Indice

Introduzione

La questione della massa non nulla dei neutrini e di un conseguente *mixing* fra le tre famiglie costituisce una delle attuali sfide nel campo della fisica sperimentale delle alte energie [1], [2], [3].

L'esperimento CHORUS (*Cern Hybrid Oscillation Research apparatUS*), si propone di ricercare le oscillazioni $\nu_\mu \to \nu_\tau$ studiando le interazioni del fascio di ν_μ a banda larga del CERN su un bersaglio costituito da circa 800 kg di emulsioni. Il segnale di una eventuale oscillazione sarebbe dato dall'identificazione di una interazione di corrente carica (CC nel seguito) iniziata da un ν_τ. In questo caso sarebbero osservabili i prodotti di decadimento del leptone τ.

Alle energie dello spettro del fascio di neutrini usato in CHORUS, il τ avrebbe un percorso medio di 1.5 mm prima di decadere. Le emulsioni permettono l'osservazione diretta del decadimento del τ, ma la produzione di particelle charmate cariche con vita media e massa simile a quella del τ, può costituire un fondo per il segnale cercato[1].

[1] Il processo da cui derivano le particelle charmate è:

$$\overline{\nu}_\mu + N \longrightarrow \mu^+ + \mathrm{D}^- + X$$

$$\mathrm{D}^- \longrightarrow \mu^- + neutri$$

Questi eventi sono detti *dimuoni da antineutrino* per la presenza di due muoni: uno positivo dall'interazione di CC dell'antineutrino e l'altro negativo dal decadimento della particella charmata. Esistono anche eventi detti *dimuo-*

Gli obiettivi principali di questa tesi sono: studiare gli eventi di fondo al decadimento $\tau^- \to \mu^-$ provenienti dal decadimento di particelle charmate e stimare l'incidenza di questi eventi.

Il primo capitolo contiene dei cenni sulle oscillazioni di neutrino e una spiegazione degli scopi dell'esperimento. Segue poi una breve descrizione dell'apparato sperimentale di CHORUS.

Il secondo capitolo è dedicato alla fisica del decadimento del τ e ai possibili fondi con particolare attenzione al decadimento $\tau^- \to \mu^-$ e al relativo fondo da particelle charmate.

Nel terzo capitolo è descritta la preparazione di uno strumento pratico che sarà utile nell'analisi degli eventi per lo studio del fondo. Ho progettato e realizzato una versione modificata del programma di ricostruzione e analisi dati di CHORUS. Questa versione, che permette di processare i dati in *batch* salvando statistiche globali e schermate grafiche di eventi selezionati, è stata ampiamente usata per produrre i risultati esposti nel seguito.

Nel quarto capitolo sono passato allo studio del fondo vero e proprio. Come studio preliminare ho svolto una ricerca sulla possibilità che la geometria di un decadimento $\tau^- \to \mu^-$ possa influenzare l'algoritmo di ricostruzione del vertice primario dell'interazione di neutrino. Ho verificato che, nonostante il μ^- dal decadimento del τ^- punti al vertice secondario, ha effetto trascurabile sull'identificazione della lastra di emulsione colpita, e quindi

ni da neutrino, del cui ruolo parleremo nel seguito, corrispondenti al processo

$$\nu_\mu + N \longrightarrow \mu^- + \mathrm{D}^+ + X$$
$$\mathrm{D}^+ \longrightarrow \mu^+ + X$$

sull'identificazione dell'evento stesso.

Un campione di circa 30000 eventi simulati nel canale dei *dimuoni da antineutrino* è stato sottoposto alle stesse selezioni usate nella ricerca del decadimento $\tau^- \to \mu^-$: ricostruzione del vertice, identificazione dei muoni, tagli geometrici e cinematici, ricerca del decadimento nelle emulsioni. Si passa poi a studiare la possibilità che esista un fondo di tipo simile, originato però nel canale dei *dimuoni da neutrino*.

Le previsioni ottenute per il tasso di produzione di questi due tipi di evento sono infine messe in relazione con la statistica di eventi di neutrino raccolti nell'esperimento, permettendo così di dire quanti sono gli eventi di fondo aspettati.

Nel quinto capitolo infine, ho svolto uno studio su una particolare categoria di eventi. Abbiamo considerato la produzione di particelle charmate nel fascio di ν_μ. Queste sono prodotte in maniera abbondante (qualche centinaio di eventi osservabili per tutto l'esperimento), ma non costituiscono fondo perché la particella charmata che decade ha carica positiva. Questi eventi sono invece interessanti per altri motivi: permettono uno studio della fisica del quark *charm* e, presentando una geometria di decadimento simile a quella del τ, possono essere usati come verifica per le tecniche di ricerca del decadimento $\tau^- \to \mu^-$.

È stata quindi studiata l'efficienza di identificazione di questi eventi, usando le stesse tecniche (con opportune modifiche) usate nel quarto capitolo per selezionare gli eventi di fondo. Una prima verifica, fatta con bassa statistica, ha dato buone indicazioni sulla correttezza delle previsioni.

Questa concordanza fra previsioni e dati reali, costituisce un valido test di attendibilità anche per i risultati relativi al fondo, che ho ricavato nel quarto capitolo con le stesse tecniche.

Capitolo 1

L'esperimento CHORUS

1.1 I neutrini: generalità, massa e oscillazioni

Il *Modello Standard* che descrive la fisica delle particelle elementari prevede l'esistenza di tre famiglie leptoniche, e quindi l'esistenza di tre tipi di neutrini.

I limiti attuali sulla massa dei neutrini sono tutti molto bassi e compatibili con zero (v. tabella 1.1).

m_ν	lim. sup. C.L. 90%
m_{ν_e}	15 eV
m_{ν_μ}	0.17 MeV
m_{ν_τ}	24 MeV

Tabella 1.1: Limiti superiori sulla massa dei neutrini [4].

Se le masse dei neutrini fossero, per quanto piccole, diverse da zero, potrebbe verificarsi un *mixing* fra le tre famiglie in maniera analoga a quanto avviene con i *quark*. I neutrini associati ai leptoni e, μ e τ, autostati dell'interazione debole, non sarebbero dunque autostati di massa, ma combinazioni lineari di altre tre particelle aventi massa definita. In questo caso, la matrice 3x3 che consente il passaggio dai neutrini "massivi" agli autostati dell'interazione debole, dipende da due angoli di *mixing*. Per gli scopi di questa tesi è utile considerare il solo *mixing* fra ν_μ e ν_τ, dato da:

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\vartheta & sin\vartheta \\ -sin\vartheta & cos\vartheta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

Dove ν_2 e ν_3 sono gli autostati di massa che, mescolati, danno gli stati fisici osservati ν_μ e ν_τ.

Come conseguenza un ν_μ proveniente, per esempio, dal decadimento di un pione, sarebbe combinazione lineare degli stati ν_2 e ν_3 che, avendo masse differenti, hanno una diversa evoluzione temporale. Essendo infatti:

$$\nu_\mu = cos\vartheta \cdot \nu_2 + sin\vartheta \cdot \nu_3 \tag{1.2}$$

$$\nu_\tau = cos\vartheta \cdot \nu_3 - sin\vartheta \cdot \nu_2 \tag{1.3}$$

si ha che:

$$\begin{aligned} \nu_\mu(t) &= e^{-iE_2t}cos\vartheta \cdot \nu_2 + e^{-iE_3t}sin\vartheta \cdot \nu_3 \\ &= (cos^2\vartheta \cdot e^{-iE_2t} + sin^2\vartheta \cdot e^{-iE_3t})\nu_\mu + sin\vartheta \cdot cos\vartheta \cdot (e^{-iE_2t} - e^{-iE_3t})\nu_\tau \end{aligned} \tag{1.4}$$

Dal punto di vista sperimentale questo implica che, producendo un fascio di ν_μ di energia media E, ed osservandone le interazioni dopo un percorso L, si ha una probabilità diversa da zero di osservare eventi di ν_τ. Svolgendo il calcolo si trova [5]

$$P(\nu_\mu \to \nu_\tau) = sin^2(2\vartheta) \cdot sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2[eV^2] \cdot L[km]}{E[GeV]}\right) \tag{1.5}$$

Nella (1.5) (scritta in unità $c = \hbar = 1$) le costanti fisiche da determinare sono l'angolo di *mixing* (ϑ) e $\Delta m^2 =\mid m_2^2 - m_3^2 \mid$, mentre l'energia del neutrino

(E) e la distanza percorsa (L) sono dati sperimentali. Per piccoli angoli di *mixing* è uso corrente parlare di m_{ν_e}, m_{ν_μ} e m_{ν_τ}, volendo indicare in realtà le masse di $\nu_{1,2,3}$

L'evidenza sperimentale di oscillazioni di neutrino sarebbe una prova indiretta della massa non nulla dei neutrini, con importanti implicazioni sperimentali e teoriche non solo nella fisica delle particelle elementari, ma anche nel campo della cosmologia e dell'astrofisica[1] [6], [7], [8].

In particolare CHORUS è stato progettato nell'ipotesi $m_{\nu_\tau} > m_{\nu_\mu} > m_{\nu_e}$ che, nel caso di una $m_{\nu_\tau} \sim 10eV$, corrisponde nel modello cosmologico del *Big Bang* ad un valore del rapporto fra densità di massa attuale e densità critica

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} = 1 \tag{1.6}$$

Si avrebbe cioè un universo stazionario nel modello cosmologico del *Big Bang*. La massima sensibilità di CHORUS si ha per un valore di $\Delta m^2 \sim 30\ eV^2$ a cui corrisponde, trascurando m_{ν_μ}, $m_{\nu_\tau} \sim 5eV$. La sensibilità di CHORUS è quindi tale da permettere una verifica di questo modello cosmologico.

I limiti sui parametri di oscillazione posti da esperimenti precedenti a CHORUS sono indicati in figura 1.1, insieme alla zona che sarà esplorata da CHORUS (e che in parte è già stata esplorata).

1.2 La tecnica di CHORUS e l'apparato sperimentale

L'esperimento CHORUS [9], [10] (*Cern Hybrid Oscillation Research apparatUS*), che ha raccolto dati di interazioni di neutrino fra il 1994 e il 1997,

[1] Per esempio nel problema della massa oscura e nello studio dei neutrini solari

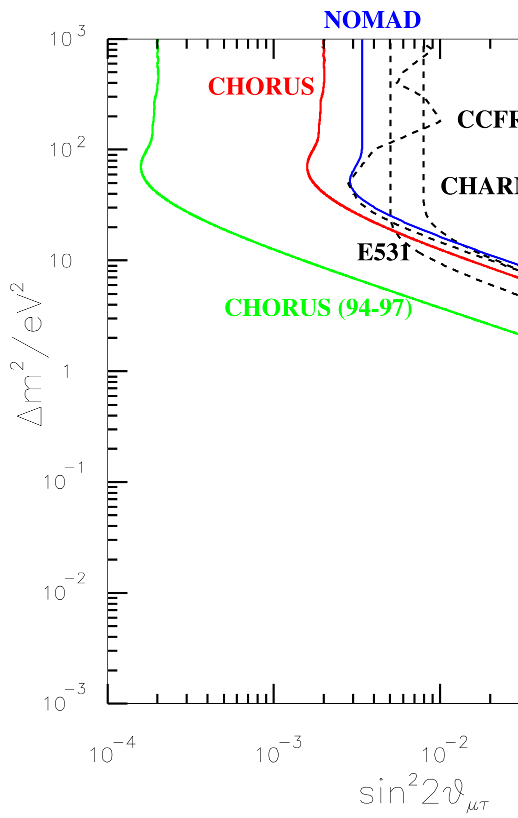


Figura 1.1: Limiti sui parametri di oscillazione.

si propone di trovare oscillazioni $\nu_\mu \to \nu_\tau$ cercando interazioni di corrente carica iniziate da un ν_τ in un fascio di ν_μ; in particolare ci si propone di identificare l'interazione $\nu_\tau + N \to \tau^- + X$

La vita media del τ è di 3×10^{-13} s che, ad un'energia media aspettata di 32 GeV, corrisponde ad un percorso medio di 1.5 mm; è quindi necessario disporre di un apparato di risoluzione adeguata se si vuole osservare direttamente la traccia del τ. Tale apparato è costituito da un bersaglio di emulsioni nucleari.

Le interazioni di corrente carica del ν_τ sono caratterizzate dal decadimento del leptone τ che, nello stato finale, dà luogo a configurazioni geometriche riconoscibili come segnatura sperimentale dell'avvenuta produzione di ν_τ.

L'esperimento CHORUS è stato progettato per essere in grado di determinare le grandezze cinematiche degli eventi e di osservare direttamente il decadimento del τ.

CHORUS copre circa l'82% dei possibili decadimenti del τ, cercando nei seguenti canali:

$\tau^- \to \mu^- \overline{\nu}_\mu \nu_\tau$ 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%

CHORUS adotta un approccio "ibrido", combinando la tecnica di rilevazione diretta in emulsioni con classici apparati di tracciamento, calorimetria e spettrometria. Un diagramma schematico del rivelatore è riportato in figura 1.2. L'apparato sperimentale è costituito da un bersaglio di emulsioni, un sistema tracciante a fibre scintillanti, vari piani di scintillatori per il *trigger*, un magnete in aria, un calorimetro a strati di piombo e scintillatori, uno spettrometro per muoni.

Il materiale del bersaglio consiste di circa 770 kg di emulsioni nucleari, nelle quali sono registrate le interazioni di neutrino. Le emulsioni nucleari forniscono una informazione spaziale tridimensionale con una risoluzione dell'ordine di $1\mu m$, nonché un'alta densità di punti ($300 punti/mm$) lungo le tracce. Queste caratteristiche sono ideali per identificare senza ambiguità particelle con vita media molto piccola. La ricostruzione e l'analisi degli eventi di neutrino in emulsione è svolta da sistemi automatici di *scanning*.

Il bersaglio di emulsioni è seguito da un sistema tracciante di fibre scintillanti, il *fiber tracker*, che è in grado di fornire una predizione accurata della traiettoria delle particelle cariche all'indietro verso la zona delle emulsioni. La buona capacità di questo sistema nel risolvere due tracce vicine è cruciale per la ricostruzione degli eventi. Insieme con il magnete, il *fiber tracker* misura anche la carica e la quantità di moto delle particelle. Il calorimetro provvede ad una misura di energia e direzione degli sciami adronici ed elettromagnetici, ma è dotato anche di capacità traccianti, in particolare nel seguire ed identificare le tracce dei muoni. La carica elettrica e la quantità di moto dei muoni sono misurate dall'apparato finale: lo spettrometro.

1.2.1 Il fascio di neutrini

Il fascio di ν_μ dell'esperimento CHORUS è fornito dalla *West Area Neutrino Facility* (WANF) dell' acceleratore di protoni SPS del CERN. I protoni sono accelerati dall'SPS fino ad un'energia di 450 GeV, con un periodo di 14.4 secondi. Essi sono estratti in due finestre temporali della durata di 6 ms, separate fra loro da 2.7 s, e sono poi indirizzati su di un bersaglio di berillio, producendo principalmente pioni e kaoni. La struttura temporale del ciclo di estrazione dall'SPS è riportata in figura 1.3.

I mesoni positivi sono focalizzati da due *lenti magnetiche* (dette *horn* e *reflector*), che contemporaneamente defocalizzano i mesoni negativi. Tuttavia nel fascio è presente una contaminazione del 3.8% di $\overline{\nu}_\mu$ dovuta al decadimen-

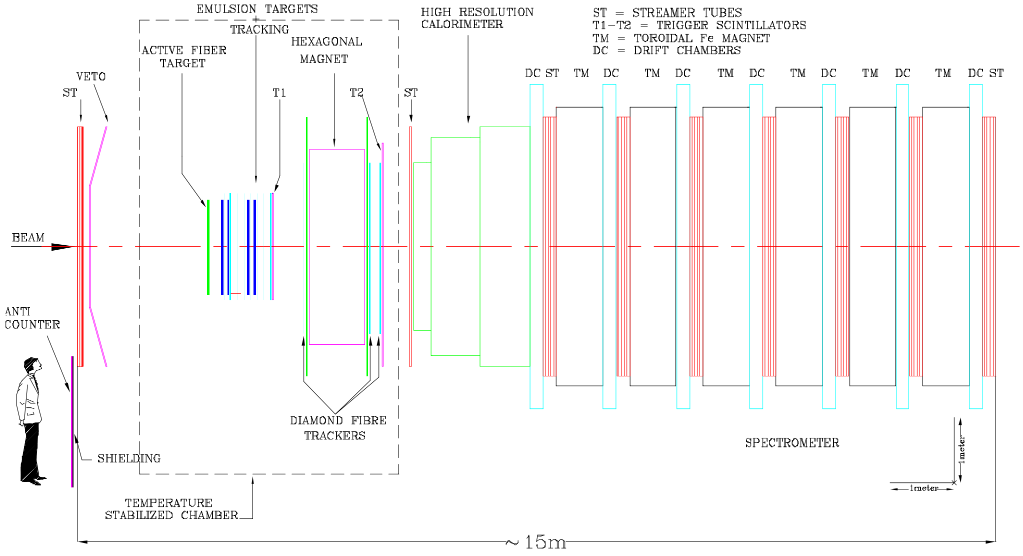


Figura 1.2: Visione d'insieme dell'apparato sperimentale di CHORUS.

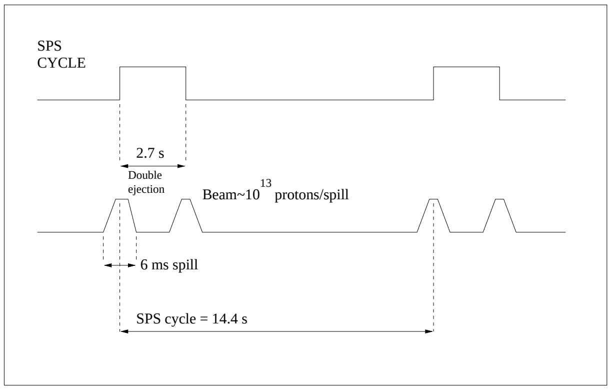


Figura 1.3: Struttura temporale del ciclo di estrazione del fascio di ν_μ dall'SPS

to di mesoni negativi, del 0.93% di ν_e e del 0.19% di $\overline{\nu}_e$ dovuti al decadimento di kaoni, come riportato in tabella 1.2. La contaminazione di $\overline{\nu}_\mu$ è importante in quanto essi possono avere interazioni di CC con produzione di D^-, che, simulando il decadimento del τ^-, sono una delle sorgenti di fondo.

Le abbondanze relative e le energie medie di tutte le specie di neutrini presenti nel fascio sono state misurate nel precedente esperimento CHARM II. I valori relativi al rivelatore di CHORUS, che ha dimensioni laterali più piccole e si trova circa 60 metri più vicino al fascio, possono essere stimati da queste misure precedenti con l'aiuto di una simulazione Monte Carlo, i cui risultati sono riportati nella tabella 1.2.

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

Tabella 1.2: Composizione del fascio di neutrini utilizzato per l'esperimento CHORUS. Gli errori indicati sono quelli statistici della simulazione MC.

La figura 1.4 mostra lo spettro di energia delle diverse componenti del fascio di neutrini di CHORUS, simulato da un MC. Gli errori indicati sono quelli statistici della simulazione MC, ma le reali incertezze nella simulazione sono ancora piuttosto alte, poiché studi dettagliati sulla composizione del fascio sono ancora in fase di svolgimento. Questo influirà sugli errori dei risultati che saranno ricavati nei capitoli successivi.

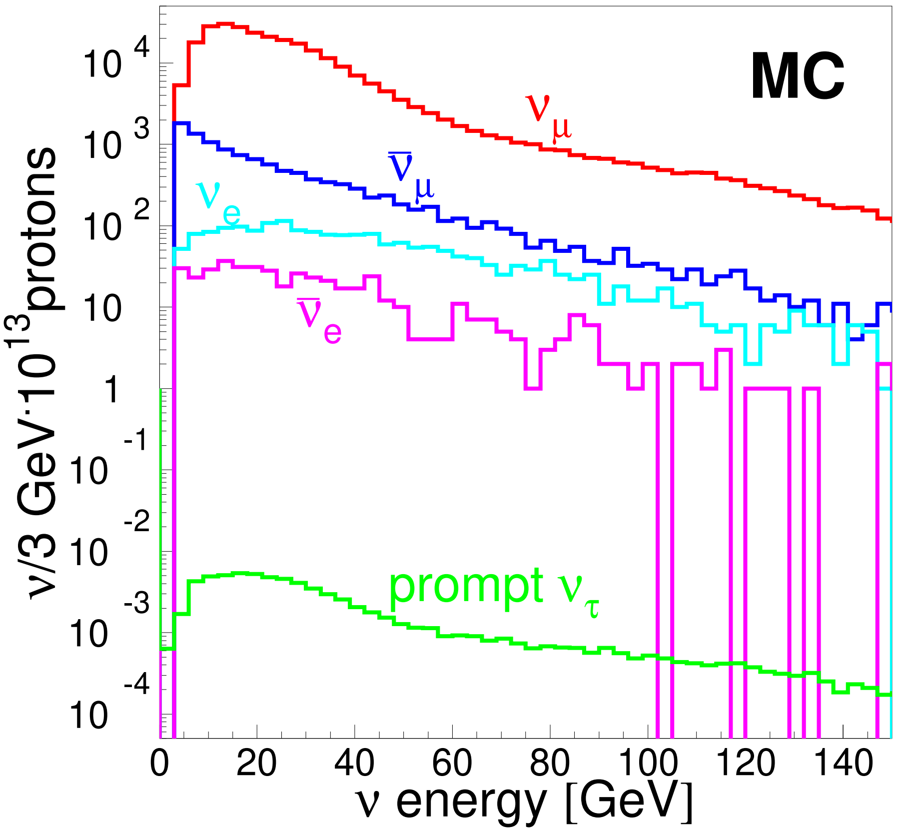


Figura 1.4: Spettro delle varie componenti del fascio di neutrini di CHORUS

1.2.2 Le emulsioni e l'apparato tracciante

Per avere un'idea più chiara della posizione e del funzionamento dei vari sottosistemi che descriveremo nel seguito (emulsioni, *fiber tracker*, magnete, calorimetro e spettrometro), si faccia riferimento anche alle figure 1.2 e 1.13.

Il bersaglio nel quale avvengono le interazioni misurabili di neutrino è costituito da emulsioni nucleari. Per individuare le tracce lasciate dalle particelle cariche nelle lastre fotografiche si fa uso di microscopi. La ricerca (manuale o automatica [11], [12]) delle tracce in emulsione con sistemi ottici è un processo lungo, che richiede un tempo proporzionale all'area entro la quale avviene la ricerca. Per minimizzare quest'area e quindi le perdite di tempo, si usano i segnali elettronici di un sistema a fibre scintillanti e due lastre speciali di emulsioni. Grazie a questi due apparati, si può predire il punto di ingresso di una traccia nel bersaglio di emulsioni con una risoluzione dell'ordine di $1mm^2$.

Gli *stack* di emulsioni

La struttura del bersaglio di emulsioni, composto da quattro *stack* di 36 lastre ciascuno, è indicata nelle figure 1.5 e 1.6. Vi sono essenzialmente due componenti: il bersaglio di emulsioni vero e proprio, nel quale restano impresse le interazioni di neutrino, e dei fogli addizionali di emulsioni, che servono da interfaccia fra il *target tracker*[2] e gli *stack*.

Le emulsioni occupano un volume totale di circa 200 litri per una massa di $770kg$. Ognuna delle 36 lastre che formano uno *stack* ha una superficie di $1.44 \times 1.44m^2$ ed uno spessore di $790\mu m$ dato da due strati di $350\mu m$ posti su un supporto spesso $90\mu m$. Lo spessore totale di uno *stack* è di

[2] Con il termine *target tracker*, o TT, indichiamo i piani di fibre scintillanti associati al bersaglio di emulsioni, mentre con il termine *diamond tracker*, o DT, indichiamo i piani di fibre posti prima e dopo il magnete.

