120 GeV	1.10	$\pm$ 0.13
120 GeV-125 GeV	1.14	$\pm$ 0.12
125 GeV-130 GeV	1.03	$\pm$ 0.11
130 GeV-135 GeV	0.90	$\pm$ 0.09
135 GeV-140 GeV	0.87	$\pm$ 0.09
140 GeV-145 GeV	0.96	$\pm$ 0.10
145 GeV-150 GeV	1.05	$\pm$ 0.11
150 GeV-155 GeV	0.86	$\pm$ 0.10
155 GeV-160 GeV	1.09	$\pm$ 0.13
160 GeV-165 GeV	1.00	$\pm$ 0.13

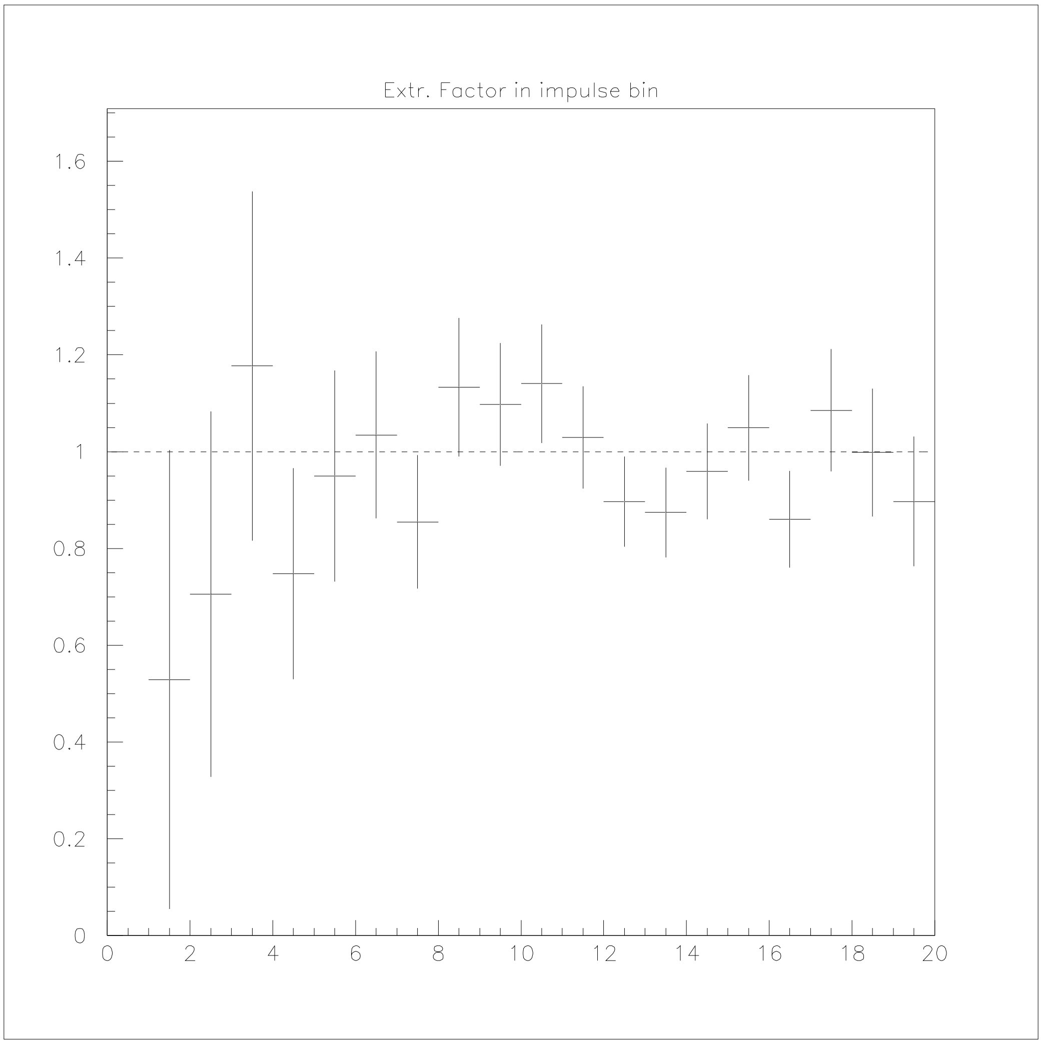


Figura 4.7: Fattore di estrapolazione in 20 bin di energia fra 70 GeV e 170 GeV.

4.2.3 Fondo Neutro

Metodo a

Per calcolare il contributo al fondo neutro con il metodo utlizzato dalla collaborazione NA48 è necessario seguire i seguenti passi:

- Si normalizzano il sample K_L neutro dei dati sperimentali con il sample Monte Carlo $K_L \to 2\pi^0$ con la condizione di avere un ugual numero di eventi nella regione $\chi^2 < 10$, in cui il contributo del fondo è trascurabile: $N = \frac{Data_{\chi^2<10}}{Mc_{\chi^2<10}}$.

- Si sottrae al numero di eventi del sample sperimentale nella regione di controllo il numero di eventi Monte Carlo. Questa sottrazione avviene per eventi pesati ed in bin d' energia: $D_{cr} = Data_{cr} - N \cdot Mc_{cr}$.

- Si moltiplica il valore cosi ottenuto per il fattore di estrapolazione e per il rapporto fra le dimensioni della regione di controllo e di segnale in ogni bin di energia: $D_{sig} = F_e \cdot R \cdot D_{cr}$.

- Il fondo neutro è il rapporto fra il numero di eventi $K_L \to 3\pi^0$ nella regione di segnale e dei dati nella regione di segnale: $N_{bkg} = \frac{D_{sig}}{Data_{sig}}$.

Metodo b

Il metodo alternativo, che fa affidamento quasi esclusivamente sulla simulazione Monte Carlo, consiste nel :

- generare un sample $K_L \to 3\pi^0$;

- estrarre da questo il numero di eventi, opportunamente normalizzati, presenti nella regione di segnale: D_{sig};

- ricavare il fondo neutro come: $N_{bkg} = \frac{D_{sig}}{Data_{sig}}$.

Risultati

I risultati ottenuti con i metodi a) e b) sono stati confrontati con i risultati ottenuti dalla collaborazione italiana di NA48 e da quella francese. Il Monte Carlo *Flyo* è stato impiegato dal candidato per entrambi i metodi. La collaborazione italiana ha usato il metodo a), ma con un Monte Carlo differente da *Flyo* per la generazione del sample $K_L \to 2\pi^0$. È stato tuttavia impiegato il fattore di estrapolazione calcolato con *Flyo* in questa tesi. La collaborazione francese ha calcolato il fondo neutro secondo il metodo a), ma utilizzando il sample dei dati sperimentali $K_S \to 2\pi^0$ al posto del Monte Carlo $K_L \to 2\pi^0$ ed impiegando un proprio Monte Carlo per generare gli eventi $K_L \to 3\pi^0$ necessari per il calcolo del fattore di estrapolazione. I risultati sono riportarti nella seguente tabella ed in Fig. 4.8

Fondo Neutro in unità di 10^{-4}				
Bin	Metodo a)	Metodo b)	Coll. It.	Coll. Fr.
70 GeV-75 GeV	0.9 ± 1.3	n.d.	0.6 ± 0.5	
75 GeV-80 GeV	-0.9 ± 0.8	n.d.	0.3 ± 0.4	
80 GeV-85 GeV	1.0 ± 1.1	0.2 ± 0.1	0.5 ± 0.4	
85 GeV-90 GeV	-0.9 ± 0.9	0.2 ± 0.2	1.1 ± 0.4	
90 GeV-95 GeV	0.9 ± 0.8	0.3 ± 0.2	1.0 ± 0.4	
95 GeV-100 GeV	-1.3 ± 1.1	0.6 ± 0.2	1.4 ± 0.4	
100 GeV-105 GeV	1.5 ± 0.8	0.7 ± 0.2	0.9 ± 0.4	
105 GeV-110 GeV	0.7 ± 0.7	1.8 ± 0.3	1.5 ± 0.4	
110 GeV-115 GeV	2.1 ± 0.7	2.2 ± 0.4	2.0 ± 0.4	
115 GeV-120 GeV	0.8 ± 0.8	2.5 ± 0.4	2.7 ± 0.5	
120 GeV-125 GeV	2.2 ± 1.2	2.5 ± 0.4	3.3 ± 0.5	
125 GeV-130 GeV	4.2 ± 1.1	3.7 ± 0.7	4.0 ± 0.5	
130 GeV-135 GeV	5.0 ± 0.9	4.4 ± 0.7	4.5 ± 0.6	
135 GeV-140 GeV	6.1 ± 0.9	4.6 ± 0.9	5.6 ± 0.6	
140 GeV-145 GeV	7.0 ± 1.0	6.5 ± 0.9	6.8 ± 0.7	
145 GeV-150 GeV	5.7 ± 1.1	7.1 ± 1.0	6.9 ± 0.7	
150 GeV-155 GeV	7.1 ± 1.0	6.3 ± 1.1	7.2 ± 0.7	
155 GeV-160 GeV	10.7 ± 1.3	6.4 ± 1.3	8.5 ± 0.8	
160 GeV-165 GeV	11.7 ± 1.3	5.8 ± 1.3	9.8 ± 0.8	
165 GeV-170 GeV	10.9 ± 1.3	5.9 ± 1.1	8.2 ± 0.8	
Valor Medio	3.9 ± 1.1	3.6 ± 0.8 (stat.)	3.8 ± 0.5	5.9 ± 2.0

