Università degli Studi di Roma "La Sapienza"
Facoltà di Scienze matematiche, fisiche e naturali

Tesi di Laurea in Fisica

A.A. 1997-1998

Ricerca di mesoni ρ in stati finali di interazioni di neutrino in emulsioni nucleari

Laureanda: Francesca Romana Spada matr. 11096020

Relatori: Prof. Pier Ferruccio Loverre

Dott. Giancarlo Piredda

Tesina 1:

Manipolazione meccanica di oggetti disposti a caso.
Relatore: Prof. ssa Lucia Zanello

Tesina 2:

Generazione di stati quantici di fotoni in una microcavità attiva.
Relatore: Prof. Paolo Mataloni

Indice

Introduzione

A tutt'oggi lo studio delle proprietà dei neutrini presenta problemi aperti: di importanza fondamentale tra questi è la determinazione della loro massa a riposo.

Non si conosce una ragione teorica che imponga che la massa del neutrino sia rigorosamente nulla; tuttavia i risultati sperimentali finora a nostra disposizione non permettono di trarre conclusioni definitive.

Se però si ammette che i neutrini abbiano massa, si può avere la comparsa del cosiddetto fenomeno delle *oscillazioni* (altrimenti non permesse), che consiste nella possibiltà di transizione tra neutrini delle diverse generazioni, e che si manifesterebbe con una variazione della composizione relativa del fascio, funzione della distanza tra sorgente e punto di osservazione. Appare dunque evidente che lo studio delle oscillazioni, e l'eventuale verifica della loro esistenza, può dare una risposta alla questione della massa del neutrino.

L'esperimento CHORUS (Cern Hibrid Oscillation Research apparatUS), nell'ambito del quale è stata svolta questa tesi, si propone di rivelare neutrini τ nel fascio a banda larga di ν_μ al CERN - nel quale la componente relativa di ν_τ all'emissione è stimata inferiore a 10^{-6} - attraverso la rivelazione diretta del decadimento del τ prodotto nelle emulsioni nucleari che costituiscono il bersaglio, e nelle quali l'avvenuto decadimento si manifesta con la presenza di una traccia dalla caratteristica forma spezzata (*kink*).

Nell'ambito dell'esperimento particolare enfasi è stata data allo studio del canale di decadimento del τ in muone, per il quale l'apparato sperimentale è particolarmente adatto, ma questo canale rappresenta solo il 18% del totale dei decadimenti. La frazione più consistente dei decadimenti è in adroni (50%).

L'argomento di questa tesi è lo studio di un particolare canale di decadimento del τ in adroni, e cioè $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$, dove i due pioni sono al 100% risonanti ($\tau \rightarrow \rho^-\ \nu_\tau \rightarrow \pi^-\, \pi^0\, \nu_\tau$), e che rappresenta il 25% di tutti i decadimenti.

È evidente come l'individuazione della risonanza ρ^- nello spettro di massa invariante dei pioni dello stato finale rappresenti un indizio che permette di risalire alla presenza di τ.

In questa tesi ci si prefigge di sviluppare una tecnica mediante la quale ricostruire appunto lo spettro di di massa invariante dei pioni, con una risoluzione sufficiente a poter distinguere il picco della risonanza ρ^-.

Le tecniche di ricostruzione dello spettro di massa invariante sviluppate in questa tesi possono altresì rappresentare un'applicazione utile per esperimenti futuri, soprattutto alla luce dei recenti risultati resi noti dalla collaborazione Super Kamiokande [SK], che sembrano confermare l'ipotesi di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

La tesi è così strutturata:

> Nel primo capitolo si dà una breve descrizione del fenomeno delle oscillazioni di neutrino, si ricordano le implicazioni di natura cosmologica che avrebbe l'esistenza di un neutrino massivo, e si inquadrano brevemente l'esperimento CHORUS e i risultati che esso si prefigge. Il secondo capitolo contiene invece la descrizione dell'apparato sperimentale.
>
> Il terzo capitolo è poi incentrato sulla ricerca di ρ^- nel decadimento di τ, limitatamente al caso in cui il τ sia stato prodotto in modo quasi-elastico; si descrive l'algoritmo di ricostruzione e di esso si discutono risoluzioni ed efficienze.
>
> Naturalmente si può avere produzione di ρ^- anche in stati finali indotti da interazioni di corrente neutra di ν_μ: questo caso è descritto nel capitolo quarto. Può accadere che un π^- prodotto in tale interazione interagisca a sua volta con un nucleo del bersaglio, e se il rinculo di quest'ultimo non è visibile in emulsione (*white kink*), l'evento può presentare le stesse caratteristiche del segnale, e costituire quindi un fondo. La seconda parte del capitolo presenta allora lo studio di tale sorgente di

fondo, e fornisce un criterio che permette in buona parte di distinguere le correnti neutre con *white kink* dal segnale.

Nel quinto capitolo si dà una stima della capacità che si ha in CHORUS di osservare effettivamente un segnale tramite la ricostruzione descritta.

Conclude un'appendice tecnica, in cui sono riportate alcune caratteristiche dell'algoritmo di ricostruzione sviluppato, a beneficio di chi fosse interessato a conoscere i dettagli tecnici del lavoro svolto.

Capitolo 1

Oscillazioni di neutrino

Partiremo qui dalla teoria delle interazioni elettrodeboli come descritta dal modello standard [Wei], per giungere ad introdurre la possibilità di oscillazioni tra specie diverse di neutrini, e descriveremo la relazione esistente tra probabilità di oscillazione e differenze di massa.

1.1 Aspetti teorici

La teoria standard elettrodebole è una teoria di gauge (locale) rinormalizzabile [Gl, GIM] la cui lagrangiana è invariante per trasformazioni del gruppo $SU(2) \otimes U(1)$, dove $SU(2)$ agisce sui campi di materia, organizzati in doppietti levogiri

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

o in singoletti destrogiri.

Esistono dei parametri che la teoria non fissa, come appunto le masse delle particelle; lo zero tuttavia è per una massa un valore particolare, che si accetta più volentieri se derivante da principi primi, come ad esempio avviene per la massa del fotone, che l'invarianza di gauge e la conservazione della carica elettrica impongono essere nulla a tutti gli ordini della teoria. Da questa "libertà" lasciata dalla teoria delle interazioni elettrodeboli si parte per introdurre l'ipotesi che possano avere luogo le oscillazioni tra specie di neutrino diverse (che rappresentano, evidentemente, un processo con violazione del numero leptonico). Ammettiamo infatti che gli autostati dell'interazione elettrodebole non coincidano con gli autostati di massa; in tal caso, i primi possono essere scritti come combinazioni lineari di questi ultimi:

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^{3} U_{\alpha i}\, \nu_i \tag{1.2}$$

con $U^\dagger U = 1$, dove $\alpha = e,\ \mu,\ \tau$.

Se poi si ammette che gli autostati non siano tutti degeneri (cioè almeno due autovalori di massa siano diversi), per questi due si potrà scrivere

$$\Delta m^2_{ij} := m^2_{\nu_i} - m^2_{\nu_j} \neq 0 \tag{1.3}$$

Per semplicità consideriamo il caso in cui l'oscillazione avvenga tra due sole famiglie: allora la (1.2) si riduce a

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

Consideriamo allora l'evoluzione temporale di un autostato di massa: è, al tempo t

$$\nu_j(t) = \mathrm{e}^{-iE_j t} \nu_j \tag{1.5}$$

da cui si ha per l'evoluzione dell'autostato dell'interazione debole

$$\begin{aligned} \nu_\alpha &= \cos\theta\, \nu_1(t) + \sin\theta\, \nu_2(t) = \\ &= \left(\cos^2\theta \mathrm{e}^{-iE_1 t} + \sin^2\theta \mathrm{e}^{-iE_2 t}\right)\ \nu_\alpha + \sin\theta\, \cos\theta \left(\mathrm{e}^{-iE_1 t} - \mathrm{e}^{-iE_2 t}\right)\ \nu_\beta \end{aligned} \tag{1.6}$$

La probabilità che al tempo t si abbia oscillazione è allora data da

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = \mid \langle \nu_\beta \mid \nu_\alpha(t) \rangle \mid^2 = \sin^2 2\theta\, \sin^2\left(\frac{(E_1 - E_2)\, t}{2}\right) \tag{1.7}$$

Nel limite relativistico di $E_i \gg m_i$, e assumendo che nell'oscillazione si conservi l'impulso, la (1.7) si riduce a

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = \sin^2 2\theta\, \sin^2\left(\frac{\Delta m^2\, L}{4\, E}\right) \tag{1.8}$$

dove L è la distanza percorsa dal neutrino al tempo t ed E è la sua energia. In unità di misura più convenienti si ha

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \, \sin^2 \left(\frac{1.267 \, \Delta m^2 [eV^2] \, L[m]}{E[MeV]} \right) \tag{1.9}$$

Le quantità L ed E caratterizzano un esperimento che ricerca oscillazioni di neutrino: in particolare, l'esperimento sarà adatto a ricercare oscillazioni caratterizzate da $\Delta m^2 \sim E/L$, perché per $\Delta m^2 \ll E/L$ è $P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) \simeq 0$, mentre per $\Delta m^2 \gg E/L$ non si avrà più la dipendenza da Δm^2, in quanto si avrà un effetto di media su L ed E, per cui

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) \simeq \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \tag{1.10}$$

Esistono numerosi modelli teorici che si prefiggono di dare dei valori per le masse dei neutrini: molti concordano sulla gerarchia di tali masse, cioè $m_{\nu_\tau} > m_{\nu_\mu} > m_{\nu_e}$. In particolare alcuni modelli utilizzano il cosidetto meccanismo *see-saw* (altalena), secondo cui le masse dei neutrini scalano col quadrato delle masse dei leptoni corrispondenti [GRS, Wi]: per piccoli angoli di *mixing* si possono confondere ν_1, ν_2, ν_3 con ν_e, ν_μ, ν_τ, e si scrive

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_e^2 : m_\mu^2 : m_\tau^2$$

Combinando i risultati dedotti da esperimenti con neutrini solari al meccanismo *see-saw* [ELN] si deduce per il ν_μ una massa di $3 \cdot 10^{-3} \, eV$, e di conseguenza per il ν_τ una massa di circa $10 \ eV$.

1.2 Implicazioni cosmologiche

L'esistenza di neutrini di massa non nulla avrebbe conseguenze profonde su vari argomenti astrofisici e cosmologici, quali le caratteristiche dell'espansione dell'universo, la nucleosintesi primordiale, la formazione e stabilità delle strutture esistenti su larga scala (galassie ed ammassi) [BV, KT].

Il tipo di geometria dello spazio-tempo dipende dal rapporto Ω tra valore della densità della materia che riempie l'universo e densità critica ρ_c, definita come

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

dove $G = 6.7 \cdot 10^{-11}\, N\, m^2/Kg^2$ è la costante gravitazionale, $H = 100\, h\, Km/s\, Mpc^{-1}$ è la costante di Hubble[1], e $0.4 \lesssim h \lesssim 1.0$ (si introduce il fattore h per tener conto della grande incertezza che a tutt'oggi esiste sul valore della costante di Hubble). La densità di materia nell'universo si scrive allora come

$$\rho = \Omega\, \rho_c = 10.5\, \Omega\, h^2\, KeV\, cm^{-3} \tag{1.11}$$

A seconda che Ω sia pari ad 1, maggiore o minore di 1, avremo un universo piatto, chiuso o aperto; il destino dell'universo differisce da un caso all'altro: quello piatto così come quello aperto continuerà ad espandersi per sempre, mentre l'universo chiuso va incontro al *big crunch*, ovvero l'implosione che rappresenta il processo opposto rispetto al *big bang* da cui si ritiene l'universo abbia avuto origine [GR, ZN].

Così come la costante di Hubble, anche Ω è nota sperimentalmente con scarsa precisione: si sa che la materia che costituisce stelle e altri corpi celesti (l'unica di cui si possa avere esperienza diretta), contribuisce per una quantità $\Omega_{mes} < 0.01$, ma già per spiegare la velocità di rotazione delle galassie a spirale in funzione della distanza dal centro - che, trattandosi di moti kepleriani dovrebbe andare come l'inverso della distanza, e risulta invece essere una curva praticamente piatta - deve essere $\Omega \sim 0.1$.

Effettivamente, la teoria standard del *big bang* prevede, per avere una nucleosintesi efficiente ad un certo punto della storia evolutiva dell'universo, che la materia barionica debba dare alla densità un contributo pari a $0.01 \lesssim \Omega \lesssim 0.1$; tuttavia, la cosmologia inflazionaria, che rappresenta un superamento ormai quasi unanimemente accreditato del modello cosmologico standard, e consiste a grandi linee nell'ipotesi che nella primissima fase di evoluzione dell'universo si sia avuto un periodo di espansione esponenziale, prevede *esattamente* $\Omega = 1$, il che implica l'esistenza di materia "oscura" non barionica nell'universo, e che per di più deve contribuire per la massima parte alla quantità di materia in esso contenuta.

[1] La costante di Hubble interviene nella legge di Hubble $v = H(t)\, D$, che lega il *red shift* delle galassie alla loro distanza da noi, ed è costante nel senso che non dipende da D, ma dipende invece dal tempo. Essa costituisce ad ogni epoca la scala naturale dei processi cinematici, e il suo inverso è una stima dall'alto dell'età dell'universo.

La materia oscura non barionica è suddivisa in "calda" (HDM) e "fredda" (CDM). Costituiscono la HDM le particelle che erano relativistiche al momento del disaccoppiamento della loro specie dal resto della materia contenuta nell'universo, mentre la CDM è costituita da particelle non relativistiche. Evidentemente, i neutrini, anche con masse dell'ordine di 10 eV, andrebbero a far parte della HDM.

Si ha il disaccoppiamento quando per una data specie il cammino libero medio uguaglia la scala di riferimento, cioè la costante di Hubble: per neutrini leggeri questo avviene a $T \sim 1\, MeV$, e a quella temperatura la teoria del *big bang* prevede una densità numerica di neutrini $n_\nu \sim 110/cm^3$. La densità di materia dovuta a neutrini sarà allora stimabile come

$$\rho_\nu = m_\nu\, n_\nu \simeq 110\ m_\nu < 11\,\Omega\, h^2\ KeV\, cm^{-3} \tag{1.12}$$

da cui

$$m_\nu \lesssim 100\,\Omega\, h^2\, eV \sim 15 \div 50\ eV \tag{1.13}$$

Si satura il limite se si ipotizza che i neutrini costituiscano il totale della materia oscura, ma osservazioni recenti [Co1, Co2] fanno propendere per materia oscura costituita sia da HDM che da CDM, con una probabile prevalenza di CDM [DSS].

In definitiva, si può ragionevolmente concludere [Ha] che un neutrino di massa dell'ordine di 10 eV porterebbe alla materia oscura il contributo necessario per avvalorare la cosmologia inflazionaria e chiudere l'universo.

1.3 Ruolo dell'esperimento CHORUS

Gli esperimenti che studiano le oscillazioni di neutrini si dividono in due grandi classi:

esperimenti di scomparsa, che misurano il flusso di neutrini di un dato sapore a diverse distanze dalla sorgente per rivelarne un eventuale ammanco dovuto all'oscillazione in altra specie (si misura $1 - P\,(\nu_\alpha \to \nu_\beta)$);

esperimenti di apparizione, che misurano direttamente $P\,(\nu_\alpha \to \nu_\beta)$ cercando neutrini di un dato sapore in un fascio di neutrini di altra specie.

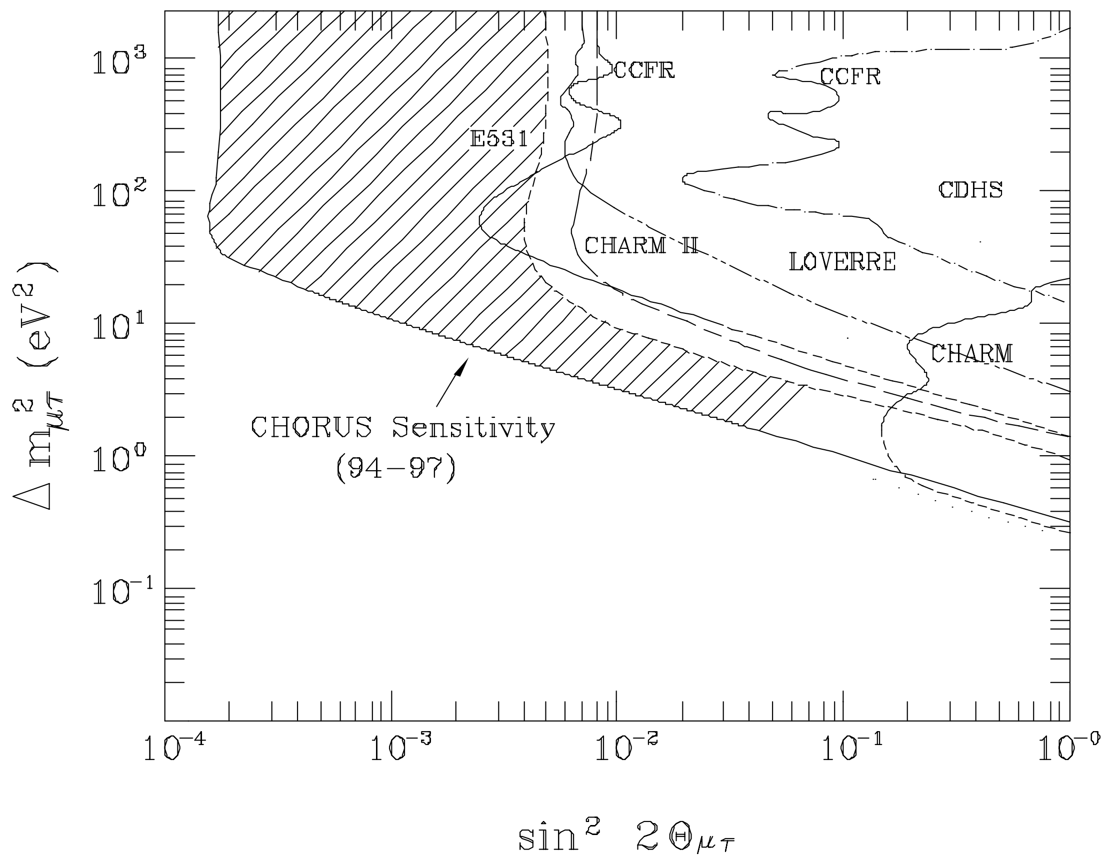


FIGURA 1.1: *Regione dello spazio dei parametri che* CHORUS *si propone di esplorare, confrontata con quelle già escluse da precedenti esperimenti.*

L'esperimento CHORUS è un esperimento di apparizione, e studia le oscillazioni tra ν_μ e ν_τ, prendendo in considerazione il dominio di spazio dei parametri mostrato in figura 1.1: per massimo mescolamento ($\sin^2 2\theta = 1$) si raggiunge il minimo $\Delta m^2_{\mu\tau}$ pari a 0.3 eV^2, mentre a grandi valori di $\Delta m^2_{\mu\tau}$ si ha il minimo *mixing* rivelabile, $\sin^2 2\theta \sim 10^{-4}$. La massima sensibilità si ha per $\Delta m^2 \sim 30\, eV^2$, da cui, se si trascura m_{ν_μ} si ha $m_{\nu_\tau} \simeq 5\, eV$. L'interesse della regione scelta è chiaro alla luce di quanto esposto nei paragrafi precedenti.

L'evidenza sperimentale delle oscillazioni si avrebbe dall'osservazione dell'interazione da corrente carica (CC nel seguito)

$$\nu_\tau\, N \to \tau\, X$$

e del successivo decadimento del τ. È coperto circa l'82% dei possibili decadimenti di τ: si prendono infatti in considerazione i canali

$$\begin{aligned} &\tau \to \mu^-\, \bar{\nu}_\mu\, \nu_\tau && b.r. = 18\% \\ &\tau \to h^-\, (n\, \pi^0)\, \nu_\tau && b.r. = 50\% \\ &\tau \to \pi^-\, \pi^+\, \pi^-\, (n\, \pi^0)\, \nu_\tau && b.r. = 14\% \end{aligned}$$

In generale, una sorgente di fondo è costituita dalla contaminazione in ν_τ del fascio [VdV]; si stimano per essa $3.3 \cdot 10^{-6}$ interazioni di CC per ogni CC di ν_μ. Vi sono poi sorgenti di fondo specifiche di ciascun canale.

Per il canale $\tau \to \mu^-\, \bar{\nu}_\mu\, \nu_\tau$ le sorgenti principali di fondo sono i decadimenti in μ di adroni, come π^- e K^-, prodotti in interazioni di corrente neutra (NC); i decadimenti in μ di particelle con charm prodotte in NC, quando non venga rivelato il mesone associato; i decadimenti in μ di particelle charmate prodotte in CC, quando non venga rivelato il leptone associato [CPr].

Per il canale $\tau \to h^-\, (n\, \pi^0)\, \nu_\tau$ si ha fondo da particelle con charm provenienti dagli antineutrini del fascio, quando il mesone (in NC) o il leptone (in CC) associato non viene identificato; da particelle charmate positive con la carica misurata male e senza l'identificazione del leptone associato; da interazione di adroni negativi con nuclei del bersaglio, senza che sia rivelato il rinculo di questi ultimi (*white kink*).

Nel limite di grandi differenze di massa, $\Delta m^2 \gg E/L$, dalla (1.10) si ha

$$\sin^2 2\theta < \frac{2N_\tau^{\mathrm{obs}}}{\varepsilon_\tau\, N_\tau^{\mathrm{max}}} = \frac{2N_\tau^{\mathrm{obs}}}{\varepsilon_\tau^*\, N_{\nu_\mu}^{\mathrm{cc}}}$$

dove N_τ^{obs} è il numero di decadimenti osservati; ε_τ è l'efficienza totale di CHORUS per la rivelazione di interazioni di corrente carica indotte da ν_τ; N_τ^{max} è il numero di τ prodotti, nell'ipotesi che tutti i ν_μ incidenti oscillino; $\varepsilon_\tau^* = \varepsilon_\tau\, N_\tau^{\mathrm{max}}/N_{\nu_\mu}^{\mathrm{cc}} = 0.51\,\varepsilon_\tau$; $N_{\nu_\mu}^{\mathrm{cc}}$ è il numero di correnti cariche di ν_μ osservate, dato da

$$N_{\nu_\mu}^{\mathrm{cc}} \;=\; \int dE_{\nu_\mu}\, \sigma_\mu^{\mathrm{cc}}\, dN_{\nu_\mu}/dE_{\nu_\mu}.$$

Avendo CHORUS collezionato 480˙000 interazioni di corrente carica, stimandosi un'efficienza totale di 0.05, e attendendosi 1.7 eventi di fondo[2] complessivamente [CPr], al 90 % C.L. la statistica poissoniana dà 3.84 eventi, da cui come annunciato

$$\sin^2 2\theta < \frac{2 \cdot 3.84}{0.049 \cdot 4.8 \cdot 10^5} = 3.1 \cdot 10^{-4}$$

quindi CHORUS migliorerà di poco meno di un fattore 20 il miglior limite precedentemente fissato dall'esperimento E531 [E531].

[2]Con l'inizio della fase di analisi dei dati la stima del fondo atteso si è modificata, come si vedrà nel seguito, ma il miglioramento delle tecniche di scanning e delle efficienze rispetto a quelle iniziali fa sì che il limite raggiungibile su $\sin^2 2\theta$ sia rimasto pressoché invariato.

Capitolo 2

L'apparato sperimentale

L'esperimento CHORUS [CDe] è stato progettato per la ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \to \nu_\tau$, attraverso la rivelazione dell'interazione $\nu_\tau\, N \to \tau\, X$ mediante quella del successivo decadimento del τ, ed utilizza a questo scopo il fascio di neutrino a banda larga (WBB) del CERN, formato in massima parte da ν_μ, e la cui composizione sarà illustrata in dettaglio. L'apparato sperimentale è di tipo ibrido: un bersaglio di emulsioni, nel quale avviene l'interazione di neutrino, è seguito da una serie di rivelatori elettronici che ricostruiscono la cinematica [CPr].

2.1 Il fascio di neutrini

I neutrini che compongono il WBB provengono dal decadimento di π^+ e K^+ prodotti da protoni di $450\,GeV$, estratti dall'SPS del CERN in due *spill* di $6\,ms$ ciascuno, distanti nel tempo $2.5\,s$, ed inviati su un bersaglio di berillio; quest'ultimo è composto da sei sbarrette del diametro di $3\,mm$, lunghe $10\,cm$ ciascuna e distanziate $9\,cm$: la particolare struttura del bersaglio impedisce che i prodotti dell'interazione siano riassorbiti nel materiale. Seguono il bersaglio sulla linea del fascio due magneti focalizzanti, *horn* e *reflector*, che, oltre a collimare il fascio di mesoni, selezionano anche la loro carica (solo positivi, per avere poi un fascio di neutrini). I sopravvissuti vengono inviati in un tunnel di decadimento lungo $290\,m$, al termine del quale, subito prima dell'area in cui si trova il rivelatore, gli adroni non decaduti e i muoni prodotti vengono assorbiti da blocchi di ferro e di cemento. Tutto il sistema è mostrato in figura 2.1.

La componente dominante del fascio è ν_μ, con una contaminazione in $\bar{\nu}_\mu$ del 4%, dovuta agli adroni negativi non eliminati dai magneti selezionatori, ed in ν_e e $\bar{\nu}_e$ dell'1%, provenendo questi ultimi principalmente dai decadimenti a tre corpi

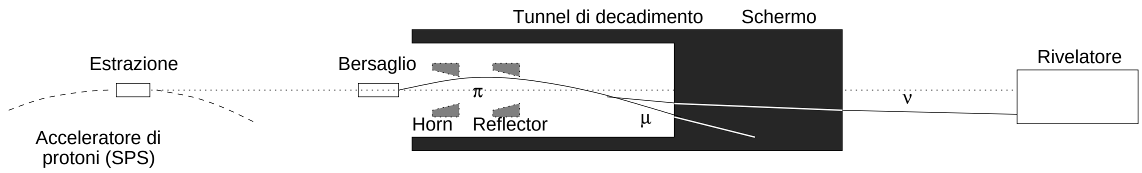


FIGURA 2.1: *L'apparato di produzione del fascio di neutrino a banda larga del CERN.*

dei K; si stima invece che il fondo da ν_τ presenti già nel fascio, e provenienti dal decadimento $D_s \to \tau\,\nu_\tau$ con $\tau \to X\,\nu_\tau$, sia di $3.3 \cdot 10^{-6}$ interazioni da corrente carica per ogni interazione da corrente carica di ν_μ [CN1], inferiore cioè alla sensibilità dell'esperimento. Lo spettro energetico delle varie componenti del fascio è mostrata in figura 2.2. e riassunta in tabella 2.1

Specie di neutrino	Abbondanza relativa	Energia media [GeV]
ν_μ	1	27
$\bar{\nu}_\mu$	0.038 ± 0.001	25
ν_e	0.0093 ± 0.0005	47
$\bar{\nu}_e$	0.0019 ± 0.0002	38

TABELLA 2.1: *Energia media ed abbondanza relativa delle componenti del fascio di neutrini WBB.*

2.2 Il rivelatore

L'apparato sperimentale è composto da un bersaglio di emulsioni nucleari, un insieme di tracciatori a fibre scintillanti (TT), un complesso di magnete in aria e tracciatori a fibre scintillanti, che compongono lo spettrometro magnetico (DT), un calorimetro ad alta risoluzione, ed infine uno spettrometro per muoni. La struttura intera è mostrata in figura 2.3

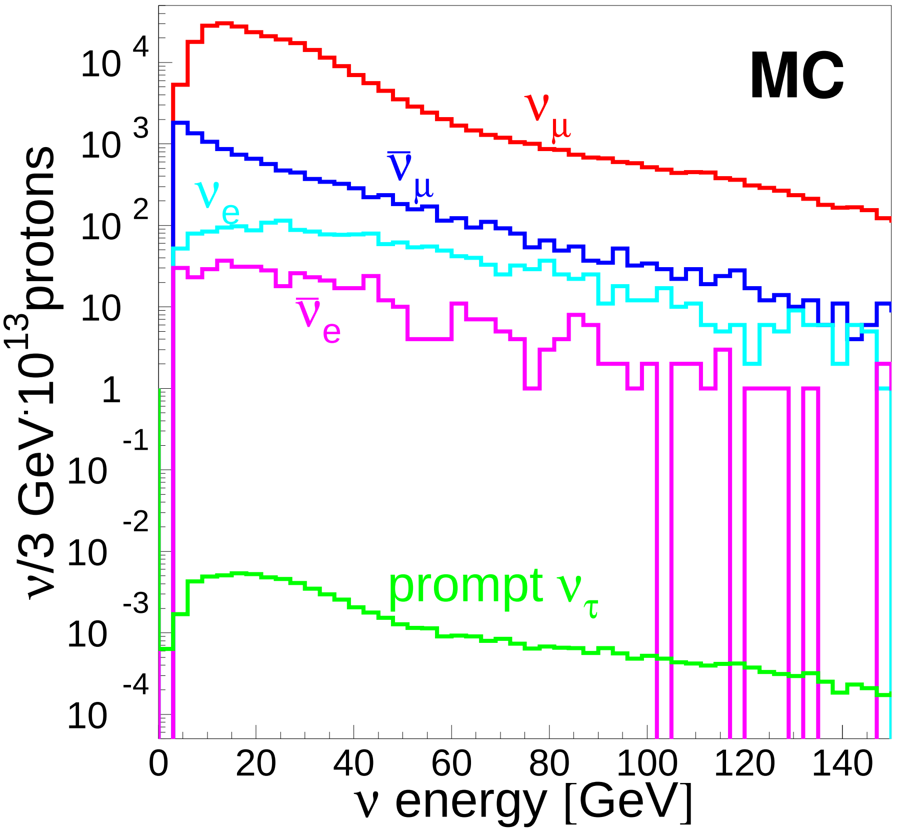


Figura 2.2: *Spettro energetico delle componenti del fascio di neutrini WBB.*

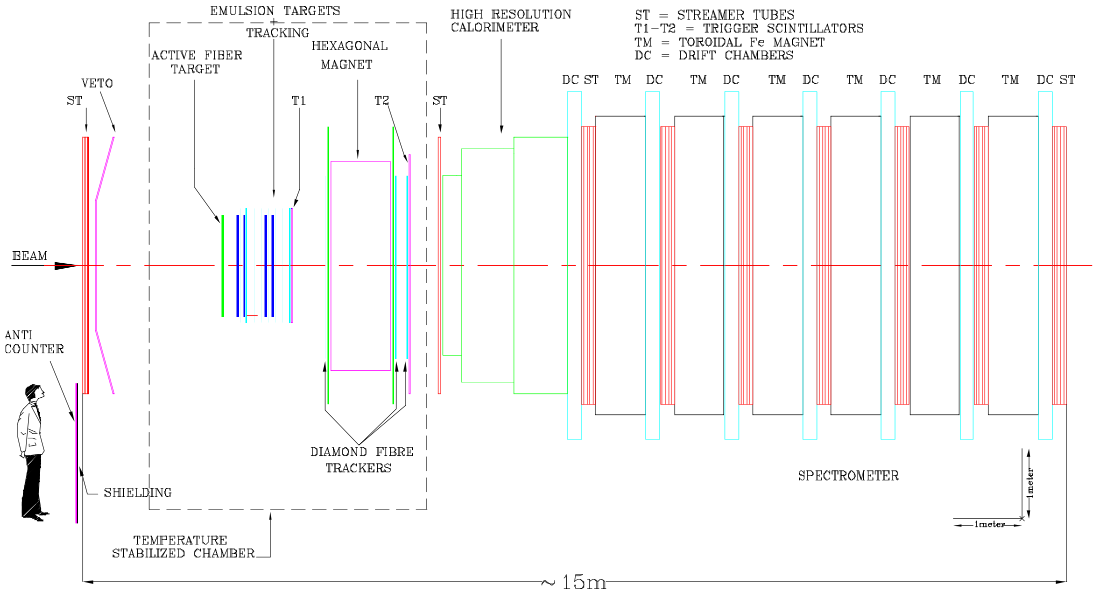


FIGURA 2.3: *Il rivelatore CHORUS.*

2.2.1 Il bersaglio di emulsioni

Il leptone τ è caratterizzato da una vita media $c\tau = 87.2\,\mu m$, e assumendo che i ν_τ prodotti dall'oscillazione dei ν_μ abbiano lo stesso spettro di quest'ultimi, i τ prodotti nell'interazione hanno una lunghezza di decadimento media di $1.5\,mm$; ciò spiega la scelta di emulsioni nucleari quale bersaglio, dal momento che esse forniscono la ricostruzione tridimensionale della traccia con una risoluzione dell'ordine del micron, e sono dunque ideali per lo studio di interazioni in cui siano implicate particelle con vita media breve.