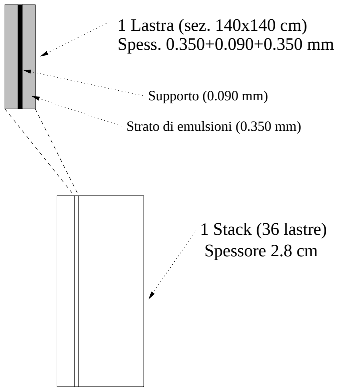


Figura 1.5: Struttura di uno dei 4 *stack* che formano il bersaglio di emulsioni.

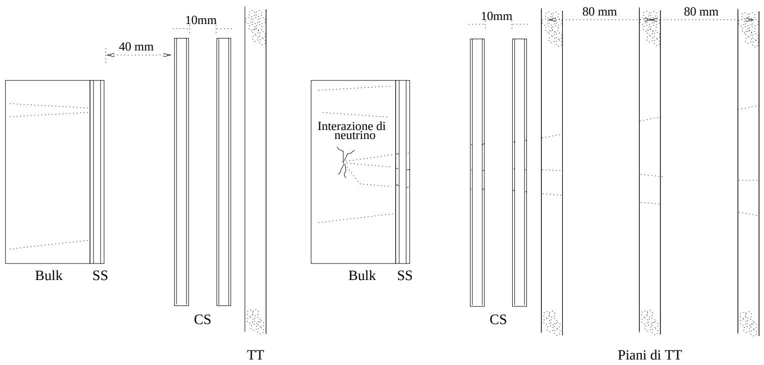


Figura 1.6: Struttura dell'apparato costituito da 2 *stack* di emulsioni con relative lastre speciali SS e CS e i 4 moduli del *target tracker*. Lo schema si ripete identico per gli altri 2 *stack*.

2.8cm. La superficie di ogni *stack* è ulteriormente suddivisa in 8 settori di $0.71 \times 0.36 m^2$, per facilitarne la manipolazione nella fase di *scanning*. Gli *stack* sono sostituiti dopo due anni di presa dati. Nella tabella 1.3 sono riportate le coordinate longitudinali dei 4 *stack* nel sistema di riferimento di CHORUS (l'asse X del fascio è orizzontale, l'origine è il punto centrale fra il secondo e il terzo *stack*).

N. Stack	Xmin[cm]	Xmax[cm]
1	-24.400	-21.556
2	-13.800	-10.956
3	10.956	13.800
4	21.556	24.400

Tabella 1.3: Coordinate longitudinali (asse X) dei 4 *stack* di emulsioni, l'origine è nel punto centrale fra gli *stack* 2 e 3.

Lastre speciali

Ogni *stack* è seguito da tre gruppi di lastre di emulsioni che servono da interfaccia con il *target tracker*, aventi le stesse dimensioni laterali degli *stack*. Ogni lastra è costituita da due strati di emulsioni spessi 100μm posti sui due lati di un supporto spesso 800μm. Queste lastre, essendo sostituite periodicamente, hanno una densità di tracce minore rispetto alle emulsioni del bersaglio e consentono quindi di identificare le tracce con maggiore precisione.

La prima di queste lastre, detta *special sheet* (SS nel seguito), è immediatamente adiacente allo *stack*, e viene sostituita dopo un anno di esposizione. Le altre due, dette *changeable sheet* 1 e 2 (CS nel seguito),sono poste davanti al primo modulo del *target tracker* successivo allo *stack*, come indicato in figura 1.6, e sono sostituite ogni 2 o 3 mesi.

L'uso combinato del *target tracker* e dei fogli SS e CS permette di prevedere la posizione dei vertici degli eventi e di seguire materialmente le tracce all'indietro verso gli le di emulsioni.

Il *target tracker*

Allo scopo di fornire un tracciamento delle particelle verso la zona delle emulsioni è stato adottato un sistema a fibre scintillanti [13]. Il *target tracker* di CHORUS è costituito da un totale di oltre un milione di fibre in scintillatore plastico, del diametro di $0.5mm$ e lunghe $2.3m$.

La regione del bersaglio comprende i quattro *stack* di emulsioni e gli otto moduli del *target tracker*: la posizione dei primi due *stack* con i primi quattro moduli di fibre scintillanti è mostrata in figura 1.6, lo schema si ripete identico per gli altri due *stack*.

Grazie alle informazioni provenienti da quattro proiezioni per ogni modulo, le traiettorie tridimensionali delle particelle cariche possono essere ricostruite con alta efficienza.

I segnali provenienti dalle fibre dei vari moduli sono letti da un sistema opto-elettronico collegato a intensificatori di immagine e ad una telecamera CCD. Il sistema di lettura dei segnali elettronici provenienti dalle fibre ha, per una traccia al minimo di ionizzazione, una densità media di circa $5hit/mm$, una risoluzione spaziale di $150\mu m$ ed una risoluzione angolare di $2mrad$.

Lo scopo principale del *target tracker* è di localizzare lo *stack* dove ha luogo l'interazione di neutrino, e di dare una predizione della posizione e dell'angolo della traccia da ricercare sulle lastre di emulsioni di interfaccia.

1.2.3 Il magnete esagonale

Fra la regione del bersaglio e il calorimetro, si trova un magnete in aria [14] di forma esagonale, utile alla misura di carica e quantità di moto delle particelle prima che entrino nel calorimetro. Esso è formato da sei triangoli equilateri, di lato $1.5m$, lunghi $0.75m$, installati in un cilindro del diametro di $3.6m$, come mostrato in figura 1.7.

Il circuito a spire avvolte intorno alle facce dei triangoli dà un campo risultante toroidale, le cui linee di forza sono cerchi concentrici centrati sull'asse del fascio. Il campo ottenuto ha una intensità uniforme di 0.12 Tesla e permette di discriminare il segno di una particella con impulso fino a $10Gev/c$. L'accettanza geometrica del magnete è dell'85%.

Le misure di curvatura e momento sono fatte misurando posizione e angolo delle tracce per mezzo di tre piani di fibre scintillanti, uno posto prima e gli altri due dopo il magnete esagonale. Questi piani di fibre sono detti anche *diamond tracker*, o DT, per la loro forma. La risoluzione sull'impulso è determinata dalla risoluzione del DT e dal contributo costante dello *scattering* multiplo, e ha l'andamento di figura 1.8.

1.2.4 Il calorimetro

Il calorimetro è stato costruito per la ricostruzione dell'energia adronica, ma per rilevare i decadimenti muonici del τ è anche necessario seguire le tracce dei muoni attraverso il calorimetro per collegarne le traiettorie con quelle determinate dagli altri sottosistemi dell'apparato (il magnete esagonale e lo spettrometro).

Nel calorimetro di CHORUS è stata applicata per la prima volta la tecnica di inserire delle fibre scintillanti in una matrice di piombo (la cosiddetta tecnica a "spaghetti") [15]. Sono utilizzate fibre di $1mm$ di diametro con un

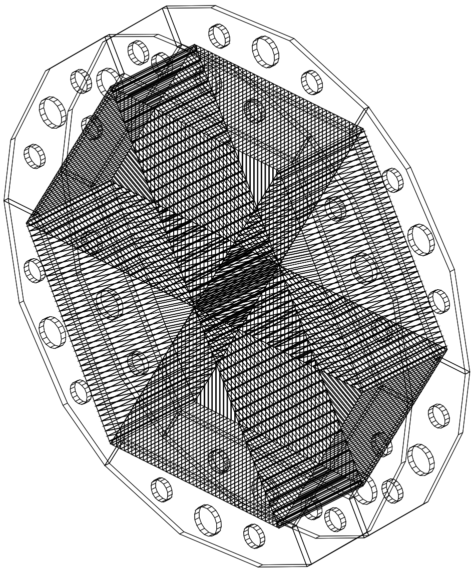


Figura 1.7: Struttura del magnete esagonale.

rapporto fra piombo e scintillatore di 4:1, che assicura contemporaneamente una buona frequenza di campionamento e una compensazione nella diversa risposta alle componenti elettromagnetiche e adroniche degli sciami. Le fibre sono poste perpendicolarmente alla direzione del fascio, per fornire misure angolari degli sciami insieme al tracciamento dei muoni. Tale configurazione trasversa permette l'inserimento di tubi a *streamer* che migliorano le capacità di tracciamento del sistema. La sezione finale del calorimetro è invece formata da strati di piombo e scintillatore con lo stesso rapporto di volume 4:1.

Il calorimetro ha una costruzione modulare [16], nella quale gli elementi sono sistemati per formare piani perpendicolari al fascio e alternati nelle direzioni orizzontale e verticale. La larghezza dei moduli è scelta molto minore della dimensione media di uno sciame adronico, per poter meglio ricostruire il centro di gravità dell'energia depositata.

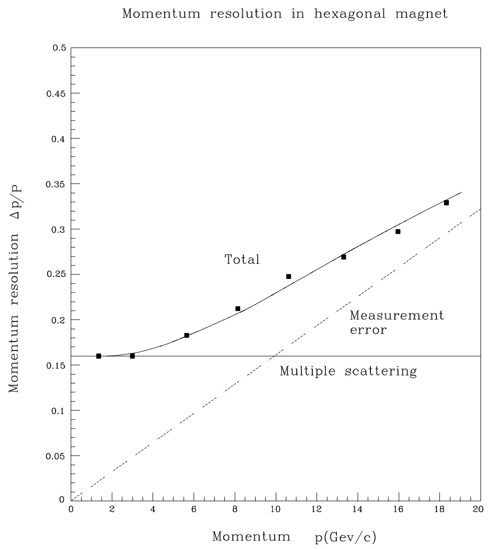


Figura 1.8: Risoluzione del DT (*Diamond Tracker*) nella ricostruzione della quantità di moto.

Il calorimetro è composto da tre sezioni con decrescente granularità, chiamate EM, HAD1 e HAD2. La prima sezione ha più fine granularità per campionare gli sciami elettromagnetici più corti e compatti, mentre le altre due completano la misura delle componenti adroniche. Lo spessore totale corrisponde a 144 lunghezze di radiazione e 5.2 lunghezze di interazione. Di conseguenza, il 99% degli sciami prodotti da un pione di $5GeV/c$ è interamente contenuto nel calorimetro[3].

Le prime due sezioni, EM ed HAD1, sono composte da piombo e fibre scintillanti con un passo di circa $1mm$, mentre la terza, HAD2, è costituita da strati alternati di piombo e strisce di scintillatori.

Fra i piani orizzontali e verticali dei moduli, sono inseriti 22 piani di tubi

[3]Circa il 90% degli adroni prodotti in interazioni di neutrino hanno una quantità di moto minore di $5GeV/c$.

a *streamer* con lettura digitale del segnale sui fili. I tubi a *streamer* sono dello stesso tipo usato nello spettrometro per muoni e hanno una distanza fra i fili di circa $1cm$. La struttura delle tre sezioni del calorimetro è mostrata nella figura 1.9.

Da misure effettuate con test sperimentali si ottengono i seguenti risultati per la risoluzione in energia del calorimetro (in accordo con le previsioni date da simulazioni MC):

- *Per elettroni*
$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(13.8 \pm 0.9)\%}{\sqrt{E[GeV]}} + (-0.2 \pm 0.4)\% \tag{1.7}$$

- *Per adroni*
$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(32.3 \pm 2.4)\%}{\sqrt{E[GeV]}} + (1.4 \pm 0.7)\% \tag{1.8}$$

1.2.5 Lo spettrometro

L'apparato finale del rivelatore di CHORUS è costituito da uno spettrometro il cui ruolo è quello di identificare i muoni e determinarne traiettoria, carica elettrica e quantità di moto. Lo spettrometro si trova dietro il calorimetro, che filtra quasi tutte le particelle prodotte da interazioni di neutrino nel bersaglio di emulsioni, eccetto i muoni con quantità di moto maggiore di $1.5GeV/c$.

Come mostrato nella figura 1.10, lo spettrometro è costituito da sei magneti toroidali in ferro e apparati traccianti dati da camere a deriva e tubi a *streamer* limitato.

I magneti

La quantità di moto di un muone è determinata dalla curvatura della sua traiettoria nei sei magneti toroidali, utilizzati in precedenza negli esperimenti

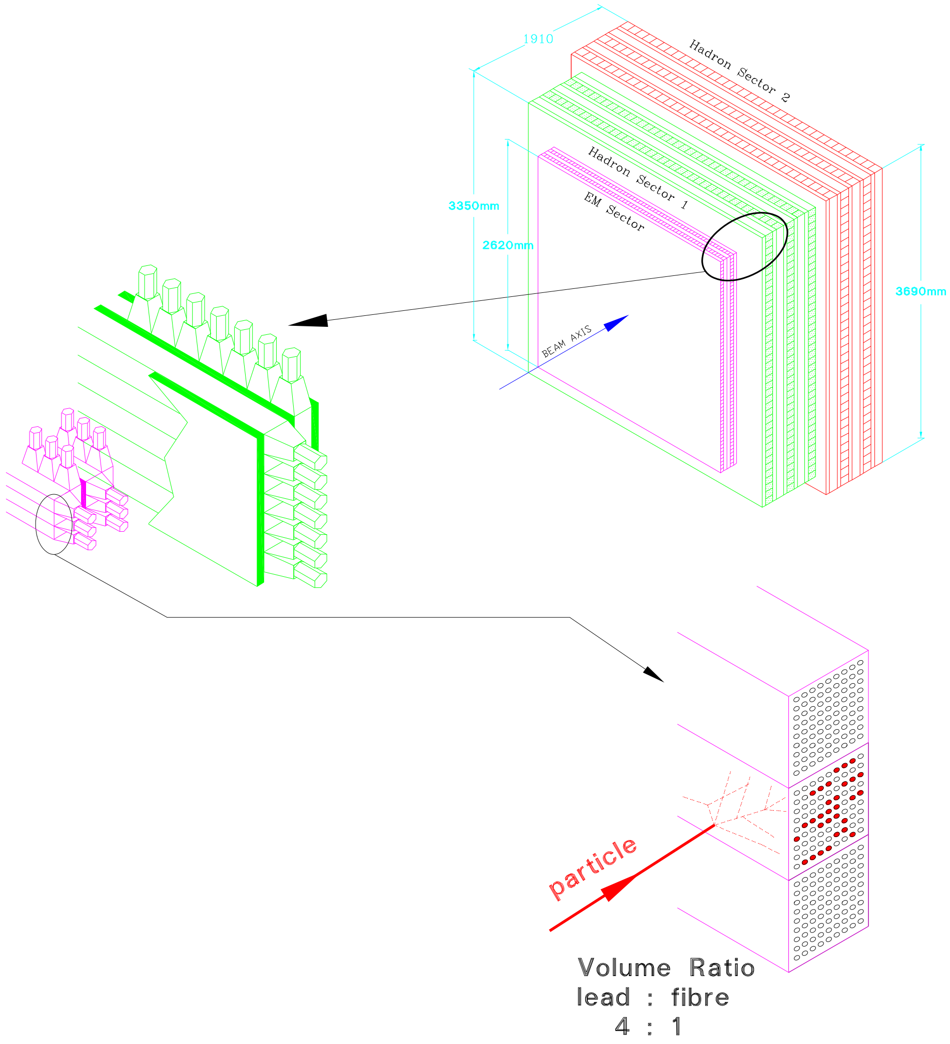
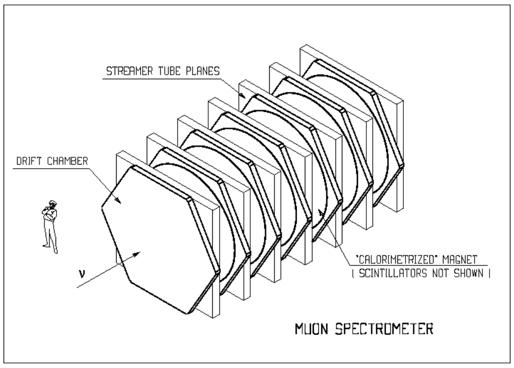


Figura 1.9: Schema della struttura del calorimetro.



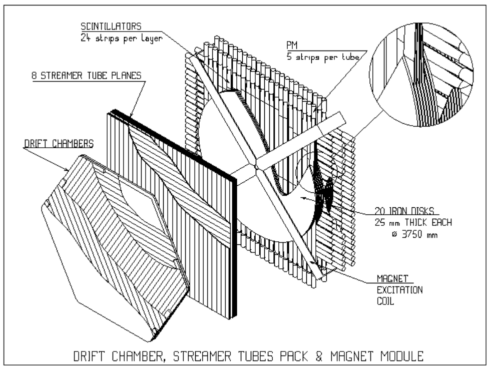


Figura 1.10: Schema della struttura dello spettrometro.

CDHS [17] e CHARM II [18]. Ogni magnete è formato da 20 dischi in ferro dello spessore di $2.5cm$ e del diametro esterno di $375cm$, intervallati da piani di scintillatori spessi $0.5cm$ inseriti negli spazi vuoti di fra i dischi metallici. Ogni magnete ha un peso di circa 43 tonnellate.

Il ferro è magnetizzato da quattro avvolgimenti in rame e il campo risultante è toroidale. Il campo integrato è di $0.85 Tesla \cdot m$ per ogni magnete.

Per massimizzare l'efficienza di rilevazione del decadimento $\tau^- \rightarrow \mu^-$, la polarità della corrente (700A), è tale da focalizzare i muoni carichi negativamente verso il centro del magnete.

Le camere a deriva

Le sette camere a deriva provengono dal rivelatore usato nell'esperimento CDHS. Esse servono per seguire la traccia dei muoni lungo lo spettrometro. Sono montate verticalmente nei cinque intervalli fra i sei magneti più una davanti al primo magnete ed una dietro al sesto. Ogni camera consiste di tre piani esagonali orientati a 60^o fra loro, con i fili del piano retrostante orientati orizzontalmente. Ogni piano ha 62 fili di raccolta anodici paralleli ($40\mu m$ di diametro, lunghi $375cm$) equispaziati alla distanza di $6cm$ e intervallati dai fili di campo catodici. La risoluzione delle camere è di circa $1mm$, con un efficienza maggiore del 99%.

I tubi a *streamer*

Ognuna delle 7 camere a deriva è seguita da un gruppo di 8 piani di tubi a *streamer* limitato, provenienti dall'esperimento CHARM II con piccole modifiche. Essi danno una misura delle tracce negli spazi fra i magneti e risolvono le ambiguità sinistra-destra nella corrispondente camera a deriva.

Ogni piano, che copre un'area di $367 \times 367 cm^2$, è composto da 352 tubi a *streamer* limitato, in PVC, di sezione quadrata, con una superficie interna di $9 \times 9mm^2$ ed una distanza media fra i fili di $1.05cm$.

La risoluzione dello spettrometro nel determinare la quantità di moto dei muoni è riportata in figura 1.11.

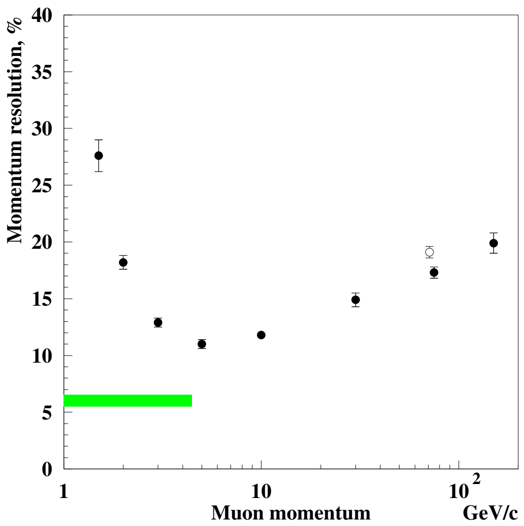


Figura 1.11: Risoluzione dello spettrometro nella ricostruzione della quantità di moto dei muoni. Punti neri: eventi MC. Punto bianco: *test beam* a 71 GeV. Banda grigia: muoni che si fermano nello spettrometro, quantità di moto determinata dal *range*.

1.2.6 Il sistema di *trigger* e di acquisizione dati

Lo scopo principale del sistema di *trigger* è di selezionare le interazioni di neutrino nella regione del bersaglio di emulsioni, rigettando contemporaneamente raggi cosmici, muoni associati al fascio e interazioni di neutrino fuori dalle emulsioni.

Il sistema totale di odoscopi di *trigger* è schematicamente costituito da cinque piani di scintillatori, contrassegnati con le lettere E, T, H, V, A. Ogni piano è formato da una serie di lastre come mostrato in figura 1.12. I segnali dai vari rivelatori sono utilizzati per selezionare le interazioni di neutrino in emulsione e per rigettare il fondo di muoni cosmici o associati al fascio. I piani di scintillatori E, T, H indicano l'avvenuta interazione che viene classificata come neutrino se non c'è attività nei piani V (*Veto*) e A (*Anticounter*).

Un segnale di *trigger* di neutrino in emulsione (quello principale), è quindi dato da una coincidenza nei rivelatori E, T, H, assieme ad una traiettoria della particella con un angolo minore di $0.25 rad$ rispetto all'asse del fascio (per tagliare il fondo di muoni cosmici). Il tutto deve avvenire in anticoincidenza con i segnali provenienti dai piani V ed A. La frequenza di eventi aspettata è minore di un *trigger* per ogni ciclo del fascio di neutrini.

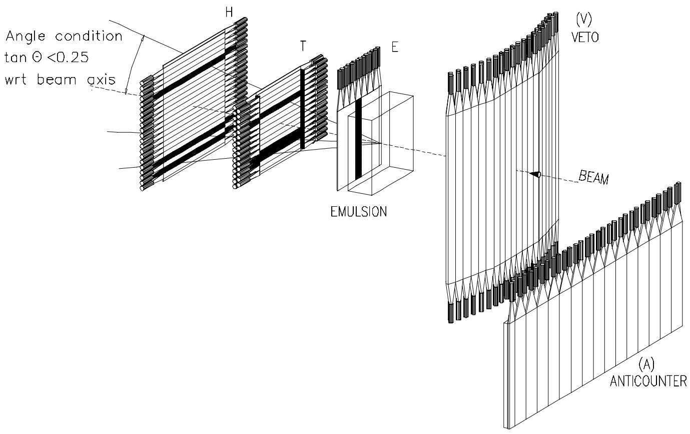


Figura 1.12: Schema della struttura del sistema di *trigger*.

1.3 L'analisi dei dati

1.3.1 CHORAL e CHORINTR

La collaborazione dell'esperimento CHORUS ha prodotto un programma (scritto in linguaggio FORTRAN) che permette di svolgere tutte quelle operazioni necessarie al trattamento dei dati raccolti, reali e simulati. Queste operazioni consistono principalmente nell'estrarre le informazioni utili riguardanti gli eventi di interazione di neutrino verificatisi nell'apparato:

- ricostruzione delle tracce per la ricerca in emulsione del vertice
- identificazione dei muoni
- dati cinematici dell'evento, quadrimpulso delle particelle osservate

Le informazioni sono ricavate per ognuno dei sottosistemi in cui è diviso l'apparato, per essere poi raccolte in maniera da dare una ricostruzione il più possibile completa degli eventi. L'*input* del programma può essere costituito dai segnali registrati dall'apparato durante la presa dati, oppure da eventi simulati con metodi Monte Carlo.

Il programma che svolge queste operazioni si chiama CHORAL, acronimo di *CHorus Offline Reconstruction and Analysis Library* ; esso deriva da CHARON, il programma di ricostruzione dell'esperimento CHARM II.[4]

Esiste anche una versione interattiva del programma: CHORINTR. Esso permette di visualizzare i dati relativi ai singoli eventi con l'ausilio di diverse

[4]Dettagli sul funzionamento di CHORAL saranno dati di volta in volta, quando ciò sia utile per capire il trattamento dei dati.

schermate grafiche in cui sono mostrati l'evento e l'apparato nella loro totalità. Si possono inoltre effettuare ingrandimenti sui sottosistemi dell'apparato rivelatore (emulsioni, magnete, calorimetro e spettrometro).