Il risultato ottenuto con il metodo a) fa uso solo del campione di dati del 1999 ($\sim 70\%$ della statistica totale), mentre i risultati della collaborazione italiana e francese fanno uso di tutta la statistica. L'errore sulla misura presentato dalla collaborazione francese è dovuto in larga parte alla scarsa precisione sul fattore di estrapolazione da loro calcolato ($F_e = 1.2 \pm 0.2$). La collaborazione italiana ha fatto invece uso del fattore di estrapolazione presentato da questa tesi, ottenendo una misura più precisa.

Deve essere inoltre sottolineato che i risultati ottenuti con il metodo a) e quelli ottenuti dalla collaborazione francese sono assolutamente indipendenti. Partendo dagli stessi dati grezzi, sono state impiegate tecniche differenti per calcolare le variabili cinematiche e selezionare gli eventi; sono state usate due definizioni del parametro di qualità χ^2 differenti; sono stati impiegati Monte Carlo differenti e sono state usate tecniche di sottrazione del fondo differenti[6].

[6] Al posto di un sample $K_L \rightarrow 2\pi^0$ Monte Carlo, la collaborazione francese ha usato il sample di dati $K_S \rightarrow 2\pi^0$.

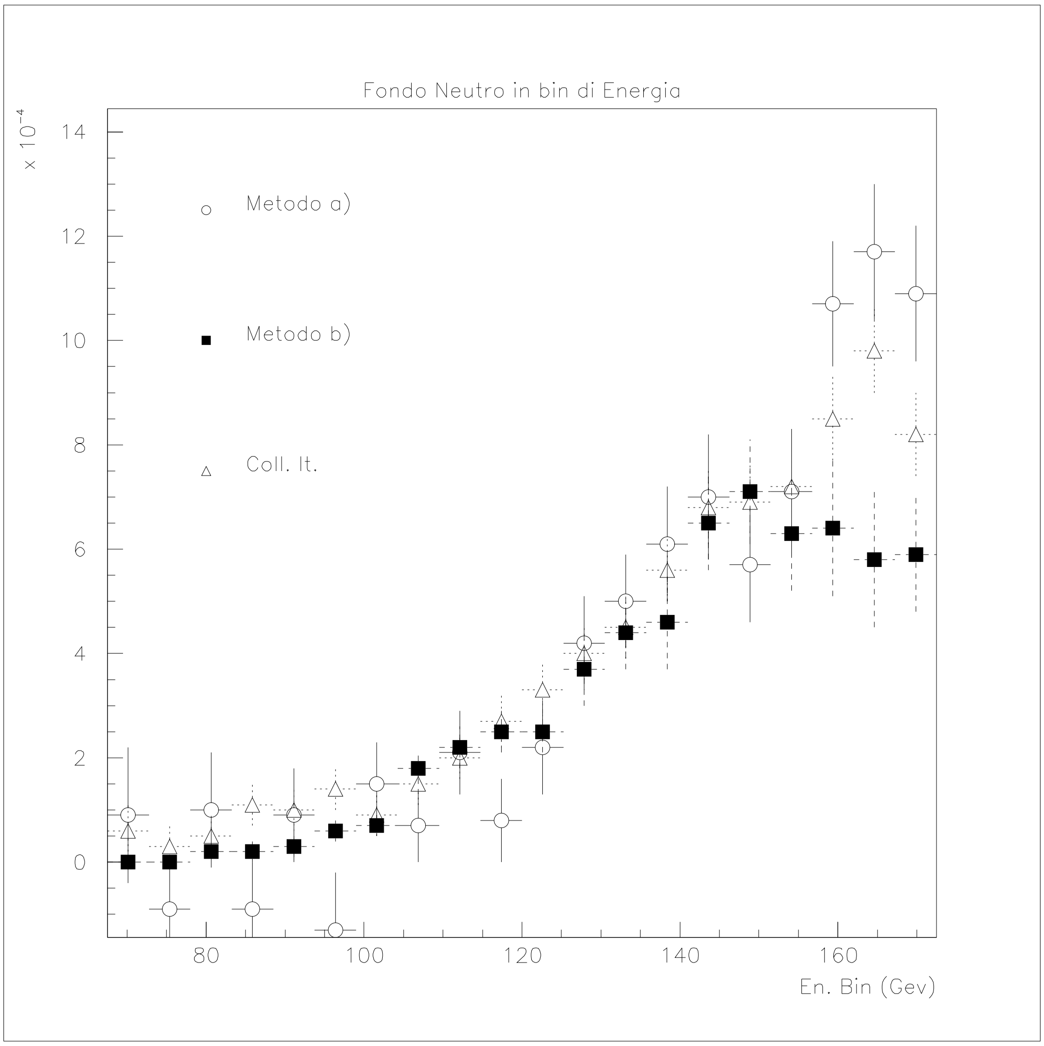


Figura 4.8: Confronto del background neutro in bin d' energia.

L'errore sulla misura ottenuta con il metodo b) è solo quello dovuto alla statistica del Monte Carlo. Inizialmente, dal confronto con l' andamento con le altre distribuzioni, ci si accorse che il Monte Carlo, nella simulazione di eventi $K_L \rightarrow 3\pi^0$, tendava a sottostimare il fondo nei bin di alto impulso ricostruito. Ciò era dovuto all'assenza di eventi K_L di altissima energia ($E_k > 200GeV$), poichè il Monte Carlo riproduce lo spettro sperimentale di generazione dei K_L fino ad impulsi di 200 GeV, essendo stato studiato dalla collaborazione solo fino a tale energia. Considerando che, in base alle simulazioni Monte Carlo, per questi eventi di fondo, la differenza fra energia generata ed energia misurata è in *media* 40 GeV, una correzione ad alte energia si è resa necessaria. Gli eventi con $E_k > 200GeV$ sono stati generati con il Monte Carlo *Flyo* ed aggiunti al sample preesistente, estrapolando lo spettro sperimentale noto.