Il bersaglio ha un volume complessivo di $206\,l$, pari a $770\,Kg$ (il che lo rende il più grande bersaglio di emulsioni mai realizzato), ed è diviso in quattro pacchi (*stack* in inglese), ognuno dei quali è spesso $2.8\,cm$ per una superficie di $1.42 \times 1.44\,m^2$. Ogni *stack* è a sua volta suddiviso in otto settori di $0.71 \times 0.36\,m^2$, ciascuno dei quali è formato da 36 fogli di emulsione spessi $2 \times 350\,\mu m$ appoggiati sulle due facce di un foglio di acetato spesso $90\,\mu m$.

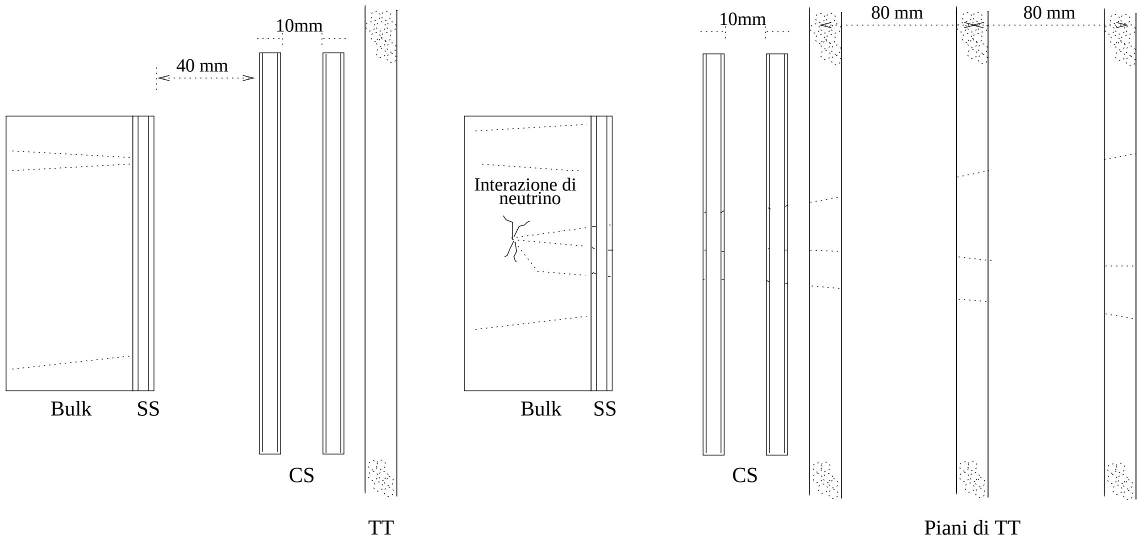


Figura 2.4: *Disposizione di due blocchi di emulsione (bulk), degli special sheets e dei changeable sheets, assieme ai rivelatori a fibre scintillanti. Per ottenere l'intero bersaglio bisogna mettere in fila due strutture come quella mostrata.*

Completano ognuno dei quattro *stacks* altri tre sottili fogli di emulsione (formati da due lastre di gel da 100 μm appoggiate su una lastra di acrilico spessa 0.8 mm), che sono stati inseriti allo scopo di effettuare predizioni sulla localizzazione della traccia in emulsione, e si trovano dunque in una configurazione adatta allo scopo: il primo dei tre, detto *special sheet* (ss), è posto subito dopo il blocco, mentre gli altri due, chiamati *changeable sheets* (cs) sono posti immediatamente prima di un piano del tracciatore a fibre; la breve distanza tra questo ed i cs minimizza l'errore di estrapolazione, e le predizioni congiunte ottenute usando cs e ss guideranno la ricerca in emulsione. La disposizione del bersaglio è mostrata in figura 2.4.

Poiché le emulsioni nucleari sono soggette al fenomeno del *fading*, ovvero alla degradazione dell'immagine latente prodotta dal passaggio della particella carica, possono essere utilizzate solo per un periodo limitato: nei quattro anni di presa dati, il bersaglio è stato cambiato una volta. Al fine di mantenere il fondo ad un livello tale da permettere previsioni non ambigue, i tre fogli aggiuntivi vengono cambiati invece con frequenza doppia rispetto all'emulsione del bersaglio. Comunque, per rallentare il *fading*, il bersaglio (insieme al tracciatore a fibre e allo spettrometro magnetico) è chiuso in una camera mantenuta alla temperatura costante di 5 $°C$.

2.2.2 Il tracciatore a fibre scintillanti

Il tracciatore a fibre scintillanti [Tar] è composto in tutto da otto moduli di fibre: il primo si trova tra i primi due *stacks* di emulsioni, i tre moduli successivi tra il secondo e il terzo *stack*, il quinto modulo tra il terzo e il quarto *stack*, ed infine gli ultimi tre moduli dopo il quarto ed ultimo *stack* di emulsioni ; la distanza di 40 mm tra il blocco di emulsione e il successivo piano del TT è stata dettata dalle necessità congiunte di avere una buona separazione traccia-traccia, e di avere sufficiente accuratezza nell'estrapolazione all'indietro: infatti, il compito del TT è di individuare le tracce cariche e ricostruire il vertice dell'evento, ed inoltre è utilizzato per effettuare una estrapolazione accurata sul CS più vicino al vertice, che sarà poi il punto di partenza per lo scanning dell'emulsione-bersaglio.

Ogni modulo di fibre del TT è composto a sua volta da quattro piani, orientati secondo le proiezioni x, z, $x^{\pm}$ e $z^{\pm}$, dove questi ultimi sono ruotati di $\pm 8°$ rispetto ad x e z, e ogni piano è composto da sette strati di fibre sfalsati tra loro, in cui ogni fibra ha un diametro di 500 μm, per uno spessore totale di 3.2 mm; l'uso di quattro proiezioni consente una ricostruzione priva di ambiguità della traccia tridimensionale.

La lettura del segnale è effettuata accoppiando le fibre a degli intensificatori di immagine, che vengono letti da un sistema di CCD, in grado di tramutare il segnale luminoso in segnale elettrico. Nel complesso, il rivelatore raggiunge, per la previsione sul *changeable sheet*, una risoluzione di 150 μm in posizione, e di 2.5 $mrad$ in angolo (rispetto alla linea del fascio).

2.2.3 Lo spettrometro magnetico

Tra la regione del bersaglio e il calorimetro, si trova lo spettrometro magnetico (o *diamond tracker*), formato da un magnete in aria e da tre piani di fibre scintillanti; esso misura la carica e il momento delle particelle fino a 20 GeV prima che queste raggiungano il calorimtero.

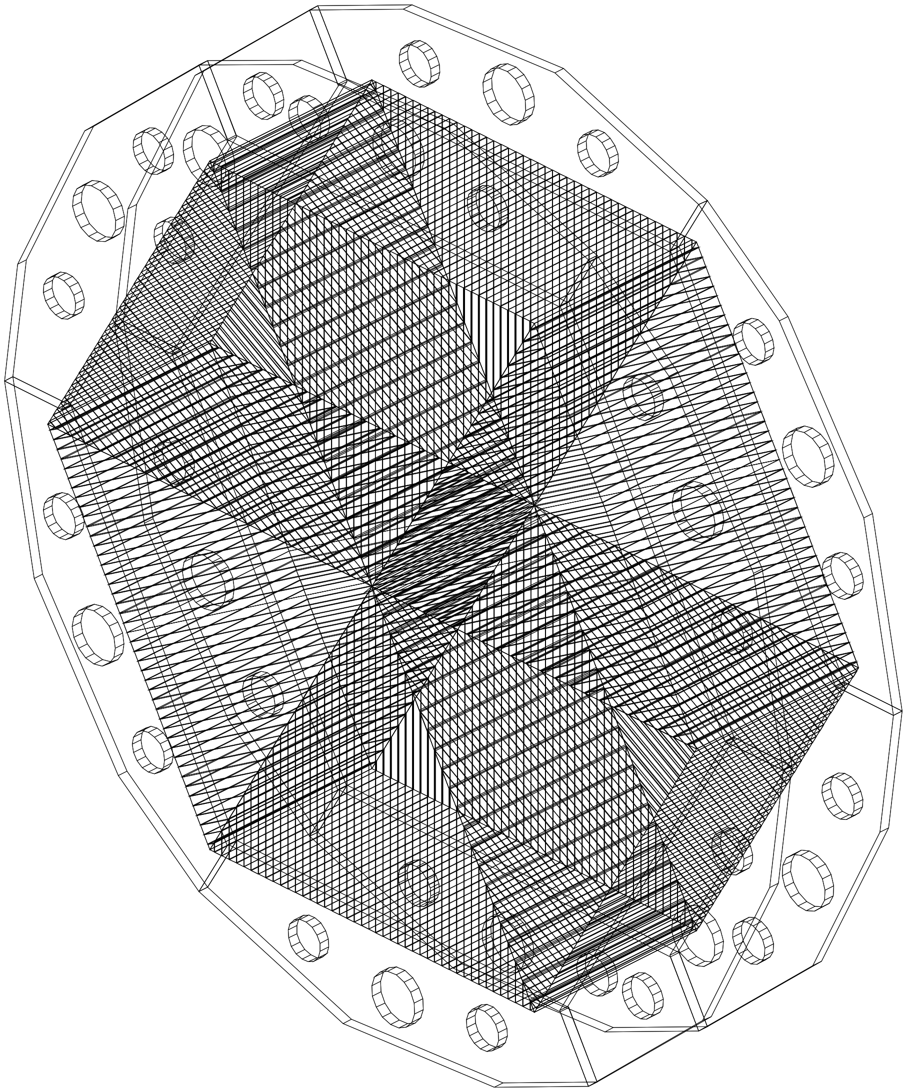


Figura 2.5: *Il magnete in aria. Il campo magnetico è parallelo al lato esterno di ciascuno "spicchio", ed è indipendente dalla distanza dal centro.*

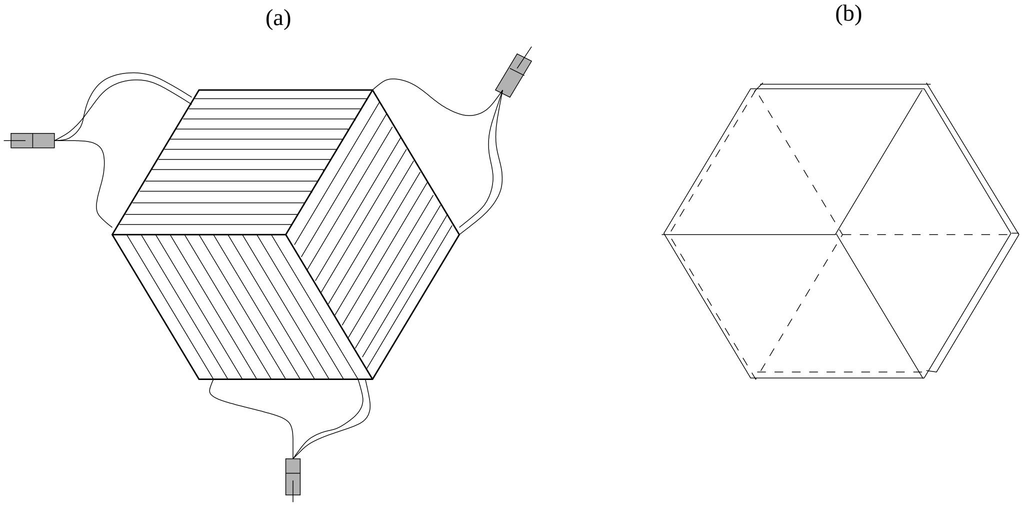


Figura 2.6: (a) *Un modulo del tracciatore del magnete, letto dalla catena optoelettronica, e* (b) *disposizione relativa dei due piani del modulo.*

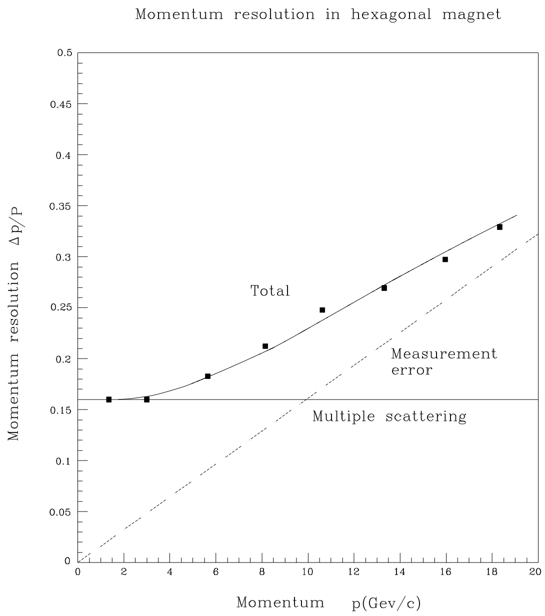


Figura 2.7: *Risoluzione in momento dello spettrometro magnetico.*

La progettazione del magnete [DT] è stata guidata principalmente dalla necessità di non interferire con le catene di optoelettronica che leggono le fibre, di far attraversare agli adroni prodotti la minor quantità di materiale possibile, e di non ridurre l'accettanza del calorimetro e dello spettrometro; è stato dunque realizzato un magnete esagonale in aria, composto da sei triangoli equilateri di $1.5\,m$ di lato, profondi $0.75\,m$, alloggiati in un cilindro di supporto, come mostrato in figura 2.5. Le facce dei triangoli sono coperte da avvolgimenti di alluminio percorsi da corrente - pulsata in sincronia con la struttura temporale del fascio di neutrini - che producono in ogni sezione un campo magnetico parallelo alla faccia esterna, indipendente dalla distanza dal centro, dell'intensità di $0.12\,T$. Nel complesso il materiale che compone il magnete è equivalente a meno del 4% di una lunghezza di radiazione, ma i sei raggi costituiscono una zona morta per la ricostruzione del momento; l'accettanza geometrica è dell'85%.

La ricostruzione della curvatura della traccia carica è effettuata da tre moduli di fibre scintillanti, uguali a quelle che compongono il TT, aventi la stessa forma del magnete, come mostrato in figura 2.6, il primo dei quali si trova prima del magnete, mentre gli altri due lo seguono; i moduli sono composti ciascuno da due piani, in ognuno dei quali si trovano tre "rombi" di fibre orientate con $120°$ di differenza: i due piani sono ruotati di $60°$ l'uno rispetto all'altro, così da permettere sempre la misura di una coordinata e della sua complementare.

La risoluzione dello spettrometro magnetico deriva dalla combinazione di due termini: uno costante proveniente dalla diffusione multipla, stimato attorno al 16%, ed un termine proporzionale al momento, derivante dall'errore di misura sulla curvatura della traccia (figura 2.7), che risulta essere pari all'$1.5\% \times p\,GeV$; il segno delle particelle cariche con momento fino a $20\,GeV$ è determinato con più di tre deviazioni standard.

2.2.4 Il calorimetro ad alta risoluzione

Il calorimetro è stato progettato con l'obiettivo di avere un'alta risoluzione in angolo ed energia sugli sciami adronici, e di poter effettuare il tracciamento delle particelle penetranti [Cal]. Per questo, la larghezza dei moduli è molto minore dell'estensione media di uno sciame adronico, così da ricostruire con buona precisione il baricentro dell'energia depositata; la capacità tracciante è realizzata interponenedo ai piani del calorimetro dei piani di tubi a streamer, per seguire il passaggio dei muoni.

La struttura è modulare: i piani sono posti alternativamente nelle due direzioni ortogonali al fascio di neutrini. Il calorimetro è diviso in tre sezioni, chiamate EM, HAD1 e HAD2; le prime due sono costituite da fibre scintillanti del diametro di un millimetro immerse in bandelle di piombo (tecnica "a spaghetti"), mentre l'ultima è formata da strati di scintillatori alternati a lastre di piombo. Per tutte e tre le sezioni il rapporto piombo-fibra[3] è di $4:1$, e lo spessore totale corrisponde a 5 lunghezze di interazione.

Sezione EM

Due piani verticali e due orizzontali alternati, ciascuno composto da 31 moduli, formano questa sezione; i moduli sono lunghi $2.62\,m$ e sono composti da una pila di 21 bandelle di piombo di sezione $1.9 \times 82.4\,mm^2$, in cui sono alloggiate le 740 fibre, le quali sono poi collegate presso le due estremità dei moduli a fotomoltiplicatori. Lo spessore di EM equivale a circa 20 lunghezze di radiazione, sufficienti a contenere lo sviluppo longitudinale tipico di uno sciame elettromagnetico.

Sezione HAD1

Questa parte si compone di cinque piani, tre orizzontali e due verticali, composti ognuno di 40 moduli lunghi $3.35\,m$; i moduli sono formati da 43 bandelle di piombo uguali a quelle che formano EM, in cui si trovano 1554 fibre, lette anch'esse da fotomoltiplicatori.

Sezione HAD2

Qui abbiamo ancora cinque piani, tre verticali e due orizzontali, di struttura diversa rispetto alle due sezioni precedenti: ogni piano è formato da 19 moduli da $3.69\,m$, i quali si compongono di cinque lastre di piombo di sezione $200 \times 16\,mm^2$ alternate

[3]Il rapporto è quello ottimale per ottenere la compensazione, anche se sperimantalmente si vede che il calorimetro non risulta compensante al 100%, ed infatti le calibrazioni per energia adronica ed energia elettromagnetica date di seguito sono diverse.

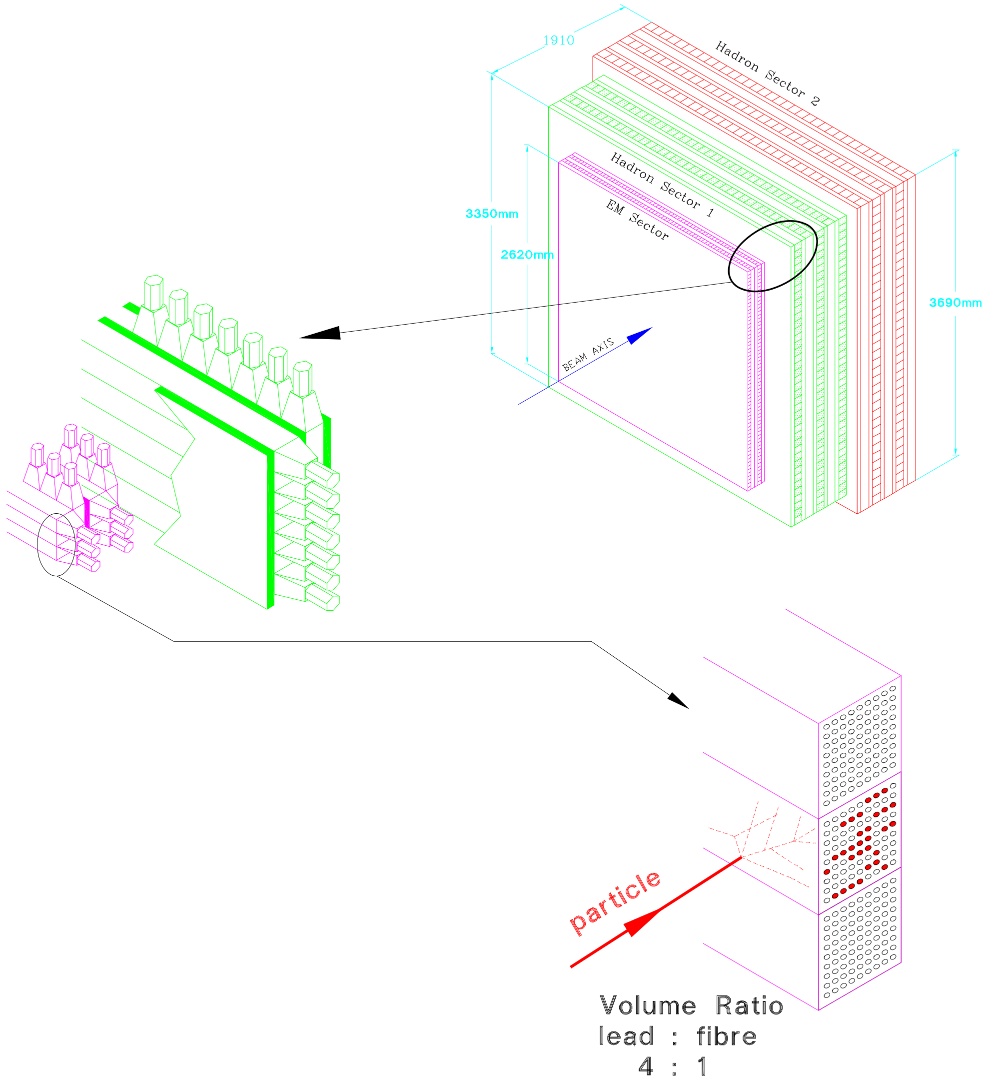


Figura 2.8: *In alto, visione d'insieme del calorimetro; al centro, dettaglio dei piani disposti nelle due proiezioni alternativamente. In basso, la struttura di ciascun modulo.*

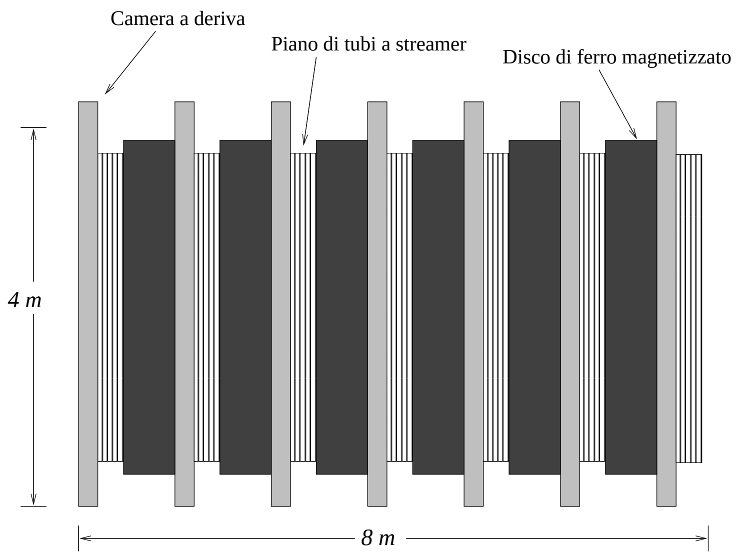


Figura 2.9: *Lo spettrometro per muoni.*

con piani di scintillatori di $200 \times 4\,mm^2$, che sono letti ancora da fotomoltiplicatori. Il calorimetro è mostrato in figura 2.8.

La risoluzione in energia [RCa] per elettroni è

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(13.8 \pm 0.9)\%}{\sqrt{E}} + (-0.2 \pm 0.4)\%$$

mentre per pioni si ha

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(32.3 \pm 2.4)\%}{\sqrt{E}} + (1.4 \pm 0.7)\%$$

(l'energia è misurata in GeV).

2.2.5 Lo spettrometro per muoni

L'ultimo rivelatore che compone CHORUS è lo spettrometro per i muoni, che ha il compito di determinare traiettoria, momento e carica dei μ che lo raggiungono (le altre particelle provenienti dall'interazioni di neutrino sono in generale fermate dal calorimetro).

Lo spettrometro, mostrato in figura 2.9, è formato da sette moduli traccianti, formati da camere a deriva e tubi a streamer, alternati a sei moduli toroidali di ferro magnetizzato, in cui il campo magnetico si avvicina a $2\,T$. Inoltre, piani di scintillatori alternati al ferro magnetizzato possono fornire una misura dell'eventuale residuo di uno sciame adronico che procedesse oltre il calorimetro.

La risoluzione in momento per muoni di impulso fino a $20\,GeV$ è circa del 15%.

2.2.6 Il sistema di trigger

Gli odoscopi che compongono il trigger dell'esperimento (denominati E, T, H, V ed A, e mostrati in figura 2.10), sono utilizzati per selezionare gli eventi in cui un neutrino ha interagito in emulsione e rigettare invece il fondo causato dai raggi cosmici, dai muoni presenti nel fascio e dalle interazioni di neutrino avvenute fuori

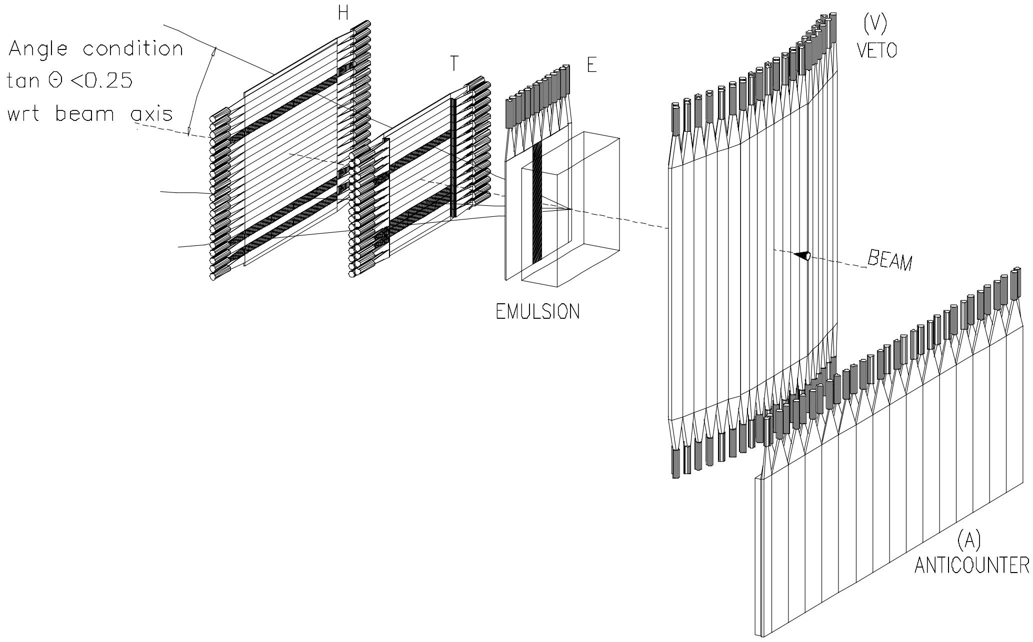


Figura 2.10: *Il sistema di trigger.*

del bersaglio.