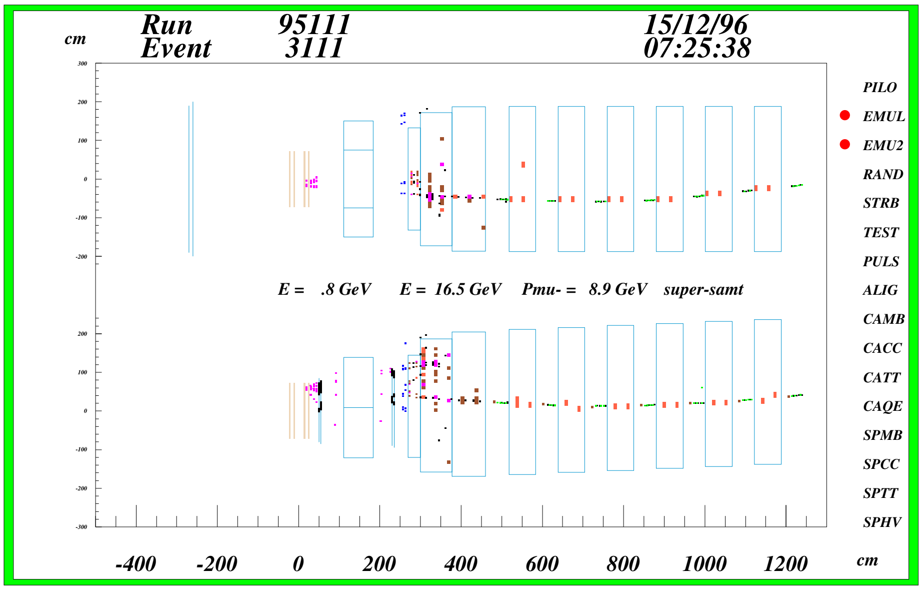


Figura 1.13: Un esempio di *output* di CHORINTR per un evento di CC. Nella prima proiezione (piano XY) sono visibili, da sinistra a destra: gli scintillatori del sistema di Veto, i 4 *stack* di emulsioni con gli *hit* e le tracce del *target tracker*, il magnete esagonale, i 3 moduli del calorimetro con gli *hit*, i 6 magneti dello spettrometro con gli *hit* nelle camere a deriva e nei tubi a *streamer*. La seconda proiezione è il piano XZ. Per avere una visione d'insieme dell'apparato si veda la figura 1.2

Capitolo 2

Segnature sperimentali ed eventi di fondo

Come già accennato in precedenza, la ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \to \nu_\tau$ in CHORUS si svolge tentando di rivelare la reazione

$$\nu_\tau + N \to \tau^- + X \tag{2.1}$$

in un fondo di interazioni di CC e NC indotte dai ν_μ del fascio. I modi di decadimento del τ cercati come segnatura sperimentale dell'avvenuta oscillazione sono:

$\tau^- \to \mu^- \overline{\nu}_\mu \nu_\tau$ 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%

Ci soffermeremo in particolare sul decadimento $\tau^- \to \mu^-$ e sugli eventi che possono simularne le caratteristiche.

2.1 Il decadimento $\tau^- \to \mu^-$ e gli eventi di fondo

Il canale di decadimento $\tau^- \to \mu^-$ è particolarmente favorevole per essere ricercato a causa della piccola incidenza degli eventi di fondo (come vedremo nel seguito) e grazie all'alta efficienza dell'apparato sperimentale di CHORUS nel rivelare il μ^- proveniente dal τ^-.

Le principali caratteristiche del decadimento $\tau^- \to \mu^-$ sono indicate nella tabella 2.1. Nel seguito, con il termine *kink*, indicheremo l'angolo formato dalle direzioni del τ e del muone, come mostrato in figura 2.1

Grandezza	valore
m_τ	$1777 \pm 0.3 MeV$
τ_τ	$(291.0 \pm 1.5) \times 10^{-15} s$
$c \cdot \tau_\tau$	$87.2 \mu m$
$< P(\tau) >$	$32 GeV/c$
$< L >$	$1.5 mm$
$< \vartheta_{kink} >$	$0.12 rad$
$< P(\mu) >$	$14 GeV/c$

Tabella 2.1: Principali caratteristiche del decadimento $\tau^- \to \mu^-$.

Nel seguito riportiamo i valori stimati per le varie sorgenti di fondo[1]; i valori riportati sono calcolati rispetto al numero di interazioni di CC.

Per avere un'idea di quanti siano gli eventi aspettati per ogni tipo di

[1]Non sono dati gli errori sulle grandezze riportate nel seguito in quanto si vuole solo stimare l'ordine di grandezza delle varie sorgenti di fondo. I valori riportati sono stati calcolati in lavori interni alla collaborazione CHORUS [19].

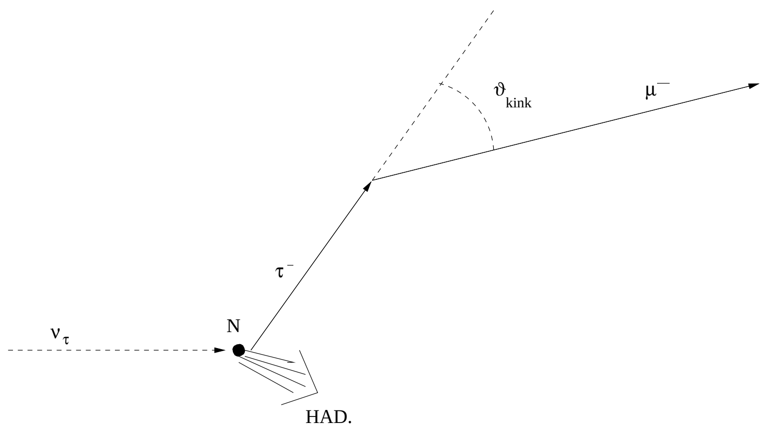


Figura 2.1: Schema di un decadimento $\tau^- \rightarrow \mu^-$.

fondo, ricordiamo che nel corso dell'esperimento, fra il 1994 e il 1997, sono stati raccolti circa 8.5×10^5 eventi di interazioni di CC in emulsione.

1. *Contaminazione di ν_τ nel fascio*

   Il fondo ineliminabile per eventi di ν_τ da oscillazione è costituito dalla presenza di ν_τ nel fascio di ν_μ, dovuta al verificarsi delle seguenti interazioni del fascio di protoni sul bersaglio di berillio:

$$p + N \rightarrow D_s + \overline{D} + X$$
$$D_s \rightarrow \tau^+ + \nu_\tau$$
$$\tau^+ \rightarrow \overline{\nu}_\tau + X \quad (2.2)$$

$$p + N \rightarrow D + \overline{D}_s + X$$
$$\overline{D}_s \rightarrow \tau^- + \overline{\nu}_\tau$$
$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + X \quad (2.3)$$

   È stato stimato un rapporto aspettato di:

$$\frac{N_{CC}^{\nu_\tau}}{N_{CC}^{\nu_\mu}} = 1.6 \times 10^{-7} \quad (2.4)$$

Dove $N_{CC}^{\nu_\tau}$ è il numero di interazioni di CC generate da ν_τ del fascio (e non da oscillazioni di ν_μ), mentre $N_{CC}^{\nu_\mu}$ è il numero di interazioni di CC da ν_μ.

Tenuto conto del *branching ratio* del decadimento $\tau^- \to \mu^-$ e dell'efficienza di rilevazione si ottiene:

$$\frac{N_{bck}^{\nu_\tau}}{N_{CC}^{\nu_\mu}} = 5.4 \times 10^{-9} \tag{2.5}$$

Dove $N_{bck}^{\nu_\tau}$ è il numero di eventi che ci si aspetta di rivelare per questo fondo. Moltiplicando la (2.5) per

$N_{CC}^{\nu_\mu} = 8.5 \times 10^5$

si ottiene

$N_{bck}^{\nu_\tau} = 4.6 \times 10^{-3}$

cioè meno di un evento aspettato per tutto l'esperimento. Vedremo nel seguito che questo valore è trascurabile anche rispetto all'incidenza di altri fondi.

2. *Decadimenti* $K^- \to \mu^-\overline{\nu}_\mu\pi^0$

   Può avvenire che un K^-, prodotto in una interazione di NC di ν_μ, decadendo in uno stato finale contenente un muone, possa superare i tagli geometrici e cinematici simulando il decadimento $\tau^- \to \mu^-$, cosa che però avviene raramente data la lunga vita media del K^-, che è di $1.2 \times 10^{-8}s$, rispetto a quella del τ^- che è di $3 \times 10^{-13}s$.

   Tenuto conto del rapporto $\frac{\tau_{K^-}}{\tau_{\tau^-}}$ e dell'efficienza di rilevazione si ha:

$$\frac{N_{bck}^{K}}{N_{CC}^{\nu_\mu}} = 2.6 \times 10^{-8} \tag{2.6}$$

Per una valutazione dell'importanza di questo fondo valgono le stesse considerazioni fatte al punto precedente: moltiplicando il *rate* per $N_{CC}^{\nu_\mu}$ si ha $N_{bck}^{K} = 2.2 \times 10^{-2}$, ossia meno di un evento aspettato in tutta la presa dati.

3. *Scattering a grande angolo di muoni nei pressi del vertice*

   Un muone può avere un'interazione elettromagnetica a grande angolo nei pressi del vertice simulando così il *kink* del τ.

   Una stima preliminare relativa all'incidenza di questo tipo di evento ha dato come risultato:

$$\frac{N_{bck}^{scatt}}{N_{CC}^{\nu_\mu}} \leq 1.7 \times 10^{-8} \tag{2.7}$$

   Da cui si ha $N_{bck}^{scatt} \leq 1.4 \times 10^{-2}$ Anche in questo caso ci si aspetta quindi di trovare meno di un evento in tutta la presa dati.

4. *Decadimenti muonici di particelle charmate prodotte in interazioni di CC di $\overline{\nu}_\mu$*

   Lo studio di questo fondo, che è il più importante, costituisce l'obiettivo principale di questa tesi, e ne parleremo in dettaglio nel paragrafo seguente.

2.2 Fondo dal decadimento muonico di particelle charmate

Abbiamo visto nel § 1.2.1 (v. tabella 1.2), che nel fascio di ν_μ c'è una contaminazione del 3.8% di $\overline{\nu}_\mu$. Questi antineutrini possono indurre reazioni, dette *dimuoni da antineutrino* per la presenza di due muoni nello stato finale, del tipo:

$$\overline{\nu}_\mu + N \longrightarrow \mu^+ + \mathrm{D}^- + X$$
$$\text{seguito dal decadimento } \mathrm{D}^- \longrightarrow \mu^- + neutri \quad (2.8)$$

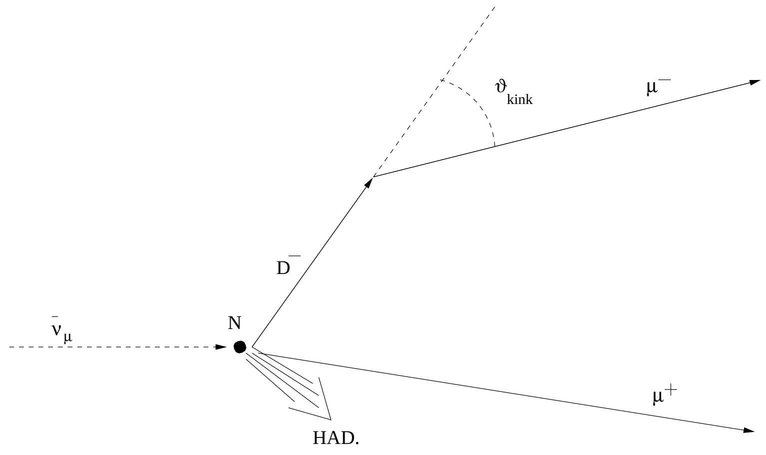


Figura 2.2: Schema di un *dimuone da antineutrino.*

Se il μ^+ non viene identificato, il decadimento del D^- può simulare quello del τ^- perchè le due particelle hanno valori simili per la massa e la vita media, come indicato in tabella 2.2.

Vedremo nel § 4.6 che il *rate* stimato per questo fondo, risulta essere il più importante per il decadimento $\tau^- \to \mu^-$.

Anche gli eventi di CC da ν_μ che contengono un π o un K che decadono in μ hanno due muoni nello stato finale, ma non costituiscono una sorgente apprezzabile di fondo a causa della lunga vita media di pioni e kaoni, rispetto a quella del τ.

Grandezza	τ^-	D^-
m	$1777MeV$	$1869MeV$
τ	$3 \times 10^{-13}s$	$1 \times 10^{-12}s$
$c \cdot \tau$	$87.2\mu m$	$317\mu m$

Tabella 2.2: Valori di massa e vita media del τ^- e del D^-.

Ci sono poi eventi del tipo mostrato in figura 2.3:

$$\nu_\mu + N \longrightarrow \mu^- + \mathrm{D}^+ + X$$
$$\text{seguito dal decadimento } \mathrm{D}^+ \longrightarrow \mu^+ + X \quad (2.9)$$

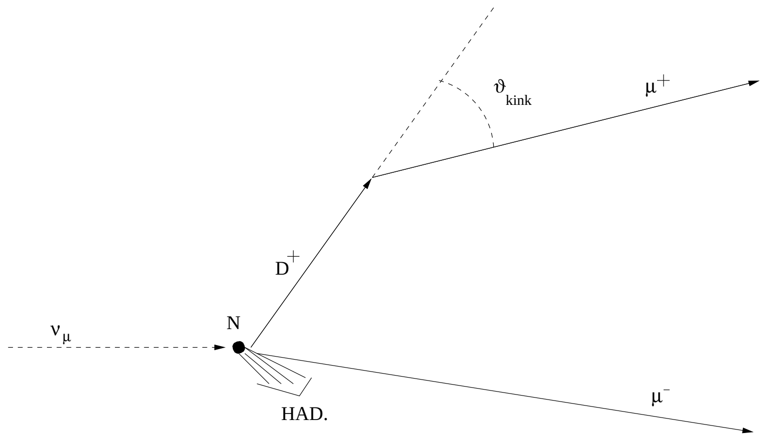


Figura 2.3: Schema di un *dimuone da neutrino.*

Anche questi eventi, detti *dimuoni da neutrino*, contengono due muoni nello stato finale, ma con cariche elettriche opposte rispetto agli eventi di *dimuoni da antineutrino.* In particolare, il μ^+ proveniente dal decadimento del D^+ non può simulare il decadimento del τ a meno che non si verifichi un errore nell'attribuzione del segno alla traccia del muone. Analizzeremo questa eventualità nel § 4.7.

Questi eventi oltre ad avere un'importanza intrinseca, in quanto permettono lo studio della fisica del *charm*, sono interessanti anche perché, come vedremo nel capitolo 5, permettono di studiare l'efficienza delle tecniche di rivelazione del decadimento $\tau^- \rightarrow \mu^-$.

Nella tabella 2.3 riassumiamo l'incidenza degli eventi di fondo descritti in precedenza. I fondi (4) e (5) sono riportati dai risultati ottenuti nel quarto capitolo.

Evento	$rate = \frac{N^{ev.}_{bck}}{N^{\nu_\mu}_{CC}}$	N(ev)=$rate \cdot 8.5 \times 10^5$
(1)ν_τ del fascio	5.4×10^{-9}	4.6×10^{-3}
(2)dec. $K^- \rightarrow \mu^-$	2.6×10^{-8}	2.2×10^{-2}
(3)*scattering* μ^-	$\leq 1.7 \times 10^{-8}$	$\leq 1.4 \times 10^{-2}$
(4)*dimuoni da antineutrino*	7×10^{-8}	6×10^{-2}
(5)*dimuoni da neutrino*	8×10^{-8}	7×10^{-2}

Tabella 2.3: Stima dell'incidenza dei fondi aspettati per il decadimento $\tau^- \rightarrow \mu^-$.

Capitolo 3

Sviluppo di una modifica in CHORINTR

Un ruolo importante nell'analisi è svolto dallo studio visivo di molti eventi, utile alla valutazione dei parametri da analizzare. La preparazione di uno strumento pratico è importante, descriveremo perciò questa modifica tecnica prima di passare all'analisi.

Vedremo in questo capitolo come e perchè sia stata prodotta una versione modificata di CHORINTR, il programma interattivo di ricostruzione e analisi dati dell'esperimento CHORUS.

3.1 Realizzazione di una versione modificata di CHORINTR

I programmi CHORAL e CHORINTR[1], pur avendo in comune numerosi sottoprogrammi, hanno scopi e modalità di funzionamento diversi.

[1]v. § 1.3.1

CHORAL è utile per processare numerosi eventi durante una esecuzione non interattiva, allo scopo di selezionarne alcuni o di produrre statistiche globali sulle caratteristiche degli eventi stessi, ma non consente di avere un *display* grafico degli eventi. CHORINTR è stato invece ideato con l'intento di studiare in dettaglio eventi particolari, operazione da svolgere in modalità interattiva, con l'ausilio di varie schermate grafiche.

Per lo studio svolto durante questa tesi sono necessarie entrambe le caratteristiche dei due programmi: analizzare un gran numero di eventi producendo statistiche globali e contemporaneamente selezionare pochi eventi (quelli candidati a diventare eventi di fondo), per analizzarli anche visivamente. Infatti l'analisi visiva di diverse decine di eventi sullo schermo richiede tempi lunghi in quanto la versione esistente del programma processava *on line* ogni evento, richiedendo un tempo variabile da pochi secondi fino a qualche decina di secondi, al variare del numero di tracce associate all'evento stesso.

È stato perciò necessario procedere alla realizzazione di una versione modificata di CHORINTR che permettesse di svolgere tali operazioni.

Il primo passo è stato quello di modificare le subroutine di *output* grafico; l'*output* è stato reindirizzato dallo schermo (esecuzione interattiva) ad un *file* scelto dall'utente (esecuzione *batch*). Ho inoltre aggiunto *ex novo* una pagina contenente alcuni dati numerici utili sull'evento selezionato, insieme ad una *subroutine* che seleziona gli eventi in base alle caratteristiche scelte dall'utente. Questa *subroutine*, oltre a salvare le statistiche globali degli eventi processati, permette anche di salvare, in formato *PostScript*, le schermate grafiche degli eventi selezionati (v. figure 3.1 e 3.2).

Il programma così modificato è ora in grado, durante una esecuzione non interattiva che processa un gran numero di eventi, sia di produrre statistiche globali, sia di selezionare eventi interessanti per l'utente, salvandone il *display* grafico per successive analisi.

Di questa versione modificata di CHORINTR sarà fatto largo uso nel seguito; di volta in volta saranno specificate le caratteristiche degli eventi selezionati.

Le *subroutine* nuove e quelle modificate sono state scritte in modo da essere facilmente accessibili ad eventuali utenti, e sono quindi state messe a disposizione di tutti i membri della collaborazione CHORUS.

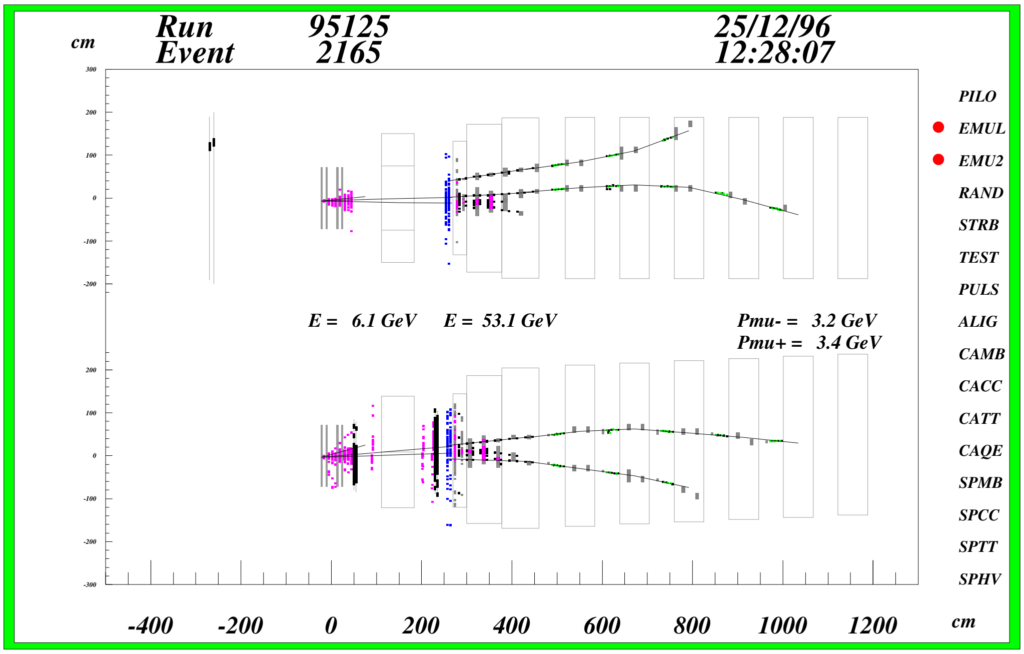


Figura 3.1: Prima pagina di *output* del programma CHORINTR modificato.

1:IDEVT = 2165.0000	1ST MUON INFOS	2ND MUON INFOS
2:ENU = 69.4690	----------------------	----------------------
3:ISTACKS = 1.0000	13:ISHEET1 = 18.0000	29:ISHEET2 = 23.0000
4:ICODCH = 36.0000	14:NATTRIB1= .0000	30:NATTRIB2= 1.0000
5:PTDECMC = -.2958	15:PMC1 = 3.9113	31:PMC2 = -4.5380
6:PTDECTT = -.3132	16:PRE1 = .0000	32:PRE2 = -4.7855
7:LDECMC = .3666	17:aymc1 = .1598	33:aymc2 = .0299
8:THEKIMC = .0652	18:bymc1 = -3.0059	34:bymc2 = -6.0060
9:THEKITT = .0655	19:azmc1 = -.0219	35:azmc2 = .0907
10:PICHARM = 55.4380	20:bzmc1 = -3.8760	36:bzmc2 = -1.3073
11:N3MUMC = .0000	21:aytt1 = .0000	37:aytt2 = .0363
12:N3MUAS = .0000	22:bytt1 = .0000	38:bytt2 = -5.9196
46:ISTACKH1= 1.0000	23:aztt1 = .0000	39:aztt2 = .0841
47:ISTACKH2= 1.0000	24:bztt1 = .0000	40:bztt2 = -1.4075
48:PTTM3 = .0000	25:THETRMC1= .1599	41:THETRMC2= .0952
49:NATTRIB3= .0000	26:THETRTT1= .0000	42:THETRTT2= .0913
50:THETRTT3= .0000	27:THEX7MC1= .2366	43:THEX7MC2= .1372
51:THEX7TT3= .0000	28:THEX7TT1= .0000	44:THEX7TT2= .1384

Figura 3.2: Seconda pagina di *output* del programma CHORINTR modificato.

Capitolo 4

Studio del fondo da particelle charmate

Usando una simulazione MC di eventi di *dimuoni da antineutrino*, hoo stimato il numero di possibili eventi di fondo al processo

$\nu_\tau + N \to \tau^- + X$

con successivo decadimento

$\tau^- \to \mu^- + \overline{\nu}_\mu + \nu_\tau$

Un programma MC adattato all'esperimento produce, secondo lo spettro degli $\overline{\nu}_\mu$, campioni di eventi del tipo[1]:

$$\overline{\nu}_\mu + N \longrightarrow \mu^+ + \mathrm{D}^- + X$$
$$\text{seguito dal decadimento } \mathrm{D}^- \longrightarrow \mu^- + \mathit{neutri} \quad (4.1)$$

Un evento di questo tipo può diventare un fondo se le seguenti circostanze si verificano allo stesso tempo:

- il vertice dell'evento è ricostruito da CHORAL, internamente alle emulsioni e nel giusto *stack*, altrimenti non può essere trovato;

[1] v. anche la figura 2.2. Qui e nelle seguenti formule, D^- sta anche per D_s^- e Λ_c^-.

- il μ^- del decadimento $D^- \to \mu^-$ è ricostruito, mentre il μ^+ del vertice primario non è identificato come tale;
- l'evento sopravvive ai diversi tagli (di natura geometrica e cinematica) applicati prima della fase di *scanning*;
- l'evento supera le procedure di *scanning* e di ricerca del *kink* applicate per la ricerca del decadimento $\tau^- \to \mu^-$.