4.2.4 Fondo Neutro e Pesatura

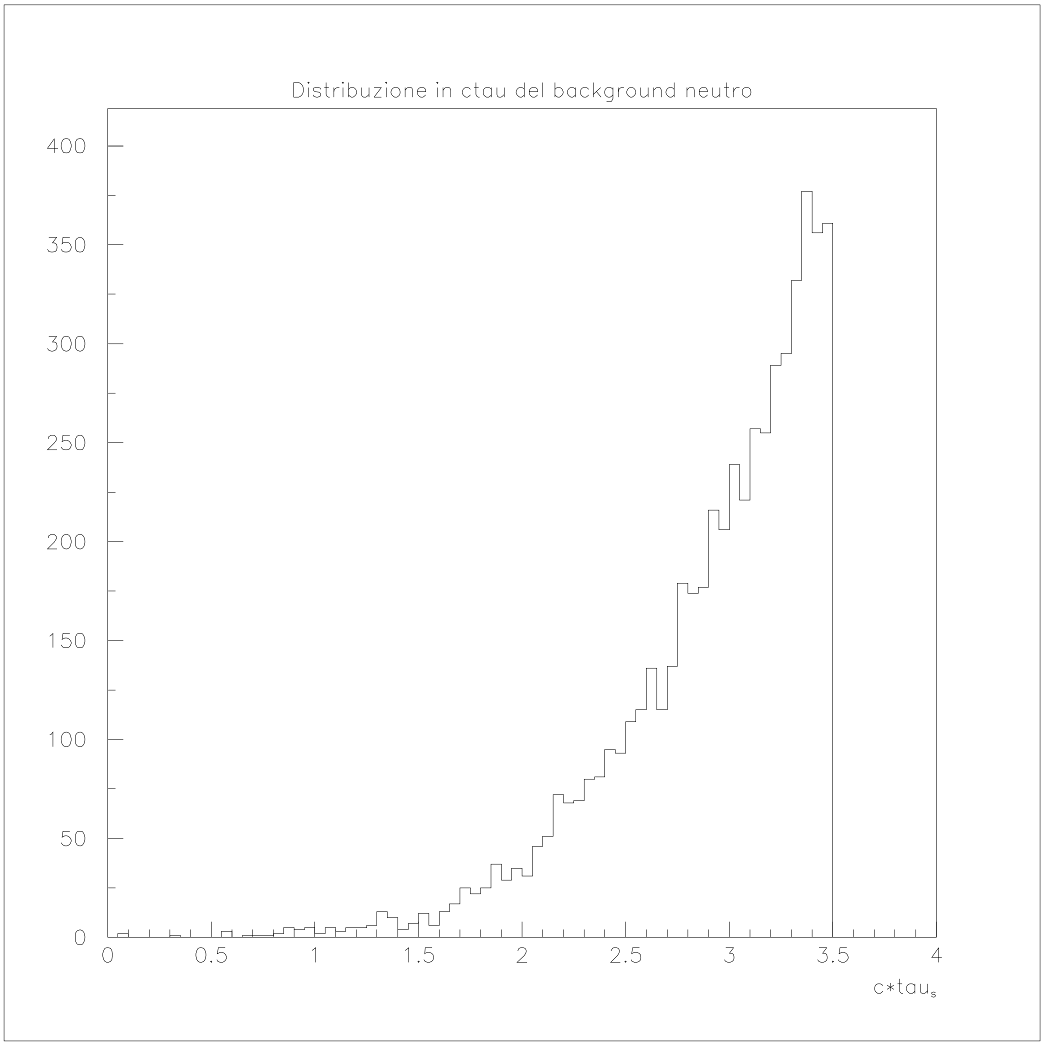


Figura 4.9: Distrubuzione in $c\tau$ degli eventi $K_L \to 3\pi^0$.

L' energia degli eventi $K_L \to 3\pi^0$ che passano la selezione neutra è fortemente sottostimata a causa dell' energia dei fotoni persa all 'esterno dell' accettanza del calorimetro. Per la stessa ragione, in virtù dei vincoli sulla massa del K e dei π^0, la posizione del vertice di decadimento ricostruito è sistematicamente spostata verso i rivelatori. Ne consegue che anche la vita propria del K per questa tipologia di eventi (mostrata in Fig. 4.9) è sistematicamente sovrastimata. La tecnica di pesatura degli eventi K_L in funzione della vita propria del K, ha quindi un effetto positivo nell' analisi del fondo. Gli eventi di fondo $K_L \rightarrow 3\pi^0$ hanno sistematicamente un peso inferiore degli eventi di segnale $K_L \rightarrow 2\pi^0$, diminuendo il livello del fondo nel modo $K_L \rightarrow 2\pi^0$ e la conseguente correzione su R.

Capitolo 5

Ricostruzione Carica

Per gli eventi carichi $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$, lo spettrometro viene impiegato sia per ricostruire le tracce cariche, sia per misurare il tempo degli hit nelle camere. Con le misure delle camere 1 e 2 vengono ricostruite delle minitracce, che devono essere consistenti con l' ipotesi che l' evento provenga dalla targhetta K_L o K_S. Il valore della coordinata y[1] delle tracce nelle camere 3 e 4 viene confrontato con le tracce estrapolate dalle camere 1 e 2. Si definisce una traccia se l' accordo in y è migliore di 4cm. Il tempo degli hit misurato nelle camere è usato per risolvere eventuali ambiguità di selezione delle tracce. Ad ogni traccia è associato un fattore di qualità, mentre l' impulso e la carica della traccia è calcolato usando una mappa dettagliata del campo magnetico fra le camere 2 e 3. Il vertice di decadimento è definito se la distanza di minimo approccio fra due tracce è $< 5cm$. In questo caso il vertice è definito come il punto medio del segmento di minima lunghezza che unisce le due rette. Un candidato $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$ è definito se esistono due tracce di segno opposto che definiscono un vertice. La risoluzione in z dello spettrometro è $\simeq 50cm$, comparabile con quella del calorimetro, mentre la risoluzione in y è $\simeq 2mm$. Essendo i due fasci K_S e K_L separati di circa 6 cm nella regione fiduciaria, lo spettrometro è in grado di distinguere senza ambiguità gli eventi di un fascio da quelli dell' altro come in Fig. 5.3. Nella ricostruzione carica vengono utilizzate anche le informazione del calorimetro elettromagnetico per riconoscere il fondo degli eventi K_{e3} e del μ veto per il fondo $K_{\mu 3}$.

5.1 Impulso trasverso

Per impulso trasverso si intende la componente dell' impulso perpendicolare alla direzione di volo. Usando la notazione come in Fig.5.1, $p_t = p_K sin(\theta)$.

[1] La direzione perpendicolare al kick del magnete.

In base al valore di p_t si vorrebbero eliminare gli eventi di background a tre corpi K_{l3} nel canale carico del K_L. In questo modo vengono eliminati anche eventi di tipo $\pi^+\pi^-$, ma applicando il taglio anche ai K_S questa sistematica si annullerebbe al primo ordine nel doppio rapporto. Nel caso di decadimenti a due corpi p_t è definito equalmente bene per K_L e K_S. Nel caso invece di decadimenti a tre corpi K_{l3}, a causa dell' impulso trasverso mancante del neutrino, p_t diviene molto sensibile alla distanza fra il vertice di decadimento e la targhetta di produzione e poichè i K_L egualmente mediamente 120 m prima di decadere, mentre i K_S percorrono pochi metri, la sensibilità nella misura di p_t è molto diversa nei due modi (si veda Fig. 5.2), da cui un fattore di reiezione molto diverso, che introdurrebbe un bias nella misura di R. Per questo motivo si è deciso di usare un' altra variabile $p_t^{'}$, che fosse equalmente sensibile per i K_S che per i K_L. In Fig. 5.1 si può vedere che per gli angoli θ, ϕ e ψ vale la relazione: $\theta = \phi + \psi$. In prima approssimazione quindi: $\theta \simeq \frac{D}{R}$, $\psi \simeq \frac{D}{R+T}$ e $\phi \simeq \frac{TD}{R(T+R)}$. Ridefinendo l' impulso trasverso come $p_t^{'} = p_K sin(\phi)$ si ottiene una nuova variabile che ha un andamento simile per K_S e K_L e come si può vedere in Fig. 5.2 $p_t^{'}$ non è altro che la componente dell' impulso del K perpendicolare al piano passante per la targhetta e per i punti di impatto dei π nella prima camera.

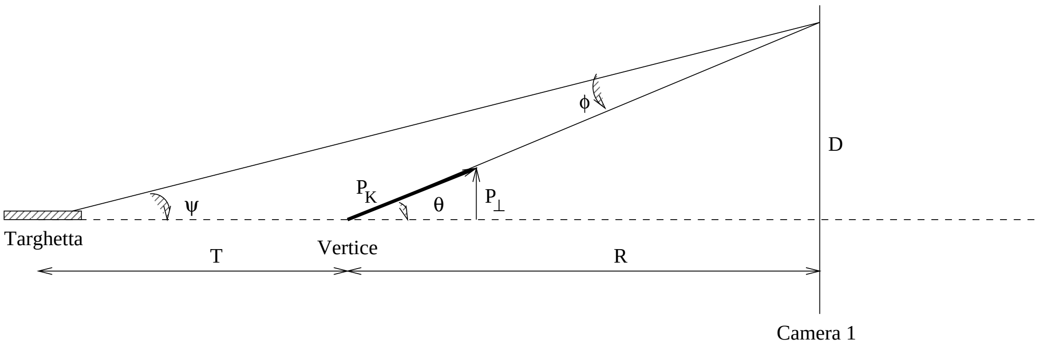


Figura 5.1: Relazioni fra gli angoli θ, ϕ e ψ che determinano p_t e $p_t^{'}$.

5.2 Selezione Carica

Nell' analisi finale, gli eventi candidati vengono sottoposti ad una serie di tagli per selezionare al meglio quei decadimenti che corrispondono al segnale che si vuole osservare, rigettando più fondo possibile.