Il trigger principale è definito da una coincidenza di segnali in E, T ed H compatibile con una traiettoria con angolo inferiore a $180\,mrad$ rispetto alla linea del fascio, unita alla presenza nel calorimetro e/o nello spettrometro di un rilascio di energia superiore ad una soglia fissata, nonché l'assenza di segnale di veto: quest'ultimo consiste in una combinazione di segnali in V, A e T, studiata nella sua struttura temporale per non rigettare eventi con diffusione all'indietro. L'efficienza del sistema di trigger è del 90% per interazioni di corrente neutra, e sale al 99% negli eventi di corrente carica; la frazione di eventi originati in emulsione risulta essere circa il 50% (i restanti hanno origine nelle altre parti massive della zona bersaglio, come i piani di fibre, o nell'ambiente circostante - soffitto, pavimento, ecc. - e sono ovviamente esclusi dal campione).

2.3 L'analisi dei dati

2.3.1 L'analisi *off-line*

I dati, raccolti dal rivelatore durante i quattro anni di esposizione dell'apparato al fascio di neutrini, vengono sottoposti ad analisi utilizzando una collezione di algoritmi sviluppati nel corso degli anni, chiamata CHORAL (CHorus Offline Reconstruction and Analysis Library); essa comprende algoritmi che consentono la trattazione dei dati e l'estrazione delle informazioni necessarie alla ricostruzione completa dell'evento: caratteristiche generali, come ad esempio se sia presente o no il muone; ricostruzione delle tracce e predizioni per la ricerca in emulsione; ricostruzione del vertice; determinazione delle quantità cinematiche caratteristiche (quadrimpulso) delle particelle osservate. Alcuni algoritmi standard presenti in CHORAL (come ad esempio quello che effettua la ricostruzione del vertice) verranno utilizzati in questa tesi.

2.3.2 L'analisi delle emulsioni

Come spiegato nel § 2.2.1, il bersaglio di emulsioni si compone di *changeable sheets* (CS), *special sheet* (SS), e *bulk*, cioè il blocco vero e proprio in cui ha luogo l'intera-

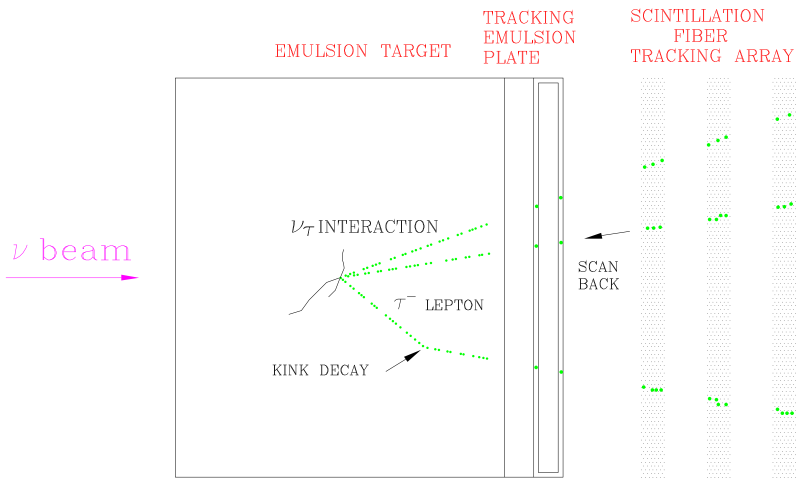


FIGURA 2.11: *Schema della procedura di ricerca degli eventi in emulsione.*

zione.

Lo scanning [EmS1, EmS2] parte dalle predizioni del TT, che vengono estrapolate nel CS più prossimo allo *stack* in cui è avvenuta l'interazione, con un errore mantenuto piccolo dalla distanza ridotta ($1\,cm$) che c'è tra il primo piano del TT e il CS: l'area all'interno della quale va ricercata la traccia nel *changeable sheet* è di circa $1\,mm^2$. In esso è possibile effettuare misure angolari con una risoluzione di $1\,mrad$ (maggiore cioè di quella del TT), basandosi sulle quali si prosegue la ricerca della traccia nello *special sheet*. Essendo lo SS composto da due sottili lastre di emulsione distanziate dal supporto, è possibile anche qui effettuare una misura di angolo: la risoluzione in SS è la stessa che si ha in CS [CN2], e dunque, una volta individuata la traccia in SS, si ha un'area molto ristretta nella quale cercare in *bulk*. Uno schema della procedura di scanning all'indietro si trova in figura 2.11.

Una volta individuato lo *stack* in cui è avvenuta l'interazione, e un'area sulla sua superficie in cui secondo le previsioni è contenuta la traccia, è necessario risalire alla particolare lastra (in tutto ce ne sono 36 per ogni *stack*) in cui si trova il vertice. Tale ricerca si effettua mediante una procedura automatica, basata sull'acquisizione, digitalizzazione e successiva elaborazione, dell'immagine proveniente dal microscopio che analizza l'emulsione, interfacciato con una CCD. Un processore hardware, detto *track selector*, elabora le immagini acquisite per diverse profondità, individuando i grani di emulsione che sono stati anneriti dal passaggio di una particella carica.

Concettualmente, la procedura di scanning consiste nel prolungare all'indietro la traccia trovata in SS, cercandola, nell'area selezionata, in uno strato di emulsione spesso 100 μm subito all'ingresso della lastra. Se in due lastre successive non si trova più la traccia, il vertice viene assegnato alla prima di esse (vedere la figura 2.12); in questo modo si evita di analizzare tutta la profondità della lastra già in fase di scanning automatico. Gli eventi che sopravvivono alla procedura automatica - per i quali cioè si sospetta la presenza di un *kink*- vengono poi inviati allo scanning manuale, in cui la presenza del *kink* viene determinata con misure più accurate (vedere ancora figura 2.12). La sensibilità massima raggiungibile su misure angolari è di 0.4 $mrad$.

Infine, in figura 2.13 a pagina 30, è mostrato un vertice trovato in emulsione, così come appare alla vista del microscopio che effettua lo scanning.

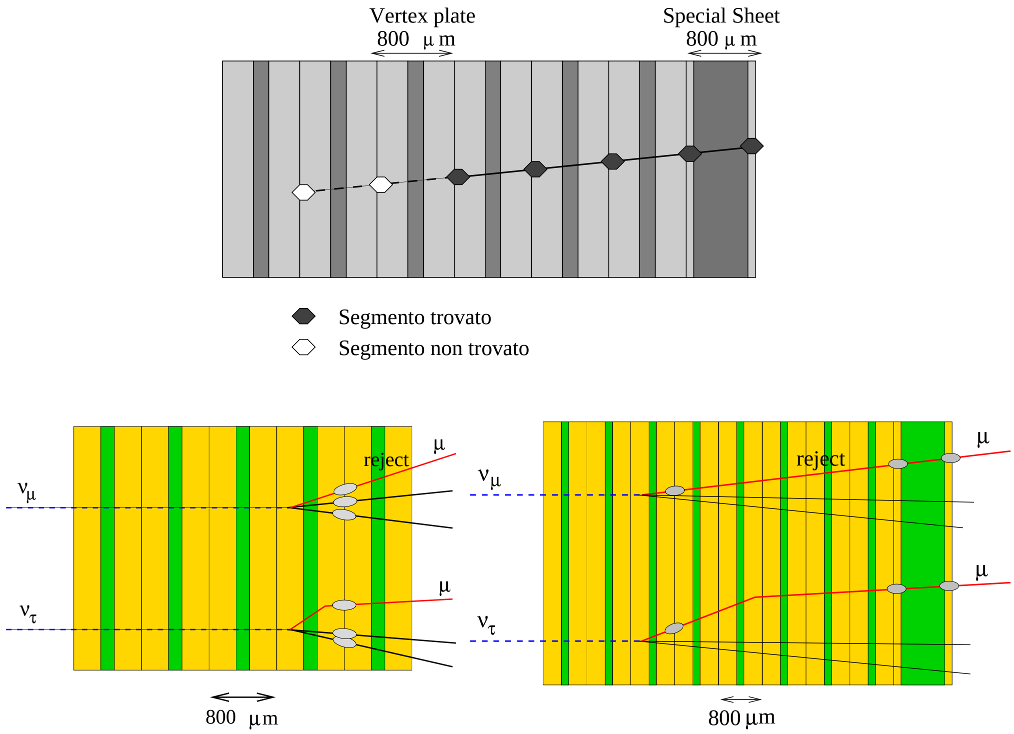


FIGURA 2.12: *In alto, procedura di localizzazione del vertice di interazione. In basso, individuazione del kink in due diversi casi: nel primo, vertice di interazione e vertice del decadimento si trovano nella stessa lastra, mentre nel secondo caso essi sono localizzati in due lastre distinte.*

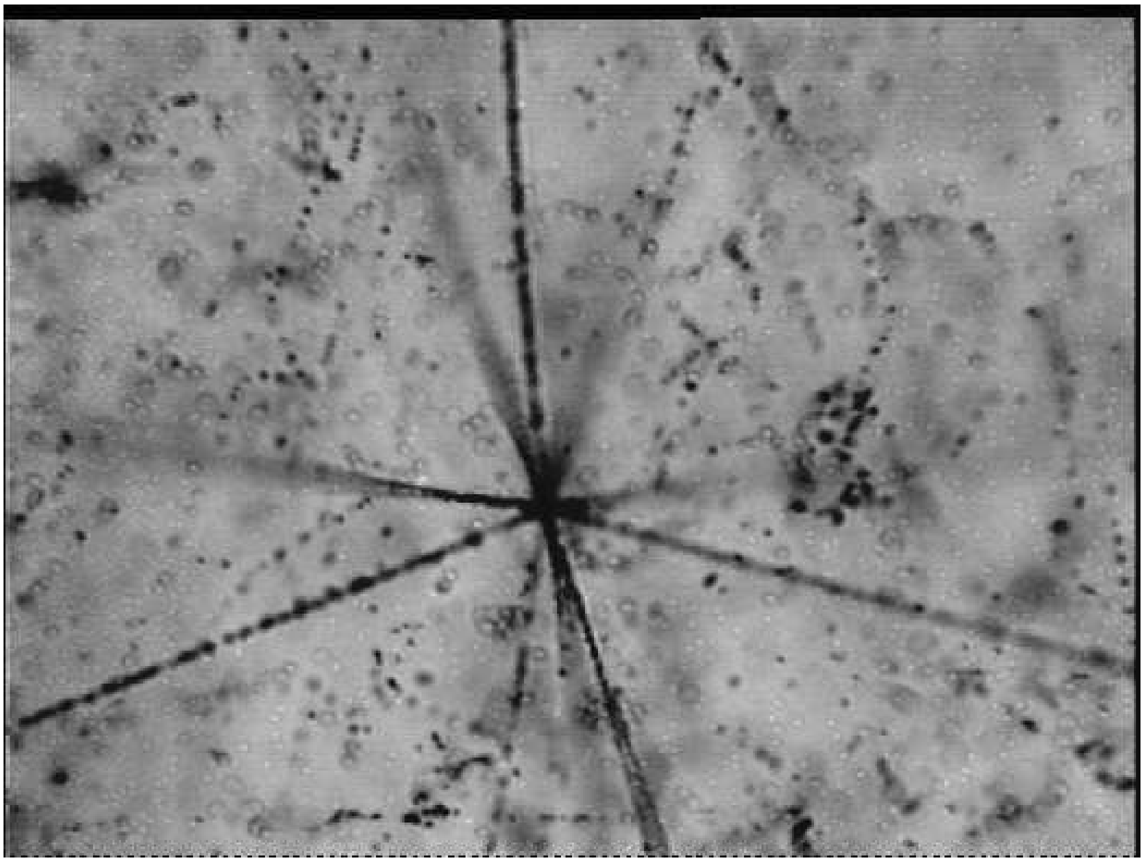


Figura 2.13: *Come appare un vertice in emulsione alla vista del microscopio.*

Capitolo 3

Ricerca di ρ^- nei decadimenti di τ

Affronteremo in questo capitolo lo studio di fattibilità della ricostruzione di un evento

$$\begin{array}{l} \nu_\tau\, n \to \tau^-\, p \\ \qquad\quad \hookrightarrow \rho^-\,\nu_\tau \\ \qquad\qquad\qquad \hookrightarrow \pi^-\pi^0 \end{array}$$

in cui il π^0 decade immediatamente in due fotoni.

Nella prima sezione si considera un campione di eventi Monte Carlo in cui l'interazione di un ν_τ dà origine alla produzione quasi-elastica di τ, e di questo campione si seleziona un sottocampione composto da eventi con lo stato finale desiderato, contenente cioè $\pi^-\,\pi^0\,\nu_\tau$. Utilizzando le grandezze cinematiche "vere", cioè non alterate dalle risoluzioni sperimenatli, si verifica che nel Monte Carlo stesso sia effettivamente presente la produzione di ρ per gli eventi in studio. Nella seconda sezione viene introdotta anche la simulazione della risposta dell'apparato sperimentale, e viene descritto l'algoritmo da me sviluppato allo scopo di ricostruire le quantità cinematiche dei prodotti di decadimento per poi calcolarne lo spettro di massa invariante. Si determinano infine le risoluzioni e l'efficienza.

3.1 Verifica sul Monte Carlo

Gli eventi presi in considerazione sono generati dal programma Lepto-LUND [Lun] adattato a CHORUS, col quale si simula l'interazione da corrente carica di tipo quasi elastico del neutrino τ, e il successivo decadimento del τ in canali che non contengano il muone (canali $0-\mu$); la risposta dell'apparato sperimentale è affidata alla simulazione completa del rivelatore da parte di GEANT [GeD].

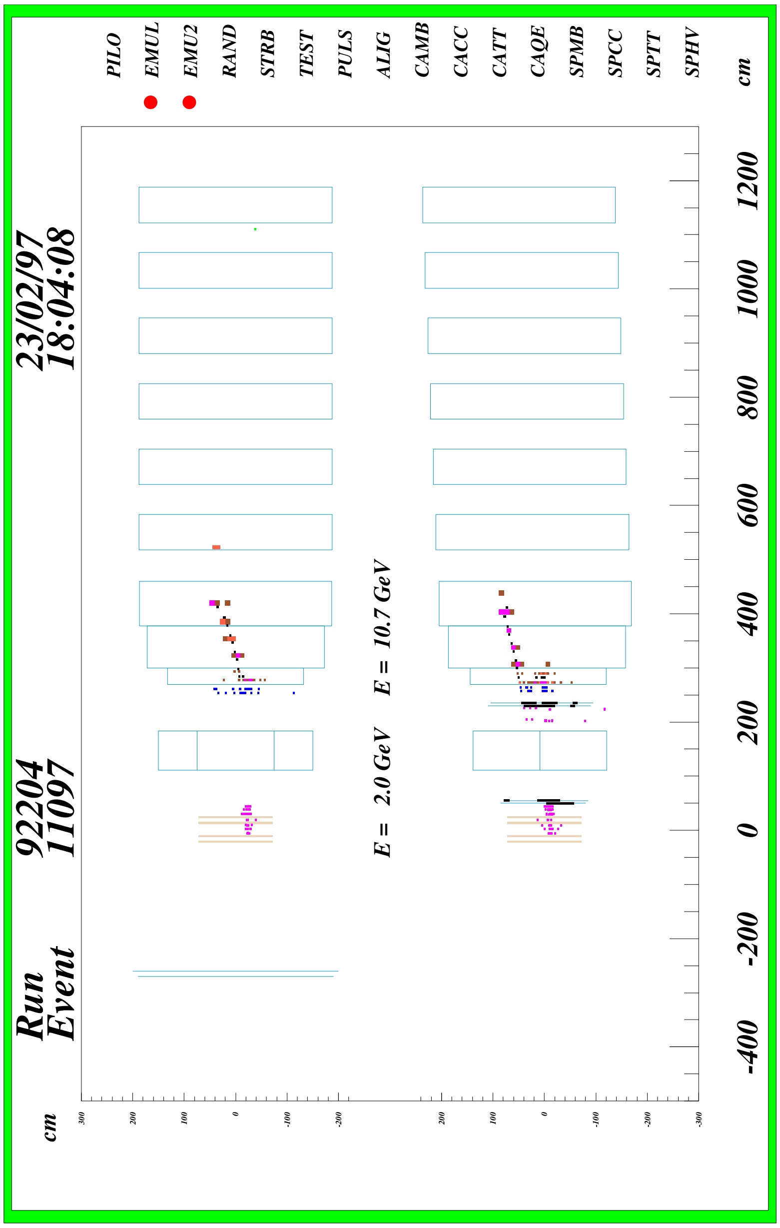


FIGURA 3.1: *Un evento del tipo $\tau \to \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$ raffigurato dal display interattivo dell'esperimento CHORUS. In entrambe le proiezioni sono visibili sia lo sciame adronico (lungo tutto il calorimetro) che quello elettromagnetico (che si ferma in HAD1).*

Il particolare canale di decadimento del τ che consideriamo in questa fase è $\tau \rightarrow \rho^- \ \nu_\tau$, con $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$; in figura 3.1 è mostrato un evento di questo tipo, così come appare al display interattivo di CHORUS; sono visibili nelle due proiezioni - il piano xy in alto e il piano xz in basso - sia lo sciame adronico prodotto dal π^-, che si sviluppa lungo tutto il calorimetro, sia lo sciame elettromagnetico prodotto da π^0, che si ferma in HAD1.

La ρ^- è una risonanza adronica di spin 1 e spin isotopico 1, ed è caratterizzata da una massa $m = 768.5 \quad MeV$ e da una larghezza $\Gamma = 150.7\,MeV$ [PDG]. Nel programma di simulazione la presenza delle risonanze non è segnalata esplicitamente, ma vengono scritti direttamente i prodotti del loro decadimento; così avviene anche per il ρ^-. Questo rende necessario procedere, prima di tutto, alla verifica della presenza di tale risonanza negli eventi del tipo $\tau \rightarrow \pi^0 \ \pi^- \ \nu_\tau$, tenendo conto che la frazione *non-ρ* attesa è circa il 7 per mille [PDG]. A tal fine, è stata effettuata la selezione degli eventi con il canale di decadimento desiderato, e sono stati letti da LUND i vettori impulso delle particelle prodotte; la massa invariante è data da

$$m_{inv} = \sqrt{m_{\pi^0}^2 + m_{\pi^-}^2 + 2\,(E_{\pi^0}\,E_{\pi^-} - p_{\pi^0}\,p_{\pi^-}\,\cos\theta)} \tag{3.1}$$

dove p_{π^0} e p_{π^-} sono gli impulsi dei pioni, E_{π^0} ed E_{π^-} le loro energie, e θ è l'angolo compreso tra le direzioni di volo delle due particelle; le masse dei pioni sono

$$m_{\pi^0} = 0.13469\,GeV$$
$$m_{\pi^-} = 0.13956\,GeV$$

In figura 3.2 è visibile lo spettro di energia dei pioni prodotti in $\tau \rightarrow \pi^0 \ \pi^- \ \nu_\tau$.

Il risultato della verifica è invece visibile in figura 3.3; lo spettro di massa ottenuto risulta caratterizzato da un picco a circa 0.77 GeV e da una larghezza a mezza altezza di 0.15 GeV: il test, ancorché qualitativo, è ben compatibile con l'ipotesi che nel Monte Carlo i decadimenti $\tau \rightarrow \pi^0 \ \pi^- \ \nu_\tau$ contengano ρ^- nel 100% dei casi. A questo punto si può dunque procedere alla ricostruzione delle quantità cinematiche necessarie all'individuazione della ρ^- mediante l'apparato sperimentale.

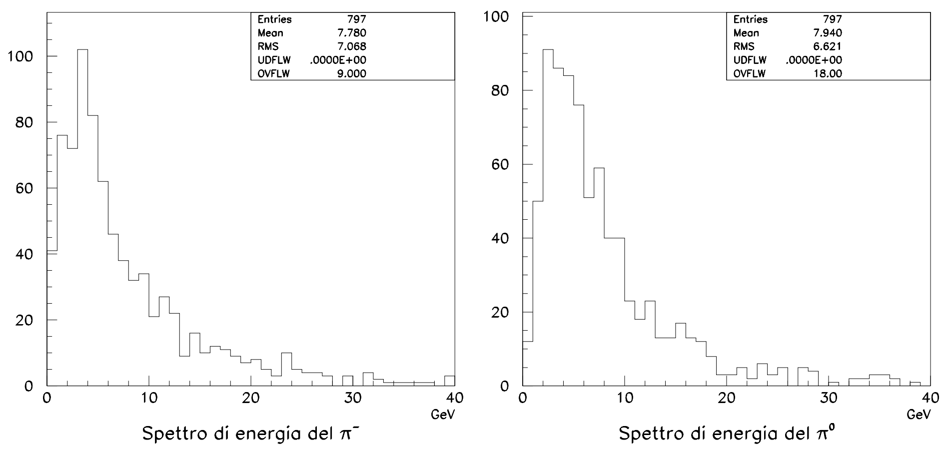


FIGURA 3.2: *Spettro dei pioni prodotti nel decadimento del τ.*

3.2 L'algoritmo di ricostruzione

L'algoritmo di cui verrà illustrato il funzionamento si prefigge di ricostruire la cinematica di π^- e π^0 dalle informazioni fornite dall'apparato sperimentale: appare chiaro dalla (3.1) che le quantità necessarie alla ricostruzione dello spettro di massa invariante sono le energie e le direzioni dei prodotti di decadimento.

Il π^- dà origine ad una traccia nel TT e DT, e nel calorimetro ad uno sciame adronico, caratterizzato da uno sviluppo longitudinale tipico di circa 5 lunghezze di interazione (corrispondenti ad $1\,m$ circa per il calorimetro di CHORUS), e da uno sviluppo trasverso, indipendente dall'energia, di circa $26\,cm$ [RCa]. Il π^0, invece, decade già in emulsione in due fotoni, e questi ultimi danno origine ad uno sciame elettromagnetico, che si sviluppa longitudinalmente nel calorimetro per 20 lunghezze di radiazione (pari a circa $15\,cm$ - in generale cioè è contenuto in EM), e trasversalmente è al 95% contenuto in un cilindro di raggio quattro lunghezze di radiazione [UAm], che per il calorimetro di CHORUS significa circa $3\,cm$. Poiché per la ricostruzione di una particella neutra è possibile utilizzare solo il calorimetro, per determinare correttamente E_{π^0} e θ_{π^0} è necessario che lo sciame adronico prodotto dal

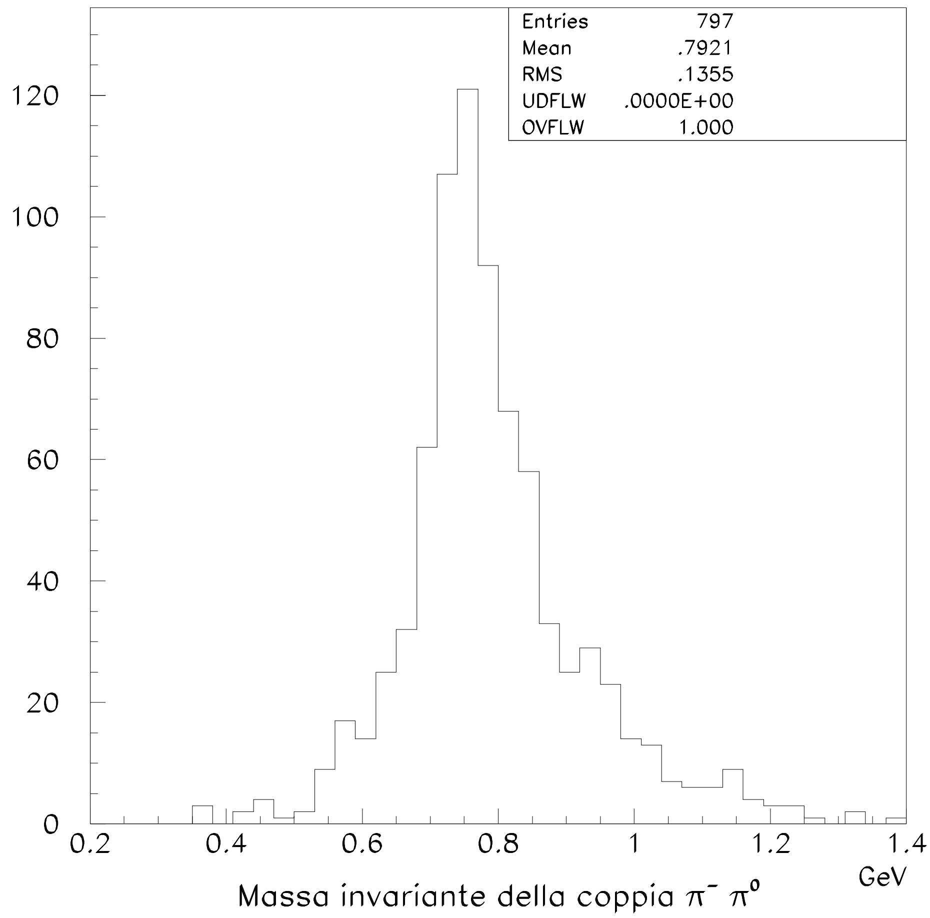


FIGURA 3.3: *Massa invariante dei pioni prodotti nel decadimento $\tau \rightarrow \pi^0 \ \pi^- \ \nu_\tau$, ricostruita mediante le grandezze lette al livello del generatore* LUND.

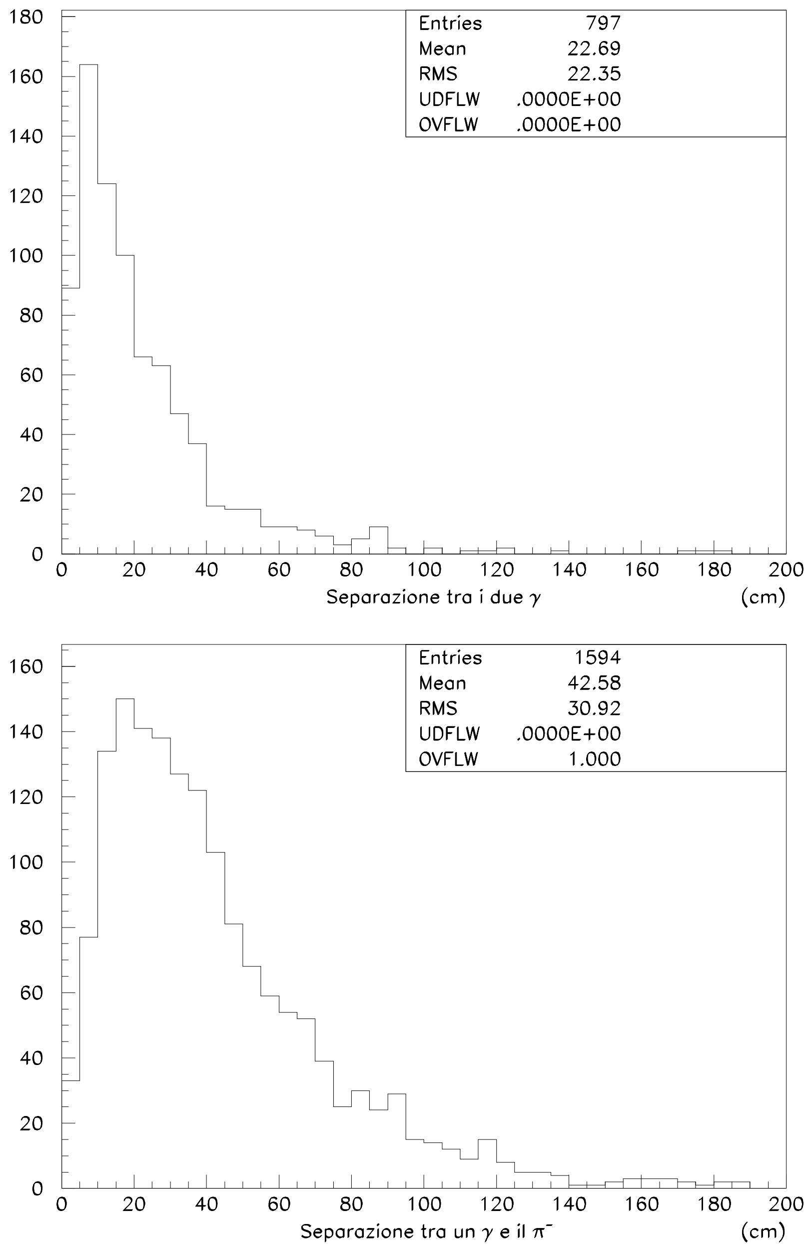


FIGURA 3.4: *In alto: distanza tra i due fotoni, prodotti dal decadimento del π^0 in emulsione, in corrispondenza del primo piano del calorimetro. In basso: distanza tra il π^- ed i fotoni provenienti dal π^0 sempre all'ingresso nel calorimentro. Le grandezze sono sempre fornite da* LUND.