Seguirò quindi un procedimento per selezionare, fra gli eventi di *dimuoni da antineutrino* simulati, quelli che potrebbero superare le varie fasi di ricostruzione e analisi applicate sui dati reali per la ricerca del decadimento $\tau^- \to \mu^-$. Quando possibile, saranno simulate anche le fasi di ricostruzione e analisi degli eventi.

Lo schema del procedimento che adotteremo è il seguente:

- ricostruzione del vertice e dei muoni in CHORAL
- selezione degli eventi secondo le procedure di ricerca del *kink*
- analisi visiva degli eventi selezionati
- normalizzazione rispetto al numero di eventi di CC.

Vedremo inoltre nel § 4.7 che può esservi una ulteriore causa di fondo in eventi di *dimuoni da neutrino*.

4.1 Gli eventi simulati

Nel seguito ci serviremo di circa 30000 eventi simulati con i programmi LUND e GEANT. Ho utilizzato campioni di eventi MC disponibili alla collaborazione CHORUS. La generazione degli eventi consiste di diverse fasi, ognuna eseguita da un apposito programma.

Schema della generazione degli eventi simulati

- *Il fascio di neutrini.* Il *software* usato per simulare il fascio di ν_μ di CHORUS si chiama GBEAM. Esso simula il fascio di protoni iniziale, le interazioni col bersaglio di berillio e il successivo decadimento dei mesoni risultanti attraverso il tunnel[2]. Lo spettro usato per questa analisi è quello della componente di $\overline{\nu}_\mu$ nel fascio di ν_μ (v. figura 4.1).

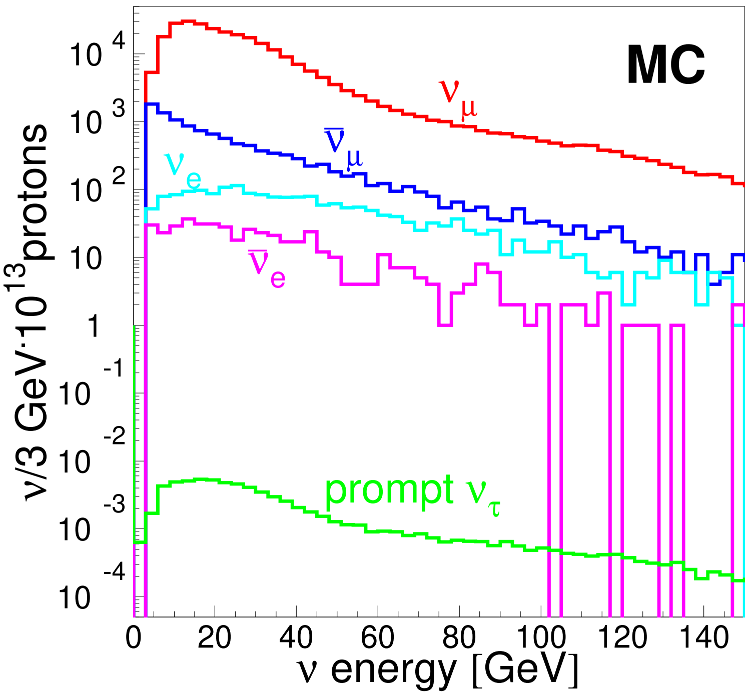


Figura 4.1: Spettro e contaminazione del fascio di ν_μ di CHORUS.

- *Interazioni di neutrino.* Il generatore di interazioni di neutrino usato in CHORUS si chiama LUND. Esso simula eventi indotti dai neutrini

[2] v. § 1.2.1

e anche il decadimento delle particelle a vita media breve (risonanze adroniche, particelle charmate, etc.).

- *Interazioni con il rivelatore.* Il programma che simula l'apparato rivelatore di CHORUS si chiama EFICASS (*Emulsion FIbers CAlorimeter and Spectrometer Simulation*). Esso simula le risposte dei vari sottosistemi dell'apparato al passaggio delle particelle generate dalle interazioni di neutrino.

- *Ricostruzione e analisi degli eventi.* Il programma di ricostruzione e analisi dati di CHORUS si chiama CHORAL[3]. Esso dà una ricostruzione geometrica (vertice e tracce) e cinematica (carica e impulso delle particelle) dell'evento di interazione di neutrino.

4.2 Efficienza di ricostruzione del vertice

Gli eventi candidati a contenere il decadimento di un τ o di una particella charmata devono essere identificati in emulsione. Il procedimento prevede di usare le tracce ricostruite dal *target tracker* per dare la posizione del vertice (con un opportuno *fit*). Se la posizione del vertice è prevista essere in emulsione, l'evento viene accettato (circa un terzo dei *trigger* soddisfa questa condizione).

L'osservazione al microscopio (*scanning*) per la ricerca dell'evento in emulsione viene effettuata nello *stack* predetto. Quindi è importante che, se l'interazione avviene in emulsione, il vertice sia identificato all'interno delle emulsioni e nello *stack* giusto, altrimenti non può essere trovato.

Ricordiamo che nella figura 1.6 (v. § 1.2.2), è riportata la struttura del bersaglio di emulsioni e degli apparati per la ricostruzione delle tracce.

[3] v. § 1.3.1

Le dimensioni spaziali di ognuno dei quattro *stack* di emulsioni sono circa $3\times140\times140cm^3$; le rispettive coordinate longitudinali sono indicate in tabella 1.3, mentre le coordinate trasversali sono: Y,Z= $\pm72cm$.

Dei 30415 eventi simulati, ho analizzato solo quelli con vertice generato in emulsione (15667). A questi ho imposto le stesse condizioni richieste ai dati per scegliere gli eventi da analizzare al microscopio[4] e cioè:

- il vertice è ricostruito da CHORAL;
- il vertice è ricostruito in emulsione, ossia le coordinate del vertice ricostruito superano i tagli di *fiducial volume*: le coordinate trasversali sono interne alle emulsioni (Y e Z minori di $72cm$) e la coordinata longitudinale (X) è ad una distanza dal bordo dello *stack* inferiore a 5 mm;
- lo *stack* del vertice ricostruito coincide con lo *stack* del vertice simulato. A volte può accadere che il vertice sia ricostruito dentro le emulsioni ma nello *stack* sbagliato, quindi la traccia usata in fase di *scanning* per la ricerca del vertice viene inseguita nello *stack* sbagliato e il vertice non può essere trovato. Questo avviene principalmente a causa di interazioni secondarie.

Nella tabella 4.1 sono riportate le efficienze nella ricostruzione del vertice. Le efficienze si riferiscono sempre al campione di eventi selezionati dai tagli precedenti, salvo diversa indicazione.

Gli eventi simulati contengono tutti i decadimenti muonici delle particelle charmate cariche, ma solo quelli nel canale $D^- \rightarrow \mu^- + neutri$ sono stati selezionati, in quanto sono i soli che possono contribuire al fondo. Il *branching*

[4]Queste e le successive selezioni sono state fatte processando con la versione modificata di CHORINTR gli eventi simulati (v. § 3.1).

Selezione	TOT	%
TOTALE EVENTI SIMULATI	30415	100%
SIMULATI IN EMULSIONE	15667	52%
$\mathrm{D}^- \to \mu^- + neutri$	9648	62%
VERTICE RICOSTRUITO	9614	> 99%
RICOSTRUITO IN EMULSIONE	8986	93%
RICOSTRUITO NEL GIUSTO STACK	8951	> 99%

Tabella 4.1: Efficienze nella ricostruzione dei vertici.

ratio di questi decadimenti è compatibile con quello aspettato che è di 0.7±0.3 [4]:

$$\frac{N(\mathrm{D}^- \to \mu^- + neutri)}{N(\mathrm{D}^- \to \mu^- + X)} = 0.616 \pm 0.006 \text{ (err. stat.)} \tag{4.2}$$

Come risultato otteniamo quindi che l'efficienza totale di ricostruzione del vertice è di:

$$\varepsilon_{vert} = \frac{8951}{9648} = 0.928 \pm 0.003 \text{ (err. stat.)} \tag{4.3}$$

L'efficienza di ricostruzione del vertice è piuttosto elevata, ciononostante ci siamo posti il problema di studiare possibili differenze nella ricostruzione nel caso di interazioni senza decadimenti ($\nu_\mu + N \to \mu^- + X$, v. figura 4.2) e con decadimenti del τ o di una particella charmata (v. figure 4.3 e 4.4).

In presenza di una configurazione di *kink*, vi è la traccia di un muone che non punta al vertice primario: la ricostruzione del vertice può allora risultare falsata (v. figura 4.5).

Bisogna comunque considerare che:

- il percorso di decadimento del τ è di circa $1mm$;

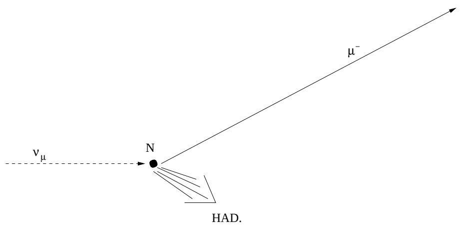


Figura 4.2: Diagramma spaziale di un evento di ν_μ CC.

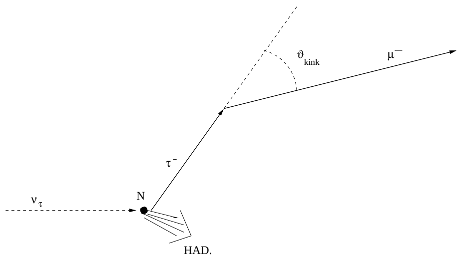


Figura 4.3: Diagramma spaziale di decadimento $\tau^- \to \mu^-$.

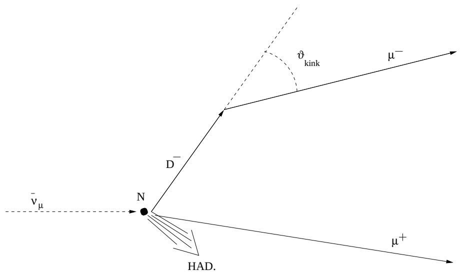


Figura 4.4: Diagramma spaziale di un evento di *dimuone da antineutrino.*

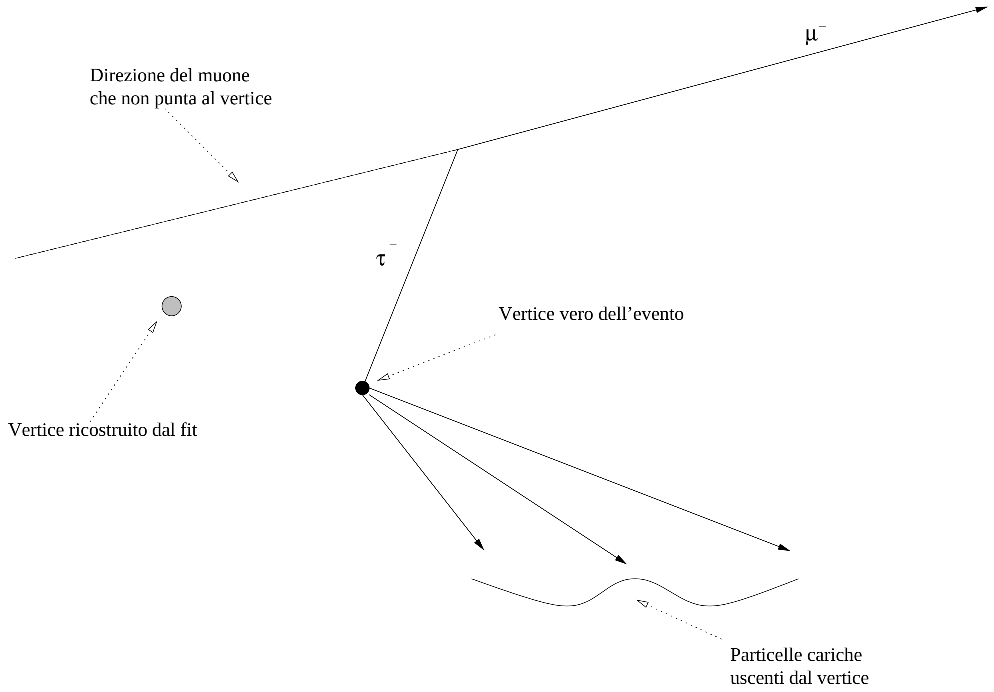


Figura 4.5: Spostamento del vertice ricostruito in presenza del *kink*.

- la presenza di altre tracce uscenti dal vertice primario tende a diminuire l'errore compiuto dal *fit*;

- l'algoritmo di ricostruzione dà solo una *previsione* sulla posizione del vertice: esso viene poi cercato nelle emulsioni (con microscopi guidati manualmente o automaticamente). La posizione prevista è irrilevante a meno che non sia erroneamente fuori dai tagli di *fiducial volume* o nello *stack* sbagliato.

L'errore compiuto dall'algoritmo di ricostruzione lungo le direzioni trasversali all'asse del fascio (ΔY e ΔZ), è in genere irrilevante date le grandi dimensioni trasversali dello *stack*. L'errore ΔX è invece importante poiché lo spessore totale di uno *stack* di emulsioni è di circa $3cm$: bisogna quindi controllare se il vertice è stato ricostruito entro le emulsioni (o meglio, entro il *fiducial volume*) e nel giusto *stack*, altrimenti il vertice non può essere trovato.

Ho quindi studiato l'errore dell'algoritmo di ricostruzione del vertice lungo l'asse del fascio:

$\Delta X = X(V_{rec}) - X(V_{vero})$,

negli eventi che presentano un configurazione con *kink* (decadimento $\tau^- \to \mu^-$ e *dimuoni da antineutrino*), confrontandolo con l'errore in eventi di CC, dove non è presente alcuna topologia di *kink*.

Tuttavia, per quanto si è detto prima, quello che interessa non è la distanza assoluta fra vertice vero e posizione prevista, ma solo il caso in cui questa distanza sia tale da far prevedere la posizione del vertice nello *stack* sbagliato di emulsioni oppure fuori dai tagli di *fiducial volume*. La tabella 4.2 riassume i parametri utili nella ricostruzione del vertice per i tre tipi di eventi.

Dalla tabella 4.2 si evince che vi sono alcune differenze nella previsione

	CC		$\tau^- \to \mu^-$		$\overline{\nu}_\mu \to 2\mu$	
	N.ev.	eff.	N.ev.	eff.	N.ev.	eff.
(a)	3000		3000		3000	
(b)	1678	$.559 \pm .009$	1663	$.554 \pm .009$	1551	$.517 \pm .009$
(c)	1669	$.995 \pm .002$	1644	$.989 \pm .003$	1550	$.9994 \pm .0006$
(d)	1621	$.971 \pm .004$	1566	$.953 \pm .005$	1454	$.938 \pm .006$
(e)	1613	$.995 \pm .002$	1556	$.994 \pm .002$	1448	$.996 \pm .002$
$\varepsilon_{rec} = \frac{(e)}{(b)}$		$.961 \pm .005$		$.936 \pm .006$		$.934 \pm .006$

Tabella 4.2: Efficienze nella ricostruzione del vertice in diversi tipi di eventi. (a): Numero totale di eventi simulati. (b): Numero di eventi simulati in emulsione. (c): Numero di eventi per i quali il *fit* ha ricostruito il vertice. (d): Numero di eventi con vertice ricostruito in emulsione, entro il *fiducial volume*. (e): Numero di eventi con vertice ricostruito nel giusto *stack* di emulsioni.

dello *stack* in cui si trova il vertice. Notiamo infatti che negli eventi di *dimuoni da antineutrino* aumenta il numero di vertici ricostruiti. L'efficienza totale per eventi con *kink* è invece leggermente minore rispetto alle CC, ma la differenza non è tale da influire significativamente sulla efficienza totale di rilevazione di questi eventi.

Cause delle differenze possono essere: diversa molteplicità di tracce cariche, diverso numero di tracce cariche e neutre e diversa energia delle particelle nei tre tipi di eventi. Le differenze rilevate non sono state ulteriormente investigate in quanto le perdite di efficienza dovute all'identificazione del vertice nello *stack* sbagliato sono comunque piccole.

Per quanto riguarda invece l'errore assoluto, ovvero la distanza fra il vertice ricostruito e quello simulato, sebbene non sia questa la grandezza rilevante, possiamo notare dalla figura 4.6, la presenza di un errore sistematico nella direzione positiva dell'asse X (quello del fascio). Tale errore è dovuto alla presenza di vertici secondari nello sciame adronico. Le tracce delle particelle cariche uscenti dai vertici secondari tendono infatti a spostare in avanti il risultato del *fit*.

Sottolineiamo ancora una volta che questo errore non influisce sul ritrovamento del vertice in fase di *scanning*, a meno che non sia tanto elevato da predire il vertice fuori dalle emulsioni o nello *stack* sbagliato.

4.2.1 Efficienza della ricerca del vertice in emulsione

Dopo la ricostruzione del vertice si ha a disposizione una *previsione* sulla sua posizione; esso viene poi effettivamente cercato nello *stack* di emulsioni indicato dall'algoritmo di ricostruzione. La ricerca del vertice in emulsione è realizzata scegliendo una traccia carica che soddisfi particolari criteri [10], detta *scanback track* (v. figura 4.7), che viene poi seguita all'indietro attraverso le lastre di emulsioni CS (*changeable sheet*) e SS (*special sheet*), le quali si trovano in posizione intermedia fra il *target tracker* e lo *stack*. Una volta giunti nello *stack* di emulsioni la traccia è seguita attraverso i vari strati di lastre. La lastra che contiene il vertice (v. figura 4.8) è definita essere quella nella quale la *scanback track* scompare.

Non ci occuperemo in questa fase di simulare le efficienze relative alla ricostruzione delle tracce attraverso lo SS e il CS. Terremo conto di questo fattore nella normalizzazione finale (v. § 4.6). Esso è stato calcolato in un lavoro interno alla collaborazione [20], con un valore di

$$\varepsilon_{CS+SS} = 0.620 \pm 0.003 \text{ (err. stat.)} \tag{4.4}$$

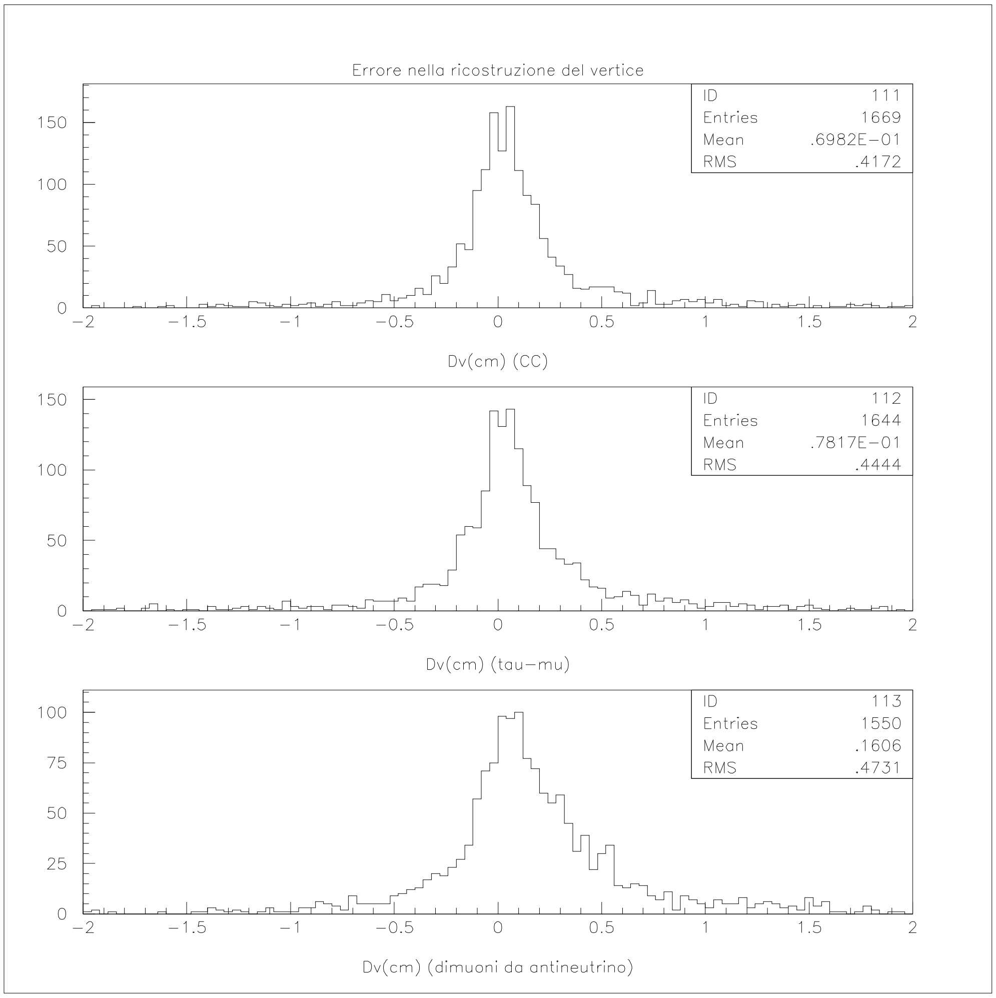


Figura 4.6: Distribuzioni dell'errore lungo l'asse X nella ricostruzione del vertice.

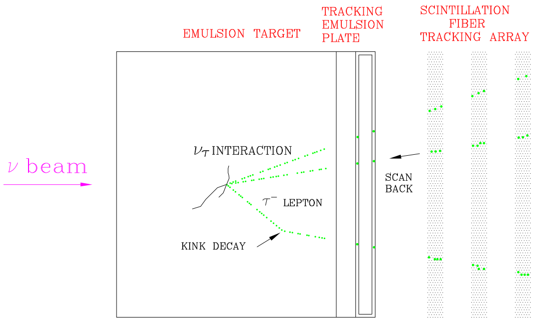


Figura 4.7: Inseguimento della *scanback track* per la ricerca del vertice.

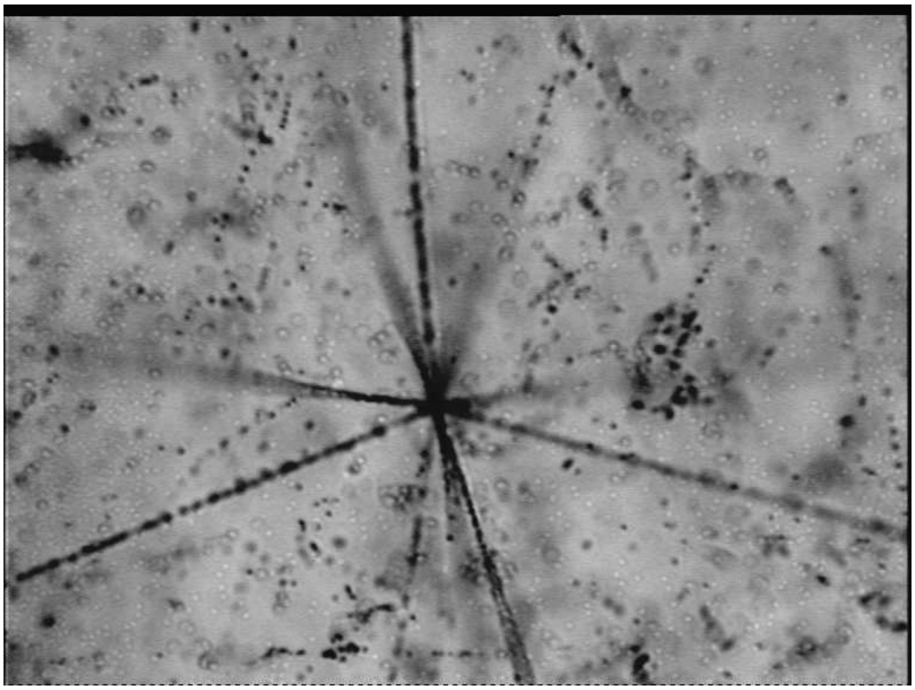


Figura 4.8: Immagine tridimensionale ricostruita al calcolatore di un vertice trovato in emulsione.