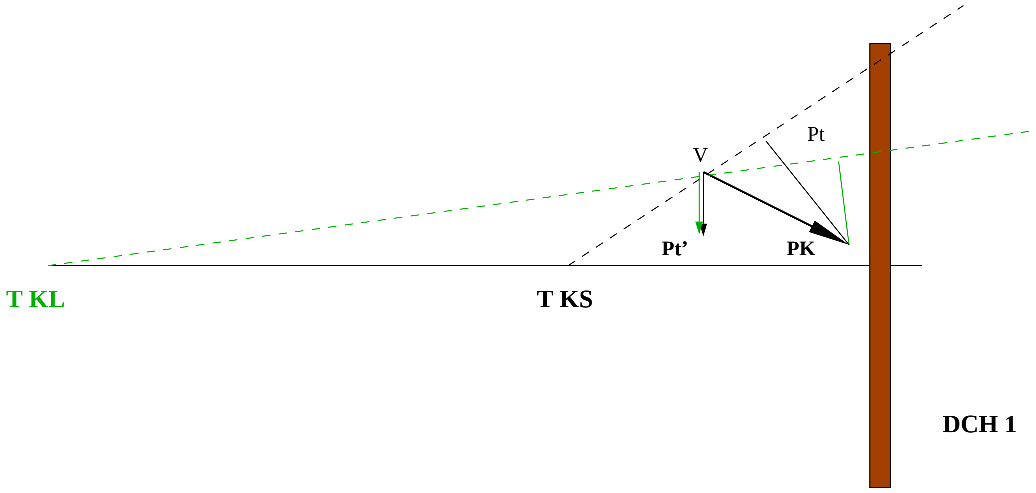


Figura 5.2: Confronto fra le variabili p_t e $p_t^{'}$ nel caso di decadimenti K_{l3}. Il disegno non è in scala.

- Ogni traccia deve avere il modulo dell' impulso $> 10GeV$.
- L'impulso ricostruito del K deve soddisfare la condizione: $70GeV < p_K < 170GeV$. L' impulso viene calcolato nel limite di piccoli angoli nel seguente modo:

$$E_K \simeq \frac{\sqrt{r}(m_K^2 - m_\pi^2 r)}{\theta_{\pi\pi}} \qquad \text{dove} \quad r = 2 + \frac{|\, p_1 \,|}{|\, p_2 \,|} + \frac{|\, p_2 \,|}{|\, p_1 \,|} \tag{5.1}$$

  p_1 e p_2 sono gli impulsi delle tracce candidate. Questa scelta al posto dell' usuale $p_K = p_1 + p_2$ è dettata dalla volontà di avere una variabile poco sensibile all' errore sulla mappatura del campo magnetico. Nel calcolo di P_K si utilizza, infatti, solo il rapporto fra gli impulsi dei pioni.
- Il rapporto fra l' energia della traccia misurata nel calorimetro e l' impulso misurato dallo spettrometro E/P< 0.8.
- Il cluster nel calorimetro corrispondente alla traccia deve essere ad almeno 2cm da una *dead cell.*
- La vita ricostruita del K $0\tau_S < \tau_K < 3.5\tau_S$
- Non vi devono essere hit nel μ veto in corrispondenza della punto di impatto della traccia estrapolata entro 4ns dal tempo dell' evento e non vi devono essere comunque hit nel μveto entro 2ns

- Il tempo di ciascuna traccia nelle camere deve essere compreso in una finestra di $\pm 20ns$ dal tempo medio.
- Le tracce devono essere incluse nell' accettanza del calorimetro e del μ veto, oltre che delle camere. La distanza minima dal centro della pipe r_i deve essere r_i >12cm nelle camere e r_i >15cm nel calorimetro.
- Il centro di gravità, calcolato in modo analogo al caso neutro, deve essere in modulo $g > 10cm$; $\overrightarrow{g}$ è definito come:
$$\overrightarrow{g} = \frac{\sum_i p_i \overrightarrow{r_i}}{\sum_i p_i} \tag{5.2}$$
- L' asimmettria fra l'impulso della traccia positiva e della traccia negativa
$$asp = \frac{\mid p_1 \mid - \mid p_2 \mid}{\mid p_1 \mid + \mid p_2 \mid} \tag{5.3}$$
deve essere: $asp < 0.62$ e $asp < 1.08 - 0.0052 \cdot P_K(GeV)$, per rigettare gli eventi $\Lambda \rightarrow p\pi^-$.
- Massa invariante della coppia $\pi^+\pi^-$ entro 3σ dalla massa del K, dove σ è definita in funzione dell' impulso $\sigma(P) = 0.1608 \cdot 10^{-2} GeV + 0.8505 \cdot 10^{-5} \cdot P_K(GeV)$
- Impulso trasverso ridefinito al quadrato $p_t^{'2} < 2 \cdot 10^{-4} GeV^2$

5.3 Fondo Carico

5.3.1 Note Generali

La parte di fondo nel modo carico $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$, dovuta principalmente ai decadimenti $K_{\mu 3}$ e K_{e3} è eliminato in larga misura dai tagli effettuati online e dall' analisi. La selezione degli impulsi con $asp < 1.08 - 0.0052 \cdot P_K(GeV)$ elimina il fondo dovuto al decadimento $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ nel fascio K_S, mentre il fondo dovuto ai decadimenti $\pi^+\pi^-\gamma$ nel fascio K_S è soppresso dal taglio in $p_t^{'2}$. Il background $K_{\mu 3}$ e K_{e3} rimanente fra gli eventi K_L viene valutato analizzando la distribuzione dei sample K_L pesati, K_S, $K_{\mu 3}$ e K_{e3} nel piano definito dalle variabili $m_{\pi^+\pi^-}$ ricostruita e $p_t^{'2}$. Vengono definiti $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$ gli eventi che passano la selezione dell' analisi (eccetto la selezioni in massa invariante e $p_t^{'2}$), discriminando i K_L dai K_S dalla coordinata y del vertice (Fig. 5.3). Un evento è definito K_S se:

$$y_{vertex} > 4 \cdot (1 - \frac{z_{vertex}}{z_{lkr}})cm$$

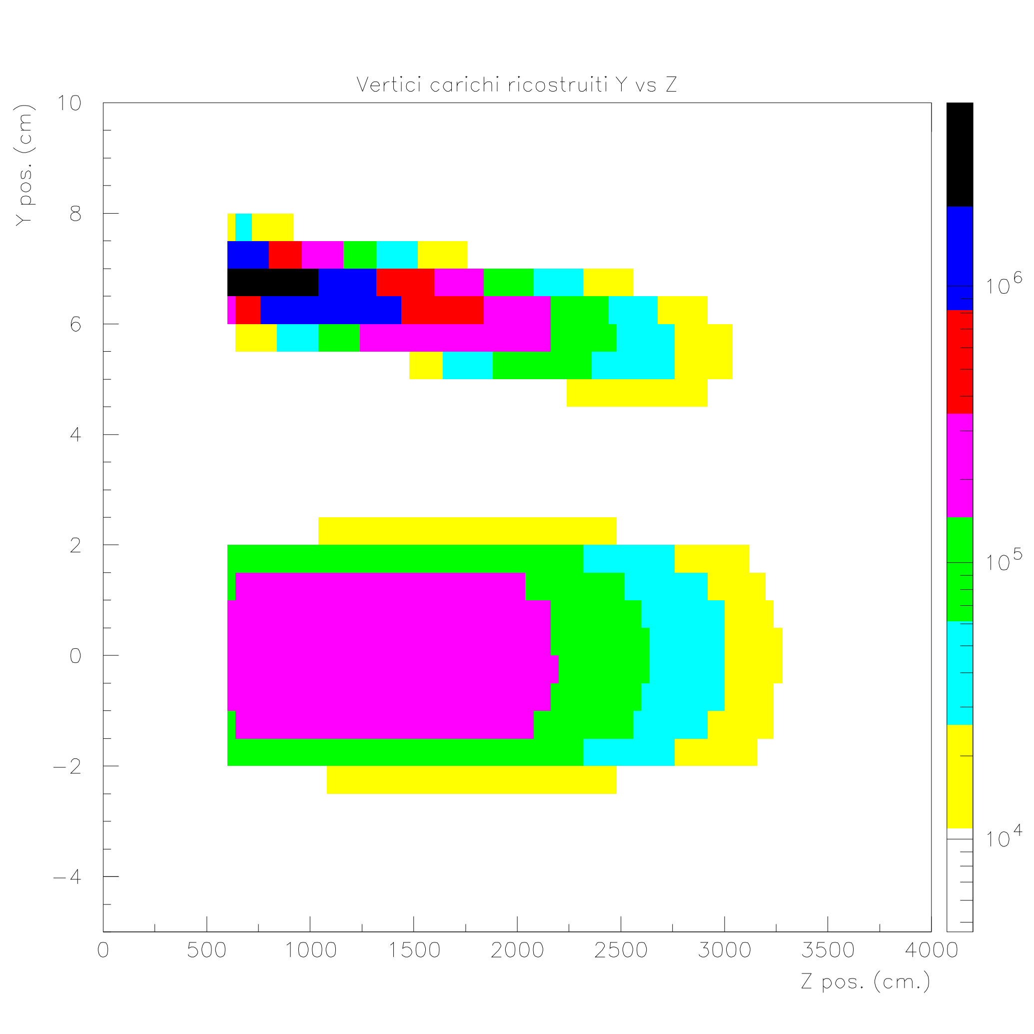


Figura 5.3: Profilo dei fasci K_L e K_S ricostruiti dallo spettrometro magnetico.