π^- non sia sovrapposto a quello del π^0. In figura 3.4 in alto è mostrata la distanza tra i due fotoni prodotti nel decadimento del π^0, in corrispondenza del primo piano del calorimetro: per quanto detto sopra a proposito delle caratteristiche dello sciame elettromagnetico, quando i γ distano meno di $5\,cm$ circa, saranno visti come un solo sciame, altrimenti daranno luogo a due sciami distinti. In figura 3.4 in basso, invece, si può vedere la distanza tra il π^- e ciascuno dei due fotoni, sempre all'ingresso del calorimetro. Certamente, in tutti gli eventi in cui, al momento dell'impatto, il π^- e il fotone distano meno di $15\,cm$ circa, non sarà possibile distinguere gli sciami, perché questi risulteranno sovrapposti; questo avviene però in meno del 10% dei casi. Come esempio, in figura 3.5 è mostrata la posizione dei moduli accesi nel calorimetro per l'evento visibile nel *display* di figura 3.1 a pagina 32.

Tuttavia, anche per separazioni maggiori di $15\,cm$, non sempre dalla sola osservazione della posizione dei moduli accesi è possibile individuare gli sciami in modo univoco. Nell'algoritmo di ricostruzione bisognerà dunque aggiungere un criterio di attribuzione degli *hit* nel calorimetro all'una o all'altra delle particelle dello stato finale.

3.2.1 La ricostruzione dei carichi

Il rivelatore appositamente costruito per la misura dell'impulso spaziale delle particelle cariche è il *diamond tracker* (DT), che utilizza la deflessione che esse subiscono nel magnete esagonale e la ricostruzione delle tracce da parte delle fibre scintillanti che precedono e seguono il magnete; dunque è naturale utilizzare il DT per facilitare la ricerca dello sciame adronico.

Tuttavia, negli eventi qui presi in considerazione, il compito del DT - ricostruire la traccia del π^- - è reso più difficile dal fatto che spesso lo sciame elettromagnetico del π^0 comincia a svilupparsi fin dalla zona del bersaglio: i suoi componenti carichi (elettroni) lasciano anch'essi tracce del loro passaggio nelle fibre, col risultato di introdurre da un lato la possibilità di ricostruzione di tracce spurie, e dall'altro una inefficienza sull'individazione della traccia interessante. Vediamo allora come i problemi di attribuzione relativi al DT possano essere in parte risolti utilizzando il calorimetro, e viceversa.

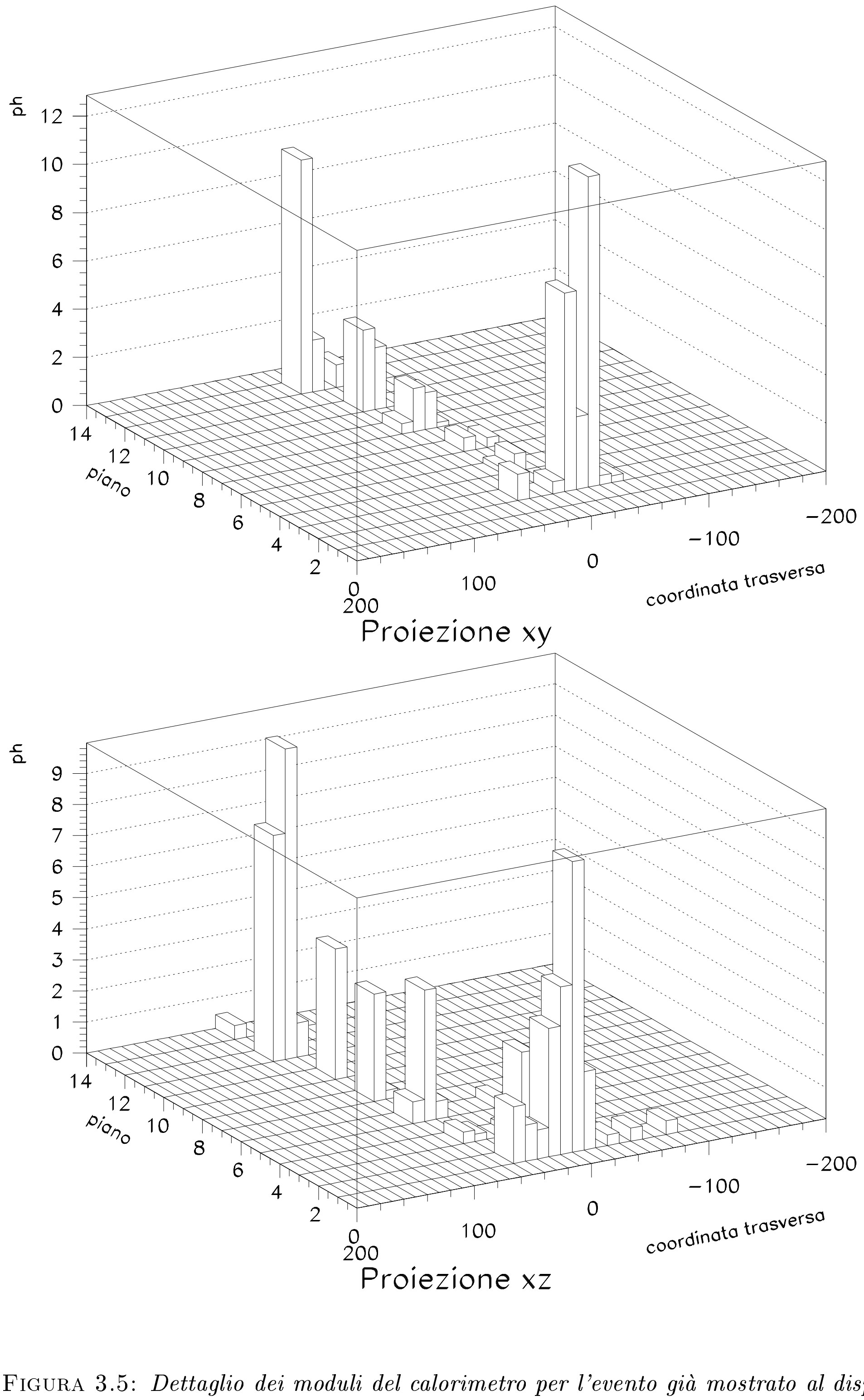


FIGURA 3.5: *Dettaglio dei moduli del calorimetro per l'evento già mostrato al display.*

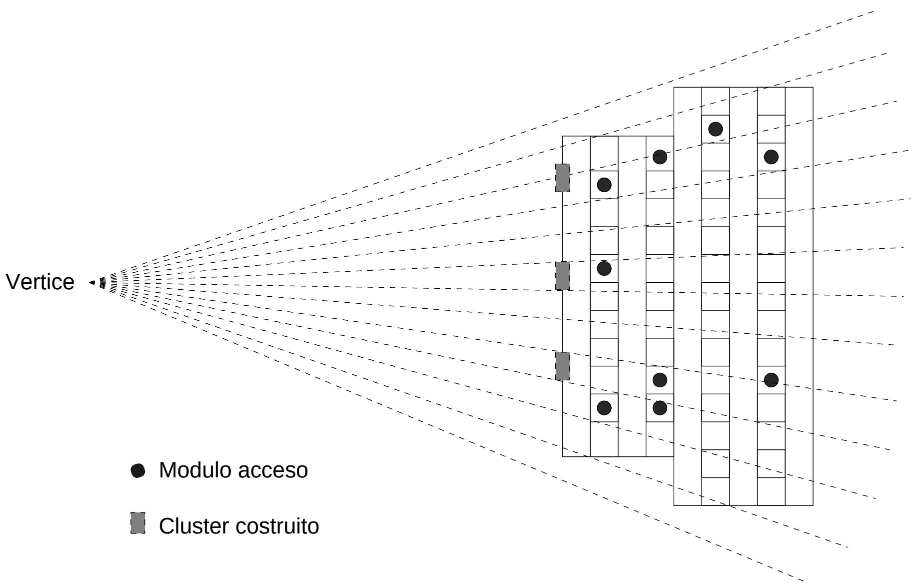


FIGURA 3.6: *Funzionamento dell'algoritmo CLUENE; il calorimetro viene "mappato" con sezioni di cono, e il segnale degli scintillatori accesi viene proiettato sul primo piano.*

Come detto, quando il pione negativo raggiunge il calorimetro, sviluppa in esso uno sciame adronico: evidentemente, la presenza di quest'ultimo può essere utilizzata per trovare un riscontro alle predizioni del DT.

Ci proponiamo prima di tutto di individuare e raggruppare gli *hit* nel calorimetro che possano essere dovuti al rilascio di energia da parte della medesima particella; in CHORAL è presente un algoritmo, chiamato CLUENE, che è adatto allo scopo. In figura 3.6 è spiegato il suo funzionamento: viene innanzitutto effettuata una mappatura del calorimetro, separatamente nelle due proiezioni, con sezioni di cono adiacenti, con origine nel vertice ricostruito e di angolo fissato; in ciascun piano separatamente, si controlla quindi quanti scintillatori accesi cadono all'interno di ciascun cono, e se ne calcola il baricentro pesato con l'intensità del segnale. I punti così ottenuti sui vari piani vengono poi tutti proiettati rispetto alla bisettrice del loro cono d'appartenenza sul primo piano del calorimetro; su di esso vengono in tal modo indviduati dei *cluster*, di energia la somma delle energie ricavate dai segnali degli scintillatori che hanno contribuito a formarli, e di posizione quella del loro baricentro pesato con tale energia. Ad ogni *cluster* viene assegnato un numero d'ordine, e per ciascuno di essi si conserva memoria della sezione di provenienza di ciascun *hit*, in modo che sia possibile determinare, ad esempio, che percentuale di energia di un dato *cluster* era di natura elettromagnetica. Vedremo che questo ci sarà utile in seguito.

Un altro algoritmo presente in CHORAL, detto DTCALO, si prefigge di avvalorare le misure del DT mediante l'uso del calorimetro, e di integrarle con quelle calorimetriche. Questo algoritmo tenta di associare alle tracce fornite dal DT uno o più *cluster* trovati da CLUENE: ogni traccia fornita dal DT è seguita fino all'ingresso del calorimetro, e se ne individua l'intersezione con esso; per una data traccia si ha allora, secondo DTCALO, l'associazione tra DT e calorimetro quando il punto di intersezione estrapolato dista dal baricentro di uno dei *cluster* individuati da CLUENE meno di una distanza fissata.

Osserviamo che, per costruzione, il calorimetro non è in grado di fornire tracce tridimensionali, e dunque l'associazione descritta sopra deve intendersi separatamente per le due proiezioni xy e xz (x essendo la coordinata longitudinale lungo la direzione del fascio). Questo significa che per ciascuna traccia proveniente dal DT l'associazione può:

a) riuscire in entrambe le proiezioni, quando cioè si trovano *cluster* corrispondenti all'ingresso della traccia sia nel piano xy che nel piano xz;

b) riuscire solo in una proiezione, quando ciò riesce per uno solo dei due piani;

c) non riuscire affatto.

Le grandezze che DTCALO restituisce sono le coordinate trasverse del baricentro dei *cluster* relativamente alla x corrispondente al primo piano di EM, l'energia misurata dal calorimetro (somma delle energie dei componenti), l'impulso e la carica come erano state misurate dal DT, gli angoli formati dalle proiezioni della traccia, nei piani xy e xz, con l'asse x.

L'algoritmo di ricostruzione da me sviluppato, che da qui in poi chiameremo TAUEVE, utilizza gli strumenti illustrati sopra per effettuare la ricostruzione dell'impulso di π^- e π^0 presenti nel campione di eventi in esame.

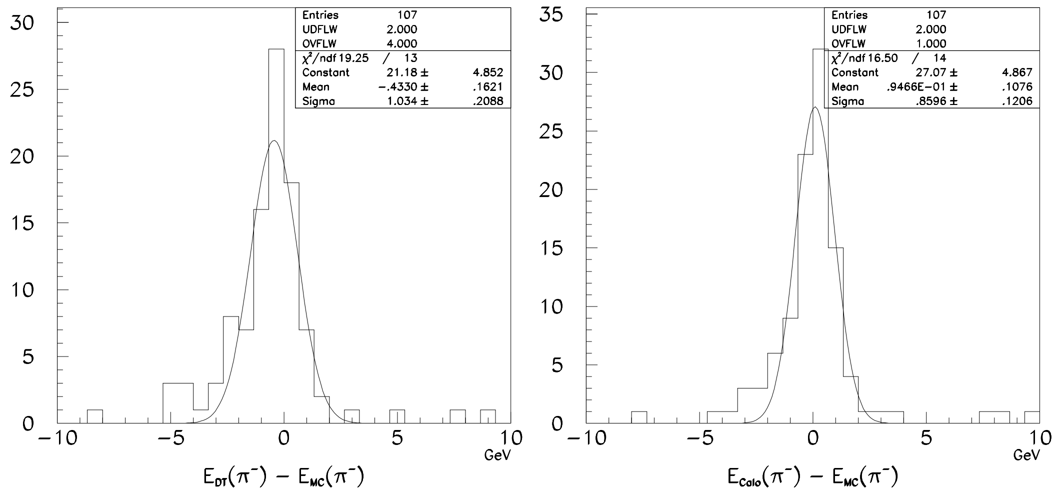


FIGURA 3.7: *A sinistra: risoluzione in energia su π^-, ottenuta utilizzando le misure del DT. A destra: la stessa risoluzione, ma da misura calorimetrica effettuata dalla routine DTCALO. Il fit è gaussiano.*

Per accedere alla ricostruzione completa, l'evento deve soddisfare alcune richieste, prima tra tutte che per esso abbia avuto successo la ricostruzione del vertice, che viene effettuata da un algoritmo di CHORAL che utilizza i tracciatori a fibre scintillanti per individuare, in generale, il punto di intersezione delle tracce ricostruite.

Ricordiamo che noi stiamo studiando una particolare cateogria di eventi, in cui il τ viene prodotto in modo quasi-elastico: in alcuni casi i γ del π^0 iniziano a convertire già in emulsione, dando luogo ad altre tracce cariche, oltre a quella del π^-, nel TT; quando però questo non succede, quella del π^- è l'unica traccia carica presente, e dunque la ricostruzione del vertice non può essere effettuata col procedimento indicato. In questi casi, la traccia viene inseguita nei moduli del TT, e il vertice viene forzatamente collocato al centro dello *stack* che precede l'ultimo piano in cui la traccia in esame era stata osservata; questo introduce una incertezza sulla x del vertice pari a $\pm 1.4\,cm$ (metà spessore di uno *stack*).

Partiamo dalla ricostruzione dell'energia e della direzione del π^-; successivamente determineremo le grandezze relative al π^0.

Ricostruzione dell'energia del π^-

Poiché negli eventi selezionati è presente al vertice primario una sola particella carica, TAUEVE richiede che nell'evento vi sia una ed una sola traccia del DT associata tridimensionalmente (nel senso visto sopra) a *cluster* del calorimetro dalla routine DTCALO[4]: se ciò si verifica, l'evento è accettato e si passa alla ricostruzione della cinematica.

Per quanto riguarda l'energia del π^-, abbiamo a disposizione due diverse misure: quella proveniente dal DT e quella del calorimetro, "trattata" da DTCALO. La figura 3.7 mostra le risoluzioni in energia sul π^- calcolate rispetto alle grandezze di LUND (esenti quindi da effetti strumentali di ricostruzione), che si ottengono usando rispettivamente il DT e DTCALO: evidentemente, il DT presenta effetti sistematici che portano a sottostimare l'energia. Questo può essere dovuto al fatto che, come detto, i fotoni provenienti dal π^0 possono cominciare a convertire già in emulsione, e gli elettroni dello sciame lasciano tracce del loro passaggio nelle fibre del DT: l'errata attribuzione al π^- di un frammento di traccia dovuto ad un elettrone fa sì che la curvatura della traccia del π^- sia tendenzialmente sovrastimata, e l'energia sottostimata conseguentemente. D'altra parte, anche le risoluzioni intrinseche di calorimetro e magnete esagonale alle energie tipiche del processo in studio (si vedano §2.2.3 e §2.2.4) mostrano che si commette un errore più piccolo utilizzando per l'energia la misura calorimetrica: infatti, dalla figura 3.2 si vede che $\langle E_{\pi^-} \rangle \simeq 8\, GeV$, e a tale energia vale $[\Delta E/E]_{\mathrm{DT}} \simeq 0.2\, GeV$, e $[\Delta E/E]_{\mathrm{Calo}} \simeq 0.1\, GeV$.

Ricostruzione della direzione del π^-

Per determinare la direzione della traccia della particella carica, ci serviamo della misura fornita dai tracciatori a fibre (TT, e moduli del DT che si trovano prima del magnete esagonale) relativamente alla particolare traccia per la quale ha avuto

[4]Richiedere che vi sia una sola traccia nel DT *tout cour* taglierebbe via tutti quegli eventi in cui il π^0 sciama in emulsione.

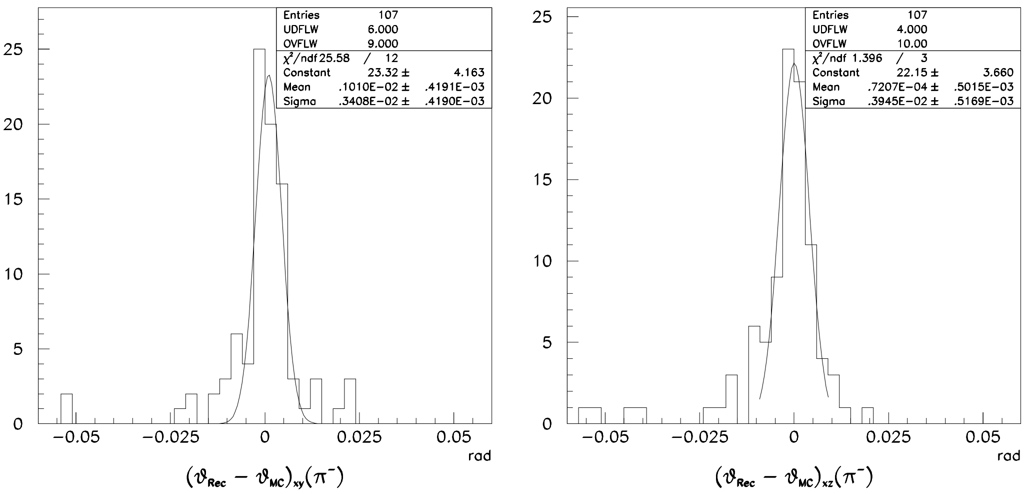


FIGURA 3.8: *Risoluzione sulla direzione del π^-, a sinistra nella proiezione xy e a destra nella proiezione xz. Per il fit è stata utilizzata una gaussiana.*

successo l'associazione (ricordiamo che, per come è strutturato l'algoritmo TAUEVE, questa è unica).

La risoluzione ottenuta, misurata rispetto alle grandezze LUND, è mostrata in figura 3.8; le distribuzioni risultano ben centrate in zero, e la risoluzione è dell'ordine di 3 $mrad$. Per un riassunto delle risoluzioni raggiunte sulle grandezze cinematiche che caratterizzano il π^-, si veda anche la tabella riassuntiva 3.1 a pagina 48.

3.2.2 La ricostruzione dei neutri

Per il π^0, particella neutra, non è possibile utilizzare direttamente alcun sottorivelatore che non sia il calorimetro. Tuttavia, l'aver fatto uso del DT per selezionare i *cluster* provenienti dal π^- riduce l'ambiguità sull'attribuzione che si avrebbe usando il solo calorimetro: allora, determineremo l'energia del π^0 proprio dal calorimetro, avendo escluso dal conteggio quella che era stata già attribuita al π^- nel passo precedente.

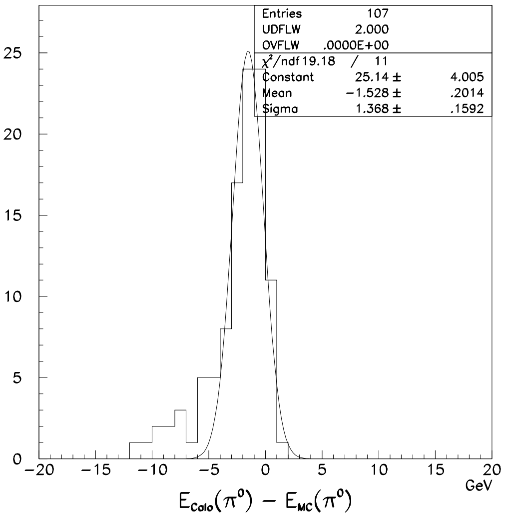


FIGURA 3.9: *Risoluzione in energia sul π^0, calcolata da TAUEVE rispetta alla verità del Monte Carlo.*

Ricostruzione dell'energia del π^0

Per accettare l'evento anche relativamente alla ricostruzione del π^0, come detto TAUEVE richiede che, tra i *cluster* trovati da CLUENE, ve ne sia almeno uno per proiezione che non sia già stato attribuito al π^-; inoltre, per abbassare il rischio di includere nel conteggio dell'energia anche contributi provenienti da *hit* spurî, per ogni *cluster* candidato a contribuire all'energia del π^0 si richiede anche che la frazione di energia elettromagnetica - cioè il contributo al *cluster* proveniente dalla sezione EM del calorimetro - sia maggiore del 90%, in considerazione del fatto che gli sciami elettromagnetici sono grosso modo contenuti in EM.

In figura 3.9 è mostrata la risoluzione in energia sul π^0 ottenuta da TAUEVE col procedimento illustrato. Si evidenzia qui la presenza di un errore sistematico che porta la sottostima dell'energia del pione neutro.

Per spiegare tale sottostima, dobbiamo ricordare che le risoluzioni vengono calcolate in relazione alla *verità* di LUND, ovvero all'impulso che la particella aveva all'istante in cui era stata prodotta: questo significa che non si sta tenendo conto del fatto che lo sciame elettromagnetico può iniziare già nel materiale presente tra

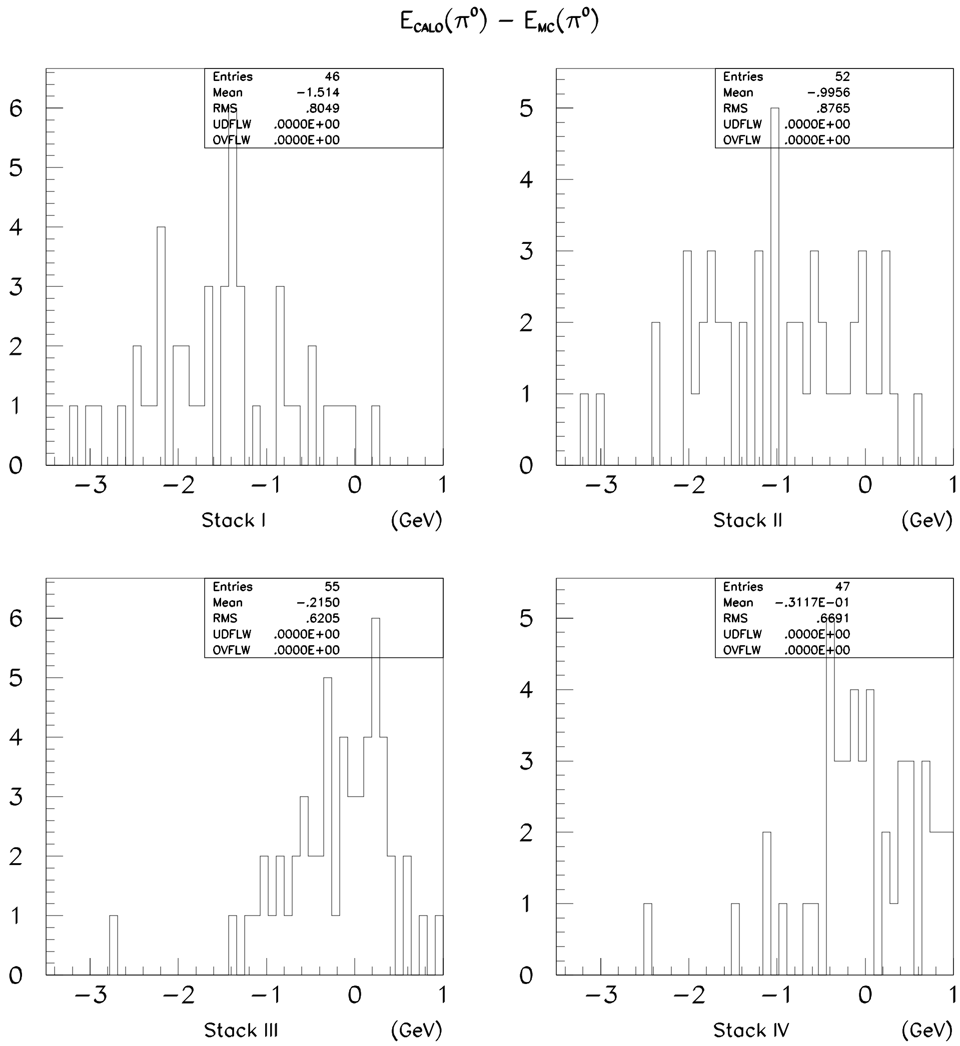


Figura 3.10: *Risoluzione in energia sul* π^0 *del calorimetro rispetto alla verità del Monte Carlo, in dipendenza dello stack in cui la particella è nata. In alto: a sinistra, primo stack; a destra, secondo stack. In basso: a sinistra, terzo stack; a destra, quarto stack.*

punto di produzione del π^0 e ingresso del calorimetro.

La parte massiva del rivelatore è il bersaglio di emulsioni, suddiviso in quattro *stacks*: è evidente allora come una particella creata nel primo *stack* debba attraversare più materiale prima di giungere al calorimetro, rispetto ad una particella che ha avuto origine ad esempio nel quarto (lo spessore di uno *stack* corrisponde a circa 4 lunghezze di radiazione).

Per confermare l'ipotesi che la sottostima sistematica provenga dalla differente quantità di materiale attraversata, è stato eseguito uno studio della risoluzione in energia del calorimetro sui π^0, in dipendenza dello *stack* in cui si origina la particella. Allo scopo di evitare "contaminazioni" dovute alla presenza di altre particelle, è stato creato un campione di 200 eventi simulati dal Monte Carlo in cui solo un π^0 di 8 GeV nasce in uno dei quattro *stack* poi prosegue normalmente verso il rivelatore. L'energia misurata è data dal rilascio totale nel calorimetro: i risultati di tale analisi sono visibili in figura 3.10; si vede qui come l'errore sistematico si riduca praticamente a zero per pioni prodotti nel quarto *stack*, che sono quelli che incontrano il calorimetro quale primo oggetto massivo: la media dell'istogramma passa da -1.5 GeV per il primo *stack* a -0.03 GeV per il quarto.

Ricostruzione della direzione del π^0

La direzione della particella, non essendo possibile come per il π^- utilizzare direttamente i tracciatori, viene determinata come la congiungente tra il vertice d'interazione ricostruito e il baricentro, pesato con l'energia, dei *cluster* elettromagnetici selezionati. Osserviamo che nella realtà i prodotti di decadimento di ρ^- non nascono esattamente nel vertice di interazione del neutrino; tuttavia, il cammino di una risonanza adronica - come il ρ^- - non è osservabile, e dunque il suo vertice di produzione coincide a tutti gli effetti con quello di decadimento, mentre per quanto riguarda il τ, esso può camminare in emulsione fino a qualche millimetro, mentre il bersaglio dista dal calorimetro circa 3 m, e dunque confondendo il vertice del decadimento del τ con quello di produzione si commette sulla misura dell'angolo un errore dell'ordine del decimo di milliradiante, che risulterà ben al di sotto della risoluzione dell'algoritmo (si veda la tabella 3.1).