4.3 La ricostruzione dei muoni

La ricostruzione dei muoni, particelle penetranti e senza interazioni forti, è importante nello studio del fondo da particelle charmate in quanto, due delle condizioni necessarie affinché un evento di *dimuone da antineutrino* diventi un fondo, sono che il μ^- dal decadimento $\mathrm{D}^- \rightarrow \mu^-$ venga identificato, mentre il μ^+ dal vertice primario non deve essere identificato.

Vedremo nel seguito con quale efficienza sono ricostruiti e identificati i due muoni negli eventi di *dimuoni da neutrino*, e vedremo in quale percentuale di eventi si verificano le condizioni per diventare un fondo al decadimento $\tau^- \rightarrow \mu^-$.

Vogliamo far notare fin da ora che, effettuando un'analisi visiva degli eventi, si nota che talvolta le *subroutine* relative allo spettrometro possono fallire nella ricostruzione di una traccia che risulta invece evidente per l'occhio umano; può accadere inoltre che vi sia una traccia ricostruita nello spettrometro ma non associata agli altri sottosistemi del rivelatore (calorimetro, magnete, fibre ed emulsioni). In entrambi i casi, l'evento può essere selezionato come candidato per il fondo, ma non potrà passare la parte finale dell'analisi (quella visiva), come vedremo nel § 4.4.

4.3.1 Identificazione dei muoni

Come già visto nel § 1.2.5, la rivelazione dei muoni di impulso elevato (oltre $2GeV/c$), è affidata alla parte finale dell'apparato, costituito dai magneti dello spettrometro, da tubi a *streamer* e da camere a deriva, mentre i muoni a grande angolo e di basso impulso sono rivelati dal magnete esagonale e dal calorimetro. La *subroutine* del programma di ricostruzione e analisi, CHORAL, che svolge la funzione di identificare i muoni nello spettrometro si chiama SAMTRA, quelle che svolgono un compito analogo nel calorimetro si chiamano CATRAS e CLUNET.

I muoni identificati come tali da questi sottoprogrammi, devono poi corrispondere, entro gli errori dell'apparato, a tracce ricostruite nei piani di fibre scintillanti posti fra gli *stack* di emulsioni.

In questi eventi, se il μ^- è ricostruito, la corrispondente traccia nel *fiber tracker* è proprio la *scanback track* usata per identificare la posizione del vertice in emulsione (v. § 4.2.1). Se quindi il μ^- non è "visibile" l'evento non puó costituire fondo.

Le informazioni provenienti da spettrometro, calorimetro e magnete sono poi messe insieme da una *subroutine*, chiamata TTMUON, che assegna il *flag* di muone ad una traccia che sia associata al vertice, identificata come muone dai sottosistemi, e che superi la coordinata $X = 400cm$, che corrisponde alla parte finale del calorimetro. Questo taglio serve a discriminare fra pioni e muoni di bassa energia: esso è stato deciso in base alle distribuzioni del *range* dei due tipi di particella, ottimizzando la reiezione dei pioni e l'efficienza di rilevazione dei muoni [19].

Quantità di moto e segno dei muoni ricostruiti

Vi sono tre sottosistemi che possono dare informazioni relative alla quantità di moto e segno dei muoni ricostruiti.

Gli algoritmi relativi allo spettrometro ricostruiscono, dalla curvatura della traccia nei magneti, il segno e il modulo della quantità di moto dei muoni (P_{spec}). Dalla perdita di energia nei tre moduli del calorimetro si calcola P_{cal}.

Anche il magnete posto prima del calorimetro può fornire segno e modulo dell'impulso (P_{DT}) per le tracce che lo attraversano, se $P < 10Gev/c$.

Per i muoni giunti fino allo spettrometro si può inoltre ricostruire l'energia ceduta nel calorimetro usando una *subroutine* la quale, tenendo conto dei materiali attraversati, converte il *range* in quantità di moto e viceversa (P_{lost}).

Avvalendosi di queste informazioni, il valore della quantità di moto dei muoni, $P(\mu)$, è calcolato in questo modo:

- se il muone è ricostruito nello spettrometro: $P(\mu) = P_{spec} + P_{lost}$
- se è ricostruito solo nel calorimetro: $P(\mu) = P_{calo}$

  In questo caso, il segno è ricostruito dal magnete esagonale.

4.3.2 Associazione fra tracce simulate e ricostruite

Gli eventi Monte Carlo permettono di studiare la correttezza del procedimento di ricostruzione, ma poiché negli eventi che ci interessano sono presenti due muoni, per fare un confronto è necessario sapere, per ognuna delle tracce marcate come muoni dal programma di ricostruzione, a quale dei muoni generati dalla simulazione MC corrisponde.

Questo significa che si rende necessario sviluppare un procedimento di *associazione* fra tracce simulate (dal MC) e tracce ricostruite (da CHORAL con il *flag* di TTMUON). Abbiamo a disposizione sei grandezze per compiere questa associazione:

- A_y, A_z, B_y, B_z : parametri spaziali della traccia (rettilinea), A = coefficiente angolare, B = intersezione ad X=0. Questi parametri sono ricostruiti dal *target tracker*.
- $P(\mu)$: quantità di moto e segno del muone (v. § 4.3.1).

Il criterio che ho deciso di utilizzare è puramente spaziale, farò quindi uso dei soli parametri A e B, usando modulo e segno di $P(\mu)$ come parametri di controllo della bontà dell'associazione.

L'idea di base consiste nell'associare le tracce spazialmente più vicine pesando le distanze angolari e spaziali con stime sugli errori dei parametri A e B. Ho quindi seguito un procedimento iterativo:

1. Dapprima si associano le tracce spazialmente più vicine, senza pesi.

2. Dai grafici delle distribuzioni di ΔA e ΔB, ottengo una stima per gli errori $\sigma(\Delta A)$ e $\sigma(\Delta B)$, che saranno usati come pesi, come si vede dalle figure 4.9 e 4.10 e dalla tabella 4.3.

3. Infine ha luogo l'associazione vera e propria, che avviene calcolando il parametro d:

$$d = \frac{|\Delta A_y| + |\Delta A_z|}{\sigma(\Delta A)} + \frac{|\Delta B_y| + |\Delta B_z|}{\sigma(\Delta B)} \tag{4.5}$$

   Questo parametro è una sorta di "distanza" spaziale pesata con gli errori sui parametri delle tracce. Ad ogni traccia ricostruita viene associata la traccia simulata dalla quale ha la minima "distanza".

Associazione preliminare senza pesi

Per effettuare una prima associazione e stimare i pesi $\sigma(\Delta A)$ e $\sigma(\Delta B)$, ho usato file di eventi di *dimuoni da neutrino*, che erano quelli disponibili nel momento in cui è stato svolto questo lavoro. È però ragionevole supporre che gli errori ricavati siano validi anche nel caso di eventi di *dimuoni da antineutrino*.

Ad ogni muone ricostruito è stato associato il muone simulato spazialmente più vicino: in questo modo si hanno a disposizione le distribuzioni degli errori su A e B. Tutte le distribuzioni delle differenze fra i parametri simulati e quelli ricostruiti sono ben fittate da curve gaussiane con valori medi centrati intorno allo zero e varianze mostrate in tabella 4.3 (v. anche le figure 4.9 e 4.10).

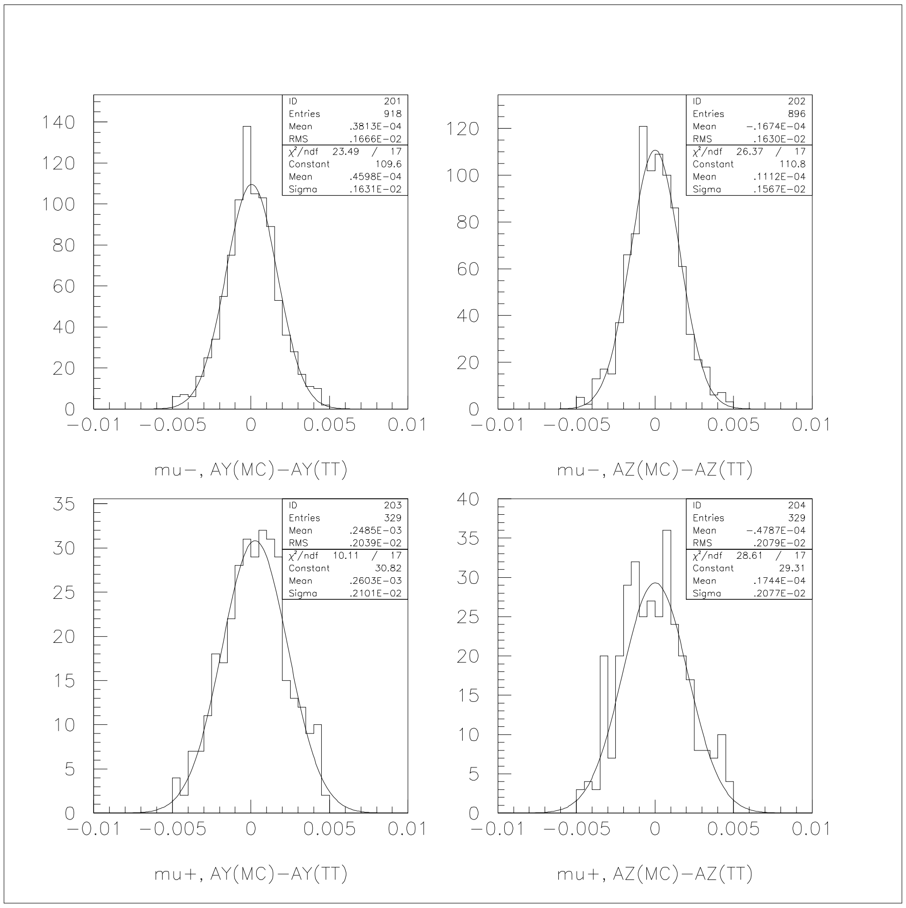


Figura 4.9: Ricostruzione dei muoni: errore sul coefficiente angolare.

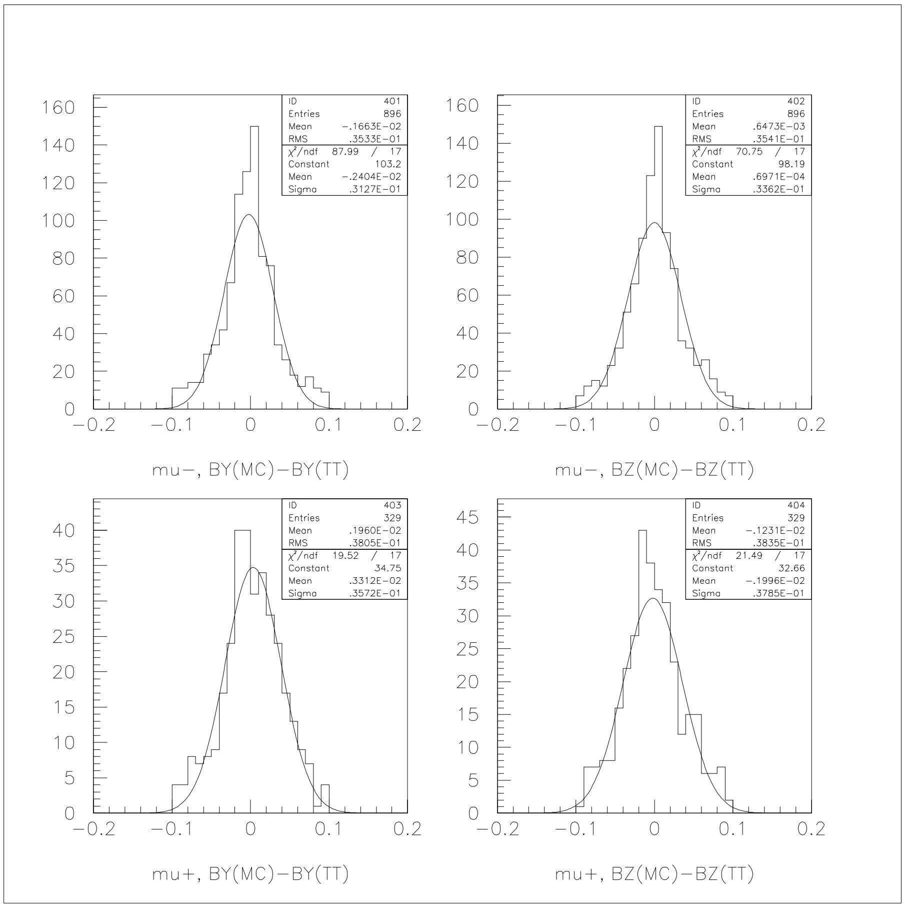


Figura 4.10: Ricostruzione dei muoni: errore sull'intersezione ad X=0.

Quantità	μ^-	μ^+
$\sigma(\Delta A_y)$	0.0016	0.0023
$\sigma(\Delta A_z)$	0.0016	0.0022
$\sigma(\Delta B_y)$	0.031 cm	0.036 cm
$\sigma(\Delta B_z)$	0.034 cm	0.038 cm

Tabella 4.3: Ricostruzione dei muoni: varianze degli errori sui parametri spaziali della traccia rettilinea.

Stima dei pesi

Osservando i grafici 4.9 e 4.10 e la tabella 4.3 possiamo dare una stima per gli errori $\sigma(\Delta A)$ e $\sigma(\Delta B)$ che serviranno da pesi nella formula per l'associazione finale:

$$\begin{aligned} \sigma(\Delta A_y) &= \sigma(\Delta A_z) = 0.002 \\ \sigma(\Delta B_y) &= \sigma(\Delta B_z) = 0.03cm \end{aligned} \tag{4.6}$$

Come controllo della bontà dell'associazione, possiamo usare modulo e segno di $P(\mu)$: la distribuzione dell'errore relativo nella ricostruzione dell'impulso è riportata in figura 4.11.

Notiamo che l'errore non è direttamente confrontabile con la risoluzione degli apparati interessati, in quanto, a seconda della grandezza dell'impulso, esso può essere misurato da diversi sottosistemi (magnete, calorimetro e spettrometro). Inoltre, vi è una dipendenza dall'energia della risoluzione stessa. L'andamento ottenuto in figura 4.11, è tuttavia quello aspettato dalla convoluzione dello spettro dei muoni con le risoluzioni degli apparati di misura.

Si può infine notare che i grafici di figura 4.11 non sono centrati a zero e hanno code non gaussiane. Questi effetti sono però piccoli e non sono importanti per la nostra valutazione del fondo.

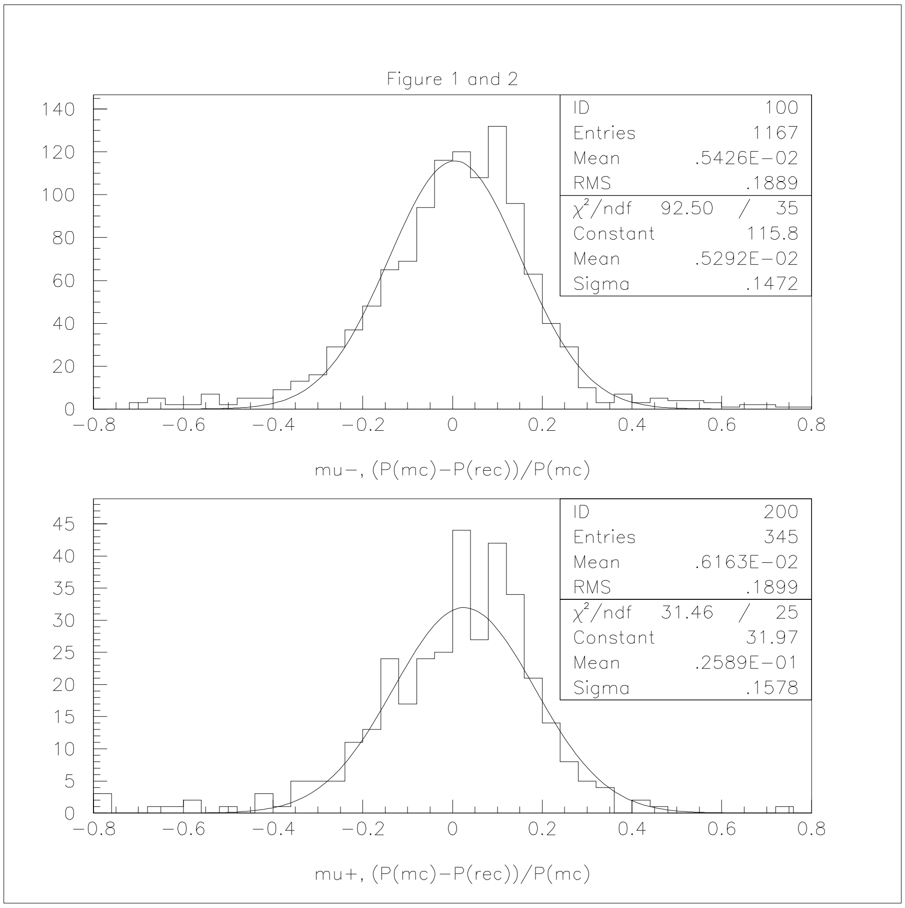


Figura 4.11: Ricostruzione dei muoni: errore relativo sulla quantità di moto.

Per muoni di impulso troppo elevato, la curvatura nei magneti a volte non è sufficiente a identificare il segno della particella. Ricordiamo che nell'associazione il valore del segno non è rilevante e potrebbe quindi accadere che, ad una traccia simulata con determinato segno, sia associata una traccia ricostruita con segno opposto.

Per avere un parametro indicativo della capacità dell'apparato di identificare i muoni con il segno corretto, definiamo le efficienze parziali sui μ^- e sui μ^+ come rapporto fra il numero di tracce identificate col segno corretto rispetto al numero di tracce totali associate al muone MC con segno definito:

$\varepsilon^-_{sign} = \frac{1098}{1148} = 97\%$

$\varepsilon^+_{sign} = \frac{606}{667} = 91\%$

Definiamo infine come efficienza totale la media pesata:

$\varepsilon_{sign} = \frac{97 \cdot 1148 + 91 \cdot 667}{1148 + 667} = 95\%$

Questi errori nella ricostruzione del segno, sebbene piccoli, hanno importanza nella determinazione di una sorgente addizionale di fondo in eventi di *dimuoni da neutrino*, come vedremo nel § 4.7.

Associazione finale

Una volta calcolati i valori di $\sigma(\Delta A)$ e $\sigma(\Delta B)$ ho progettato un semplice algoritmo che procede in questo modo:

1. Fissata una traccia ricostruita e marcata come muone, si itera sui muoni simulati.[5]

[5]Possono esservi più di due muoni simulati dovuti a decadimenti di π o K.

2. Per ogni muone simulato, si calcola il parametro d, che è una "distanza" pesata fra le due tracce:

$$d = \frac{|\Delta A_y| + |\Delta A_z|}{\sigma(\Delta A)} + \frac{|\Delta B_y| + |\Delta(B_z|}{\sigma(\Delta B)} \tag{4.7}$$

3. Dopo l'iterazione, il muone ricostruito è associato con quello simulato da cui ha la minima distanza. In questo modo sono possibili associazioni multiple, cioè lo stesso muone simulato può essere associato a più di un muone ricostruito, ma la loro incidenza è piccola (minore dell' 1%).

È da notare che l'associazione viene fatta senza considerare le tracce simulate diverse dai muoni; questo implica che non si tiene conto della piccola frazione di eventi in cui la traccia "vera" più vicina a quella ricostruita non sia un muone. Considerando la densità di tracce nel *target tracker*, è stato calcolato in un lavoro interno alla collaborazione CHORUS [21], che questa frazione è circa il 2% per tracce di muoni in eventi di CC. La conoscenza di questo numero è utile per calcolare uno dei fattori presenti nella formula dell'efficienza sulla ricerca del *kink* (v. § 4.3.5 e formula (4.8)). Nello stesso lavoro è stato calcolato che, allo scopo di rigettare quelle associazioni che siano quasi certamente errate, si debbano usare solo le tracce associate con una distanza angolare inferiore a $10 mrad$ dal muone simulato.

4.3.3 Efficienza nell'identificazione dei muoni

Come abbiamo visto, quando il programma di ricostruzione e analisi dati assegna ad una traccia un *flag* di muone, questa viene associata ad uno dei muoni generati dalla simulazione MC, con criteri puramente spaziali, usando l'algoritmo descritto nel paragrafo precedente.

Prima di selezionare gli eventi candidati al fondo (cioè quelli nei quali il μ^- viene identificato e il μ^+ no), diamo alcune informazioni generali sulla ricostruzione dei muoni. Il numero di tracce identificate come muoni e associate ad una traccia del *target tracker* per ogni evento è dato nella tabella 4.4. Nella tabella 4.5 sono riportate le efficienze di ricostruzione separatamente per i due muoni.

$N(\mu)_{id}$	N ev .	%
TOT	8951	
0	300	3.3%
1	4696	52.5%
2	3929	43.9%
> 2	26	0.3%

Tabella 4.4: Numero di μ identificati per evento.

	μ^+	%	μ^-	%
vertice sim. e rec. in emulsione	8951		8951	
muone ricostruito ed associato	8057	90%	4479	50%
segno corretto	7892	98%	4364	97%
segno errato	165	2%	115	3%

Tabella 4.5: Efficienze nella ricostruzione dei muoni.

- *μ^+ dal vertice primario di $\overline{\nu}_\mu$*

  I muoni ricostruiti ed associati sono 8057 (90% di 8951), di cui quelli con segno positivo o non identificato sono 7892 (98% di 8057), mentre quelli con segno negativo (cioè errato) sono 165 (2% di 8057). I valori medi delle quantità di moto sono i seguenti.

Impulso alla generazione, media su tutti gli eventi:

$\bar{P}_{MC}(8951 ev.) = 38$ Gev/c

Impulso alla generazione, media sugli eventi col muone ricostruito:

$\bar{P}_{MC}(7892 ev.) = 40$ Gev/c

Impulso medio ricostruito:

$\bar{P}_{rec}(7892 ev.) = 40$ Gev/c

- *μ^- dal decadimento della particella charmata*

  I muoni ricostruiti ed associati sono 4479 (50% di 8951), di cui quelli con segno negativo o non identificato sono 4364 (97% di 4479), mentre quelli con segno positivo (cioè errato) sono 115 (3% of 4479). I valori medi delle quantità di moto sono i seguenti.

  Impulso alla generazione, media su tutti gli eventi:

  $\bar{P}_{MC}(8951 ev.) = 6$ Gev/c

  Impulso alla generazione, media sugli eventi col muone ricostruito:

  $\bar{P}_{MC}(4364 ev.) = 9$ Gev/c

  Impulso medio ricostruito:

  $\bar{P}_{rec}(4364 ev.) = 9$ Gev/c

Le diverse efficienze di identificazione per i due muoni sono dovute allo spettro di energia: il μ^- da charm, che è ricostruito con efficienza pari al 50% ha $< P >= 6 GeV/c$, Una frazione notevole di questi muoni ha energia troppo bassa per raggiungere lo spettrometro.

Eventi con μ^- ricostruito e μ^+ non identificato

Gli eventi del fondo che vogliamo studiare devono avere un solo muone di segno negativo ricostruito e associato ad una traccia del *target tracker*, altrimenti l'evento non passa alla fase di *scanning*. Si devono perciò selezionare gli eventi nei quali un solo muone è stato ricostruito ed associato, con segno negativo.

Per prima cosa selezioniamo gli eventi nei quali il μ^- proveniente dal decadimento della particella charmata è stato ricostruito: come risultato abbiamo 4364 eventi (49% su 8951 simulati in emulsione con vertice ricostruito).

Dobbiamo poi vedere in quanti di questi eventi il μ^+ è stato "perduto", ovvero il solo muone ricostruito è il μ^-. Abbiamo 503 di questi eventi (12% di 4364). Se si trattasse di eventi reali, sarebbero un insieme di eventi di $\overline{\nu}_\mu$ che soddisfano ad una parte delle condizioni richieste per essere effettivamente ricercati in emulsione. Essi sarebbero mandati alla fase di *scanning* se superassero ulteriori tagli descritti nel paragrafo seguente.

4.3.4 Selezione geometrica delle tracce

Gli eventi che vengono analizzati in emulsione devono soddisfare particolari requisiti relativi all'inclinazione delle tracce, che possiamo riprodurre con dei tagli angolari. Riproduciamo i tagli fatti sui dati reali usando i valori della simulazione MC.