Gli eventi sono definiti K_{e3} se una delle due tracce ha $E/p > 0.95$ ed il vertice è compatibile con il fascio K_L. Gli eventi sono definiti $K_{\mu 3}$ se una delle due tracce è in tempo con un trigger nel μveto ($\pm 4ns$) oppure se una traccia è compatibile con un hit nel μveto e la coincidenza in tempo è in una finestra di $\pm 2ns$. Il vertice deve essere compatibile con il fascio K_L.

5.3.2 Zone di controllo

Per misurare il fondo carico si usano due zone di controllo:

- Una zona popolata prevalentemente da eventi K_{e3}: a) $9.5MeV < \Delta m < 19MeV$; $3 \cdot 10^{-4}GeV^2 < p_t'^2 < 2 \cdot 10^{-3}GeV^2$.
- Una zona popolata prevalentemente da $K_{\mu 3}$: b)$-17MeV < \Delta m < -12MeV$; $3 \cdot 10^{-4}GeV^2 < p_t'^2 < 5 \cdot 10^{-4}GeV^2$.
- La zona di segnale è definita da:
- $-7.5MeV < \Delta m < 7.5MeV$; $0GeV^2 < p_t'^2 < 2 \cdot 10^{-4}GeV^2$.

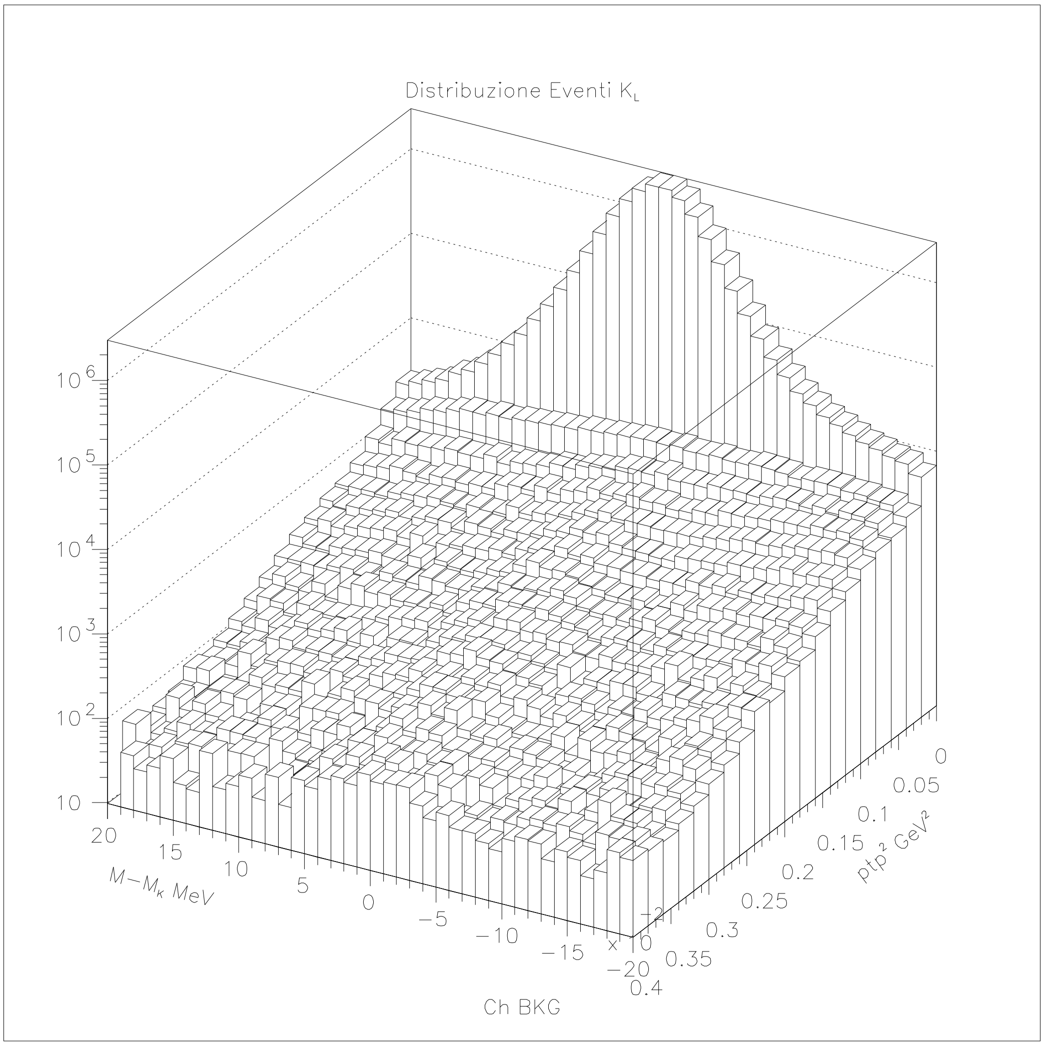


Figura 5.4: Distribuzione sul piano Δm,$p_t{}'2$ degli eventi K_L.

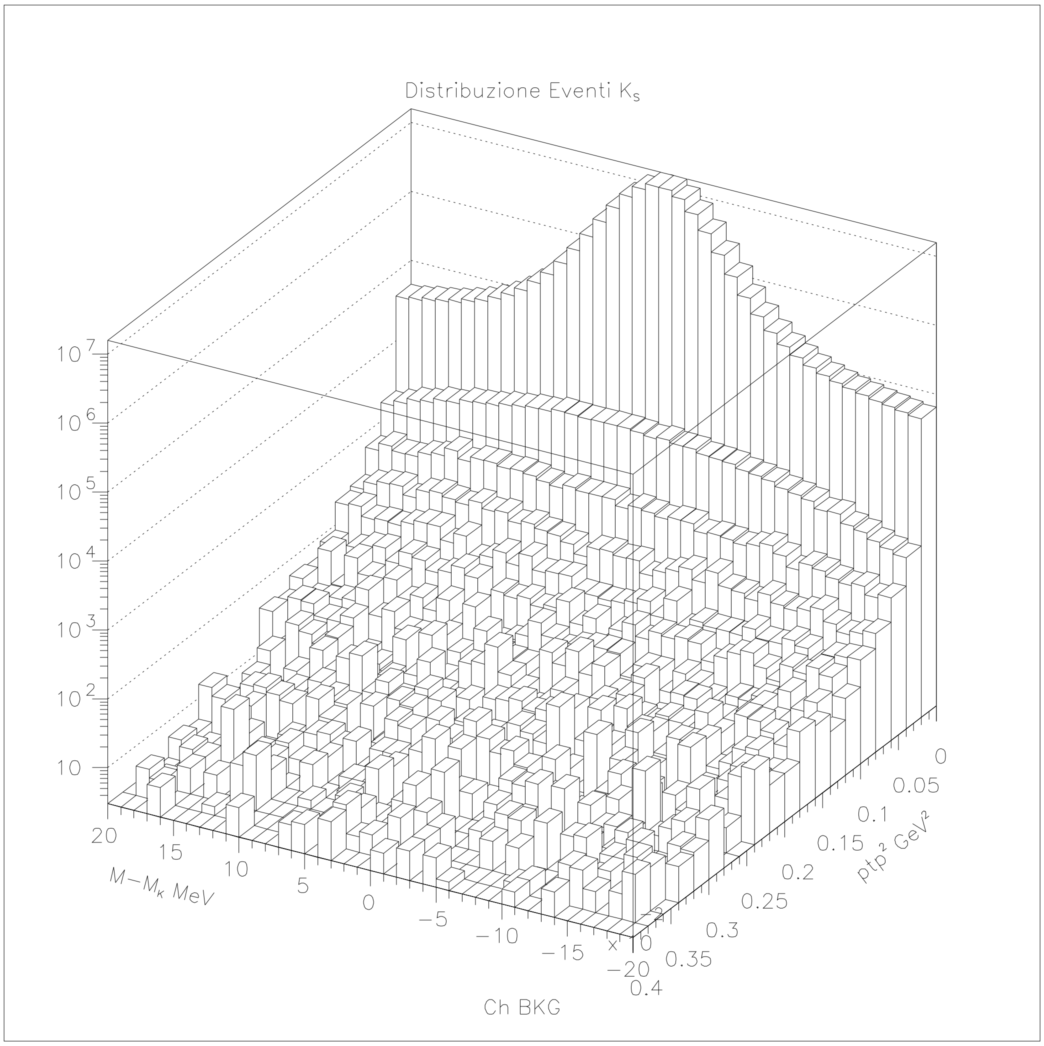


Figura 5.5: Distribuzione sul piano Δm,$p_t'2$ degli eventi K_S.