Nella figura 3.11 sono mostrate le risoluzioni sugli angoli nelle due proiezioni

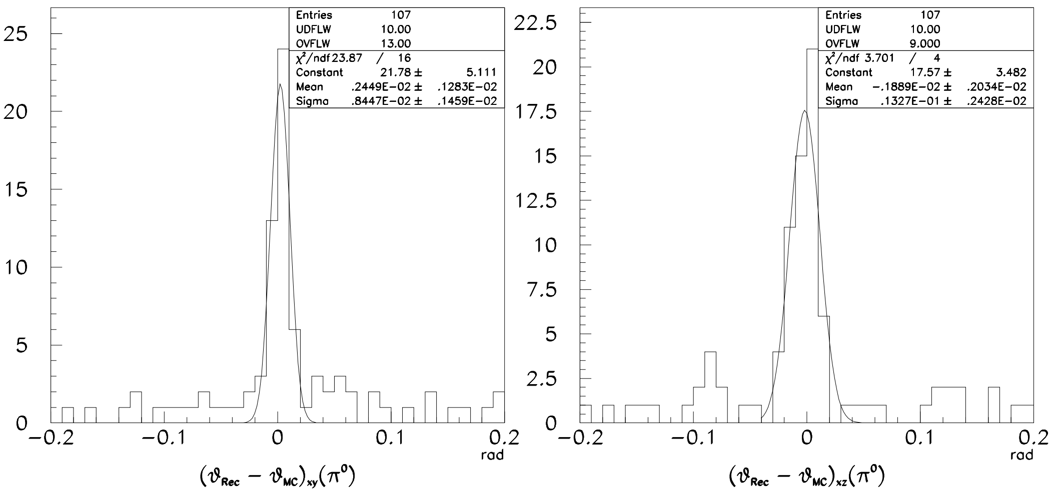


FIGURA 3.11: *Risoluzione sull'angolo per il π^0. Il fit è sempre effettuato con una curva gaussiana.*

(xy e xz rispettivamente), al solito calcolate rispetto a LUND; le distribuzioni sono ancora una volta ben centrate in zero, e la risoluzione è dell'ordine di 10 $mrad$, cioè leggermente peggiore di quella ottenuta sulla direzione del π^-.

3.2.3 Ricostruzione della massa invariante ed efficienza

Riassumendo quanto visto nelle sezioni precedenti, l'algoritmo TAUEVE si prefigge di ricostruire la massa invariante della risonanza ρ^- nel canale di decadimento $\tau \rightarrow \rho^- \ \nu_\tau \rightarrow \pi^0 \pi^- \nu_\tau$; a tale scopo, misura l'energia del π^- usando congiuntamente il DT e il calorimetro, e la direzione mediante i tracciatori a fibre scintillanti. Per il π^0, TAUEVE determina l'energia mediante il calorimetro, per esclusione rispetto a quella attribuita al π^-, previa una selezione sui *cluster* residui nel calorimetro basata sulla frazione di energia elettromagnetica che li compone; la soglia è fissta al 90% in base alla considerazione che la sezione EM corrisponde ad un numero di lunghezze di radiazione pari allo sviluppo tipico di uno sciame elettromagnetico. La direzione si determina invece congiungendo il baricentro dei *cluster* che hanno superato la selezione al vertice di interazione del neutrino. Nella tabella 3.1 sono riportate le risoluzioni ottenute su π^- e π^0 da TAUEVE.

	ΔE $[GeV]$	$\Delta\theta$ $[mrad]$
π^-	0.9 ± 0.1	3.4 ± 0.4
		3.9 ± 0.5
π^0	1.4 ± 0.2	8.4 ± 1.4
		13.2 ± 2.5

TABELLA 3.1: *Risoluzioni in energia ed angolo su π^- e π^0. Nell'ultima colonna sono riportate per ciascuno dei due pioni le risoluzioni relative agli angoli nelle due proiezioni.*

Per determinare l'efficienza dell'algoritmo di ricostruzione, osserviamo che nel campione di eventi presi in considerazione ci sono 2169 eventi del tipo $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$; di essi, 1236 hanno il vertice primario fuori emulsione, e dunque vengono scartati prima di iniziare la ricostruzione. I 933 rimanenti costituiscono il nostro campione, e ad essi è applicato l'algoritmo. Di essi, 107 giungono a ricostruzione completa, e dunque l'efficienza risulta essere l'11.5%. Nella tabella 3.2 sono visibili in dettaglio tutti i passaggi che conducono al valore finale dell'efficienza.

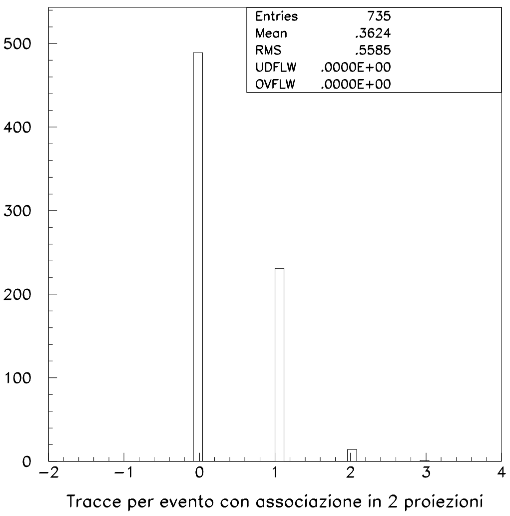
Numero di eventi presenti nel campione analizzato	933	
Eventi dei quali viene ricostruito il vertice	735	−21.2%
Eventi in cui DTCALO associa in tre dimesioni	180	−75.5%
Eventi in cui CLUENE associa in tre dimesioni	107	−40.5%
Efficienza finale	11.5%	

TABELLA 3.2: *Dettaglio dell'efficienza dell'algoritmo di ricostruzione; le percentuali nell'ultima colonna sono in cascata.*

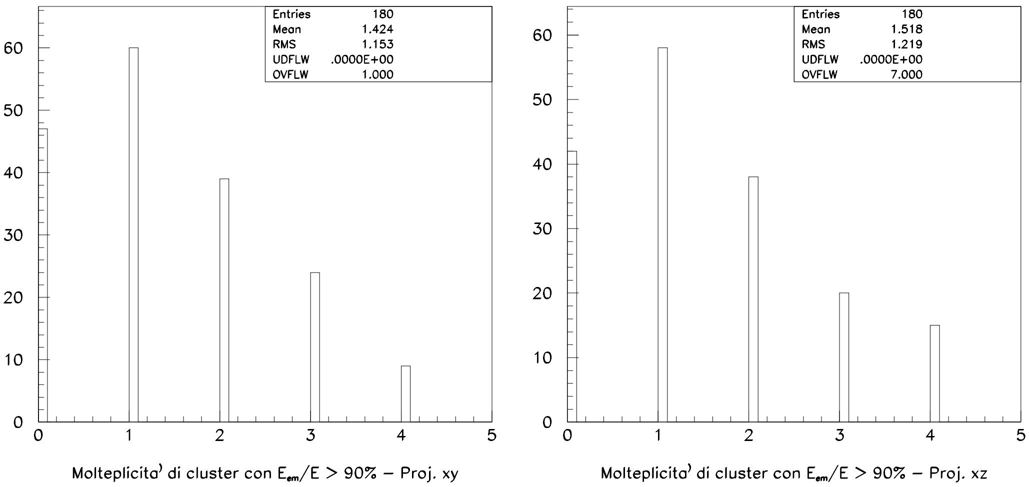
Un primo gruppo di eventi, che rappresenta più del 20% del campione, viene perso in quanto per essi fallisce la ricostruzione del vertice. Un po' meno dell'80% degli eventi sopravvissuti va perso perché non si riesce ad effettuare l'associazione tra traccia del DT e *cluster* nel calorimetro, oppure il DT presenta più di una traccia di segno negativo per la quale l'associazione ha luogo. In figura 3.12.a è mostrato il numero di tracce per evento per cui ha luogo l'associazione DT-calorimetro in entrambe le proiezioni: solo nel 3% dei casi si ha più di una traccia associata, mentre in quasi 500 eventi su 735 l'associazione non riesce. Probabilmente ciò è dovuto alla presenza delle tracce facenti parte dello sciame del π^0, che impedisce la corretta ricostruzione del π^- nel DT. Degli eventi per cui si è avuta l'associazione DT-calorimetro, in più dell'80% dei casi sopravvive almeno un *cluster* per proiezione non assegnato al π^-, che presenti una frazione di energia elettromagnetica maggiore della soglia fissata. In figura 3.12.b è riportato per ciascuna proiezione il numero di *cluster* elettromagnetici che vanno a comporre l'energia del π^0 in ciascun evento: vanno persi gli eventi in cui tale numero è zero.

Dobbiamo infine discutere la risoluzione sulla massa invariante ricostruita raggiunta dall'algoritmo fin qui descritto. Riportiamo in figura 3.13 (in basso) l'andamento di $\Delta m_{inv} = m_{inv}(\text{TAUEVE}) - m_{inv}(\text{LUND})$; dal fit gaussiano effettuato si ricava che Δm_{inv} vale 0.1 GeV. La risoluzione ottenuta risulta essere dello stesso ordine di grandezza della larghezza intrinseca della curva di risonanza: questo significa che la presenza del picco non viene mascherata dall'errore di misura, e il segnale è rivelabile.

Ciò appare evidente anche quando si guarda la figura 3.13 in alto, che mostra lo spettro di massa invariante ottenuto dalla (3.1) usando le grandezze ricostruite: la larghezza a mezza altezza risulta essere di circa 300 GeV, cioè maggiore della larghezza vera della risonanza, ma la campana è comunque ben distinguibile dal fondo, ed il picco è attorno a 0.78 GeV.



(a)



(b)

FIGURA 3.12: (a) *Numero di tracce nel DT per evento per le quali ha successo l'associazione in entrambe le proiezioni con cluster del calorimetro.* (b) *Molteplicità dei cluster elettromagnetici che vanno a comporre l'energia del* π^0.

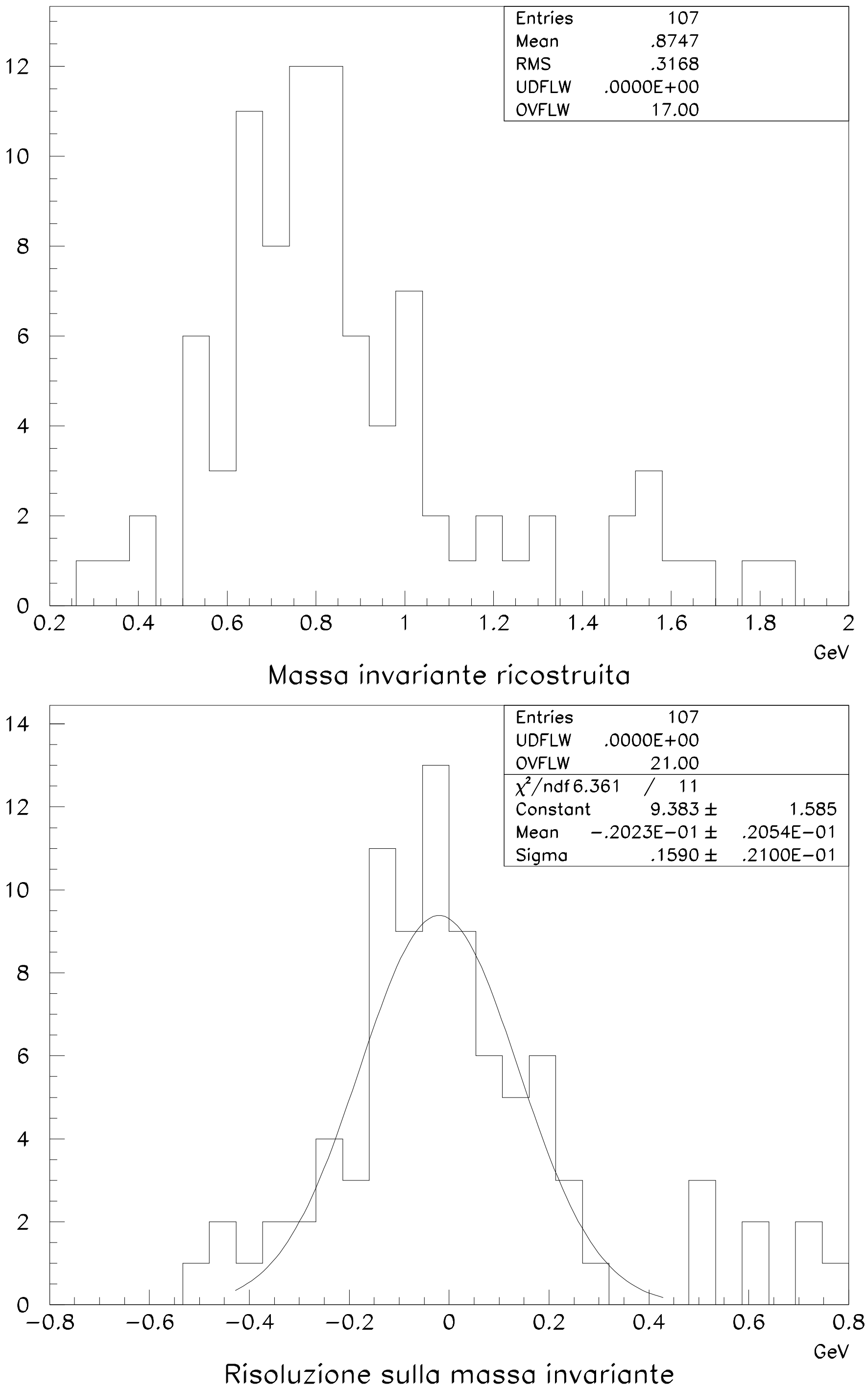


FIGURA 3.13: *In alto, massa invariante della coppia $\pi^- \pi^0$ ricostruita dall'algoritmo* TAUEVE. *In basso, risoluzione sulla massa invariante, fittata con una curva gaussiana.*

Capitolo 4

Ricerca di ρ^- in interazioni di ν_μ

Nel capitolo precedente è stata studiata la possibilità di ricostruire, servendosi dell'apparato sperimentale, la risonanza ρ^- nel decadimento $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$, ed è stato stabilito che tale ricostruzione è possibile, con un'efficienza di circa l'11% ed una risoluzione di circa $160\,MeV$.

Tra i canali di decadimento di τ non contenenti il muone, il canale $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$ è stato considerato, come già spiegato nell'introduzione, in quanto la frazione non risonante è praticamente nulla, e dunque la presenza di ρ è un importante indizio per la conferma della presenza del τ: immaginiamo infatti di avere individuato e ricostruito in emulsione un evento la cui topologia sia compatibile con la presenza di τ (si osservi cioè una traccia con *kink*), e lo stato finale sia compatibile con l'essere $\pi^-\,\pi^0$ (vi sia ad esempio un'unica traccia carica individuata dai tracciatori, e siano presenti sciame adronico e sciame elettromagnetico nel calorimetro), ma la massa invariante sia, secondo qualche criterio da specificare, "incompatibile" con l'essere ρ: una tale circostanza, in base a quanto visto, ci porterebbe a rigettare l'ipotesi della presenza di τ al vertice di interazione del neutrino.

A questo punto è però naturale chiedersi se esistano altri eventi che possano costituire un fondo per quelli interessanti, che cioè appaiano al rivelatore simili a quelli descritti sopra.

Questo capitolo sarà così strutturato: nella prima sezione considereremo gli eventi di corrente neutra di ν_μ, selezioneremo un campione con caratteristiche topologiche simili a quelle del segnale, e che presenti anche la segnatura del ρ, e determineremo risoluzioni ed efficienza dell'algoritmo TAUEVE quando applicato a questo tipo di eventi. Ci aspettiamo di ottenere risultati diversi rispetto a quelli conseguiti nel capitolo precedente per gli eventi $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$, in quanto i domini cinematici per le due reazioni non coincidono, come avremo modo di vedere più avanti. Nella seconda sezione verrà introdotta la seconda segnatura del segnale, e cioè la presenza del *kink*, e vedremo come questa possa in certi casi presentarsi anche nel fondo in studio; introdurremo però dei criteri che, sfruttando le diverse caratteristiche cinematiche delle due classi di eventi, permetteranno di distinguere segnale da fondo. Infine, nella terza sezione introdurremo nella trattazione anche le risoluzioni sperimentali, per determinare in che misura esse compromettano l'estrazione del segnale.

4.1 Produzione di ρ^- in interazioni di corrente neutra di ν_μ

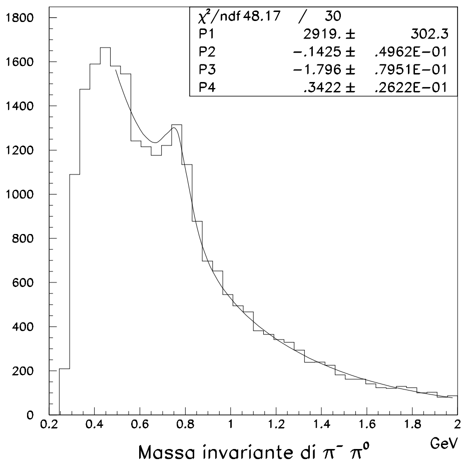
4.1.1 Caratteristiche generali

Per individuare gli eventi che costituiscono fondo al canale al quale siamo interessati, dobbiamo ovviamente chiederci innanzitutto dove altro si ha produzione di ρ^- oltre che nei decadimenti di τ, nell'ambito della fisica che interviene in CHORUS. Va altresì tenuto presente che nei decadimenti di τ in studio non viene prodotto il muone, e dunque anche gli eventi di fondo dovranno avere questa caratteristica.

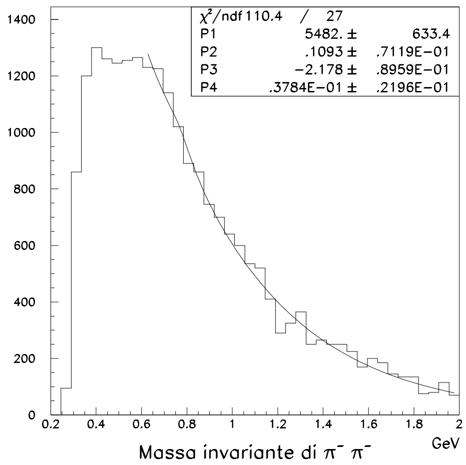
Fissiamo allora la nostra attenzione sulle interazioni di corrente neutra di ν_μ - nelle quali appunto non si ha produzione di muoni - e che costituiscono circa un terzo degli eventi di CHORUS. Perché esse - o meglio un qualche loro sottoinsieme - costituiscano una sorgente di fondo, nel vertice di interazione si deve avere la produzione di ρ^-, che, come sappiamo, costituisce la nostra segnatura.

Non esistono purtroppo misure dirette della quantità di ρ carichi presenti negli stati finali di interazioni da corrente neutra: esistono invece varie misure della produzione di ρ^0 in interazioni di corrente carica di neutrino ed antineutrino. In misure effettuate in camera a bolle con neutrini ed antineutrini del μ su deuterio [BEBC1] sono stati trovati $0.222 \pm 0.014\, \rho^0$ per ogni interazione di corrente carica, mentre su idrogeno [BEBC2] si è ottenuta una produzione di $0.11 \pm 0.02\, \rho^0$ per ogni CC.

Il diverso risultato ottenuto è spiegabile almeno in parte in base a considerazioni di conservazione della carica elettrica: se è disponibile anche il neutrone nel bersaglio



(a)



(b)

Figura 4.1: *Spettro di massa invariante dei pioni prodotti in interazioni di corrente neutra di ν_μ, con tutto il combinatorio. È evidente in* (a) *il picco corrispondente alla massa del ρ, che è invece assente in* (b). *Per questi grafici e per quelli nelle figure 4.2 e 4.3 è stato utilizzato un campione di 15000 eventi.*

- come avviene col deuterio - ci sono più modi in cui si può produrre ρ^0 non violando le leggi di conservazione.

Ci si aspetta che le tre componenti ρ^-, ρ^0 e ρ^+ siano prodotte, in prima approssimazione, con la stessa abbondanza: questa ipotesi è stata verificata sulla simulazione Monte Carlo, in mancanza di misure dirette.

Lo studio descritto qui di seguito è stato effettuato su un campione di 15˙000 interazioni di corrente neutra di ν_μ, simulate come sempre da una versione di Lepto-lund adattata a chorus. Costruiremo lo spettro di massa invariante delle coppie $\pi^-\pi^0$, e da esso estrarremo la percentuale di ρ^- prodotto per ogni interazione di NC; in media si hanno 1.7 π^0 e 1.5 π^- per evento, e dunque lo spettro di massa conterrà anche effetti combinatori.

In figura 4.1.a è mostrato lo spettro di massa invariante delle coppie $\pi^-\pi^0$, che può essere confrontato direttamente con lo spettro delle coppie $\pi^- \pi^-$ mostrato invece in figura 4.1.b - in entrambi i casi, le grandezze sono lette da LUND e la massa invariante è calcolata dalla (3.1). È evidente nel primo spettro il picco corrispondente alla presenza di ρ, sovrapposto allo spazio delle fasi: tale picco è invece totalmente assente nel secondo - come ovvio.

Dobbiamo a questo punto determinare la percentuale di ρ^- per ogni NC; per il fit utilizziamo una funzione della forma

$$f(x) = [1 + \alpha_4\, f_{\text{BW}}(x)]\ f_{\text{BG}}(x) \tag{4.1}$$

cioè una funzione che rappresenta il fondo, $f_{\text{BG}}(x)$, più una curva di Breit-Wigner moltiplicata per la distribuzione dello spazio delle fasi, che si ipotizza essere uguale al fondo. Per la Breit-Wigner si assume [Jac]

$$f_{\text{BW}}(x) = \frac{\Gamma^2(x)}{\left(x^2 - m_\rho^2\right)^2 + m_\rho^2\, \Gamma^2(x)} \tag{4.2}$$

dove

$$\Gamma(x) = \Gamma_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{(2l+1)} \frac{\rho(x)}{\rho_0} \qquad\qquad \rho(x) = \frac{1}{p^2 + p_0^2} \tag{4.3}$$

I valori utilizzati sono

$$m_\rho = 0.769\, GeV \qquad\qquad \Gamma_0 = 0.154\, GeV$$
$$p_0 = 0.358\, GeV \qquad\qquad \rho_0 = 3.907\, GeV$$

Per fondo e spazio delle fasi si è invece assunto

$$f_{\text{BG}}(x) = \alpha_1\, (x - 0.28)^{\alpha_2}\, \mathrm{e}^{\alpha_3 x} \tag{4.4}$$

dove lo 0.28 tiene conto della soglia data dalle masse dei pioni, e il termine $\mathrm{e}^{\alpha_3 x}$ tiene conto della caduta esponenziale della distribuzione per grandi x. Ovviamente i quattro parametri α_i debbono essere dedotti dal fit.

Il numero di ρ^- per ogni interazione di CC sarà allora dato da

$$\bar{n}_\rho = \frac{N_\rho}{N_{\text{cc}}} = \frac{\int_{m_1}^{m_2} dx\, \alpha_4\, f_{\text{BW}}(x)\, f_{\text{BG}}(x)}{\int_{m_1}^{m_2} dx\, f(x)} \tag{4.5}$$

Possiamo stimare l'errore commesso utilizzando questa procedura di fit e calcolo della frazione di ρ^- applicando lo stesso procedimento anche al grafico di figura 4.1.b, sapendo che lì la frazione risonante è nulla.

Dal grafico di figura 4.1.a si ottengono i valori dei parametri del fit:

$$\alpha_1 = 2919 \pm 302 \qquad \alpha_2 = -0.14 \pm 0.05$$
$$\alpha_3 = -1.80 \pm 0.08 \qquad \alpha_4 = 0.34 \pm 0.03$$

mentre dal grafico di figura 4.1.b si trova

$$\alpha_1 = 5482 \pm 600 \qquad \alpha_2 = 0.11 \pm 0.07$$
$$\alpha_3 = -2.18 \pm 0.08 \qquad \alpha_4 = 0.03 \pm 0.02$$

Effettuando un'integrazione numerica, assumendo $m_{1,2} = m_\rho \pm \Gamma_0$, nel secondo caso si ottiene $\bar{n}_\rho = 0.01$, dunque assumiamo questo valore come entità dell'errore commesso.

La frazione di ρ^- prodotta per corrente neutra, dedotta dal grafico di figura 4.1.a, risulta allora essere

$$\bar{n}_\rho = 0.13 \pm 0.01$$

risultato compatibile con le misure conosciute.

4.1.2 Selezione di un sottoinsieme

Verificata la presenza della risonanza ρ^- nel Monte Carlo, in quantità compatibile con le misure preesistenti, restringiamoci ad una sottoclasse di interazioni di NC che, come vedremo in seguito, può in certi casi costituire un fondo per il segnale - che, ricordiamo, è caratterizzato dalla presenza del picco della risonanza ρ^- che si evidenzia nello spettro di massa invariante dei pioni prodotti nel decadimento $\tau \rightarrow \rho^- \ \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\mu$. Selezioneremo allora da Monte Carlo solo gli eventi in cui si ha un π^- quale traccia carica.

Non è semplice stabilire sperimentalmente il numero di particelle neutre che si sono prodotte nell'interazione; vale allora la pena di studiare lo spettro di massa ristretto a tre casi importanti, con in comune la caratteristica di avere il solo π^- quale traccia carica al vertice di interazione:

i. assieme al π^- si possono produrre un numero qualsiasi (maggiore di zero) di π^0 ed un numero qualsiasi - anche zero - di altre particelle neutre (neutrino a parte);

ii. assieme al π^- viene prodotto uno ed un solo π^0, ed un numero qualsiasi di particelle neutre di altra specie (sempre neutrino a parte);

iii. assieme al π^- viene prodotto uno ed un solo π^0, e nessun'altra particella carica che non sia il ν_μ.

Qualitativamente lo spettro non cambia dal caso (ii) al caso (iii), mentre entrambi differiscono dallo spettro che si ha nel caso (i), in quanto in quest'ultimo sopravvive il fondo combinatorio: infatti il numero medio di π^0 prodotti in questa sottocategoria di eventi è di 2.28, mentre altre particelle neutre sono prodotte in media in numero di 0.45. Nel caso (iii), invece, in cui il numero di π^0 è fissato ad 1, si hanno in media 0.33 altri neutri per evento.

Per i fit effettuati sui grafici di figura 4.2 è stata usata nuovamente la (4.1), e dunque possiamo determinare la percentuale di ρ^- prodotto in ciascuno dei tre casi utilizzando la (4.5), coi valori dei parametri visibili nella figura stessa. Si ottiene allora che nel caso (i) vale $\bar{n}_\rho = 0.45$ per ogni NC, nel caso (ii) $\bar{n}_\rho = 0.84$, e nel caso (iii) è $\bar{n}_\rho = 0.87$ per ogni NC.

Questo significa che gli eventi presi in considerazione nei punti (i), (ii) e (iii) hanno in comune coi decadimenti $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$ anche la segnatura data dal ρ^- oltre alla presenza di una sola traccia carica. In figura 4.3 sono mostrati gli spettri energetici dei due pioni prodotti nell'interazione, e il loro angolo relativo; tali grandezze saranno largamente utilizzate in seguito.

4.1.3 Ricostruzione

Dedichiamoci ora alla ricostruzione delle quantità cinematiche relative ai pioni prodotti nelle interazioni di ν_μ. Va tenuto presente che stiamo prendendo in considerazione questo tipo di eventi in quanto, come visto, essi contengono la stessa segnatura del segnale, e dunque costituiscono un fondo. È logico allora trattarli esattamente come è stato trattato il segnale, perché quando si dovrà abbandonare la guida del Monte Carlo non ci sarà più modo di distinguerli a priori.