1. $\vartheta(\mu) \leq 400 mrad$

   dove $\vartheta(\mu)$ è l'angolo fra la traccia del muone e l'asse del fascio di neutrini.

   Questo taglio è necessario in quanto i sistemi automatici di *scanning* non sono in grado di riconoscere tracce ad angoli troppo grandi rispetto alla direzione del fascio (perpendicolare ai piani delle lastre di emulsioni).

2. $\vartheta(X7) \geq 50mrad$

   dove $\vartheta(X7)$ è l'angolo fra la traccia del muone e l'asse del fascio X7.

   Nella stessa area del fascio di neutrini arrivano anche particelle cariche (muoni) associate ad un fascio di calibrazione del CERN (detto X7), di cui si conosce con precisione l'angolo di incidenza. Questi muoni sono eliminati dal sistema di *trigger*, ma in emulsione la densità di tracce in corrispondenza dell'angolo di questo fascio è elevata, si rende perciò necessario un taglio di 50 mrad intorno al fascio X7, come si vede nella figura 4.12. I coefficienti angolari del fascio X7 sono:

   $X7(slopeY, slopeZ) = (-0.077, 0.004)$

Allo scopo di ridurre l'impegno di *scanning*, si effettua un taglio cinematico sull'impulso del μ^-. Poiché i muoni provenienti dal decadimento del τ hanno in media energia minore rispetto a quelli provenienti dalle interazioni di CC dei ν_μ del fascio, studiando gli spettri nei due casi [19], si è scelto di tagliare i μ^- con impulso maggiore di $30GeV/c$: questo taglio riduce il numero di eventi da analizzare in emulsione perchè esclude la maggior parte delle CC da ν_μ, ma accetta la quasi totalità dei decadimenti $\tau^- \to \mu^-$.

Il numero di eventi rimanenti dopo i tagli applicati è indicato in tabella 4.6. Dopo queste selezioni restano 438 eventi (87% di 503) candidati per il fondo.

4.3.5 La ricerca del *kink*

Il decadimento D$^- \to \mu^-$ può diventare un fondo solo se viene identificato in emulsione. Le tecniche di *scanning* e di definizione del *kink* sono in fase

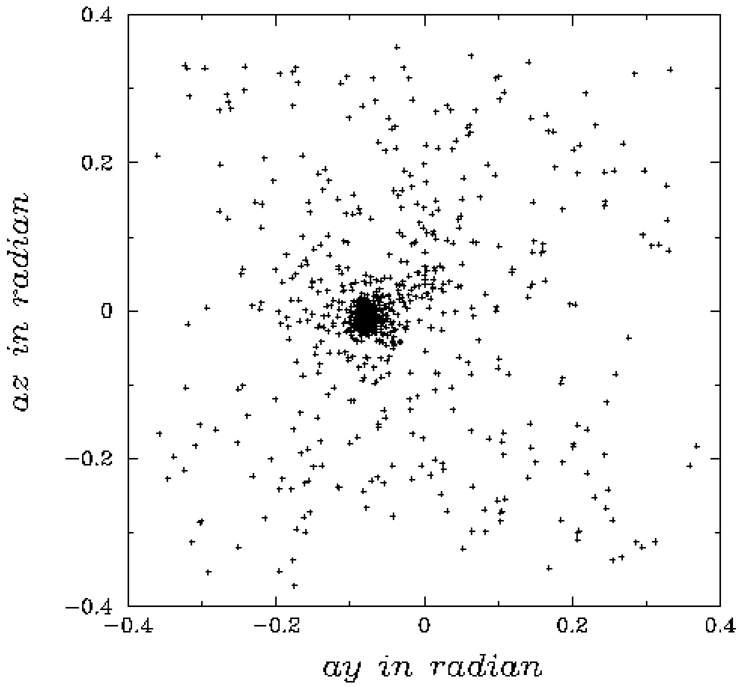


Figura 4.12: Distribuzione angolare dei muoni in emulsione: la zona ad alta densità corrisponde alla direzione del fascio X7.

Selezione	N. eventi	%
Solo 1 μ^- identificato	503	
$\vartheta(\mu) \leq 400mrad$	503	100%
$\vartheta(X7) \geq 50mrad$	455	90%
$P(\mu) \leq 30GeV$	438	96%

Tabella 4.6: Selezioni applicate prima della fase di *scanning*.

di evoluzione, nel seguito, ho considerato la tecnica applicata a parte della statistica analizzata (i dati raccolti nel 1994). La tecnica applicata sui dati reali consiste in diverse fasi:

1. Ricostruzione del vertice a partire dalla *scanback track* (v. § 4.2.1).

2. Identificazione del cambio di direzione sulla traccia del μ^-, per una lunghezza di decadimento compresa fra $20\mu m$ e 5 lastre di emulsioni (circa $4mm$).

3. Dopo aver identificato il decadimento si può misurare P_{t-kink}: la componente trasversa dell'impulso del μ^- rispetto alla direzione della particella che decade (il τ o il D^-). Si richiede che sia $P_{t-kink} > 250MeV/c$, per eliminare il fondo dovuto allo scattering di adroni carichi su nuclei.

Sugli eventi MC possiamo effettuare i tagli relativi alla lunghezza di decadimento e al P_{t-kink} ma, non avendo a disposizione una simulazione delle emulsioni, alcune informazioni relative all'efficienza di *scanning* sono prese da altri lavori interni alla collaborazione CHORUS.

La formula usata per calcolare l'efficienza di ricerca del *kink* (η_{kink}), è la seguente [21]:

$$\eta_{kink} = \eta_{Pt-kink} \cdot \eta_{loc} \cdot \eta_{\mu} \cdot \\ \cdot f(r_{short}, r_{long}, scan - tec) \tag{4.8}$$

Nella formula sono comprese le efficienze dei tagli geometrici e cinematici effettuati sugli eventi, nonchè le efficienze delle diverse tecniche di *scanning* adottate per differenti lunghezze di decadimento. Analizziamo i singoli termini presenti nella formula:

- $\eta_{Pt-kink}$ = efficienza del taglio sulla componente perpendicolare di $P(\mu^+)$ rispetto alla direzione della particella charmata.

  $P_{t-kink} = P(\mu^+) \cdot \sin(\vartheta_{kink})$

  ($P(\mu^+)$ ricostruito, ϑ_{kink} dal MC)

  Condizione richiesta: $P_{t-kink} \geq 250MeV/c$

  Eventi selezionati: 350 su 438 $\Rightarrow \eta_{Pt-kink} = 0.74$

- η_{loc} = efficienza del taglio sulla lunghezza di decadimento.

  Gli eventi sono divisi in 5 categorie a seconda della lunghezza di decadimento della particella charmata[6].

  1. "Very short": $L_{dec} < 20\mu m$
  2. "Short" : $20\mu m \leq L_{dec} < 1lastra$
  3. "Long" : $1lastra \leq L_{dec} \leq 5lastre$

[6]Ricordiamo (v. § 1.2.2) lo spessore degli *stack* di emulsioni:
$1stack = 36lastre \cdot 0.790mm$ e $1lastra = 0.350 + 0.090 + 0.350mm$.

4. "Very long" : $L_{dec} > 5lastre$ e interno alle emulsioni

5. "Out" : Decadimento esterno alle emulsioni

Gli eventi accettati sono quelli che soddisfano le condizioni (2) o (3), ovvero: $20\mu m \leq L_{dec} \leq 5lastre$

Nella tabella 4.7 è riportata la suddivisione degli eventi rispetto alle 5 categorie.

Eventi selezionati: 189 su 350 $\Rightarrow \eta_{loc} = 0.54$

Categoria eventi	N. ev.	%
Da tagli precedenti	350	
(1) very short	31	9%
(2) SHORT	31	9%
(3) LONG	158	45%
(4) very long	80	23%
(5) out	50	14%
$r_{short} = \frac{(2)}{(2)+(3)}$	0.16	
$r_{long} = \frac{(3)}{(2)+(3)}$	0.84	

Tabella 4.7: Suddivisione degli eventi in base alla lunghezza di decadimento. Le frazioni r_{short} e r_{long} servono per il calcolo della funzione $f(r_{short}, r_{long}, scan - tec)$.

- η_μ = efficienza relativa alla possibilità che la traccia marcata come muone sia in realtà una delle altre tracce cariche associate all'evento.

  Se il muone, identificato ad esempio nello spettrometro, viene associato ad una traccia diversa dal muone nel *target tracker*, l'inseguimento in emulsione può funzionare, ma il *kink* non viene comunque trovato. Questa efficienza non è stata studiata con il MC tuttavia, allo scopo di rigettare quelle associazioni che sono quasi sicuramente errate, vengono scartate le tracce associate con una distanza angolare maggiore di $10 mrad$ [21].

Eventi selezionati: 171 su 189 $\Rightarrow \eta_\mu = 0.90$

- $f(r_{short}, r_{long}, scan - tec)$ = fattore di efficienza dipendente dalla distribuzione delle lunghezze di decadimento e dalle differenti tecniche di *scanning* applicate (automatico o manuale).

  Altri studi della collaborazione hanno però mostrato che la dipendenza dai parametri r_{short} e di r_{long} è piccola e la funzione è ben approssimata dal valore costante 0.9.

  Anche nel capitolo seguente, quando studieremo eventi di *dimuoni da neutrino*, vedremo che, pur avendo diversi valori per r_{short} e r_{long}, si otterrà sempre $f(r_{short}, r_{long}, scan - tec) \sim 0.9$

  Per consentire in futuro di considerare eventuali modifiche a questo parametro, che si evolve insieme alle tecniche di *scanning* adottate, ne terremo conto solo nella normalizzazione finale (v. § 4.6).

Nella tabella 4.8 vi sono i risultati delle selezioni applicate. Come risultato finale abbiamo 171 eventi (39% di 438) candidati a diventare fondo al decadimento $\tau^- \rightarrow \mu^-$. Vedremo nel paragrafo successivo quanti di questi possono essere rigettati per mezzo di un'analisi visiva degli eventi.

4.4 Analisi visiva degli eventi

Come vedremo, circa la metà dei residui eventi di fondo (88 su 171) possono essere scartati dopo un attento esame della schermata grafica dell'evento, prodotta dal programma CHORINTR modificato.

	N. ev.	%
Mandati in *scanning*	438	
$\eta_{Pt-kink}$	350	74%
η_{loc}	189	54%
η_{μ}	171	90%
η_{tot}	171/438	39%

Tabella 4.8: Selezioni della fase di ricerca del *kink*.

Ricordiamo che per facilitare questa fase ho sviluppato delle modifiche nel programma di ricostruzione e analisi dati (CHORINTR), che permettono di salvare (durante un'esecuzione non interattiva) il *display* degli eventi selezionati insieme ad altre informazioni utili relative agli stessi eventi (v. § 3.1).

In base a questa analisi fatta osservando il *display* dei 171 eventi selezionati, possiamo dividere gli eventi candidati in quattro categorie, a seconda del motivo che ha causato la mancata identificazione del μ^+.

1. *Muoni a breve range.* Il μ^+ si ferma nel calorimetro, o anche prima, a causa della poca energia[7] (v. figura 4.13).

2. *Muoni uscenti dall'apparato.* Il μ^+ esce dai lati del rivelatore prima di raggiungere lo spettrometro (v. figura 4.14).

3. *Mancata ricostruzione* Lo spettrometro fallisce nella ricostruzione della traccia del μ^+, nonostante la presenza di una attività significativa (v. figura 4.15).

4. *Mancata associazione.* La traccia del μ^+ è ricostruita dallo spettrometro ma non è associata a nessuna delle tracce ricostruite dal *target*

[7] In media $P(\mu) < 1.4$ Gev/c

tracker: in questo caso la *subroutine* TTMUON non assegna il *flag* di muone (v. figura 4.16).

Nella tabella 4.9 gli eventi sono raggruppati in due sole categorie, in quanto non sempre è possibile distinguere i muoni a corto *range* (1) da quelli uscenti (2), o fra mancata ricostruzione (3) e mancata associazione (4). Il fatto rilevante è che gli eventi dei gruppi (3) e (4) possono essere certamente rigettati come possibile sorgente di fondo a causa della evidente presenza di un secondo muone puntante al vertice di interazione.

Restano così 83 eventi di *dimuoni da antineutrino* candidati a diventare un fondo per il decadimento $\tau^- \to \mu^-$.

Categoria	N. ev.	%
(1)+(2)= possibili evt. di fondo	83	49%
(3)+(4)= scartati come evt. di fondo	88	51%

Tabella 4.9: Selezione degli eventi in base all'analisi visiva.

Nelle figure 4.13, 4.14, 4.15 e 4.16, vi sono alcuni esempi di come appaiono i differenti tipi di evento.

Abbiamo studiato gli 83 eventi residui con l'intento di capire se siano legati ad una situazione fisica riconoscibile (e quindi in qualche misura eliminabili con tagli cinematici) o ad errori del *software* di ricostruzione e dell'apparato rivelatore. Nelle figure 4.17, 4.18 e 4.19, sono riportate le distribuzioni di alcune grandezze interessanti per gli scopi suddetti.

Nella figura 4.17 è riportata la distribuzione dell'impulso del μ^+ proveniente dal decadimento del D^-: la prima distribuzione riguarda tutti gli eventi simulati, la seconda contiene il sottoinsieme di quelli selezionati come fondo. Da questi grafici si vede che la mancata identificazione del muone avviene a bassi valori di energia, per i quali l'efficienza dell'apparato è minore.

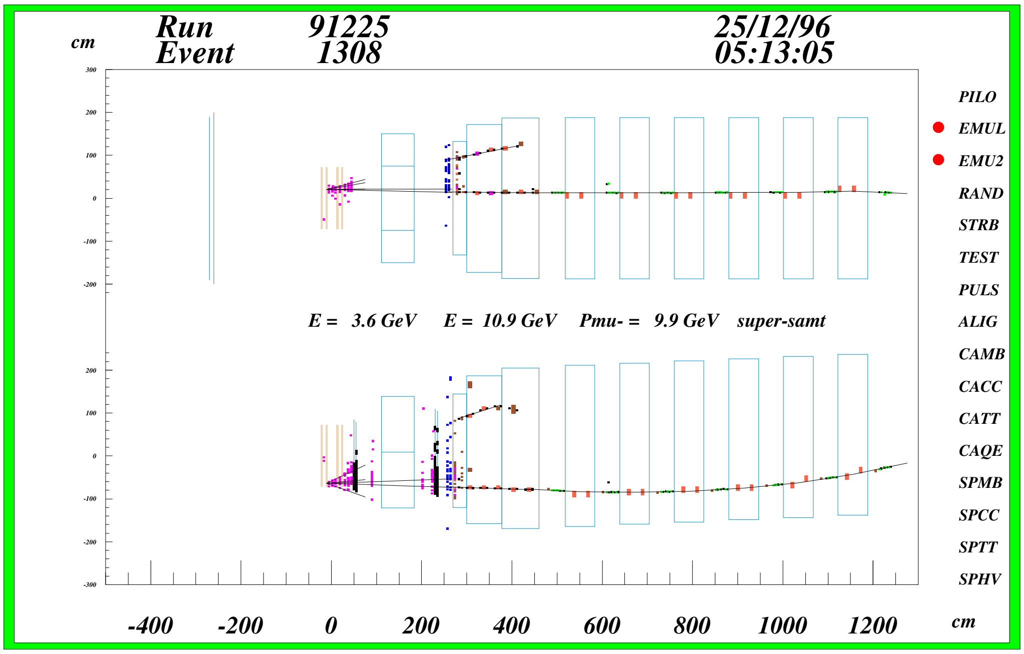


Figura 4.13: Esempio di muone a breve *range*.

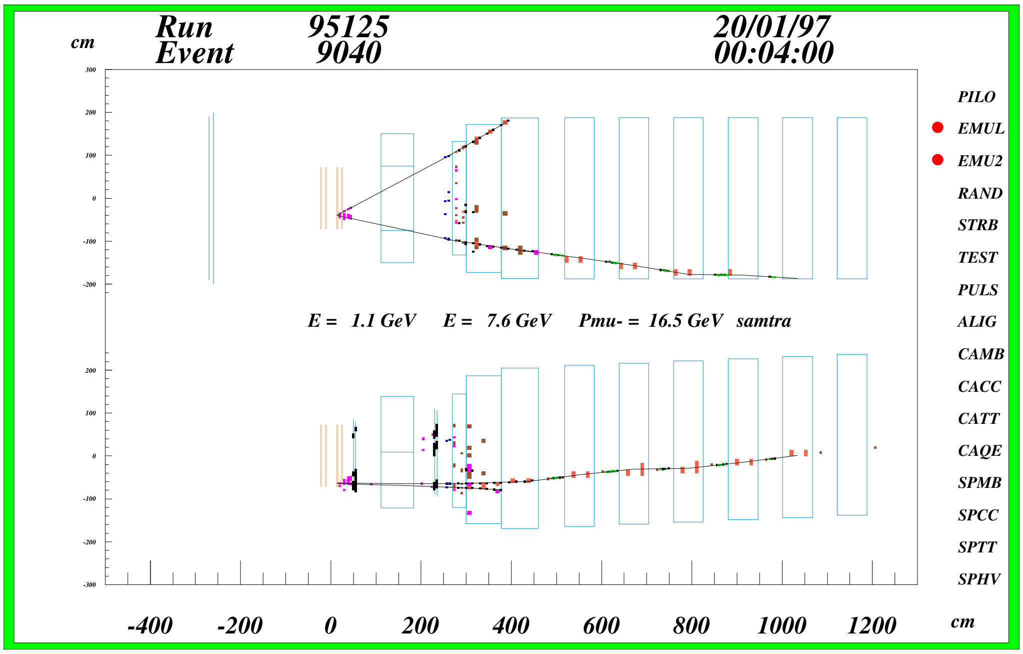


Figura 4.14: Esempio di muone uscente dall'apparato.

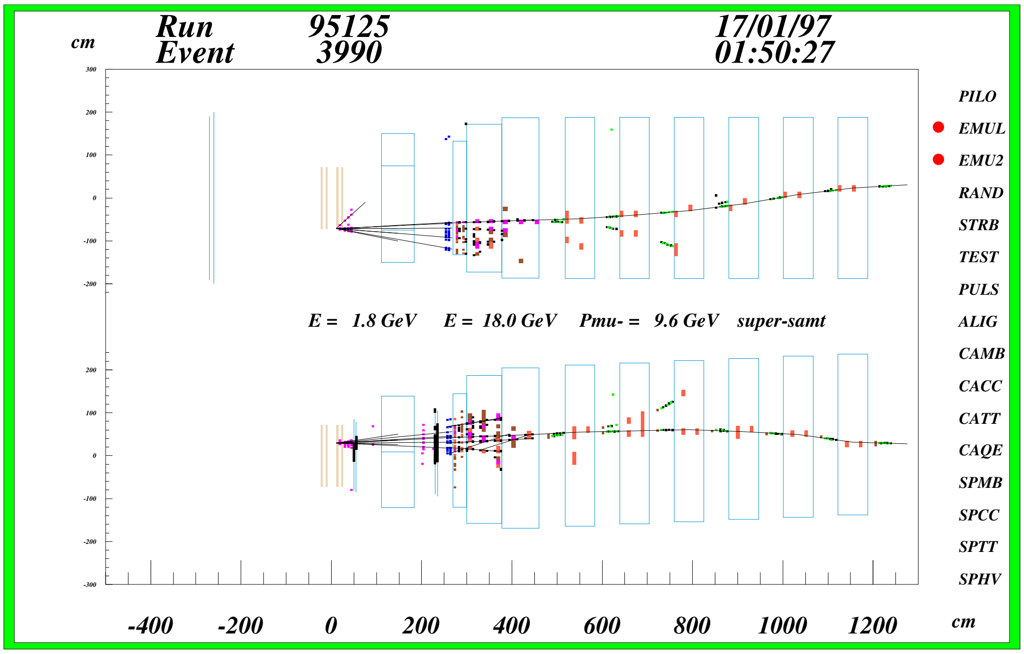


Figura 4.15: Esempio di fallita ricostruzione (*hit* non congiunti da una linea nello spettrometro).

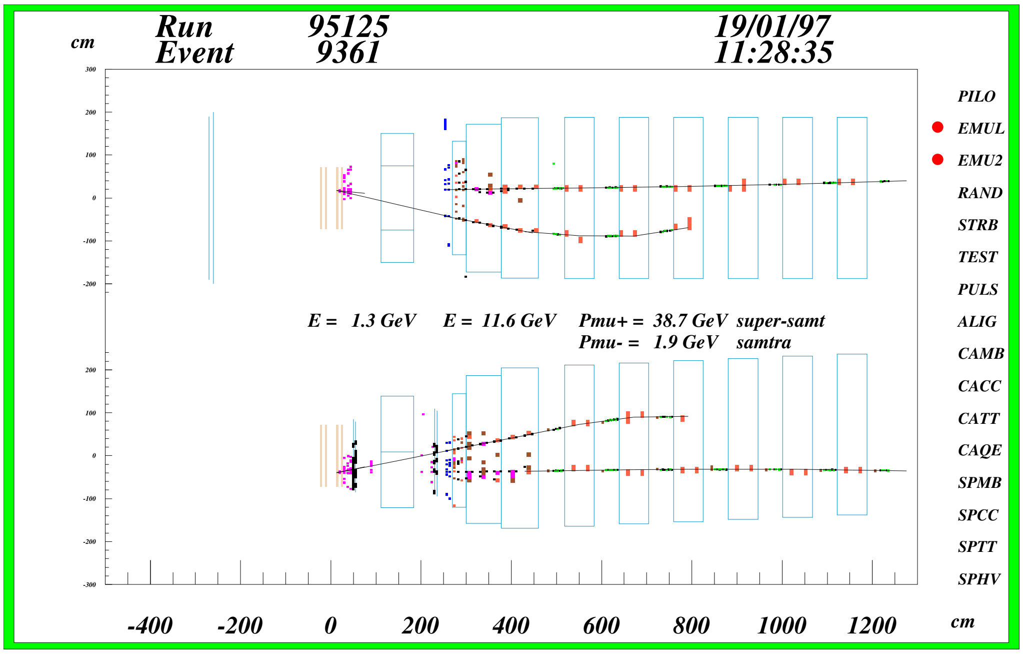


Figura 4.16: Esempio di mancata associazione (la traccia non è seguita fino al *target tracker*).

Nelle figure 4.18 e 4.19 sono riportate le distribuzioni dell'impulso del μ^+ rispetto all'angolo con la direzione del fascio (asse X), sempre per tutti gli eventi simulati e per il sottoinsieme di eventi selezionati come fondo. Come si può notare i μ^+ non identificati, oltre ad avere bassa energia (e quindi breve *range*), si trovano a grandi angoli rispetto all'asse del fascio: hanno perciò maggior probabilità di uscire lateralmente dall'apparato.

Si potrebbe pensare di diminuire il fondo assegnando il *flag* di muone anche a tracce con *range* più breve rispetto al taglio fissato di $X = 400cm$. Questo farebbe però aumentare anche il numero di pioni erroneamente identificati come muoni. Poichè in presenza di un evento con τ possono esservi anche dei pioni carichi, questo porterebbe a scartare anche una parte del segnale.

Si potrebbero utilizzare i grafici delle distribuzioni di impulso e angolo per eventi di fondo e segnale, cercando di ottimizzare i tagli su P e ϑ in modo da massimizzare la reiezione dei pioni carichi e minimizzare l'efficienza sui muoni. Ma, come vedremo nel paragrafo seguente, gli 83 eventi ottenuti corrispondono ad un piccolissimo numero totale di eventi aspettato durante la presa dati. Non si rende perciò necessaria l'applicazione di tagli ulteriori.

4.5 Fondo residuo finale

Nella tabella 4.10 è riportato il riassunto di tutte le operazioni svolte partendo dai circa 30000 eventi simulati per arrivare agli 83 selezionati.