Al fine di misurare il fondo carico si suppone che le popolazioni nella regione di segnale e nelle due regioni di controllo segua la seguente equazione:

$$K_L^i = \alpha \cdot K_S^i + \beta \cdot K_{\mu 3}^i + \gamma \cdot K_{e3}^i \tag{5.4}$$

Al numero di K_{e3} nella regione di segnale è necessario applicare una correzione, dovuta al fatto che in una piccola percentuale dei casi un π può depositare nel calorimetro più del 95% della sua energia. In questo caso un evento $K_L \to \pi^+\pi^-$ entrerà nel sample di eventi K_{e3}, come è evidente in Fig.

5.7. Questi eventi corrispondono al 15% della popolazione K_{e3} nella regione di segnale, che devono essere sottratti ed aggiunti al sample di K_L.

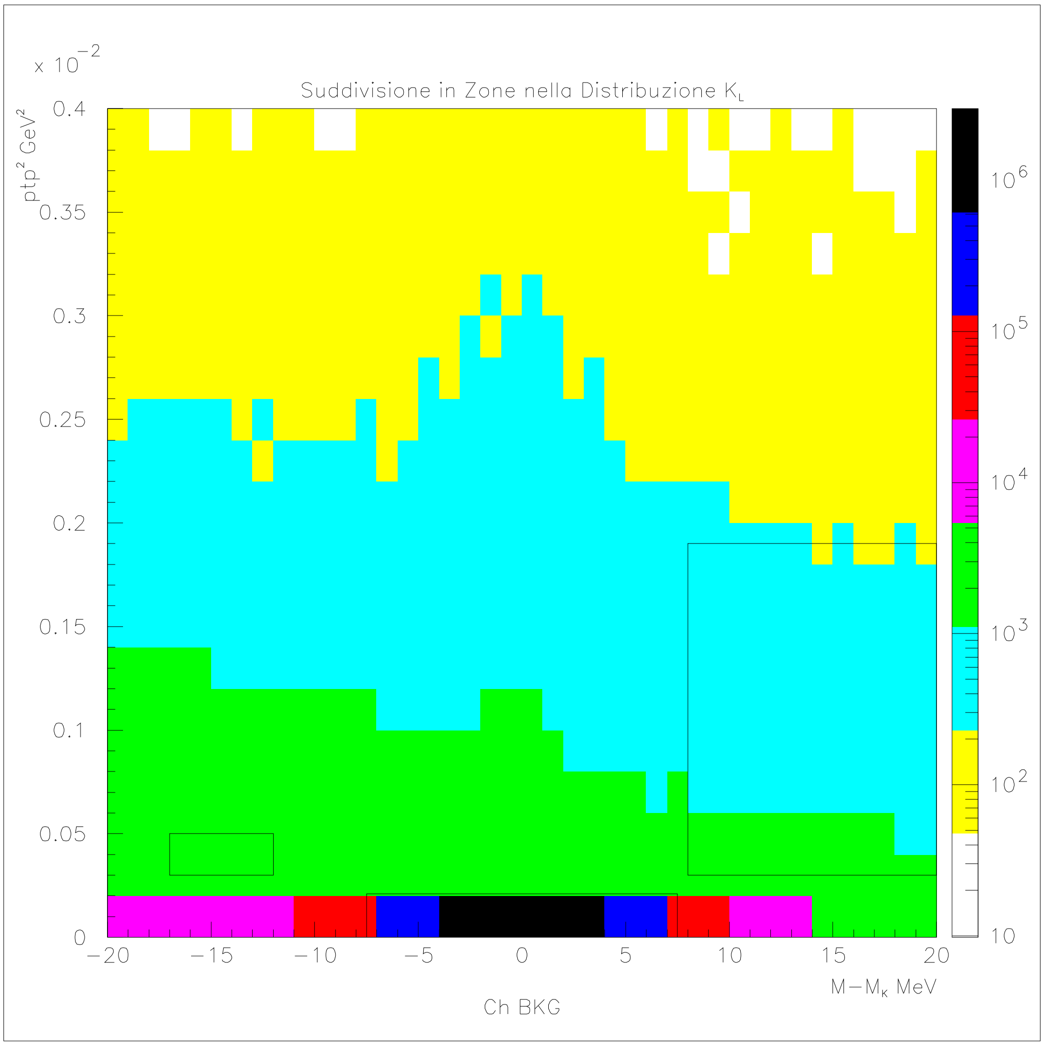


Figura 5.6: Zona di segnale e zone di controllo evidenziate sulla distribuzione dei K_L.

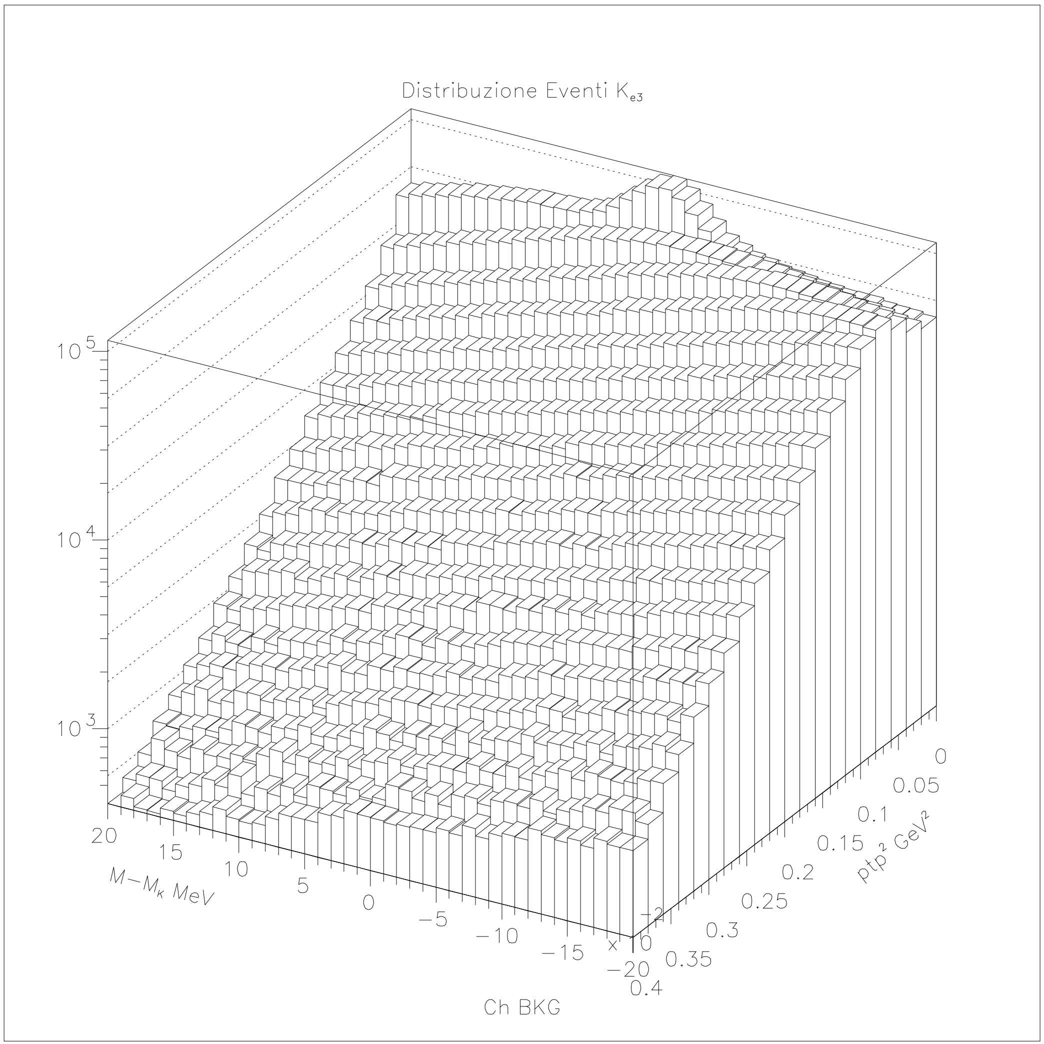


Figura 5.7: Distribuzione sul piano Δm,$p_t'2$ degli eventi K_{e3}. Si noti nella regione di segnale la piccola percentuale di eventi $\pi^+\pi^-$.