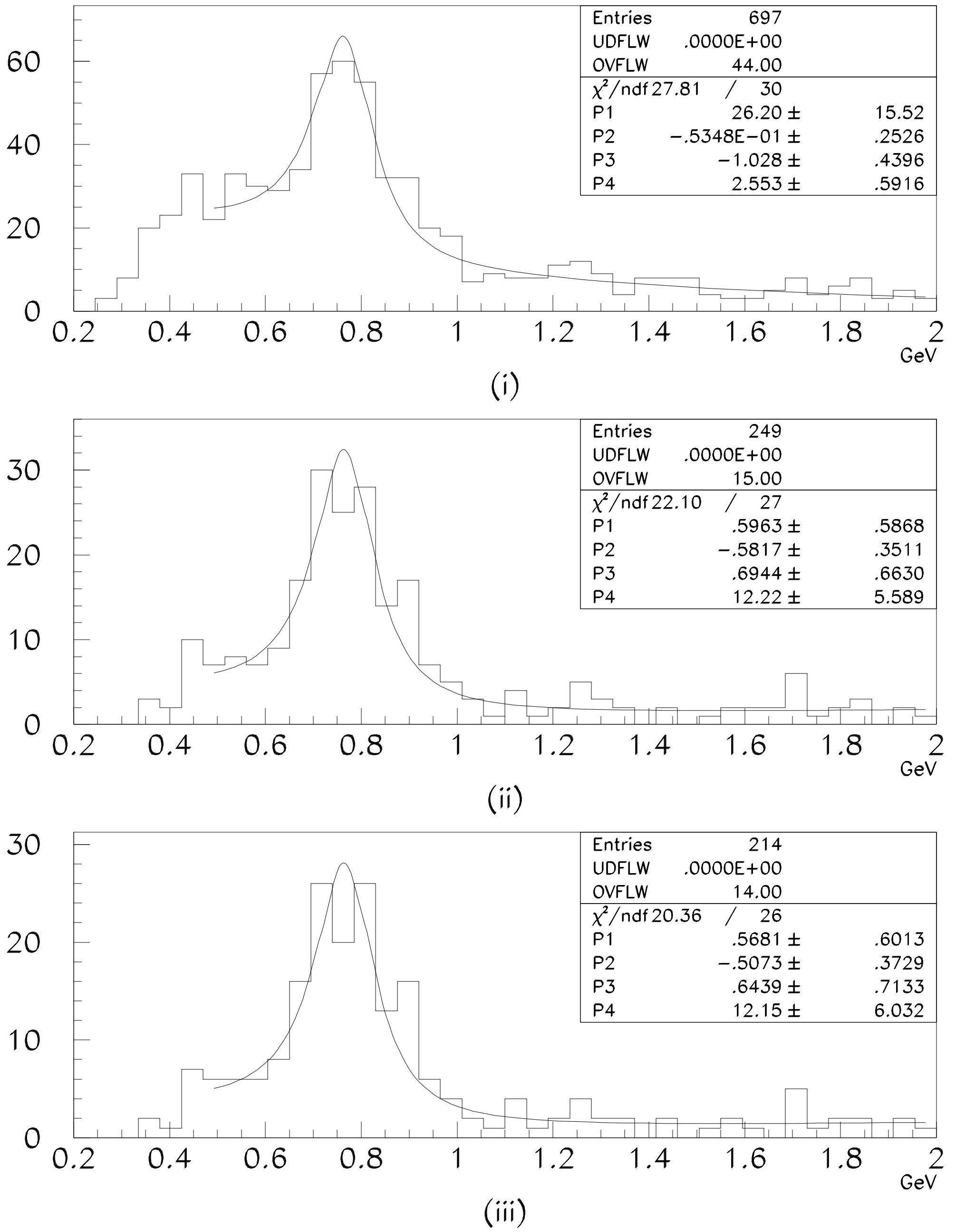
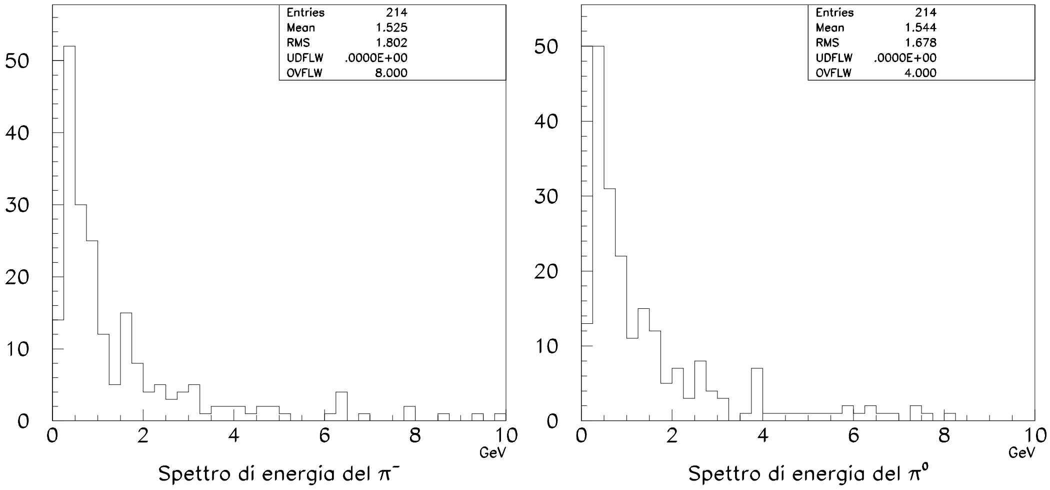
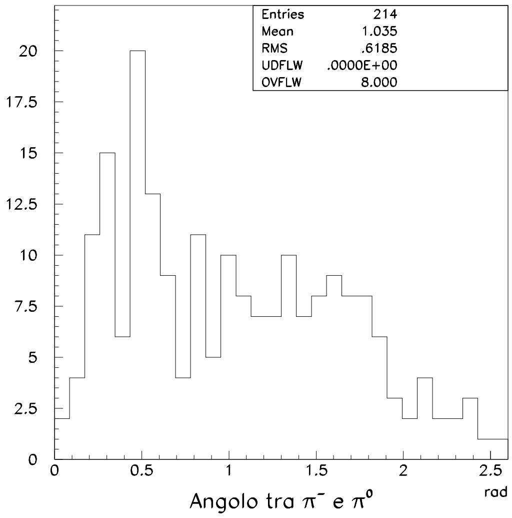


Figura 4.2: *Spettro di massa invariante in tre sottoinsiemi di interazioni di NC, aventi in comune il fatto che al vertice è presente solo il* π^- *quale unica traccia carica; assieme ad esso - e al neutrino - sono prodotti poi:* (i) *un numero qualsiasi di* π^0 *ed altri neutri;* (ii) *solamente un* π^0 *ed un numero qualsiasi di altri neutri;* (iii) *solamente il* π^0.



(a)



(b)

FIGURA 4.3: (a) *Spettro energetico dei pioni prodotti in* $\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu \pi^-\pi^0 p$ *e* (b) *loro distanza angolare.*

Applicheremo allora l'algoritmo di ricostruzione TAUEVE, introdotto nel capitolo precedente, anche agli eventi del fondo. Vogliamo anche qui determinarne l'efficienza nonché le risoluzioni sulle varie quantità misurate; allora, stavolta selezioneremo, facendo uso come al solito della verità di LUND, solo gli eventi facenti parte del caso (iii) di cui sopra, che costituiscono il 2.3% di tutte le interazioni da corrente neutra di ν_μ: infatti l'algoritmo è studiato per eventi in cui si produce una sola particella neutra rivelabile, e se fosse applicato ad eventi in cui si hanno più particelle neutre, tratterebbe tutti i loro contributi come provenienti da una sola, il che introdurrebbe ovviamente un errore sistematico nella misura di energie ed angoli, e di conseguenza anche nella misura della massa invariante.

L'algoritmo TAUEVE è stato applicato ad un campione di 123'000 interazioni di corrente neutra di ν_μ generate da LUND, ed in cui la risposta dell'apparato è simulata da GEANT.

Sono state selezionate quelle che presentano lo stato finale $\pi^-\,\pi^0\,\nu_\mu$, e che ammontano al 2.3% circa. Vediamo nel dettaglio le risoluzioni ottenute.

Ricostruzione del π^-

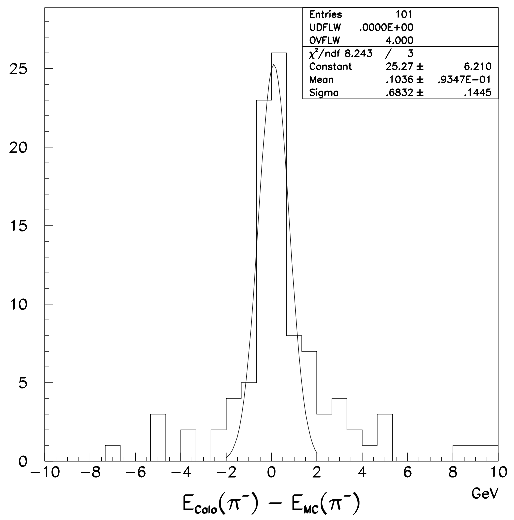
Ricordiamo che TAUEVE determina la direzione del π^- mediante i tracciatori a fibre scintillanti che si trovano tra il bersaglio e il magnete, invece la sua energia è determinata mediante una misura che utilizza assieme il DT e il calorimetro.

Nella figura 4.4.a sono mostrate le risoluzioni ottenute relativamente alle grandezze citate sopra, determinate confrontando le quantità misurate con le grandezze date dal generatore LUND. Le risoluzioni in energia risultano dell'ordine di 0.5 GeV; le risoluzioni angolari sono dell'ordine di 20 $mrad$, e sono mostrate in figura 4.4.b.

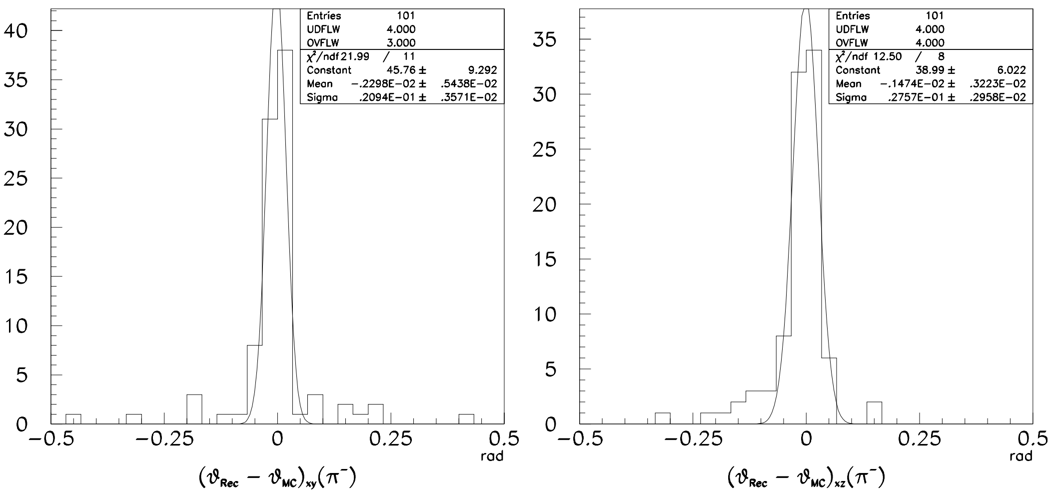
Ricostruzione del π^0

Come per il π^-, anche qui l'energia è determinata da una misura calorimetrica, ma la direzione è data dalla congiungente il vertice ricostruito al baricentro dei *cluster* che sopravvivono alle selezioni descritte nel §3.2.2, e che vengono quindi assegnati al π^0.

Le risoluzioni ottenute sono visibili nella figura 4.5.a e 4.5.b. Anche qui si ripresenta la sottostima sistematica dell'energia del pione neutro, che, come visto nel

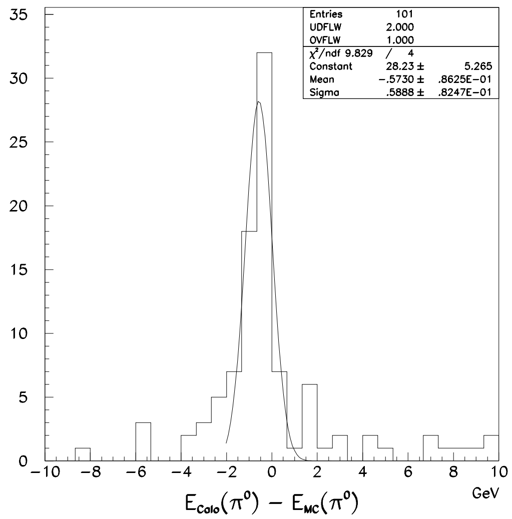


(a)

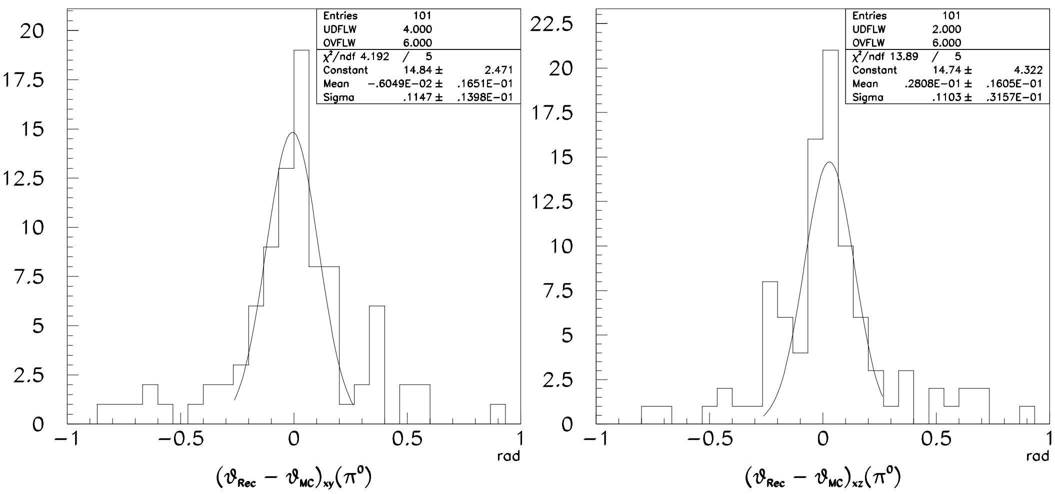


(b)

FIGURA 4.4: (a)*Risoluzione sull'energia del* π^-. *La funzione di fit è una gaussiana.* (b) *Risoluzioni ottenute sulla misura della direzione del* π^-*, fittate con gaussiane.*



(a)



(b)

Figura 4.5: (a)*Risoluzione sull'energia del* π^0. *La funzione di fit è una gaussiana.* (b) *Risoluzioni ottenute sulla misura della direzione del* π^0, *fittate ancora con gaussiane* capitolo precedente, è spiegabile con la diversa quantità di materiale attraversata da pioni prodotti in *stack* diversi.

Nella tabella 4.1 sono riportate tutte le risoluzioni ottenute su π^- e π^0.

	ΔE $[GeV]$	$\Delta\theta$ $[mrad]$
π^-	0.6 ± 0.1	23 ± 3
		27 ± 3
π^0	0.5 ± 0.1	90 ± 10
		80 ± 20

TABELLA 4.1: *Risoluzioni in energia ed angolo su π^- e π^0 prodotti in $\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu \pi^-\pi^0 p$. Nell'ultima colonna sono riportate per ciascuno dei due pioni le risoluzioni relative agli angoli nelle due proiezioni, xy e xz.*

Ricostruzione della massa invariante ed efficienza

La massa invariante del sistema $\pi^- \pi^0$ è ricavata al solito dalla (3.1), ed il risultato è riportato in figura 4.6 in alto. Lo spettro di massa risulta piccato a $0.75\,GeV$, ed è caratterizzato da una larghezza di $0.3\,GeV$. Nella stessa figura in basso è riportata invece la risoluzione ottenuta, che risulta essere di $0.16\,GeV$, cioè dello stesso ordine di grandezza della larghezza della risonanza.

Rimane da determinare l'efficienza raggiunta con l'algoritmo per la categoria di eventi in studio. Come detto, siamo partiti da un campione di 123'170 eventi di interazione di corrente neutra di ν_μ; subito se ne scartano 70'633 che non hanno il vertice in emulsione. Tra i sopravvissuti si selezionano allora quelli aventi lo stato finale desiderato, che sono 1204, ai quali viene applicato l'algoritmo; si ha la ricostruzione completa in 101 casi, per cui l'efficienza è pari all'8.3%. Per i dettagli si veda la tabella 4.2.

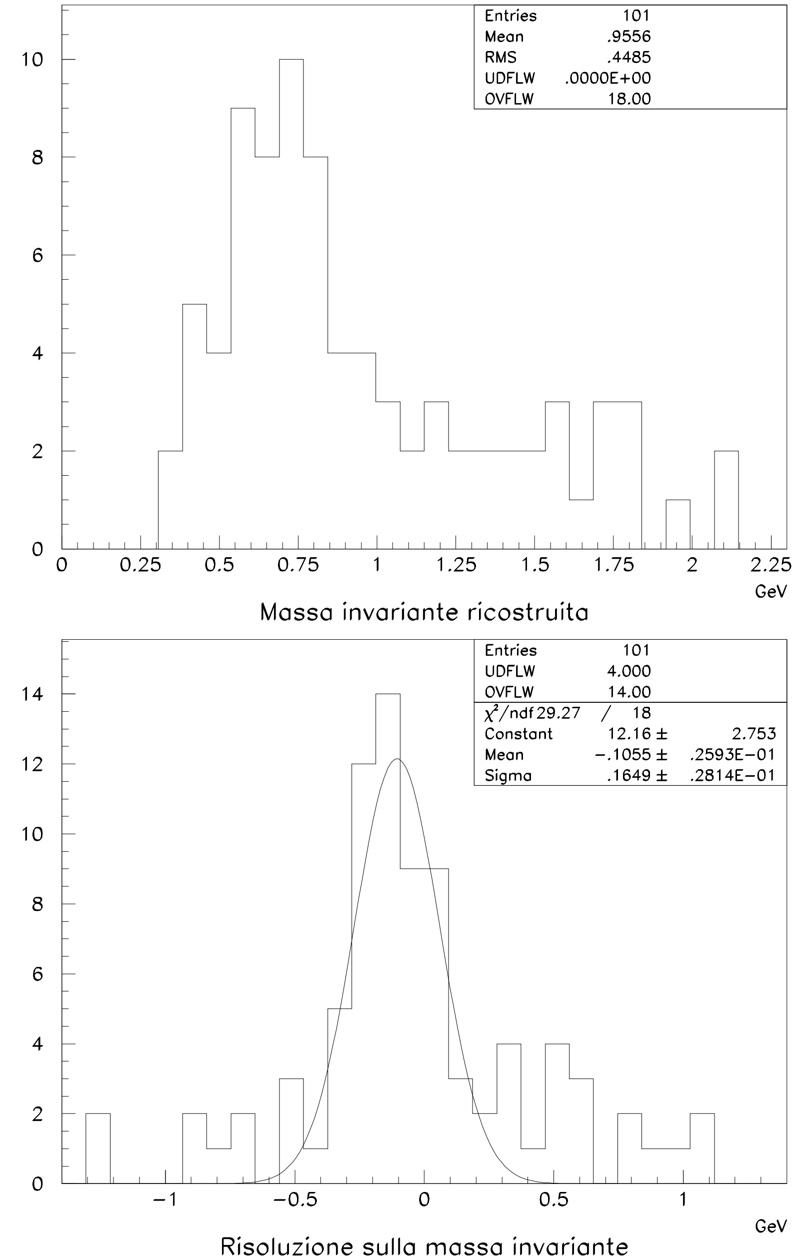


Figura 4.6: *In alto, spettro di massa ricostruito per la coppia $\pi^- \pi^0$; in basso, risoluzione sulla massa invariante determinata rispetto alle quantità fornite da* LUND.

Numero di eventi presenti nel campione analizzato	1204	
Eventi dei quali viene ricostruito il vertice	872	-27.6%
Eventi in cui DTCALO associa in tre dimesioni	178	-79.6%
Eventi in cui CLUENE associa in tre dimesioni	101	-42.3%
Efficienza finale	8.3%	

TABELLA 4.2: *Dettaglio dell'efficienza dell'algoritmo di ricostruzione; le percentuali nell'ultima colonna sono le inefficienze parziali, calcolate in cascata.*

4.2 Presentazione del fondo

Consideriamo una interazione da corrente neutra di ν_μ, nella quale siano prodotti solo un pione neutro e un pione negativo (come visto, essi provengono per l'87% da ρ^-); supponiamo poi che il π^- a sua volta interagisca con un nucleo del bersaglio, senza che però il rinculo di quest'ultimo sia visibile in emulsione (nel gergo delle emulsioni, questo tipo di interazione viene chiamato *white kink*); un evento con una topologia simile può essere confuso con un decadimento di τ in π^- e neutri: in entrambi i casi infatti - il decadimento di τ e l'interazione NC di ν_μ con *white kink* - compare in emulsione una traccia "spezzata", e nessun'altra traccia associata al vertice di *kink*.

In realtà, invece, i due eventi differiscono, come mostrato in figura 4.7, per il vertice in cui viene prodotto il π^0; quest'ultimo però non è visibile in emulsione in quanto neutro (a meno di conversione dei fotoni), e dunque la sua presenza non può a questo livello essere utilizzata per identificare con quale categoria di eventi si ha a che fare.

Ci chiediamo se sia possibile individuare una strategia generale che, almeno in certi casi, ci permetta di distinguere i decadimenti $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$ dal fondo che abbiamo ora descritto: vedremo che questo è possibile, sfruttando il fatto che possono essere individuate grandezze cinematiche che differiscono tra le due classi di eventi in considerazione.

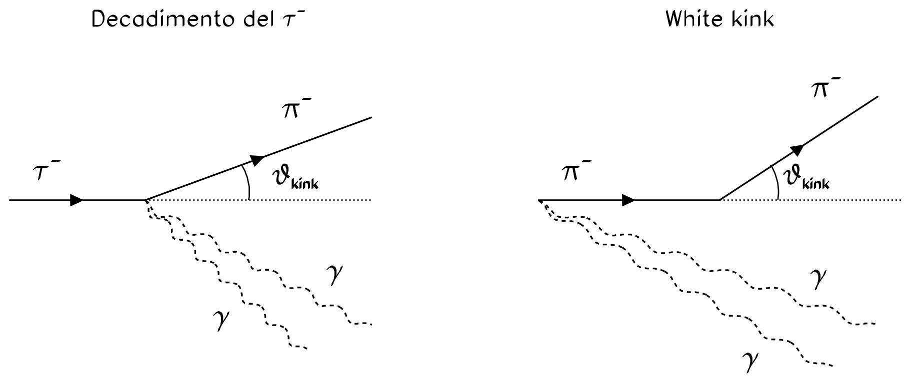


Figura 4.7: *Confronto tra un kink da τ ed un white kink. I due fotoni, rappresentati con la linea ondulata, non sono visibili in emulsione (a meno che non convertano).*

4.2.1 Caratteristiche dei *white kinks*

Recentemente, nell'ambito della collaborazione CHORUS, grazie ad un'accuarata simulazione delle interazioni di pioni con le emulsioni del bersaglio con *white kink* [CN3], sono state estratte alcune quantità che le caratterizzano, come la distribuzione del momento trasverso dei pioni prodotti e il cammino libero medio di *kink*, λ_{wk}.

Tali quantità sono state da me utilizzate per la simulazione di 1500 eventi in cui un ν_μ interagisce in emulsione dando origine ad un π^-, un π^0 ed eventualmente altre particelle neutre, ed il π^- subisce un *white kink*; la simulazione è stata quindi utilizzata per verificare l'esistenza delle caratteristiche cinematiche che possano essere utili per distinguere il particolare fondo in considerazione dal segnale.

Passiamo allora a descrivere le quantità che sono state utilizzate nel Monte Carlo realizzato.

1. La distribuzione del p_t del pione "figlio" risulta essere debolmente dipendente dall'impulso del pione che subisce il *kink*, e può essere parametrizzata mediante

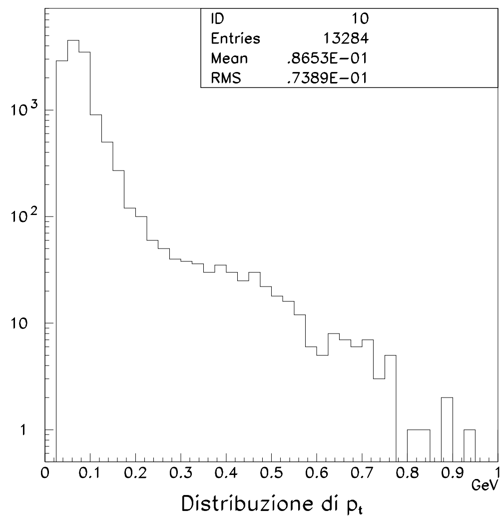


FIGURA 4.8: *Distribuzione del momento trasverso dei pioni prodotti in white kink.*

la funzione

$$f(p_t) = e^{(A_1+B_1 p_t)} + e^{(A_2+B_2 p_t)} \tag{4.6}$$

dove la presenza di due componenti è dovuta al fatto che accanto ad interazioni elastiche dei pioni con il nucleo, si hanno anche interazioni anelastiche in cui gli altri prodotti dell'interazione non risultano visibili in emulsione. In figura 4.9 sono riportati i coefficienti A_i, B_i per diversi valori dell'impulso del pione incidente: l'andamento non ha una forma funzionale evidente, e del resto le distribuzioni non presentano differenze qualitative rilevanti al variare dell'impulso. Per questo motivo, nella simulazione è stata utilizzata la distribuzione di p_t corrispondente al valor medio degli impulsi dei pioni prodotti nell'interazione $\nu_\mu\, n \to \ \nu_\mu \ \pi^-\pi^0\, p$, che, come visto nel § 4.1.1, è di circa $2\, GeV$; essa è mostrata in figura 4.8.

2. Per quanto riguarda il modulo dell'impulso del pione uscente, trattandosi di un'interazione elastica si è assunta l'ipotesi che esso sia uguale a quello del

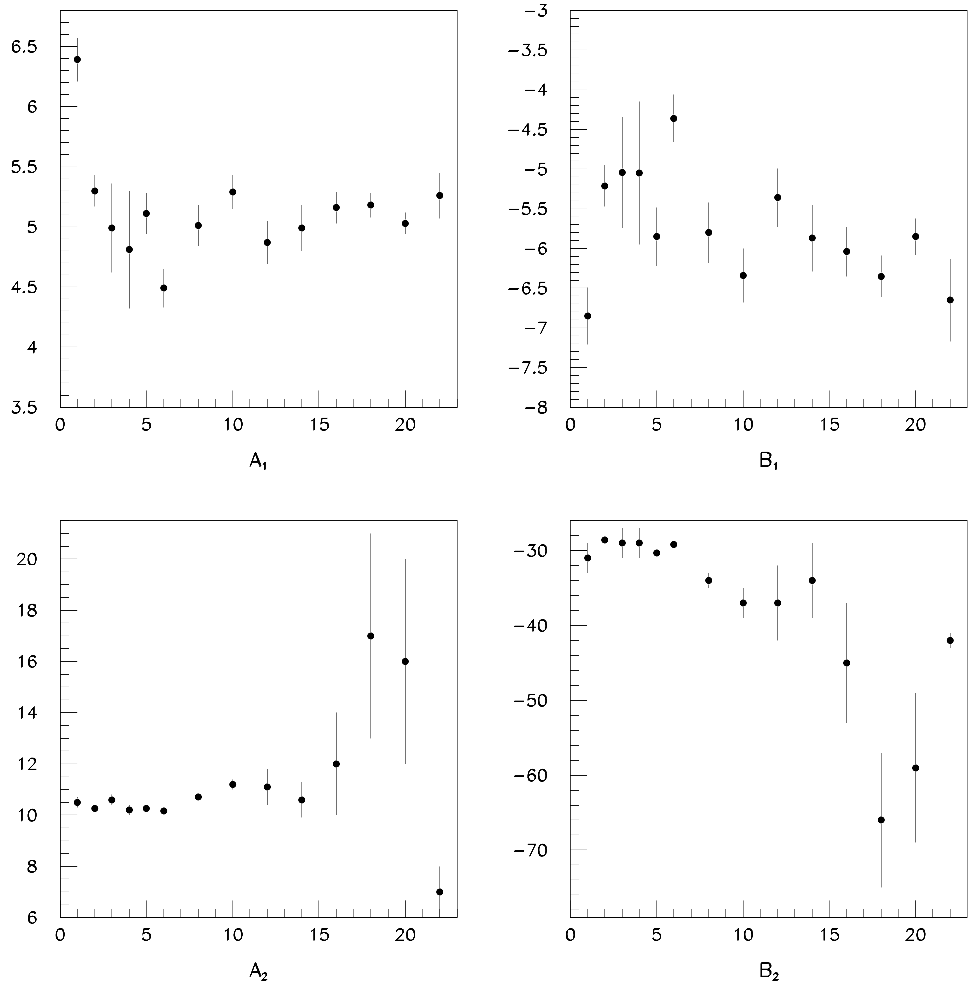


Figura 4.9: *Andamento dei coefficienti che parametrizzano la distribuzione del momento trasverso al variare dell'impulso della particella incidente.*

pione entrante.

3. Il cammino libero medio λ_{wk} è risultato essere pari a circa $22\,m$, ma nella simulazione sono state generate interazioni che avvenissero dopo una distanza distribuita uniformemente tra 0 e $3\,mm$, come per il decadimento di τ.

4.2.2 Confronto del fondo col segnale

Ci proponiamo ora di effettuare un'analisi degli eventi simulati, nel tentativo di individuare alcune grandezze caratteristiche che permettano di distingure i decadimenti di τ in due pioni dagli eventi della forma $\nu_\mu\, n \to\ \nu_\mu\ \pi^-\pi^0\, p$, in cui il π^- subisce *white kink*.

Avendo a disposizione la distribuzione del momento trasverso del pione prodotto, possiamo immediatamente ricavare la distribuzione dell'angolo di *kink*, per il quale

$$\sin\theta_{kink} = \frac{p_t}{p_{\pi^-}} \tag{4.7}$$

e confrontarla poi con la distribuzione dell'angolo compreso tra la linea di volo di τ e quella del π^- prodotto nel suo decadimento. Il risultato è mostrato in figura 4.10, dalla quale appare evidente che gli intervalli in cui prendono valore le due distribuzioni non sono separati abbastanza da costituire un efficiente criterio di discriminazione.

Già conosciamo (si veda § 3.1) lo spettro caratteristico dei pioni prodotti in $\tau\ \to\ \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$, ed abbiamo accennato sopra all'impulso medio dei pioni prodotti invece in $\nu_\mu\, n\ \to\ \ \nu_\mu\ \ \pi^-\pi^0\, p$; in figura 4.11 le due distribuzioni possono essere confrontate direttamente: gli impulsi medi differiscono di circa $4\,GeV$.