Gli 83 eventi costituiscono il campione residuo di eventi da antineutrino che possono simulare una interazione di ν_τ. In percentuale, rispetto al numero di dimuoni simulati in emulsione, il fondo residuo è di:

$$f^{bck} = \frac{83}{15667} = (5.3 \pm 0.6) \times 10^{-3} \tag{4.9}$$

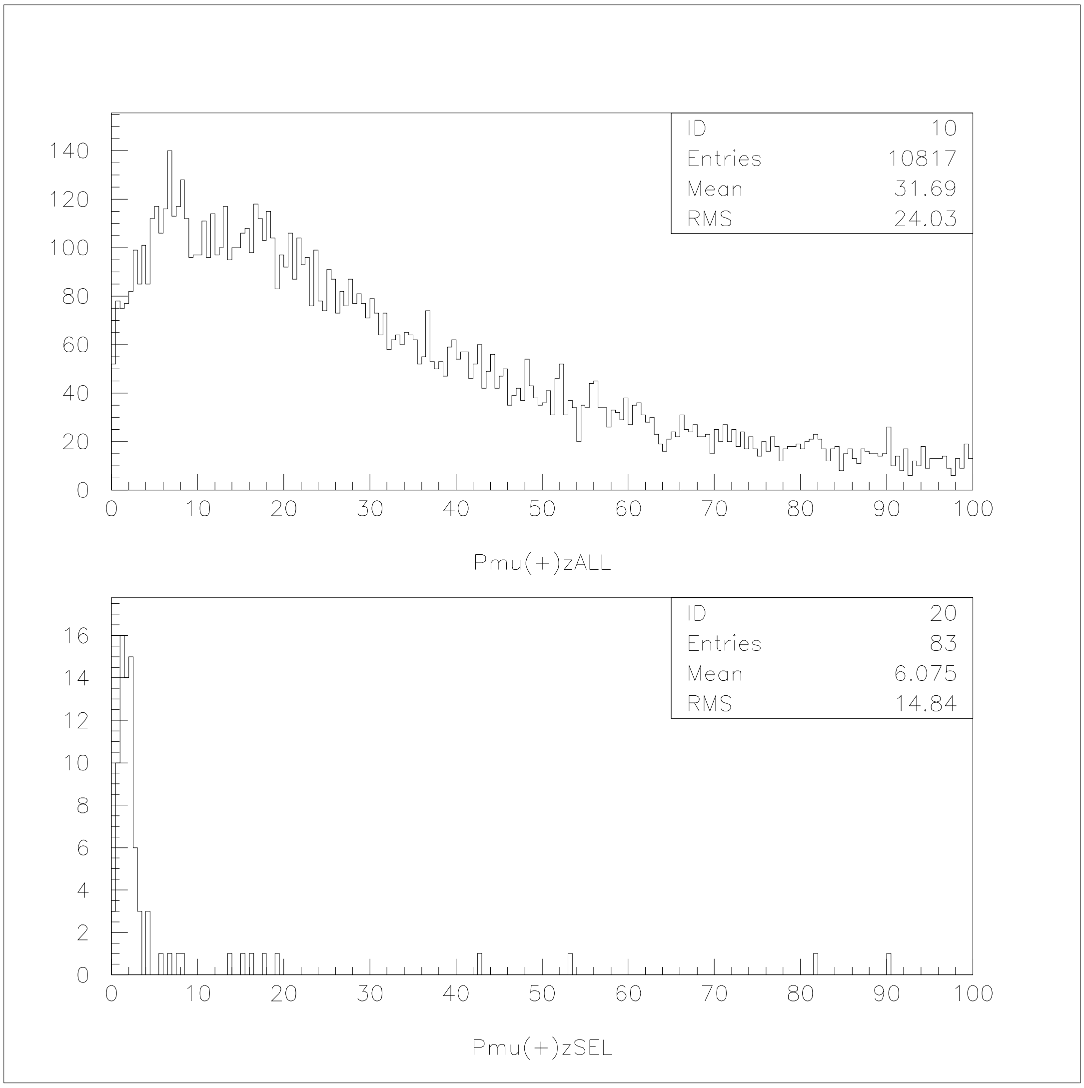


Figura 4.17: Simulazione MC di eventi di *dimuoni da antineutrino*. Distribuzioni di $P(\mu^+)$ per tutti gli eventi simulati e per il sottoinsieme di quelli selezionati come fondo.

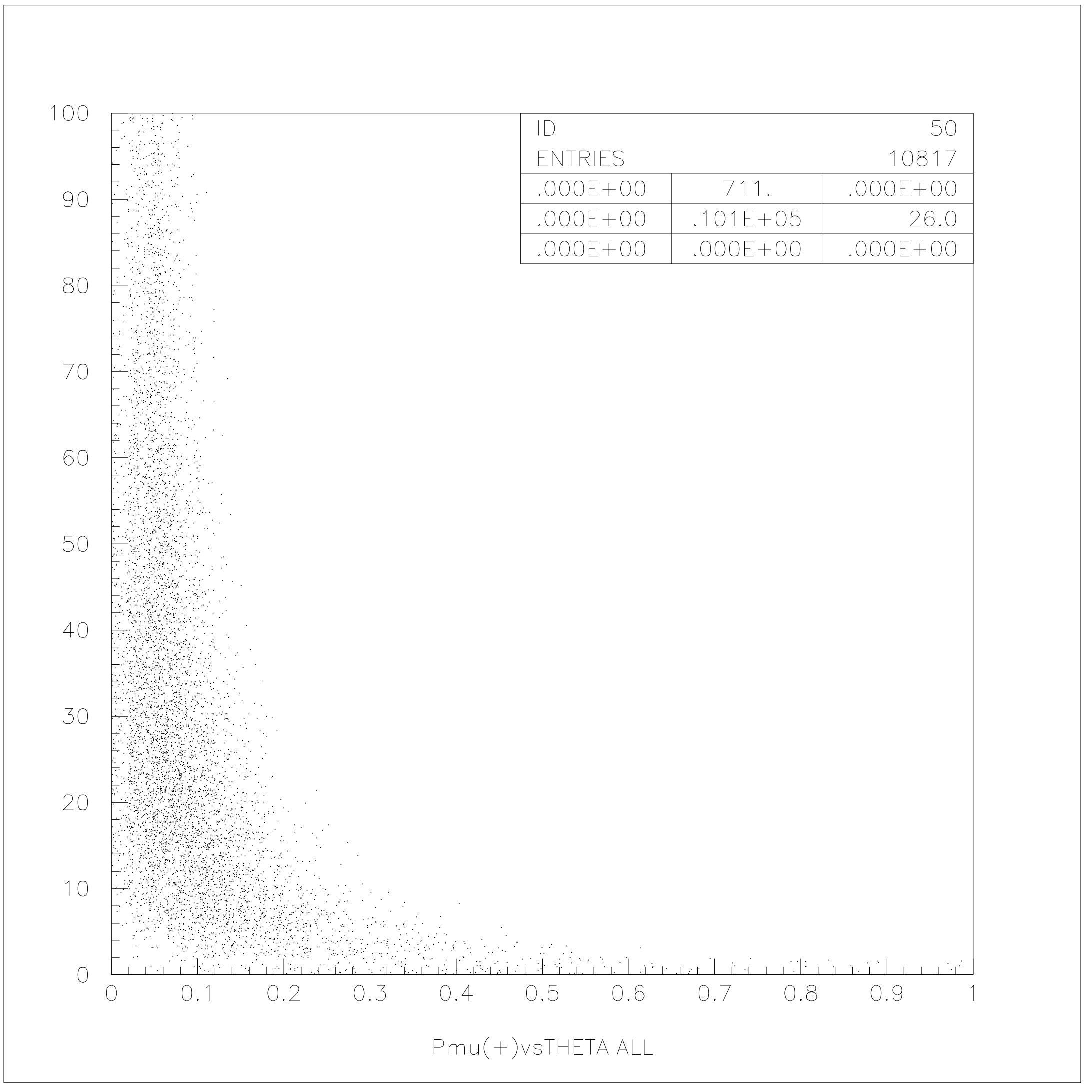


Figura 4.18: Simulazione MC di eventi di *dimuoni da antineutrino*. Distribuzione di $P(\mu^+)$ vs $\vartheta(\mu^+)$ per tutti gli eventi simulati.

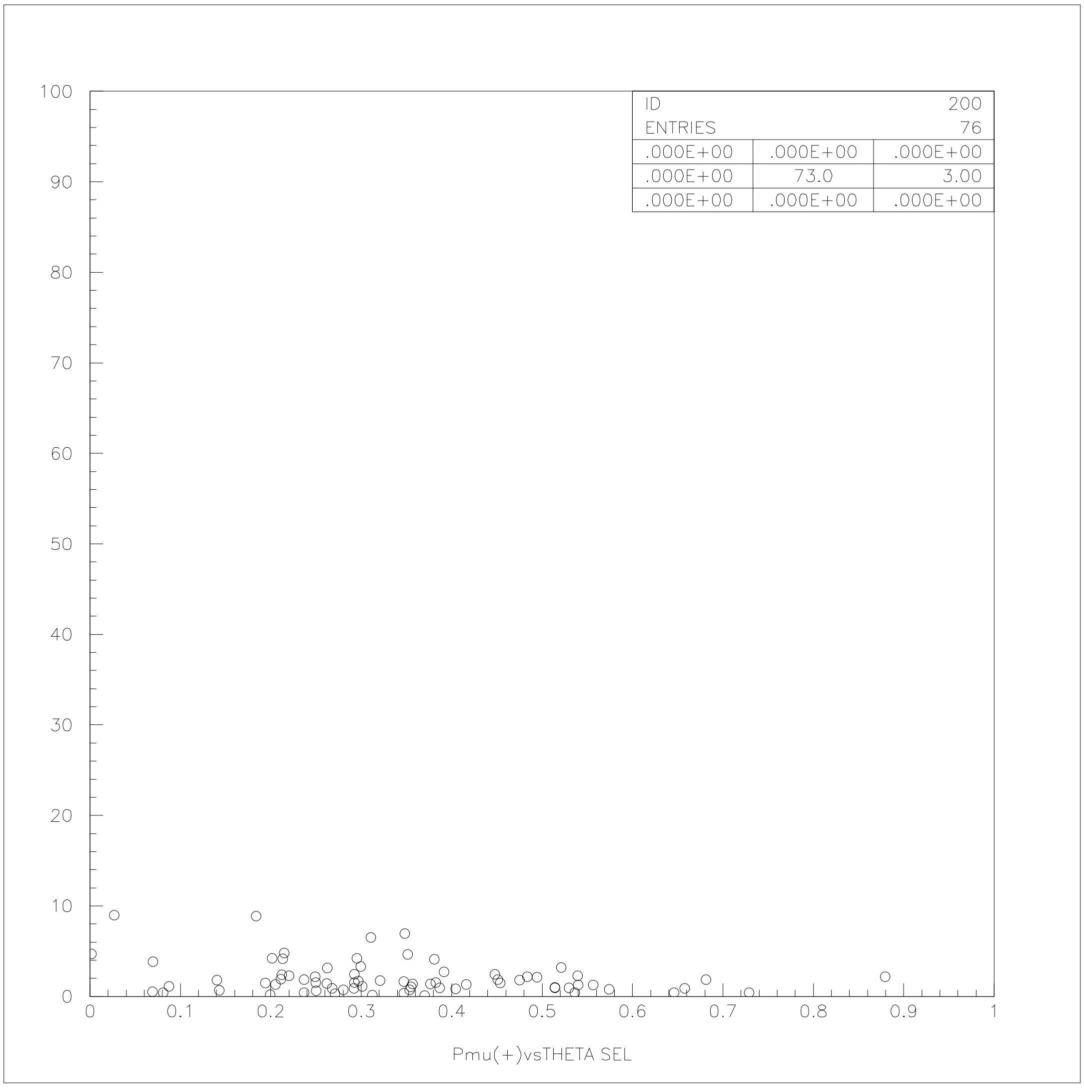


Figura 4.19: Simulazione MC di eventi di *dimuoni da antineutrino*. Distribuzione di $P(\mu^+)$ vs $\vartheta(\mu^+)$ per gli eventi selezionati come fondo.

	N. ev.	Percentuale
Evt. di *dimuoni da antineutrino* simulati	30415	100%
Simulati in emulsione	15667	52%
Dec. $D^- \rightarrow \mu^- + neutri$	9648	62%
Vertice ricostruito	8951	93%
μ^- ricostruito	4364	49%
μ^+ non ricostruito	503	12%
Tagli geometrici sulle tracce	438	87%
Ricerca del *kink*	171	39%
Analisi visiva	83	49%
Efficienza totale	83/15667	0.53%

Tabella 4.10: Riassunto delle selezioni applicate agli eventi simulati.

dove l'errore è solamente quello dovuto alla statistica del MC.

4.6 Normalizzazione rispetto alle correnti cariche

Per calcolare quanti sono gli eventi di fondo da particelle charmate per il decadimento $\tau^- \rightarrow \mu^-$ aspettati nell'esperimento CHORUS, bisogna normalizzare il risultato ottenuto nel paragrafo precedente rispetto alla statistica dell'esperimento, cioè rispetto al numero di interazioni di corrente carica da ν_μ verificatesi nell'apparato.

L'analisi svolta ha permesso di calcolare il numero di eventi di fondo rispetto al numero di interazioni di $\overline{\nu}_\mu$ con produzione di charm e due muoni nello stato finale:

$$f^{bck} = \frac{N_{bck}}{N(\overline{\nu}_\mu \to 2\mu)} = (5.3 \pm 0.6) \times 10^{-3}$$

L'esperimento si normalizza rispetto al numero noto di interazioni di CC da ν_μ:

$$N(\nu_\mu CC)$$

Si deve quindi calcolare il rapporto fra il numero di interazioni di $\overline{\nu}_\mu$ con produzione di charm e due muoni nello stato finale e il numero di interazioni di CC da $\overline{\nu}_\mu$:

$$\frac{N(\overline{\nu}_\mu \to 2\mu)}{N(\overline{\nu}_\mu CC)}$$

Servirà anche conoscere il numero di interazioni di CC da $\overline{\nu}_\mu$ rispetto al numero di interazioni di CC da ν_μ:

$$\frac{N(\overline{\nu}_\mu \to 2\mu)}{N(\nu_\mu CC)}$$

Per ottenere questi risultati, farò uso di due strumenti:

- Lo spettro dei ν_μ e degli $\overline{\nu}_\mu$ del fascio di CHORUS, simulato dal programma GBEAM (v. § 4.1).

- Un lavoro della collaborazione CHARM II [22] nel quale è misurato, in funzione dell'energia, il rapporto fra le sezioni d'urto di dimuone e di CC per eventi di ν_μ e $\overline{\nu}_\mu$. Ho ricalcolato questo rapporto usando lo spettro del fascio dei neutrini di CHORUS.

Dai dati relativi al fascio di neutrini e utilizzando le sezioni d'urto di CC, ho calcolato il rapporto:

$$R_{CC}(E) = \frac{N_{\overline{\nu}_\mu CC}(E)}{N_{\nu_\mu CC}(E)}$$

Il valor medio di questo rapporto è:

$$\Rightarrow < R_{CC} >= 0.018 \pm 0.007 \tag{4.10}$$

Dall'articolo di CHARM II ho potuto calcolare il rapporto fra sezione d'urto di dimuone e CC per gli $\overline{\nu}_\mu$:

$$R_{\overline{\nu}_\mu \to 2\mu}(E) = \frac{\sigma_{\overline{\nu}_\mu \to 2\mu}(E)}{\sigma_{\overline{\nu}_\mu CC}(E)}$$

Dati gli spettri di energia dei neutrini ($N_{\nu_\mu}(E)$) e degli antineutrini ($N_{\overline{\nu}_\mu}(E)$) incidenti sull'apparato, il rapporto fra eventi di dimuoni da antineutrino e eventi di CC da neutrino è dato dalla formula:

$$R_{2\mu} = \frac{N_{\overline{\nu}_\mu \to 2\mu}}{N_{\nu_\mu CC}} = \frac{\int \sigma_{\overline{\nu}_\mu \to 2\mu}(E) \cdot N_{\overline{\nu}_\mu}(E) \cdot dE}{\int \sigma_{\nu_\mu CC}(E) \cdot N_{\nu_\mu}(E) \cdot dE} =$$

$$= \frac{\int R_{\overline{\nu}_\mu \to 2\mu}(E) \cdot \sigma_{\overline{\nu}_\mu CC}(E) \cdot N_{\overline{\nu}_\mu}(E) \cdot dE}{\int \sigma_{\nu_\mu CC}(E) \cdot N_{\nu_\mu}(E) \cdot dE} =$$

$$= \frac{\int R_{\overline{\nu}_\mu \to 2\mu}(E) \cdot N_{\overline{\nu}_\mu CC}(E) \cdot dE}{\int N_{\nu_\mu CC}(E) \cdot dE} \tag{4.11}$$

dove, per neutrini e antineutrini: $N_{\nu CC}(E) = \sigma_{\nu CC}(E) \cdot N_\nu(E)$

abbiamo inoltre effettuato la sostituzione: $\sigma_{\overline{\nu}_\mu \to 2\mu}(E) = R_{\overline{\nu}_\mu \to 2\mu}(E) \cdot \sigma_{\overline{\nu}_\mu CC}(E)$

Utilizzando il fatto che il numero di interazioni di CC è proporzionale all'energia e al numero di neutrini e antineutrini incidenti, e servendosi delle stime presenti in letteratura sulle sezioni d'urto di CC di neutrino e antineutrino si ottiene:

$$R_{2\mu} = (5^{+4}_{-2}) \cdot 10^{-5} \tag{4.12}$$

Notiamo che l'errore su $R_{2\mu}$ non dipende quasi per nulla dalla statistica del MC. Esso è stato ottenuto sulla base di stime di due fattori: la grande indeterminazione di circa il 50% sulle sezioni d'urto dei dimuoni e l'incertezza di circa il 20% sul flusso di $\overline{\nu}_\mu$ nel fascio di ν_μ. Per ottenere il numero di eventi di fondo in rapporto al numero di eventi di CC di ν_μ in emulsione, abbiamo ancora bisogno di una correzione. il valore di $R_{2\mu}$ è calcolato per tutti i dimuoni da charm. Nel nostro caso siamo interessati solo ai muoni da particelle charmate cariche (per lo più D^-) e quindi dobbiamo moltiplicare per il rapporto fra i dimuoni prodotti da particelle charmate cariche e tutti gli altri:

$$\varepsilon_{\mathrm{D}^-} = \frac{N_{2\mu}(1prong)}{N_{2\mu}(Nprong)} = 0.5 \pm 0.1 \tag{4.13}$$

La normalizzazione finale è dunque:

$$\frac{N^{bck}}{N_{\nu_\mu CC}} = f^{bck} \cdot R_{2\mu} \cdot \varepsilon_{\mathrm{D}^-} \cdot \varepsilon_{CS+SS} \cdot \varepsilon_{scan} \tag{4.14}$$

Ricordiamo il significato degli altri termini presenti:

- Efficienza di *scanning* attraverso le lastre di emulsioni addizionali CS e SS.

  È un fattore non simulato nella selezione degli eventi (v. § 4.2.1) che è stato calcolato in un lavoro interno alla collaborazione CHORUS [20]:

  $$\varepsilon_{CS+SS} = 0.620 \pm 0.003(err.stat.) \tag{4.15}$$

- Fattore $f(r_{short}, r_{long}, scan-tec)$ nella formula (4.8) dell'efficienza sulla ricerca del *kink*.

  Anche questo fattore non è stato simulato. Inserendo nella formula i valori di r_{short} e r_{long} (v. la tabella 4.7 nel § 4.3.5) si ottiene:

$$\varepsilon_{scan} = f(r_{short}, r_{long}, scan - tec) = 0.9 \qquad (4.16)$$

Sostituendo i valori numerici si ottiene:

$$\frac{N^{bck}}{N_{\nu_\mu CC}} = 7^{+5}_{-3} \times 10^{-8} \qquad (4.17)$$

Il risultato finale è che, nel canale dei *dimuoni da antineutrino*, ci aspettiamo un numero di eventi di fondo al decadimento $\tau^- \to \mu^-$ compreso fra 4 e 12 su 10^8 eventi di CC.

Poichè il numero di eventi di CC raccolti in totale da CHORUS è di 8.5×10^5, il numero di eventi di fondo aspettati è di:

$$7 \times 10^{-8} \cdot 8.5 \times 10^5 = 6 \times 10^{-2} \qquad (4.18)$$

ci si aspetta quindi di trovare meno di un evento di fondo in tutto l'esperimento.

4.7 Identificazione di una nuova sorgente di fondo

Come già accennato in precedenza, una fonte addizionale di fondo potrebbe venire da eventi di *dimuoni da neutrino*: questi eventi hanno la stessa topologia dei *dimuoni da antineutrino*, ma con segni opposti per i due muoni.

Se il μ^- del vertice primario (quello dell'interazione di neutrino), non viene riconosciuto, e se il rimanente μ^+ dal decadimento della particella charmata viene identificato col segno errato, anche questi eventi possono diventare un fondo.

Nelle figure 4.20, 4.21 e 4.22, sono riportati alcuni esempi di muoni ricostruiti col segno errato, presi da eventi di neutrino, dove il μ^+ dal vertice primario è identificato come un μ^-.

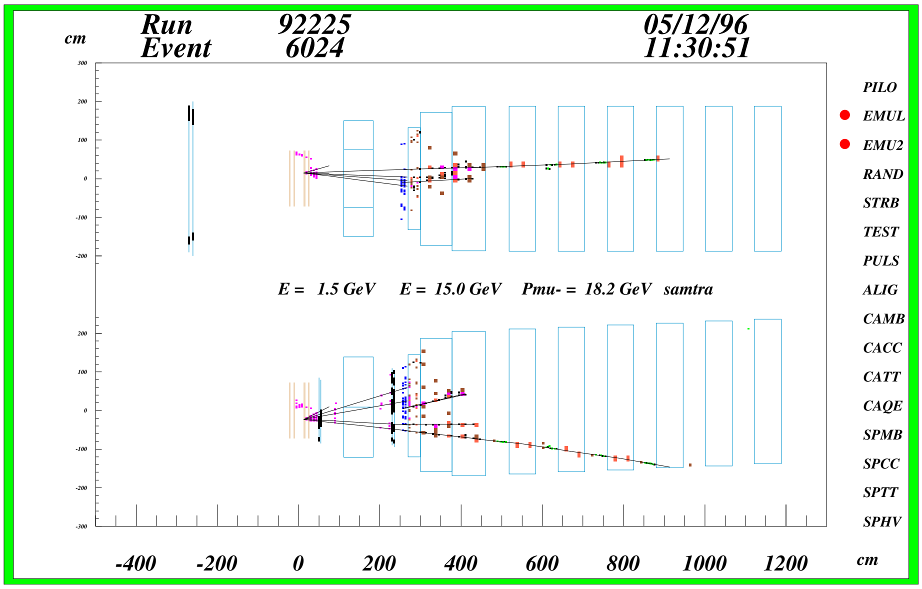


Figura 4.20: μ^+ identificato come μ^-: esempio n. 1.

L'incidenza di questi eventi rispetto a quelli finora studiati, dipende perciò da due fattori: il rapporto $N(\nu_\mu)/N(\overline{\nu}_\mu)$ e la probabilità $\varepsilon_{wrong-sign}$ che il μ^+ sia identificato come μ^-.

Non è stato analizzato un campione di eventi appositamente per questo scopo, posso comunque cercare di dare una stima del loro *rate*, che indichiamo con $R(\nu_\mu)$, usando le informazioni ottenute studiando gli eventi di $\overline{\nu}_\mu$.