Un' ulteriore correzione da apportare è dovuta agli eventi $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$ ad alto impulso trasverso (HPT). Nel corso del 1998 B. Peyaud e G. Tatishvili [19] si accorsero di un picco nella distribuzione in massa ricostruita degli eventi ad alto impulso trasverso $p_t'^2 > 4 \cdot 10^{-4} GeV^2$ in corrispondenza della massa del K come in Fig. 5.9. In tale regione ci si attendeva solo eventi distribuiti esponenzialmente dovuti al fondo K_{e3} e $K_{\mu 3}$. Uno studio in r, z [20], ha mostrato che questi eventi sono dovuti ad eventi K_S generati nello scattering del fascio con il collimatore di pulizia del fascio e con il collimatore finale. Chiaramente, essendo la variabile $p_t'^2$ definibile solo grazie alle trac-

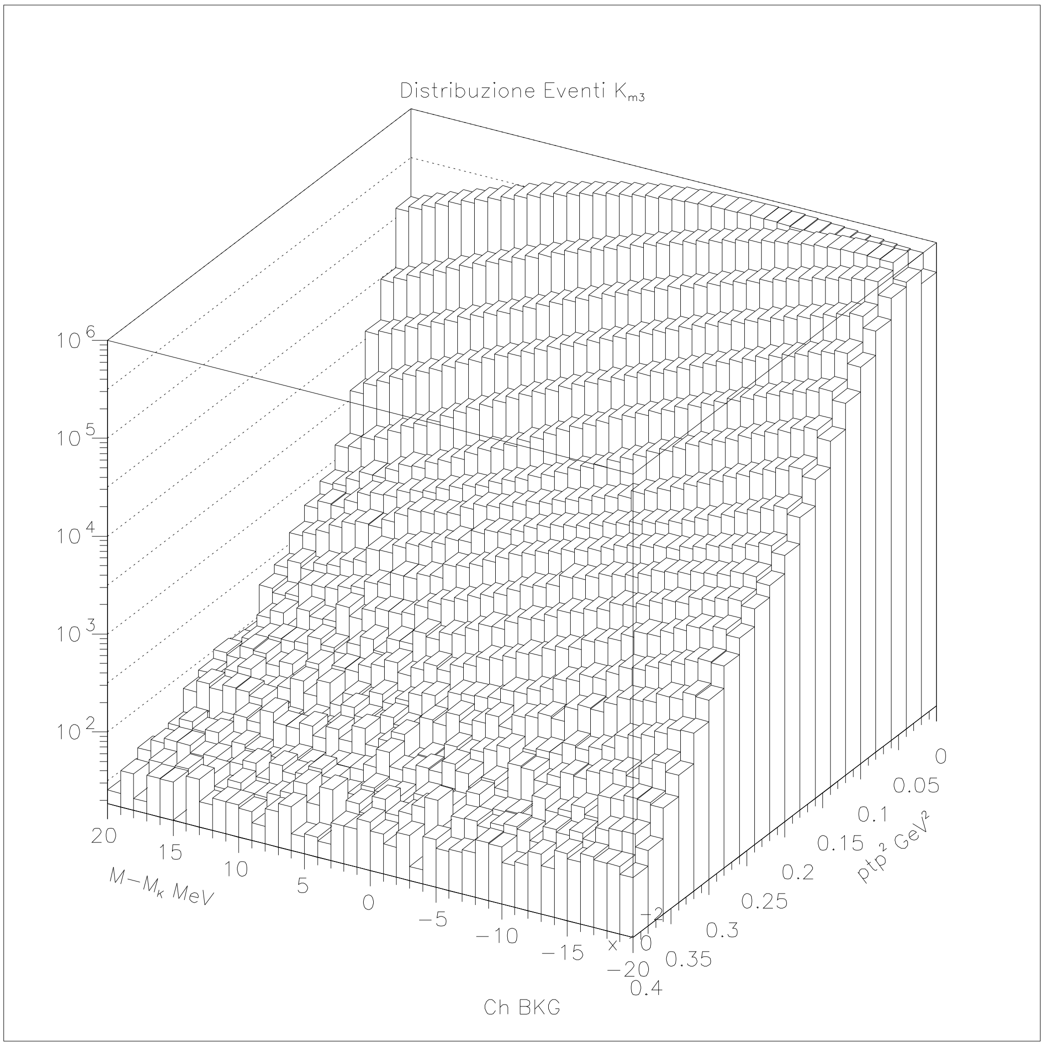


Figura 5.8: Distribuzione sul piano Δm,$p_t'2$ degli eventi $K_{\mu 3}$.

ce cariche ricostruite dallo spettrometro magnetico, questi eventi vengono selezionati nei modi neutri del K_S e K_L. Poichè inoltre gli HPT incidono diversamente sulla statistica K_S e K_L a causa della diversa disposizione dei collimatori e della sucessiva tecnica di pesatura dei K_L, è necessario correggere questa sistematica nella misura di $\Re(\epsilon'/\epsilon)$. Il numero di eventi è stato calcolato fittando la distribuzione in massa degli eventi HPTP con una funzione esponenziale (eventi K_{e3} e $K_{\mu 3}$) e con una gaussiana (eventi K_S e K_L) come in Fig. 5.9.

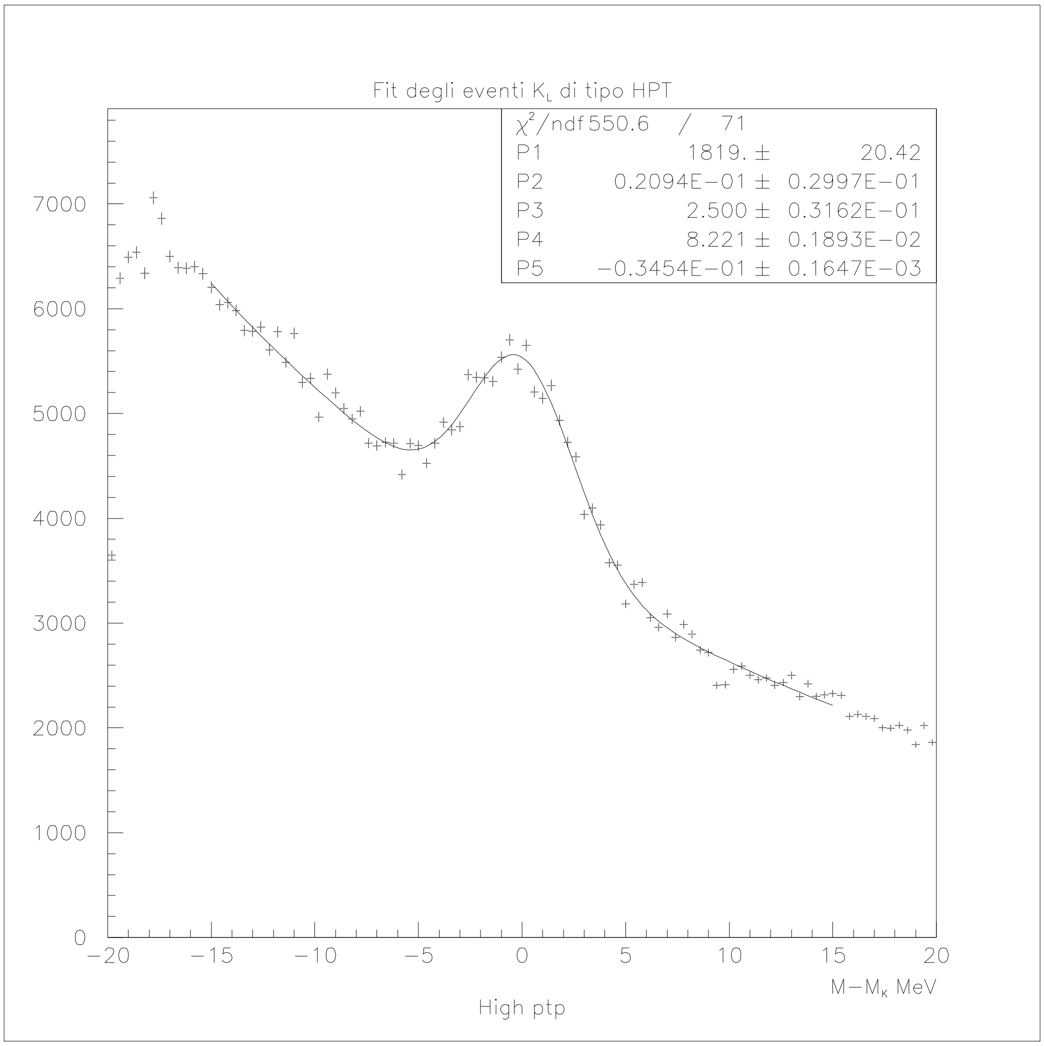


Figura 5.9: Fit rispetto alla variabile Δm degli eventi HPTP nel fascio K_L.