Per quanto riguarda gli angoli, per ciascuna delle due categorie di eventi, possono essere individuati *due* angoli significativi, e cioè:

1. per l'interazione di neutrino, quello tra la direzione del π^0 e la direzione del π^- dopo il *kink*, e quello tra la direzione del π^0 e la direzione del π^- prima del *kink*;

2. per il decadimento di τ, l'angolo compreso tra i due pioni prodotti e quello compreso tra il π^0 ed il τ.

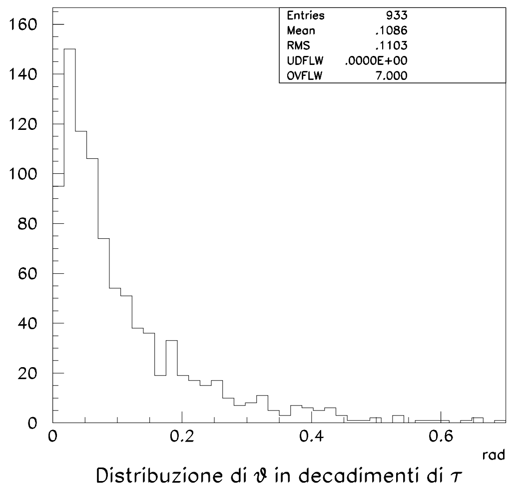
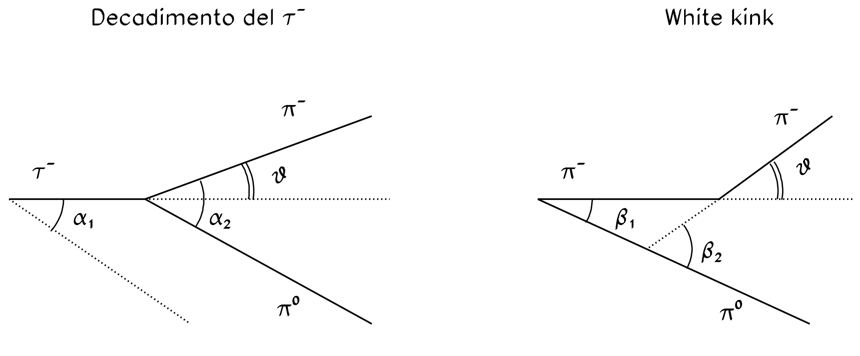


FIGURA 4.10: *Distribuzione degli angoli di kink: a sinistra, nel decadimento di τ, e a destra, nell'interazione di ν_μ.*

D'ora in poi faremo riferimento a questi quattro angoli secondo lo schema mostrato nella figura qui sotto.



Osserviamo che nel caso del τ che decade, l'angolo osservabile con la parte elettronica del rivelatore è veramente quello compreso tra i due pioni il cui spettro di massa invariante contiene il ρ; nel caso dell'interazione di ν_μ, invece, si va a misurare l'angolo "sbagliato" (il ρ dà origine al π^0, e al π^- *prima* del *kink*), in quanto alle componenti elettroniche del rivelatore giunge il π^- nato dopo il *kink*.

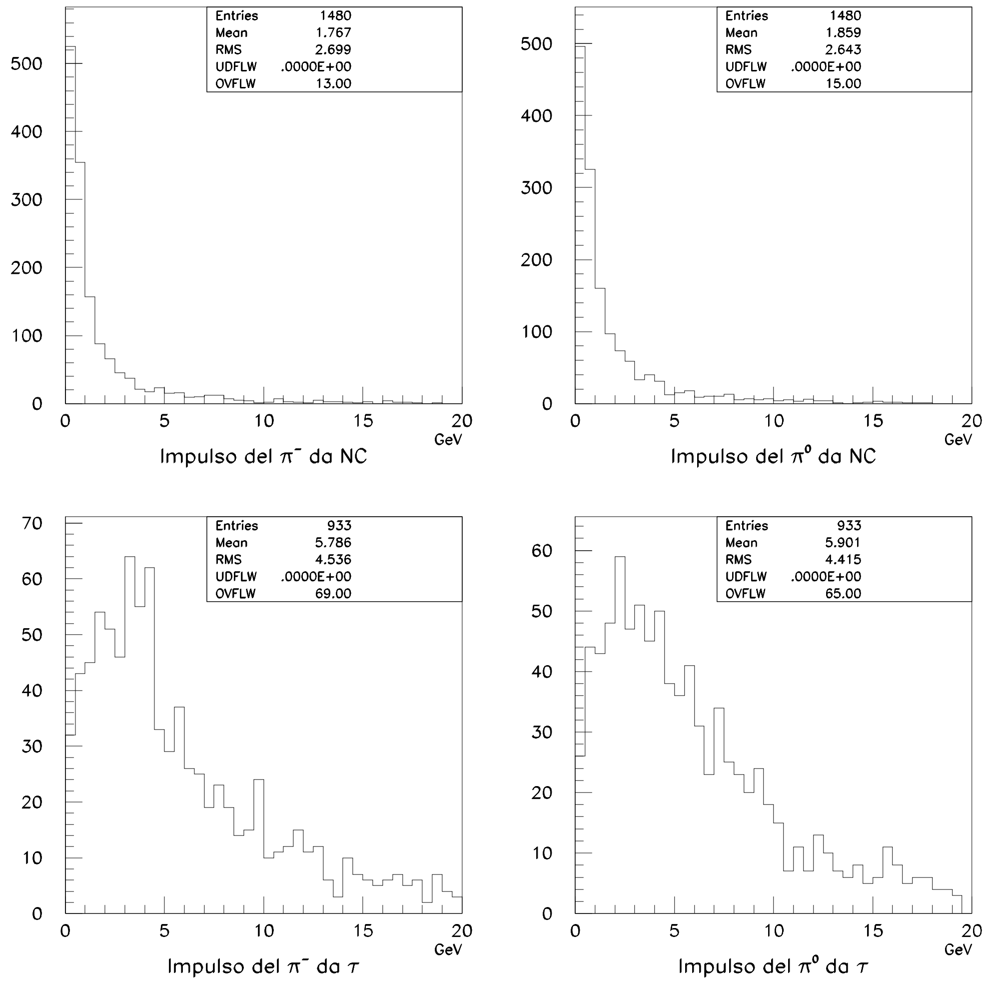


FIGURA 4.11: *Confronto tra gli spettri degli impulsi dei pioni prodotti: in alto, in interazioni da corrente neutra di ν_μ; in basso, nei decadimenti del τ proveniente da interazione di ν_τ.*

In figura 4.12 sono mostrate le distribuzioni per i quattro angoli sopra descritti, mentre in figura 4.13 sono confrontati direttamente gli angoli che si misurano nel rivelatore elettronico per i due tipi di eventi considerati: osserviamo che le distribuzioni relative ai pioni dal τ giacciono tutte in un intervallo esteso circa 1/5 di quello caratteristico delle distribuzioni dei pioni da ν_μ. Una visione d'insieme delle grandezze caratteristiche dei due processi si ha in tabella 4.3.

Decadimento di τ			Interazione di ν_μ		
p_{π^-}	$[GeV]$	5.8 ± 0.2	p_{π^-}	$[GeV]$	1.8 ± 0.1
p_{π^0}	$[GeV]$	5.9 ± 0.2	p_{π^0}	$[GeV]$	1.9 ± 0.1
α_1	$[mrad]$	190 ± 3	β_1	$[mrad]$	740 ± 20
α_2	$[mrad]$	105 ± 3	β_2	$[mrad]$	450 ± 20

Tabella 4.3: *Valori medi delle grandezze cinematiche caratteristiche dei processi* $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$ *e* $\nu_\mu\, n \rightarrow\ \nu_\mu\ \pi^-\pi^0\, p$. *Per gli angoli* α_i, β_i *fare riferimento alla figura a pagina 71.*

Da quanto visto finora, sia gli impulsi dei pioni, sia gli angoli tra essi compresi, sono distribuiti diversamente nel segnale e nel fondo. Ma tali grandezze sono proprio quelle che intervengono nello spettro di massa invariante, che abbiamo imparato a calcolare sia nel caso del segnale sia nel caso del fondo.

Come accennato, il rivelatore elettronico misura, negli eventi $\nu_\mu\, n \rightarrow\ \nu_\mu\ \pi^-\pi^0\, p$ con *kink*, non l'angolo tra i pioni prodotti nell'interazione di neutrino, ma l'angolo compreso tra la direzione del π^0 e la direzione del π^- dopo il *kink* (secondo le nostre convenzioni, β_2): ha questa circostanza qualche effetto sulla ricostruzione dello spettro di massa invariante? La risposta è praticamente no: in media, l'angolo di apertura è di circa $600\, mrad$, mentre l'angolo di *kink* vale appena $40\, mrad$, e cioè meno del 7% del primo.

Una volta effettuato lo *scanning* della traccia in emulsione, è comunque possibile misurare l'angolo di *kink* con una risoluzione di $5\ mrad$, e correggere di conseguenza la misura di massa invariante, nella solita ipotesi che l'impulso del pione non sia cambiato in modulo: questo si rispecchierà in una variazione percentuale della massa

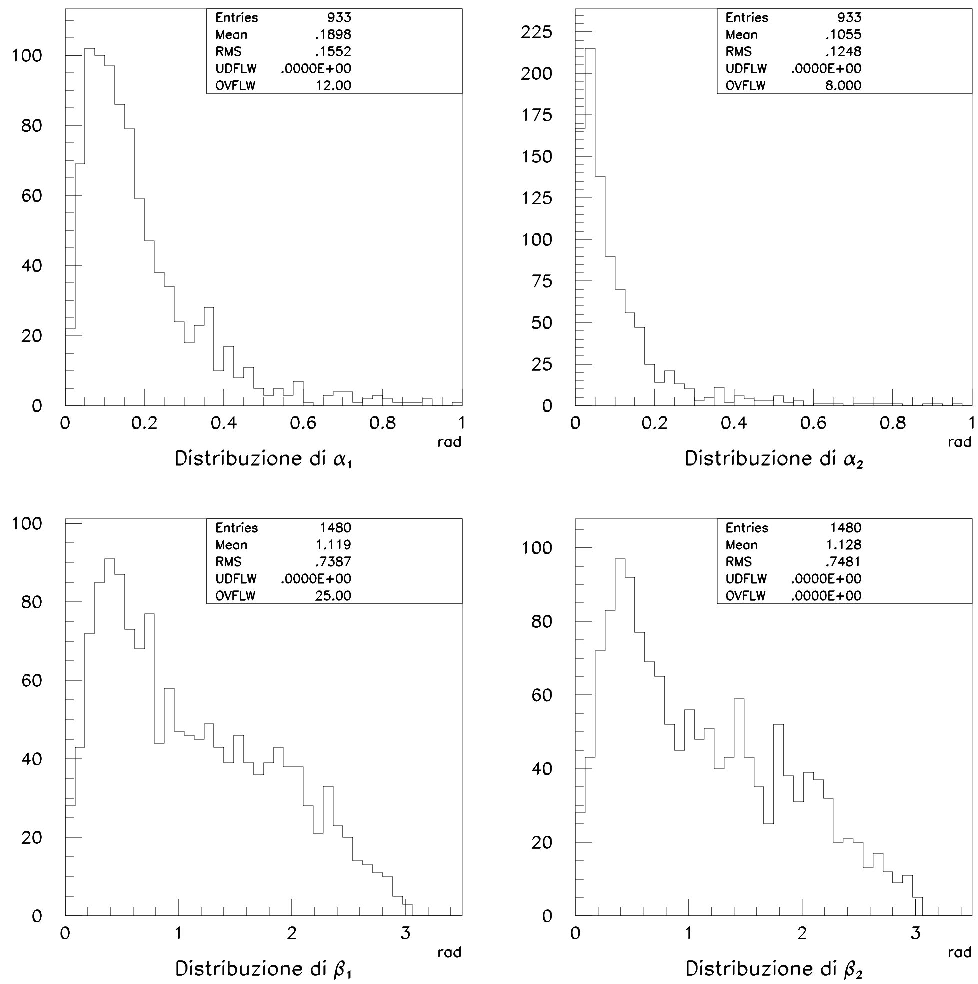


FIGURA 4.12: *Distribuzioni degli angoli che entrano in gioco nei due processi: in alto, il decadimento di τ; in basso, l'interazione da NC di ν_μ. Notare il diverso intervallo sull'asse x scelto per gli angoli α_i rispetto agli angoli β_i.*

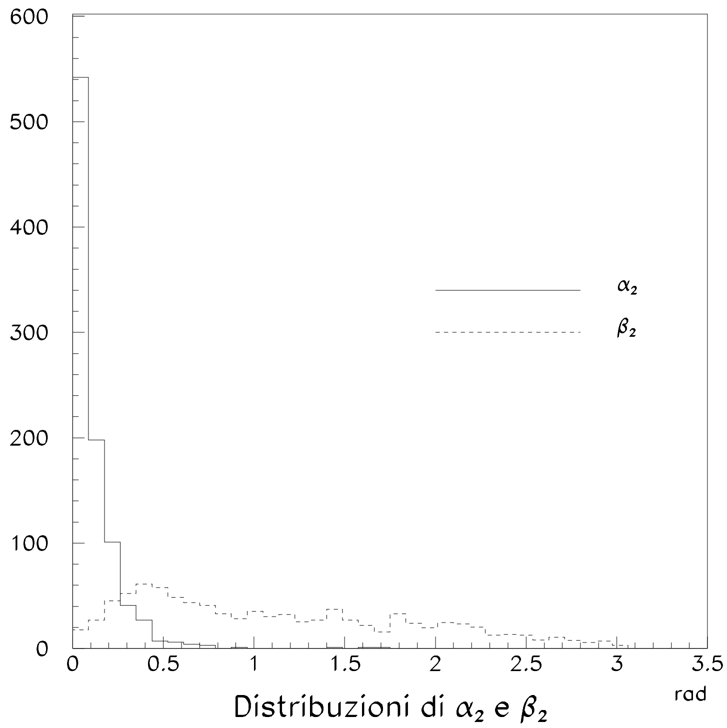


Figura 4.13: *Confronto diretto degli angoli "misurabili" nei due processi in esame.*

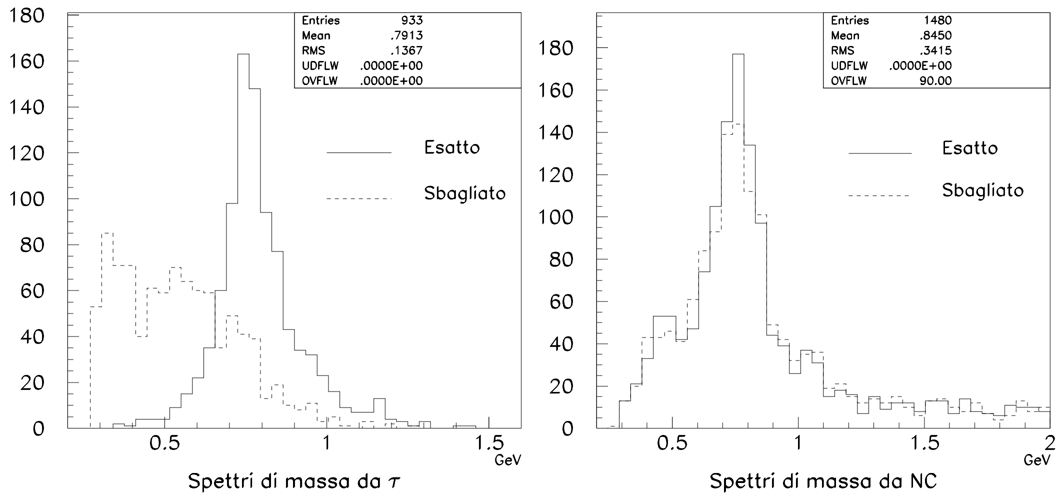


FIGURA 4.14: *Come variano gli spettri di massa invariante usando l'angolo giusto o quello sbagliato nei due tipi di evento.*

invariante pari a circa il 5% [5].

Nei decadimenti di τ, invece, l'angolo tra il π^- ed il τ vale in media 85 $mrad$, contro i 77 $mrad$ dell'angolo tra i pioni: se allora per il calcolo della massa invariante si utilizzasse l'angolo sbagliato (quello che abbiamo chiamato α_1) conservando il modulo dell'impulso del π^-, si avrebbe una variazione percentuale del 20% sullo spettro di massa. Il risultato di queste manipolazioni è mostrato in figura 4.14: utilizzare per il calcolo la direzione della traccia prima del *kink* ha nel caso dell'interazione di ν_μ un effetto praticamente impercettibile sullo spettro, mentre nel caso del decadimento del τ si ha uno spostamento pronunciato della distribuzione verso valori più bassi.

Quanto visto ci suggerisce un criterio per etichettare gli eventi con *kink* e stato finale contenente π^- e π^0 che provengono veramente da τ: in un grafico avente in ascissa la massa invariante calcolata con l'angolo prima del *kink*, e in ordinata

[5] Per una variazione $\delta\theta$ dell'angolo compreso tra i pioni, si ha $\delta m^2_{inv} \simeq p_{\pi^0}\, p_{\pi^-} \sin\theta\, \delta\theta$

quella calcolata uilizzando l'angolo dopo il *kink*, gli eventi che fanno parte del segnale occuperanno una zona in gran parte separata da quella occupata dal fondo. Tale grafico è mostrato in figura 4.15.

4.2.3 Capacità di estrazione del segnale nella ricostruzione

Si pone a questo punto il problema di capire se l'introduzione delle risoluzioni strumentali permetta ancora di sfruttare i criteri di discriminazione fin qui studiati.

I risultati ottenuti per quanto riguarda il diverso comportamento degli eventi del tipo $\tau \rightarrow \pi^0 \; \pi^- \; \nu_\tau$ rispetto agli eventi $\nu_\mu \, n \rightarrow \; \nu_\mu \; \pi^- \pi^0 \, p$, quando si effettuano le manipolazioni descitte sullo spettro di massa invariante, sono dovuti evidentemente ai diversi domini cinematici nei quali prendono valori impulsi ed angoli per le due classi di eventi in considerazione.

Ci chiediamo allora innanzitutto se cambiano le distribuzioni di angoli e impulsi quando si considerano le grandezze ricostruite. Sottolineiamo ancora una volta che utilizzando solamente la parte elettronica del rivelatore è possibile accedere solo agli angoli α_2 e β_2 (con la solita terminologia), in quanto per misurare α_1 e β_1 si ha bisogno anche della direzione della particella prima del decadimento (o dell'interazione, a seconda del caso), e questa può essere determinata solo attraverso lo *scanning* dell'emulsione.

Del resto, la distribuzione di α_2 differisce da quella di β_2 più di quanto non differisca quella di α_1 dalla distribuzione di β_1, dunque se volessimo effettuare tagli solo sulle variabili misurabili col rivelatore elettronico comunque considereremmo α_2 e β_2. Per gli impulsi invece questo problema non si presenta.

Per la ricostruzione delle quantità cinematiche utilizziamo l'algoritmo TAUEVE diffusamente descitto nel capitolo 3 (applicato ai decadimenti del τ) e nel capitolo 4 (applicato alle correnti neutre), utilizzandolo su entrambe le classi di eventi qui in considerazione. Quando applicato ai *white kink* l'algoritmo ricostruirà per quanto riguarda il π^- le grandezze cinematiche della particella *dopo* la diffusione.

Riportiamo allora in figura 4.16 la distribuzione degli impulsi dei pioni prodotti nei due tipi di eventi in considerazione; osserviamo che le distribuzioni relative ai decadimenti del τ hanno caratteristiche confrontabili con il Monte Carlo (vedere

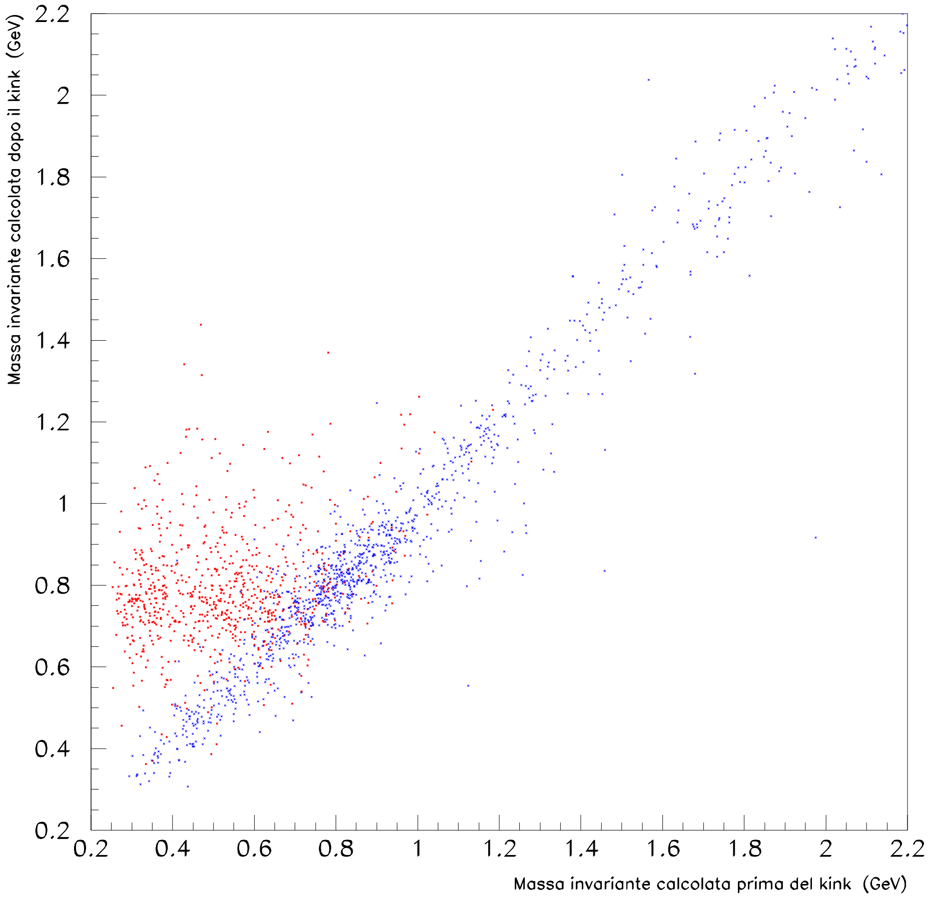


FIGURA 4.15: *Gli eventi facenti parte del fondo (in blu) hanno un comportamento diverso rispetto agli eventi del tipo* $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$ *(in rosso) quando si calcola la massa invariante dei pioni usando l'angolo prima o dopo il kink; questo fa sì che le zone occupate nel piano* $\langle m_{giusta}\ m_{sbagliata}\rangle$ *siano quasi completamente distinte.*

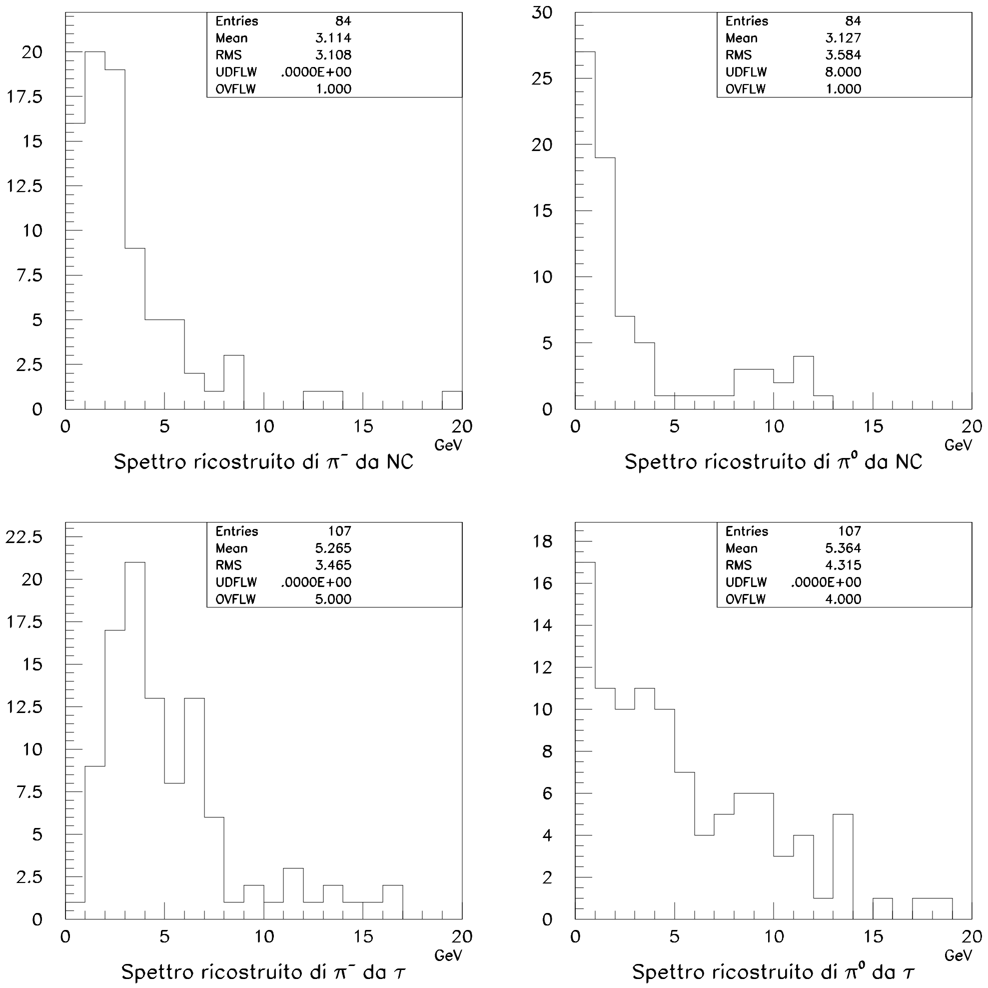


FIGURA 4.16: *Energie ricostruite per i pioni presenti negli stati finali di* $\nu_\mu \, n \to \nu_\mu \; \pi^-\pi^0 \, p$ *(in alto) e* $\tau \to \pi^0 \; \pi^- \; \nu_\tau$ *(in basso).*

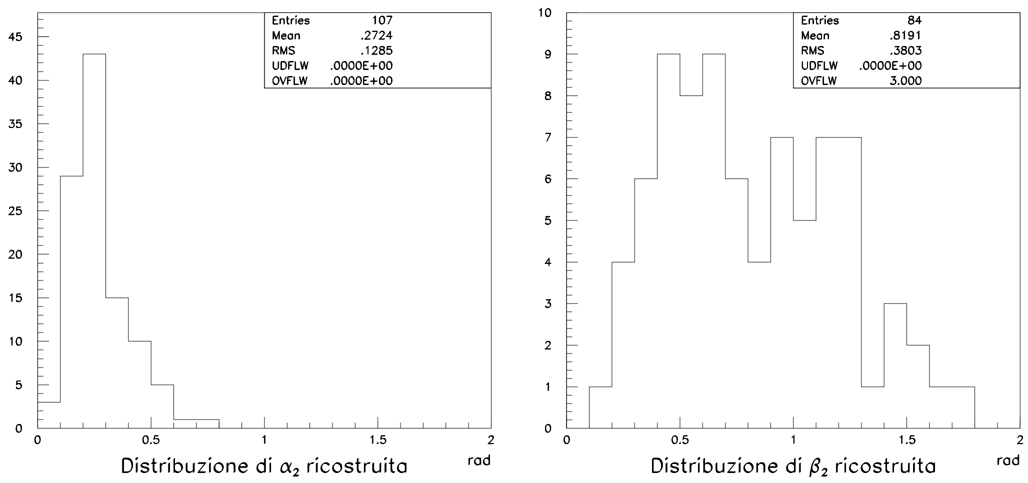


FIGURA 4.17: *Angoli tra i pioni misurati in decadimenti di τ (a sinistra) e in correnti neutre (a destra).*

figura 4.11 a pagina 72): l'energia media ricostruita è di circa 5.3 GeV, mentre la verità Monte Carlo ci dà un'energia media di circa 5.8 GeV per i pioni da τ. Le correnti neutre invece presentano uno spettro ricostruito con energia media più alta rispetto a quella vera: questo dipende dal fatto che l'algoritmo è strutturato in maniera tale da rigettare automaticamente eventi con angolo molto grande, in quanto se le particelle sono abbastanza aperte da uscire lateralmente dall'apparato, per il π^- non si troveranno *cluster* da associare nel calorimetro, o per il π^0 non rimarranno *cluster* elettromagnetici. Eventi con grande angolo - e dunque energia in media più bassa - non saranno accettati, e questo sposta lo spettro dei prodotti d'interazione verso energie più alte.

In figura 4.17 sono mostrati gli angoli misurati α_2 e β_2. Questo conferma quanto detto sopra a proposito dello spettro ricostruito dei pioni da interazione di NC: la distribuzione di β_2 si estende grosso modo fino a 0.5 rad mentre quella data da LUND (in figura 4.12) si estendeva fino a 3 rad.

Per gli angoli la separazione dei domini cinematici risulta più netta che non per le energie, anche se l'effetto è ridotto rispetto a quanto avveniva senza effetti di risoluzione strumentale. In figura 4.18 le distribuzioni degli angoli misurati sono mostrate sovrapposte.