I risultati ottenuti nell' analisi del fondo carico sono presentati nella seguente tabella e confrontati con i risultati ottenuti da altri membri della collaborazione.

Fondo Carico			
Tipo di Fondo	L. Fiorini (Pisa)	Coll. Italiana	I. Wingerter (Orsay)
Fondo $K_{e3} \cdot 10^{-4}$	9.6	12.7	$10.5 \pm 0.2(stat.)$
Fondo $K_{\mu3} \cdot 10^{-4}$	5.3	5.5	$5.7 \pm 0.3(stat.)$
Fondo totale $\cdot 10^{-4}$	$14.9 \pm 1.9(sist.)$	$18.2 \pm 1.5(sist.)$	$16.2 \pm 0.2(stat.)$

L' errore statistico della misura è stato trascurato poichè molto inferiore all' errore sistematico. L' errore sistematico è stato calcolato variando la posizione e la dimensione delle due zone di controllo.

1. In un caso è stata variata la posizione della zone di controllo K_{e3}, spostando la selezione in $3 \cdot 10^{-4} GeV^2 < p_t^{'2} < 20 GeV^2$ a $23 GeV^2 < p_t^{'2} < 40 GeV^2$.

2. Nell' altro caso, la regione di controllo $K_{\mu 3}$ è stata spostata variando il taglio $3 \cdot 10^{-4} GeV^2 < p_t^{'2} < 5 GeV^2$ a $3 \cdot 10^{-4} GeV^2 < p_t^{'2} < 15 GeV^2$

L' errore sistematico quotato nella misura del fondo carico è la differenza fra i valori del fondo ottenuti con le regioni di controllo standard e le regioni di controllo nei casi 1 e 2. Il valore riportato per il fondo carico è la media fra i valori ottenuti variando le regioni di controllo e del valore ottenuto con le regioni di controllo standard.

Capitolo 6

Sommario

Lo studio degli effetti sistematici affrontato in questa tesi ha contribuito alla misura finale di $\Re(\epsilon^{'}/\epsilon)$ effettuata dalla collaborazione di NA48. In particolare, ha risolto in modo definito alcuni punti dell' analisi non ancora ben definiti, come, ad esempio, il valore del fattore di estrapolazione del fondo neutro. Il raggiungimento di tali obiettivi è stato possibile grazie alla messa a punto di strumenti estremamente efficienti, come il Monte Carlo *Flyo*, realizzato dal gruppo pisano della collaborazione.

Dal confronto con i risultati ottenuti da altri membri della collaborazione, è emerso un sostanziale accordo, anche nei casi in cui l' analisi è avvenuta con strategie e strumenti differenti. Il lavoro svolto da tutti i membri della collaborazione ha contribuito al risultato presentato recentemente da G. Unal presso il CERN [22].

$$R = 0.99098 \pm 0.00101_{stat} \pm 0.00126_{syst} \tag{6.1}$$

$$\Re(\epsilon^{'}/\epsilon) = (15.3 \pm 2.6) \cdot 10^{-4} \qquad 5.9\sigma \textbf{ da } 0 \tag{6.2}$$

La presa dati del 2001, ancora in corso, contribuirà alla diminuzione della componente statistica dell' errore sulla misura di $\Re(\epsilon^{'}/\epsilon)$. Quello presentato da NA48 è il risultato più accurato ottenuto fino ad oggi nel campo della ricerca della violazione diretta di *CP*. Nella tabella seguente sono riportati i risultati salienti di questa lunga ricerca.

$\Re(\epsilon^{'}/\epsilon)$ in unità di 10^{-4}	
E471	7.4± 5.9
NA31	23 ± 6.5
NA48 (2001)	15.3 ± 2.6
KTeV (2001)	20.7 ± 2.8
Media Mondiale	17.2 ± 1.8

Bibliografia

[1] Lee T.D., Yang C.N., *Phys. Rev* 104, 254 (1956).

[2] Wu C.S. et al., *Phys. Rev* 105, 1413 (1957).

[3] Garwin R.L., Lederman L.M., Weinrich M., *Phys. Rev.* 105, 1415 (1957).

[4] Friedman J.I, Telegdi V.L. *Phys. Rev.* 105, 1681 (1957).

[5] Goldhaber M., Grodzins L., Sunyar A.W., *Phys. Rev.* 109, 1015 (1958).

[6] Gell-Mann M., Pais A., *Phys. Rev.* 97 1387 (1955).

[7] Christenson J.H, Cronin J.W., Fitch V.L., Turlay R., *Phys Rev. Lett.* 13, 138 (1964).

[8] Wolfenstein L., *Phys. Rev. Lett.* 13,562 (1964).

[9] Kobayashi M., Maskawa T., *Prog. Theor. Phys.* 49, 562, 1973.

[10] Wolfenstein L., *Phys. Rev. Lett* 51, 1945 (1983).

[11] Vainshtein *How penguins started to fly* hep-ph/9906263.

[12] Bigi I., Sanda A., *CP Violation* Oxford Press, 2000.

[13] Branco G., Lavoura L., Silva J. *CP Violation* Oxford Press, 1999.

[14] F. Bal et al. *Proposal for a precision measurement of* ϵ'/ϵ *in CP violating* $K^0 \rightarrow 2\pi$ CERN-SPSC/90-22, July 1990.

[15] R. Moore et al. *Measurement of pair-production by high energy photons in an aligned tungsten crystal* Nucl. Instr. Meth., B 119, 149 (1996).

[16] G.D. Barr et al. *Performance of an electromagntic liquid kripton calorimeter based on a ribbon electrode tower structure* Nucl. Instr. Meth. A 370, 413 (1996).

[17] R. Arcidiacono et al., Nucl. Instrum. Methods A 443, 20 (2000).

[18] B. Gorini et al., *A 40MHz pipelined trigger for* $K^0 \to 2\pi^0$ *decays for the CERN NA48 experiment.* IEEE Trans. Nucl. Sc. 45:1771 (1998).

[19] B. Peyaud e G. Tatishvili, *Charged Background Meeting*, 1th April 1998 and 25th November 1998.

[20] J.C. Chollet, High $p_t'^2$ events (HPT), NA48 note 01-12.

[21] L. Fiorini, *Flyo Montecarlo*, NA48 note 01-14.

[22] G. Unal, *A New Measurement of Direct CP Violation by NA48*, CERN Seminar 10 May 2001.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare le molte persone che con il loro aiuto e supporto sono state indispensabili per la realizzazione di questa tesi:

Giuseppe Pierazzini, per la pazienza e la cura con cui ha seguito lo svolgimento del mio lavoro e la stesura della tesi.

Italo Mannelli, per i moltissimi consigli e la grande disponibilità dimostrata nell' aiutarmi a risolvere le molte difficoltà dell' analisi.

Flavio Costantini, per la fiducia accordatami durante tutto il tempo che ho passato nella collaborazione NA48.

Riccardo Fantechi, per l' aiuto che mi ha dato nell' apprendere le tecniche e gli strumenti dalla collaborazione.

Marco Sozzi, per aver sempre risolto con efficienza i miei dubbi sull' analisi.

Sergio Giudici, per il molto tempo e l'attenzione che mi ha dedicato durante tutto lo svolgimento del mio lavoro.

Manuela Cirilli, per avermi saputo ben inidizzare nell' apprendimento e nel monitoraggio di un sistema complesso come il Neutral Trigger.

Vorrei ringraziare anche Michele, Gabriele e tutto il gruppo NA48 di Pisa.