Per quanto riguarda il grafico di figura 4.15, esso non è facilmente riproducibile sostituendo a quelle vere le grandezze misurate, in quanto la massa invariante calcolata utilizzando la direzione della particella carica prima del *kink* necessita di una misura in emulsione. Tuttavia, come detto nel §2.3.2, in emulsione è possibile misurare una direzione con una risoluzione che può arrivare fino a 0.4 $mrad$: appare dunque sensato riprodurre il grafico di figura 4.15 utilizzando per le energie, così come per la direzione del π^0, le quantità ricostruite da TAUEVE, ed usare invece per le direzioni delle tracce cariche, prima e dopo il *kink*, le direzioni date la LUND.

Il risultato è mostrato in figura 4.19: le zone di piano occupate dalle due classi di eventi risultano effettivamente ancora ben separate, per cui concludiamo che il criterio di discernimento descritto nel paragrafo precedente risulta essere un criterio valido anche quando si introducono le risoluzioni sperimentali.

Se si compie un taglio come quello mostrato in figura (la retta è $y = x + 0.09$) si elimina il 97% del fondo, con un'inefficienza del 6.5%. Questa è solo una possibile scelta; si può ad esempio preferire un'inefficienza minore, peggiorando leggermente l'abbattimento del fondo.

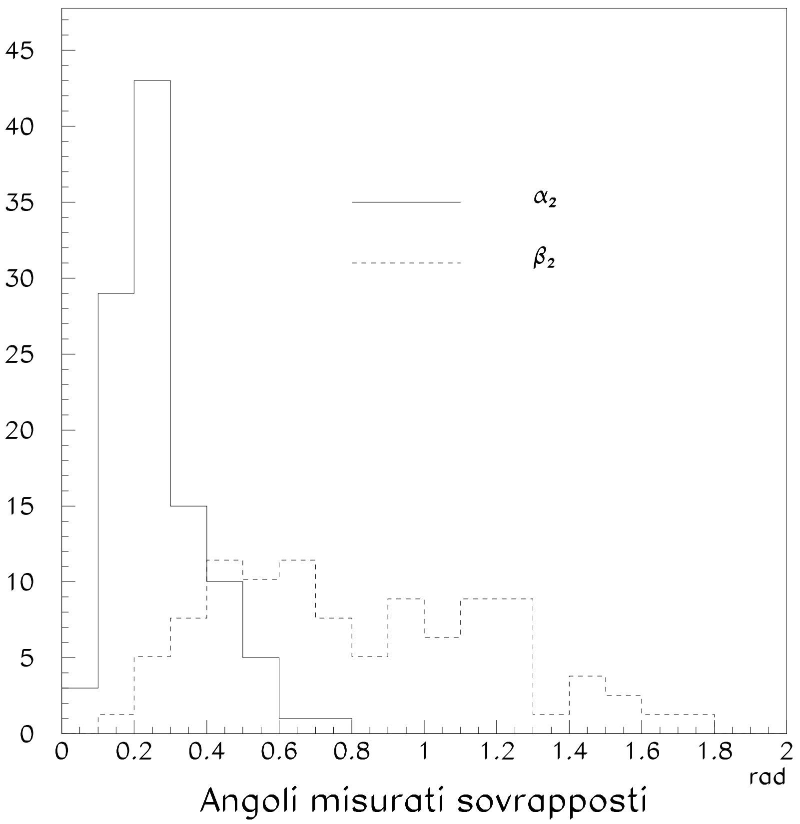


FIGURA 4.18: *Confronto tra i due angoli misurati.*

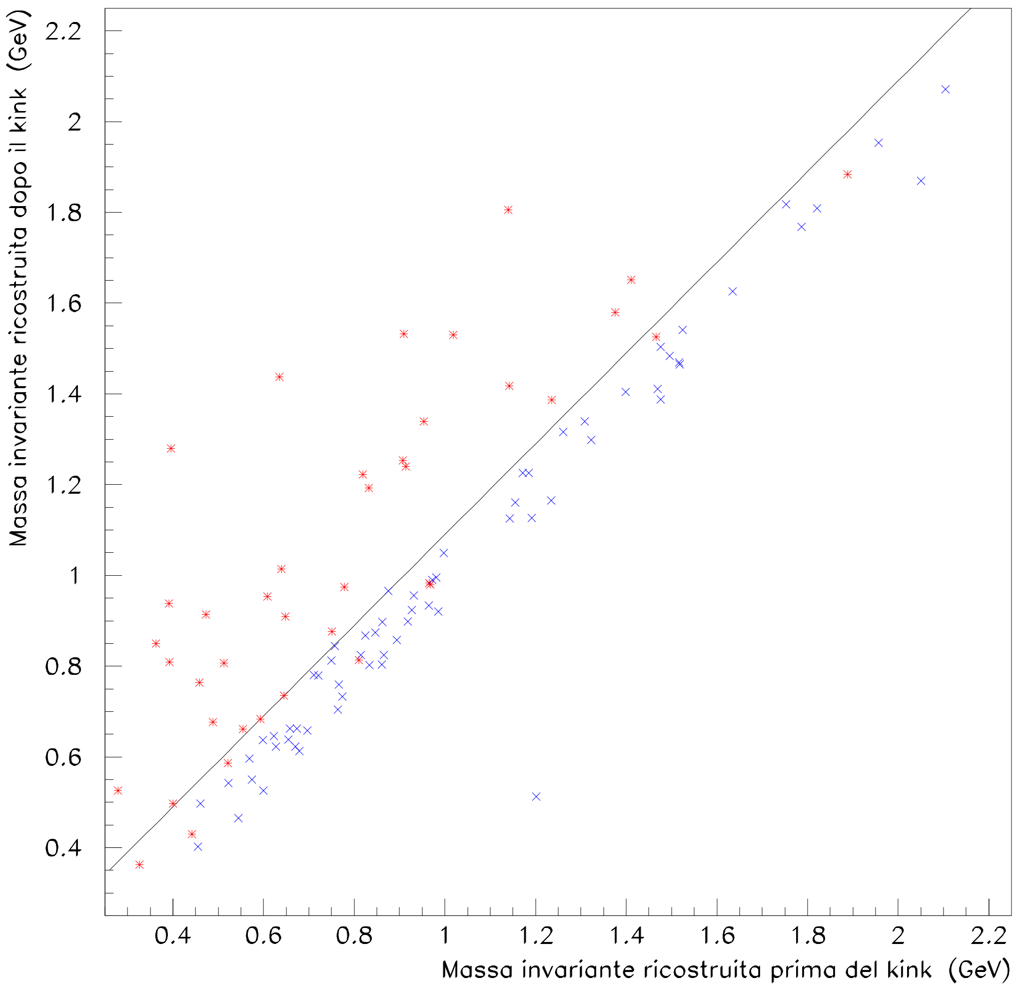


Figura 4.19: *In rosso: eventi* $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$; *in blu: eventi di corrente neutra. La spiegazione del grafico si trova nel testo. La retta è* $y = x + 0.09$.

Capitolo 5

Applicazione a CHORUS

Lo studio fin qui effettuato è stato portato avanti in modo indipendente dalla procedura di selezione degli eventi da analizzare comunemente usata nell'esperimento, anche se alcune richieste dell'algoritmo di ricostruzione sono in comune con quelle standard (come ad esempio l'avvenuta ricostruzione del vertice nonché della traccia carica in TT e DT).

In questo capitolo saranno riassunti innanzitutto i tagli cinematici correntemente utilizzati in CHORUS, e sarà poi data una stima del numero di τ che potrebbero rivelarsi utilizzando l'algoritmo TAUEVE nell'ambito dell'esperimento.

Al fine di ridurre il numero di eventi che costituiscono un fondo per la reazione $\nu_\tau N \to \tau X$ e decadimenti successivi del τ, in sede di analisi vengono applicati alcuni tagli cinematici, e gli eventi che sopravvivono vengono analizzati anche in emulsione.

A seconda del particolare canale di decadimento in studio (con o senza il muone), cambiano ovviamente i criteri di selezione; poiché siamo qui interessati ad un canale di decadimento di τ che non contiene il muone, riportiamo i tagli applicati quando si considerano i decadimenti in adroni. Osserviamo che alcune delle condizioni imposte servono ad assicurarsi che sia possibile una ricostruzione efficiente.

Si procede allora all'estrapolazione ed analisi in emulsione, seguendo le predizioni dei tracciatori a fibre, per ogni traccia adronica[6] che, in base a quanto misurato dall'apparato sperimentale, verifichi le condizioni seguenti [ZMu]:

1. sia associata al vertice dell'interazione ricostruito dai tracciatori, e quest'ultimo sia in emulsione;

[6]Di fatto si hanno in media 1.2 tracce adroniche per evento.

2. la sua traiettoria non intersechi nessuno dei sei raggi del magnete esagonale (questo introdurrebbe effetti dovuti alla diffusione multipla);

3. l'impulso misurato dal DT risulti compreso tra 1 e 20 GeV (il taglio in basso tende ad eliminare le tracce dovute a particelle prodotte in interazioni secondarie o da fotoni, mentre il taglio in alto è dettato dalla cattiva risoluzione dello spettrometro magnetico ad energie maggiori);

4. formi con l'asse del fascio un angolo minore di 0.4 rad (oltre tale angolo il *track selector* comincia a perdere capacità di allineamento).

I *white kink* costituiscono la principale sorgente di fondo per tutto il canale $0 - \mu$ nell'esperimento CHORUS: per questo motivo, vengono effettuate in sede di analisi alcune selezioni cinematiche "mirate", sugli eventi da considerarsi candidati a decadimento di τ [ZMu]:

1. il momento trasverso p_t dell'adrone prodotto, calcolato rispetto alla linea di volo della particella che ha subìto il *kink*, deve essere maggiore di $250\,MeV$: precedenti misure del momento trasverso di pioni prodotti in interazioni elastiche con nuclei [KEK] mostrano infatti una drastica riduzione del numero di eventi per $p_t > 300\,MeV$. Questo taglio ha inoltre l'effetto di abbattere quasi completamente l'altra sorgente di fondo importante in questo canale, costituita dal decadimento del K.

2. il *kink* deve aver luogo entro tre lastre, cioè entro $790 \times 3\,\mu m = 2.4\,mm$, a partire da quella in cui è stato localizzato il vertice di interazione (confrontare con la struttura dello *stack* di emulsioni descritto nel § 2.3.2); per lunghezze maggiori si aspettano infatti pochi decadimenti di τ, mentre la probabilità di *kink* rimane praticamente costante.

Passiamo ora a stimare il numero di eventi del tipo $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$ che ci si aspetta di poter rivelare in CHORUS con l'algoritmo sviluppato. I tagli 1 e 2 della prima serie sono già inseriti nell'algoritmo, mentre per quanto riguarda gli altri, per il canale in studio si ha che la frazione di eventi in cui il pione carico ha impulso compreso tra 1 e 20 GeV è l'86%, mentre la frazione di eventi con p_t maggiore di 250 MeV

è il 94%. Ancora il 90% dei decadimenti di τ avviene entro la prima lastra, per cui l'efficienza di rivelazione è data da

$$\epsilon = \frac{N^{riv}_{\tau\, qe}}{N^{cc}_{\nu_\mu}} = P_{osc} \cdot \frac{\sigma^{qe}_{\mu}}{\sigma^{cc}_{\mu}} \cdot \frac{\sigma^{qe}_{\tau}}{\sigma^{qe}_{\mu}} \cdot \mathrm{br}(\tau \to \rho) \cdot \varepsilon_{\text{CHORUS}} \cdot \varepsilon_{\text{TAUEVE}} \tag{5.1}$$

dove

P_{osc} è la probabilità di oscillazione $\nu_\mu \to \nu_\tau$;

$\sigma^{qe}_{\mu}/\sigma^{cc}_{\mu}$ è la frazione di interazioni di corrente carica di tipo quasi-elastico per ogni interazione di CC di ν_μ, e vale per energia media dei neutrini di 20 GeV, $3.5 \cdot 10^{-2}$;

$\sigma^{qe}_{\tau}/\sigma^{qe}_{\mu}$ è il rapporto tra le sezioni d'urto di corrente carica di tipo quasi-elastico per ν_τ e ν_μ, pari a 0.8;

$\mathrm{br}(\tau \to \rho)$ è il branching ratio per il canale di decadimento di τ in ρ, pari al 25.76% [PDG];

$\varepsilon_{\text{CHORUS}}$ è l'efficienza sull'individuazione del *kink*, che comprende l'efficienza di inseguimento della traccia e di identificazione del *kink* $\varepsilon_{scan} \simeq 0.5$, e i tagli cinematici, che danno, per quanto visto sopra, $\varepsilon_{cut} \simeq 0.72$;

$\varepsilon_{\text{TAUEVE}}$ è l'efficienza dell'algoritmo di ricostruzione sviluppato in questa tesi, pari all'11.5%.

Se si assume $P_{osc} = 1$, si ottiene allora $\epsilon \simeq 3 \cdot 10^{-4}$ (per confronto, si osservi che per il canale col muone l'efficienza corrispondente è dell'ordine di 10^{-2} [UMu]).

Considerando che CHORUS ha collezionato un numero di interazioni da corrente carica dell'ordine di 10^6, si avrebbero, nel canale qui considerato, 300 eventi aspettati. Tuttavia i limiti attualmente raggiunti escludono che P_{osc} sia maggiore di 10^{-3}, per cui si aspettano al massimo 0.3 eventi.

Nell'ambito dell'esperimento CHORUS lo studio di fattibilità qui presentato, che si è dimostrato essere possibile con l'apparato a disposizione, non risulta dunque utile, in quanto si avrebbe una statistica insufficiente a trarre conclusioni attendibili. Non limitando l'analisi alle interazioni quasi-elastiche si guadagnerebbe un fattore 25 dalla fisica, ma la bassa efficienza ottenuta sul caso semplificato fa supporre che l'analisi del caso profondamente anelastico sia di difficile attuazione con l'attuale configurazione dell'apparato sperimentale. Ciò non toglie che il canale sia interessante in quanto possiede un branching ratio elevato ed una segnatura nitida, e dunque andrebbe senz'altro contemplato negli esperimenti di oscillazioni a venire.

In ultimo, un accenno all'entità del fondo da *white kink*. Si stima [CN3] che pioni con lo spettro energetico caratteristico degli adroni prodotti in CHORUS abbiano, applicando il taglio suddetto in p_t, un cammino libero medio in emulsione $\lambda_{wk} \sim 22\,m$; questo, limitandosi alle prime tre lastre dopo il vertice di interazione, porta ad un fondo aspettato di 6 eventi da *white kink* su tutto il campione di interazioni da corrente neutra attese in CHORUS [ZMu].

Allo stato attuale di sviluppo dell'algoritmo, in linea di principio costituiscono un fondo per il canale $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$ tutti quegli eventi di corrente neutra in cui sia prodotto solo un π^- come traccia negativa, e un numero qualsiasi di neutri, in quanto l'algoritmo non contiene criteri per stabilire quante particelle neutre siano presenti. Ovviamente però, per sviluppi futuri, un criterio del genere andrebbe inserito.

In tal caso, poiché gli eventi del tipo $\nu_\mu\, n \rightarrow\ \nu_\mu\ \pi^-\pi^0\, p$ costituiscono il 2.3% di tutte le correnti neutre, e la frazione ρ-risonante è l'87%, ci aspetteremo in prima approssimazione $6 \cdot 2.3 \cdot 10^{-2} \cdot 0.87 = 0.1$ eventi di fondo, senza tenere conto di tagli ed efficienze dell'algoritmo.

Anche a prescindere da questi, comunque, lo studio eseguito nel capitolo precedente sulla simulazione dei *white kink* ci mostra che, utilizzando il criterio di selezione descritto nel §4.2.3, riusciamo ad eliminare quasi completamente il fondo, ad ulteriore conferma della "bontà" del canale $\tau \rightarrow \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$.

Conclusioni

Il presente lavoro di tesi è dedicato alla ricerca della risonanza ρ^- in stati finali di interazioni di neutrino utilizzando l'apparato ibrido, costituito da un bersaglio di emulsioni e da rivelatori elettronici, dell'esperimento CHORUS.

La risonanza in questione è stata ricercata prima di tutto in eventi simulati di interazione di ν_τ in cui si produce un τ in modo quasi-elastico, e questo decade secondo $\tau \to \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$; in emulsione la presenza di τ è caratterizzata da una traccia che presenta una spezzatura, detta in gergo *kink*. Dal momento che la frazione di pioni non risonanti prodotti nel decadimento è trascurabile, l'eventuale presenza di ρ^- nello spettro di massa invariante costituirebbe una forte indicazione della presenza del τ.

È stato dunque sviluppato un algoritmo che, applicato alla classe di eventi descritta sopra, consente di ricostruire lo spettro di massa invariante dei pioni, raggiungendo un'efficienza dell'11.5% ed una risoluzione di 160 MeV; il fatto che la risoluzione ottenuta sia confrontabile con la larghezza della risonanza fa sì che il segnale non venga distrutto quando si introducono gli effetti strumentali, e che quindi la risonanza risulti effettivamente rivelabile.

È stata poi presa in considerazione la fonte principale di fondo per il segnale in studio, cioè una categoria di eventi che presenta in comune con $\tau \to \pi^0\ \pi^-\ \nu_\tau$ le due segnature più importanti: la presenza della risonanza, e la caratteristica forma della traccia in emulsione. Tale categoria consiste negli eventi di corrente neutra di ν_μ della forma $\nu_\mu\, n \to\ \nu_\mu\ \pi^-\pi^0\, p$ (i quali risultano essere ρ - risonanti all'87%), in cui π^- venga diffuso da un nucleo in emulsione senza che sia visibile il rinculo di quest'ultimo (di nuovo in gergo, il π^- subisce un *white kink*).

Inizialmente, si è presa in considerazione la segnatura costituita dalla presenza del ρ^-, e l'algoritmo già sviluppato è stato applicato ad eventi simulati del tipo $\nu_\mu\, n \rightarrow \ \nu_\mu\ \pi^- \pi^0\, p$, e se ne sono di nuovo studiate l'efficienza e la risoluzione. L'efficienza risulta essere l'8.3%, e la risoluzione sulla massa invariante è ancora di 170 MeV, quindi il picco è rivelabile anche nel caso del fondo, con considerazioni analoghe a quelle fatte sopra.

Per poter prendere in considerazione anche la seconda segnatura, è stato necessario simulare un campione di eventi di corrente neutra aventi lo stato finale $\pi^-\ \pi^0$, in cui il π^- subisse un *white kink*.

Lo studio degli eventi simulati ha dimostrato che è possibile fornire un criterio generale che permette di distinguere il segnale dal fondo. Se si riporta in un grafico su un asse la massa invariante calcolata utilizzando come direzione della particella carica quella precedente il *kink*, e sull'altro asse la massa invariante calcolata utilizzando la direzione della particella carica dopo il *kink*, si osserva che le due classi di eventi, segnale e fondo, vanno ad occupare due zone di piano quasi completamente separate, e questo comportamento non si altera quando si utilizzano le grandezze ricostruite e quindi affette dalle risoluzioni sperimentali.

Nel caso di esperimenti con pochi eventi, come CHORUS, questo criterio può essere utilizzato per ridurre il fondo ed aumentare la sensibilitrà dell'esperimento, mentre in esperimenti dotati di statistica sufficiente, sarà possibile per questo particolare canale abbattere praticamente tutto il fondo non ancora eliminato dai tagli cinematici “standard”.

Appendice

Dettagli tecnici sull'algoritmo

Riporto qui, per non frammentare eccessivamente l'esposizione principale, alcuni dettagli tenici relativi all'algoritmo TAUEVE, a beneficio di chi fosse interessato a conoscerne i particolari, per controlli o per sviluppi futuri; farò esplicito riferimento ai banchi di ZEBRA creati dagli algoritmi che costituiscono CHORAL.

Descriverò solo la parte di algoritmo che effettua la ricostruzione delle quantità cinematiche, tralasciando quella in cui si compie la selezione degli eventi da passare alla ricostruzione a partire dal Monte Carlo, e che differisce ovviamente a seconda della categoria di eventi a cui l'algoritmo è applicato (decadimenti di τ e interazioni indotte da NC di ν_μ).

L'unica richiesta fatta a livello di Monte Carlo (LUND) in comune a tutte e due le classi di eventi sono le seguenti:

1. esistano i banchi KINE e VERT (della cinematica e del vertice), dai quali sono lette le grandezze come generate da LUND;
2. il vertice di interazione del neutrino cada in un *volume fiduciale*, che corrisponde grosso modo ai quattro *stack* di emulsioni, così definito:

$$-21.6\,cm \leq x \leq -14.4\,cm$$
$$-13.8\,cm \leq x \leq -10.9\,cm$$
$$10.9\,cm \leq x \leq 13.8\,cm$$
$$21.6\,cm \leq x \leq 24.4\,cm$$

$$\mid v \mid < 70\,cm$$

dove x è la coordinata longitudinale del vertice, e $v = x, y$ è la coordinata trasversa. Se tali condizioni non sono soddisfatte, l'evento è scartato.

Selezioni preliminari

Prima di procedere alla ricostruzione della cinematica, si chiede che l'evento possieda alcune caratteristiche:

1. esistano i banchi VTEX (ricostruzione del vertice dalle tracce nel TT);

2. esistano i banchi SCSE (decodifica dei segnali dagli scintillatori del calorimetro).

Se non esistono i banchi elencati sopra, l'evento è scartato; altrimenti si procede alla ricostruzione della particella carica.

Cinematica della particella carica

Sono utilizzati qui i banchi DTCA (associazione DT-calorimetro): per andare avanti con la ricostruzione si richiede che essi esistano.

DTCA lavora proiezione per proiezione; prima di passare alla ricostruzione, si richiede che:

1. esista una ed una sola traccia associata in entrambe le proiezioni;

2. il segno associato a tale traccia sia negativo.

Se non si trova la traccia con tali caratteristiche, o se ne trova più di una, l'evento è scartato. Se invece l'evento sopravvive, si leggono dal banco DTCA le energie dei due *cluster* nel calorimetro associati alla traccia selezionata, in ciascuna proiezione, e come energia della particella carica si prende la loro somma. La direzione si ricava invece leggendo le pendenze della traccia in questione, ricavate dal DT.

Si prende inoltre nota del numero d'ordine che la routine che effettua il raggruppamento e la proiezione sul primo piano dei rilasci nel calorimetro (CLUENE) aveva assegnato ai due *cluster* utilizzati.

Si procede a questo punto alla ricostruzione delle grandezze cinematiche relative alla particella neutra.

Cinematica della particella neutra

Si utilizzano qui i banchi CLCA (identificazione dei *cluster* nel calorimetro), creati dalla routine CLUENE citata sopra, e che sono in grado di "parlare" con i banchi DTCA. Se i banchi CLCA non esistono, al solito l'evento viene scartato.

Altrimenti, si procede come segue (per ognuna delle due proiezioni):

1. si fa un ciclo su tutti i *cluster* tranne che su quello già asseganto alla particella carica nel passo precedente, e si leggono dal banco l'energia totale e la frazione di energia elettromagnetica di ciascun *cluster*;

2. si isolano i *cluster* per i quali la frazione di energia elettromagnetica sia maggiore di una soglia fissata (nella fattispecie, il 90%); se se ne trova uno o più di uno con le caratteristiche desiderate, l'energia rilasciata dalla particella neutra (limitatamente ai piani appartenenti alla proiezione in considerazione) si assume essere la somma delle energie dei *cluster* selezionati.

Perché l'evento sia accettato, quanto detto sopra deve verificarsi in entrambe le proiezioni: in tal caso, l'energia totale della particella neutra è data dalla somma delle energie ricavate separatamente nelle due proiezioni.

Per la direzione, si calcola in ciascuna proiezione il baricentro pesato dei *cluster* elettromagnetici selezionati, e la direzione si ricava congiungendo il baricentro col vertice ricostruito.

Bibliografia

[BEBC1] D. Allasia et al., "Inclusive ρ^0 production in $\bar{\nu}_\mu D$ and $\nu_\mu D$ charged current interactions", *Nuclear Physics* **B 268** (1985).

[BEBC2] H. Grässler et al., "Inclusive ρ^0 production in $\bar{\nu}_\mu p$ charged current interactions", *Nuclear Physics* **B 272** (1996).

[BV] F. Boehm and P. Vogel, "Physics of massive neutrinos", Cambridge University Press (1987).

[Cal] S. Buontempo et al., *Nuclear Instruments and Methods in physics research* **A 349** (1994).

[CN1] B. V. de Vyver and P. Zucchelli, *Chorus Internal Note*, CERN-PPE/96-113 (1996).

[CN2] P. Migliozzi, *Chorus Internal Note*, CERN-PPE/97-008 (1997).

[CN3] F. Cassol, *Chorus Internal Note*, CERN-PPE/98-002 (1998).

[Co1] G. Smoot et al., *Astrophysical Journal* **L1 396** (1992).

[Co2] E. Wright et al., *Astrophysical Journal* **L13 396** (1992).

[CDe] E. Eskut et al., *Nuclear Instruments and Methods in physics research* **A 401** (1994).

[CPr] The CHORUS Collaboration, "The CHORUS experiment to search for $\nu_\mu \to \nu_\tau$ oscillation", CERN-PPE/97-33 (1997).

[DSS] M. Davis, F. Summer and D. Schlegel, *Nature* **359** (1992).

[DT] F. Bergsma et al., *Nuclear Instruments and Methods in phisycs research* **A 357** (1994).

[E531] N. Ushida et al., *Physical Review Letters* **57** (1986).

[ELN] J. Ellis, J. Lopez and D. Nanopoulos, "The prospects for CHORUS and NOMAD in the light of COBE and GALLEX", CERN-TH/6569-92 (1992).

[EmS1] S. Aoki et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **B 51** (1990).

[EmS2] G. Rosa et al., DSF US 97/1 (1997).

[GeD] Application Software Group, "Geant detector description and tools", CERN *program library long writeups* Q123 (1993).

[GIM] S. L. Glashow, J. Iliopulos and L. Maiani, *Phisical Review* **D 2** (1970).

[Gl] S. L. Glashow, *Nuclear Physics* **B 22** (1961).

[GR] R. M. Wald, "General Relativity", University of Chicago Press (1984).

[GRS] M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky in *Supergravity*, North Holland, Amsterdam (1979)

[Ha] H. Harari, *Physics Letters* **B 216** (1989).

[Jac] J. D. Jackson, *Nuovo Cimento* **34 A** (1964).

[KEK] K. Kodama et al., FERMILAB P803 Proposal, Appendix D (1993).

[KT] E. Kolb and M. Turner, "The Early Universe", Addison Wesley (1990).

[Lun] G. Ingelman et al., Lepto 6.5, DESY 96-057 (1996).

[PDG] Particle Data Group, *Phys. Rev.* **D 54** (1996).

[RCa] E. Di Capua et al., “Response to electron and pions of the calorimeter for the CHORUS experiment”, submitted to *Nuclear instruments and methods.*

[SK] Al momento è disponibile in proposito solo materiale sul Web; si vedano ad esempio il comunicato stampa ufficiale in `http://www.phys.hawaii.edu/~jgl/neutrino_news.html`, e le trasparenze presentate dalla collaborazione Super Kamiokande in occasione di “Neutrino ’98” (Takayama, 4 - 9 giugno 1998) in `http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/nu98/scan/index.html`.

[Tar] S. Aoki et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A 344** (1994).

[UAm] U. Amaldi, “Fluctuations in Calorimetry Measurements”, *Physica Scripta* **23** (1981).

[UMu] The CHORUS Collaboration, “A search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation”, submitted to *Physics Letters* (1987).

[VdV] B. Van de Vyver, *Nuclear Instruments and methods* **A 385** (1997).

[Wei] S. Weinberg, *Physical Review Letters* **19** (1967).

[Wi] K. Winter, editor, “Neutrino Physics”, Cambridge Press (1991).

[ZMu] The CHORUS Collaboration, “Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation using the τ single hadronic decay modes”, submitted to *Physics Letters* (1998).

[ZN] Ja. B. Zel’dovič and I. D. Novikov, “Relativistic Astrophysics”, University of Chicago Press (1983).

Ringraziamenti

Grazie a:

i miei relatori, Giancarlo Piredda e Pier Ferruccio Loverre, per la disponibilità e la gran pazienza con cui mi hanno seguito durante lo svolgimento del lavoro, e per tutto quello che ho avuto modo di imparare da loro;

i membri del gruppo di Roma della collaborazione CHORUS, in particolare il professor Ubaldo Dore, il dottor Lucio Ludovici, il professor Gianni Rosa, la dottoressa Roberta Santacesaria, la dottoressa Alessia Satta, che hanno sempre fornito utili suggerimenti e non si sono tirati indietro nemmeno di fronte alle domande più "tediose";

i membri di CHORUS al CERN, per la simpatia dimostrata quando ho avuto occasione di essere lì per partecipare alla presa dati; in particolare, ringrazio Pasquale per lo stoico sostegno morale;

gli amici tutti, con i quali abbiamo condiviso gioie ed affanni - prevalendo fortunatamente le prime...

il mio grande Gerardo;

importantissima, mamma, lo sponsor.