Poichè il rapporto fra eventi con charm e eventi di CC è simile per fasci di ν_μ e $\overline{\nu}_\mu$, per stimare l'ordine di grandezza del tasso aspettato per questi

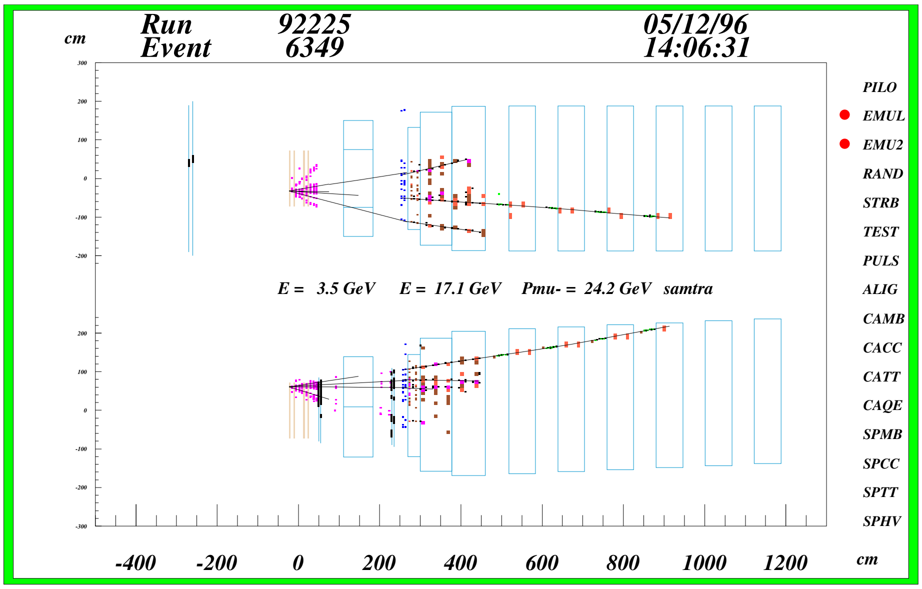


Figura 4.21: μ^+ identificato come μ^-: esempio n. 2.

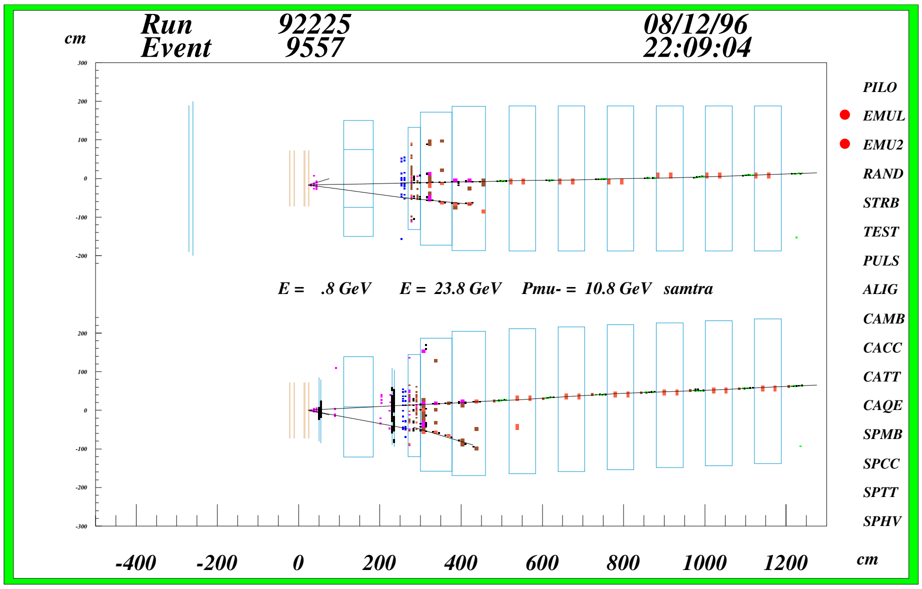


Figura 4.22: μ^+ identificato come μ^-: esempio n. 3.

eventi posso usare la seguente formula:

$$R(\nu_\mu) = R(\overline{\nu}_\mu) \cdot \frac{N({\nu_\mu}^{CC})}{N({\overline{\nu}_\mu}^{CC})} \cdot \varepsilon_{wrong-sign} \qquad (4.19)$$

Dove

- $R(\overline{\nu}_\mu) = 7 \cdot 10^{-8}$

  è il *rate* del fondo da $\overline{\nu}_\mu$ calcolato nel paragrafo precedente.

- $\frac{N({\nu_\mu}^{CC})}{N({\overline{\nu}_\mu}^{CC})} = \frac{1}{0.018} = 56$

  è il rapporto fra eventi di CC da ν_μ di $\overline{\nu}_\mu$, legato all'inverso della contaminazione di $\overline{\nu}_\mu$ nel fascio di ν_μ (pesata con le rispettive sezioni d'urto di CC).

- $\varepsilon_{wrong-sign} = 0.02$

  è una stima della probabilità di ricostruire il μ^+ con il segno sbagliato.

  Possiamo stimare questo numero da alcuni risultati che ho ricavato nel § 4.3.3. Lì infatti avevamo trovato che, in eventi di *dimuoni da antineutrino*, le frazioni di muoni ricostruiti con il segno sbagliato erano, rispettivamente per μ^+ e μ^-:

  $\varepsilon^{+}_{wrong-sign} = \frac{165}{8097} = 0.020$

  $\varepsilon^{-}_{wrong-sign} = \frac{115}{4479} = 0.026$

  Nonostante che i due muoni abbiano spettro di energia e carica elettrica diversi, le due efficienze sono comparabili. Possiamo assumere quindi che anche nel caso dei due muoni presenti in eventi di *dimuoni da neutrino* la probabilità di ricostruirli con il segno errato sia del 2%.[8].

[8]Recenti miglioramenti negli algoritmi di ricostruzione delle tracce nello spettrometro fanno pensare ad una possibile diminuzione di questo errore.

Sostituendo i suddetti parametri nell (4.19) ottengo:

$$R(\nu_\mu) = 8 \times 10^{-8} \tag{4.20}$$

Possiamo dunque aspettarci che l'incidenza del fondo da questo nuovo canale sia dello stesso ordine di grandezza del canale dei *dimuoni da antineutrino*.

4.8 Incidenza totale del fondo da particelle charmate

Per avere il numero totale di eventi di fondo da charm aspettati, dobbiamo ora sommare i risultati dei due precedenti paragrafi ottenendo:

$$R(tot) = R(\overline{\nu}_\mu) + R(\nu_\mu) = (15^{+10}_{-6}) \times 10^{-8} \tag{4.21}$$

dove, poichè l'errore dominante è dato dall'incertezza sulla sezione d'urto del charm, abbiamo scalato l'errore di $R(\overline{\nu}_\mu)$.

Questo risultato è sempre da confrontarsi con il numero di CC da ν_μ aspettate, che è di 8.5×10^5 (meno di un evento aspettato in tutto l'esperimento).

Confrontando il risultato ottenuto con la tabella relativa agli altri fondi previsti (v. tabella 2.3), si nota che questo è comunque il fondo più importante per il decadimento $\tau^- \rightarrow \mu^-$ e quindi la ricerca di oscillazioni in questo canale ha un fondo aspettato complessivo molto piccolo.

Allo stato attuale dell'analisi su 40000 CC analizzate non è stato trovato alcun segnale (né eventi di fondo). Questo porta a stabilire per il valore del parametro di mixing $sin^2 2\vartheta$, un limite superiore al livello di confidenza del 90% di:

$$sin^2 2\vartheta \leq 1.8 \cdot 10^{-3} \tag{4.22}$$

calcolato nel punto di massima sensibilità (v. § 1.1 e figura 1.1).

Capitolo 5

Studio sui dimuoni da neutrino

L'obiettivo principale di questa tesi è lo studio del fondo da particelle charmate descritto nel precedente capitolo.

Gli stessi strumenti e le stesse tecniche di selezione degli eventi di cui ho fatto uso nello studio del fondo, possono essere utilizzati proficuamente anche nello studio dei *dimuoni da neutrino* e cioè della reazione

$\nu_\mu + N \longrightarrow \mu^- + \mathrm{D}^+ + X$

$\mathrm{D}^+ \longrightarrow \mu^+ + X$

Gli eventi di CC iniziati da un ν_μ sono circa 50 volte più numerosi rispetto a quelli iniziati da un $\overline{\nu}_\mu$. Ci si aspetta quindi di trovare un numero apprezzabile di eventi di *dimuoni da neutrino* durante la presa dati.

Questi eventi sono interessanti per due motivi:

- Permettono uno studio della fisica del charm, le cui sezioni d'urto sono note finora con grandi errori.

- L'identificazione del decadimento del D^+, simile al τ, permette una verifica delle tecniche di ricerca del *kink* usate per la ricerca del decadimento del τ in emulsione.

L'affinamento degli algoritmi di analisi può quindi essere effettuato su eventi di *dimuoni da neutrino*, che sono molto simili agli eventi di *dimuoni da antineutrino*, ma sono in numero abbastanza elevato da permettere un confronto con i dati.

In questo capitolo applicherò a eventi Monte Carlo le tecniche di analisi dei dati reali per ottenere il numero aspettato di questi eventi. Farò uso di un procedimento molto simile a quello usato nel capitolo 4 per lo studio del fondo.

Nei paragrafi successivi partiremo da una simulazione MC di circa 2400 eventi di *dimuoni da neutrino*, e studieremo l'efficienza nella ricostruzione del vertice, nell'identificazione dei muoni e nella ricerca del *kink*. Alla fine otterremo una previsione sul numero di eventi di *dimuoni da neutrino* che ci si aspetta di trovare nell'esperimento CHORUS, normalizzati rispetto al numero di interazioni di corrente carica.

Questo risultato, confrontato con i dati sperimentali, oltre ad essere importante di per sè, conferisce attendibilità ai risultati relativi al fondo ottenuti con un procedimento analogo.

5.1 Gli eventi simulati

In questa fase ho analizzato 2433 eventi generati con una simulazione MC nel canale dei *dimuoni da neutrino*.

Ho utilizzato campioni di eventi Monte Carlo disponibili alla collaborazione CHORUS. Le diverse fasi di generazione degli eventi sono state descritte nel § 4.1, le riassumiamo qui brevemente indicando soltanto la funzione svolta e il relativo programma:

- *Il fascio di neutrini*: GBEAM

- *Interazioni di neutrino*: JETTA
- *Interazioni col detector*: EFICASS
- *Ricostruzione e analisi degli eventi*: CHORAL

5.2 La ricostruzione del vertice

Con un procedimento del tutto analogo a quello del § 4.2, passiamo ora a selezionare gli eventi che abbiano il vertice simulato e ricostruito in emulsione, applicando ai 2433 eventi le selezioni fatte sui dati reali[1]:

- il vertice è generato all'interno di uno dei 4 *stack* di emulsioni;
- il vertice è ricostruito da CHORAL;
- il vertice è ricostruito in emulsione;
- il vertice è ricostruito nel giusto *stack*.

Il numero e il tipo di eventi così selezionati è indicato in tabella 5.1. Nella stessa tabella sono anche indicati i dati separatamente per i quattro *stack*, allo scopo di verificare eventuali differenze nella ricostruzione. Le efficienze riportate in questa e nelle successive tabelle si riferiscono sempre agli eventi selezionati dal taglio precedente.

L'efficienza totale che si ottiene nella ricostruzione del vertice per questo tipo di eventi è:

$$\varepsilon_{ver}^{tot} = \frac{1318}{1351} = 0.98 \pm 0.2 \text{ (err. stat.)} \tag{5.1}$$

[1]Queste e le successive selezioni sono state applicate processando con la versione modificata di CHORINTR gli eventi simulati (v. § 3.1).

Tipo di evento	TOT	%	Stack1	Stack2	Stack3	Stack4
Totale simulati	2433	100%	349	337	311	354
Simulati in emuls.	1351	56%	349	337	311	354
Ricostruiti	1348	$> 99\%$	349	337	309	353
Ricostr. in emuls.	1320	98%	338	335	300	347
Giusto stack	1318	$> 99\%$	337	335	299	347

Tabella 5.1: Efficienze nella ricostruzione del vertice.

Questo valore è dato dal rapporto fra vertici trovati in emulsione e vertici realmente presenti; sebbene il valore utile per i nostri scopi sia l'efficienza totale, si può anche definire una *efficienza apparente* data dal rapporto fra i vertici trovati e quelli cercati.

Questa efficienza ha senso nel confronto con i dati reali dove, in caso di evento predetto e non trovato, non si sa se è dovuto a errori di predizione del vertice o a inefficienze nella tecnica di inseguimento delle tracce in emulsione.

Nel nostro caso, sui 2433 eventi simulati, si hanno 118 vertici simulati fuori ma ricostruiti dentro, 2 vertici simulati dentro ma ricostruiti nello *stack* sbagliato e 1318 simulati e ricostruiti nello stesso *stack*. I 118 eventi sono importanti perchè causano perdite di tempo in fase di *scanning*. L'efficienza apparente è quindi:

$$\varepsilon_{ver}^{app} = \frac{1318}{1318 + 118 + 2} = 92\% \tag{5.2}$$

È interessante confrontare le efficienze della tabella 5.1 con quelle ottenute da altri studi compiuti nell'ambito della collaborazione CHORUS, relativi sia a eventi con dimuoni [23], [24], [25], sia ad interazioni di CC [26]. La tabella comparativa 5.2 mostra che le differenze sono minime, il che indica una buona stabilità dell'algoritmo di ricostruzione del vertice al variare del tipo di evento, cosa che d'altra parte avevamo già constatato nel § 4.2.

	B.S.	%	J.H.	%	M.V.D.	%	M.C.	%
$(0)Tot.evt.$	27912	100	1100	100	8767	100	2433	100
$(1)Sim_{in}$	14965	54	619	56	4591	52	1351	56
$(2)Rec$	14874	99	618	99	4559	99	1348	99
$(3)Rec_{in}Sim_{in}$	14497	97	596	96	4430	97	1320	98
$(4)Rec_{in}Sim_{out}$	1855	–	50	–	550	–	118	–
$(5)Rightstack$	14497	100	596	100	4410	99	1318	99
$\varepsilon_{app} = \frac{(5)}{(3)+(4)}$	-	89	-	92	-	89	-	92
$\varepsilon_{tot} = \frac{(5)}{(1)}$	-	97	-	96	-	96	-	98

Tabella 5.2: Efficienze comparate nella ricostruzione del vertice. B.S. : Biagio Saitta, eventi di CC da ν_μ. J.H. [23]: Joelle Hèrin, eventi di *dimuoni da neutrino*. M.V.D. [26]: Muriel Vander Donckt, eventi di CC da ν_μ. M.C. [24]: Mario Canu, eventi di *dimuoni da neutrino*.

5.3 La ricostruzione dei muoni

Facendo uso dell'algoritmo sviluppato nel § 4.3.2 per associare i muoni ricostruiti a quelli simulati, possiamo ora calcolare l'efficienza dell'apparato nell'identificazione dei muoni. Ricordiamo che si parte dai 1318 eventi (su 2433 simulati) con vertice simulato e ricostruito nel giusto *stack* di emulsioni.

Nella tabella 5.3 sono riportate le efficienze di ricostruzione dei singoli muoni.

Vediamo più in dettaglio i vari casi di ricostruzione e confrontiamo i valori medi dell'impulso per i muoni simulati e per il sottoinsieme di quelli ricostruiti.

- μ^- dal ν_μ incidente nel vertice primario.

  I muoni identificati ed associati sono 1148 (87% di 1318), di cui quelli con segno corretto (negativo) o non misurato sono 1136, mentre 12

Caratteristiche eventi	μ^-	%	μ^+	%
vertice sim. e ric. in emuls.	1318		1318	
muone ricostruito ed associato	1148	87%	665	50%
segno corretto	1136	99%	642	97%
segno errato	12	1%	23	3%

Tabella 5.3: Efficienze nella ricostruzione dei due muoni.

(1% di 1148) sono stati ricostruiti con il segno errato (positivo). I valori medi delle quantità di moto sono:

$\bar{P}_{MC}(1318ev.) = 25$ GeV/c

$\bar{P}_{MC}(1136ev.) = 28$ GeV/c

$\bar{P}_{rec}(1136ev.) = 28$ GeV/c

- μ^+ dalla particella charmata nel vertice secondario.

  I muoni identificati ed associati sono 665 (50% di 1318), di cui quelli con segno corretto (positivo) o non misurato sono 642, mentre 23 (3% di 665) sono stati ricostruiti con il segno errato (negativo). I valori medi delle quantità di moto sono:

  $\bar{P}_{MC}(1318ev.) = 4.3$ GeV/c

  $\bar{P}_{MC}(642ev.) = 7.0$ GeV/c

  $\bar{P}_{rec}(642ev.) = 6.9$ GeV/c

- $\mu^\pm$ dal decadimento di un adrone.

  Vi sono anche 268 eventi dove un terzo muone è presente nella simulazione, proveniente da un π o un K, ma questi hanno un impulso molto basso ($\bar{P}_{MC}(268ev.) = 0.73GeV/c$). Solo 21 di essi hanno un impulso maggiore di $2GeV/c$ e solo 5 di questi sono stati ricostruiti ed associati.

Nella figura 5.1 sono riportate le distribuzioni della quantità di moto dei due muoni. La linea continua è relativa a tutti i 1318 eventi con vertice simulato e ricostruito in emulsione, la linea tratteggiata riguarda invece il sottoinsieme di eventi nei quali il muone (μ^- nel grafico superiore, μ^+ nel grafico inferiore) è stato ricostruito ed associato.

Dalla stessa figura si nota che le perdite di efficienza sono dovute ai muoni di bassa energia. In particolare quelli con energia minore di $1.5GeV$, essendo a corto *range*, non superano il taglio a $X = 400cm$ nel calorimetro. Notiamo anche che il μ^+ dal decadimento della particella charmata ha uno spettro centrato intorno a bassi valori di energia, e quindi ha una bassa efficienza di rivelazione.

Perchè un evento abbia il *flag* di dimuone, esso deve contenere due muoni identificati con segni opposti. Il passo successivo consiste quindi nel trovare quanti sono gli eventi con due muoni ricostruiti. Nella tabella 5.4 viene riportato il numero di muoni identificati per evento.

$N(\mu)_{id}$	TOT	%	Stack1	Stack2	Stack3	Stack4
0	54/1318	4%	15	16	12	11
1	697/1318	53%	170	167	169	191
2	543/1318	41%	148	148	113	134
> 2	24/1318	2%	4	4	5	11

Tabella 5.4: Numero di muoni identificati per evento.

I 543 eventi con 2 muoni possono essere divisi in diverse categorie a seconda della carica assegnata alle tracce identificate, come mostrato nella tabella 5.5. In questa tabella sono riportate le 9 combinazioni possibili per i segni ricostruiti dei due muoni: segno 0 significa che la carica non è stata misurata;

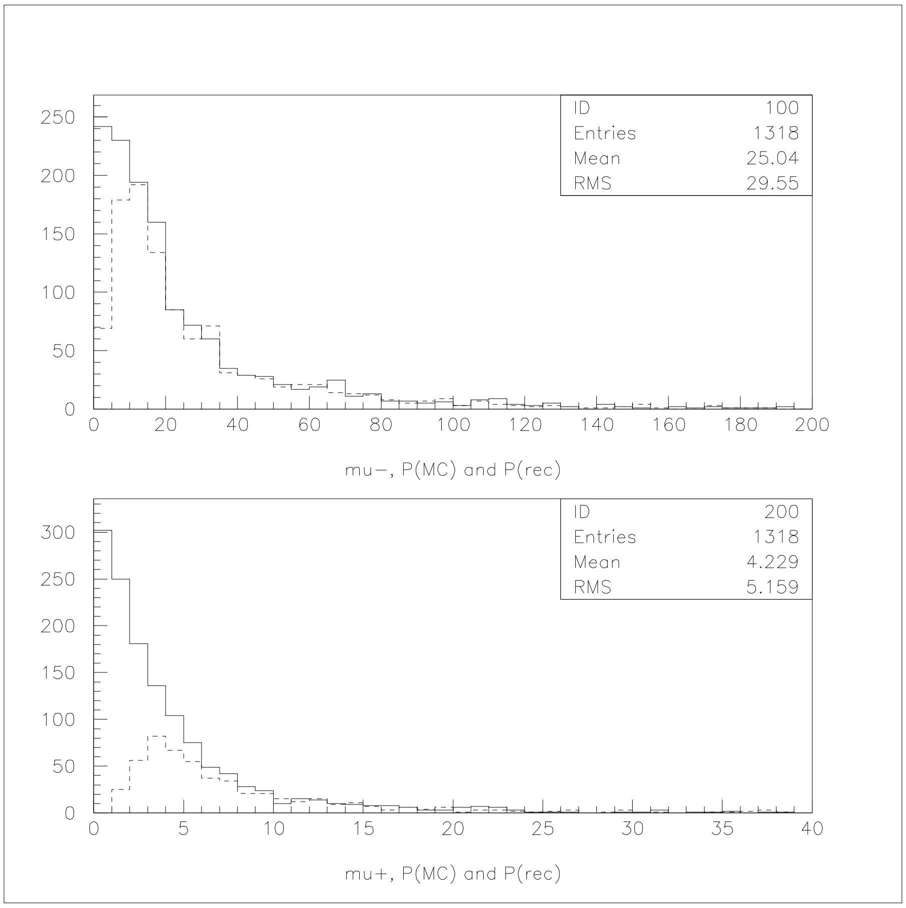


Figura 5.1: Distribuzioni della quantità di moto dei due muoni (in GeV/c). Linea continua: eventi simulati e ricostruiti in emulsione. Linea tratteggiata: sottoinsieme degli eventi con il muone ricostruito (μ^- nel grafico superiore, μ^+ nel grafico inferiore).

la categoria "altri" comprende associazioni con un terzo muone o associazioni multiple.

Segni ($1^o\mu, 2^o\mu$)	TOT	%	Stack1	Stack2	Stack3	Stack4
Tutti	543	41%	148	148	113	134
$(-,+)$	462	85%	122	121	99	120
$(-,0)$	34	6%	11	10	6	7
$(-,-)$	15	3%	3	7	3	2
$(0,+)$	15	3%	5	6	2	2
$(0,0)$	0	0%	0	0	0	0
$(0,-)$	1	0%	1	0	0	0
$(+,+)$	2	0%	1	0	1	0
$(+,0)$	0	0%	0	0	0	0
$(+,-)$	1	0%	1	0	0	0
Altri	13	2%	4	4	2	3

Tabella 5.5: Classificazione eventi con 2μ identificati

Poichè si vuole predire il numero di dimuoni da particelle charmate che devono essere trovati in fase di *scanning*, saranno applicate le stesse selezioni usate sui dati: in questo caso i due muoni devono essere identificati con segno opposto.

Come risultato abbiamo 543 eventi (41% di 1318) con due muoni identificati, ma solo 463 (35% di 1318) con segni opposti. Questi ultimi sono quelli che verranno considerati nel seguito[2].

[2]Nel momento in cui si scrive non sono ancora stati fissati dei criteri particolari per lo *scanning* di questi eventi. Si è quindi ritenuto più sicuro utilizzare solo quelli con certa attribuzione della carica. Nel valutare i risultati finali si può tener conto del fatto che

5.4 La ricerca del *kink*

Procediamo ora alla simulazione della fase di ricerca del *kink*, in maniera analoga a quanto fatto nello studio del fondo. Diamo qui i risultati dei tagli applicati, per una descrizione più dettagliata v. § 4.3.4 e § 4.3.5.

Selezione geometrica delle tracce

Prima di procedere con lo *scanning*, gli eventi sono soggetti a due tagli sulla inclinazione delle tracce dei muoni rispetto all'asse del fascio di neutrini e rispetto all'asse del fascio "X7" (un fascio del CERN che attraversa il rivelatore, utilizzato per scopi di calibrazione).

I tagli sono effettuati con la richiesta che almeno uno dei due muoni soddisfi le condizioni:

1. $\vartheta(\mu) \leq 400mrad$

   $\vartheta(\mu)$ = angolo fra la traccia del muone e l'asse del fascio di neutrini (valori della simulazione MC).

2. $\vartheta(X7) \geq 50mrad$

   $\vartheta(X7)$ = angolo fra la traccia del muone e l'asse del fascio X7 (valori della simulazione MC).

   Coefficienti angolari del fascio X7:

   $X7(slopeY, slopeZ) = (-0.077, 0.004)$

Il numero di eventi rimasti è indicato in tabella 5.6. Si hanno quindi 456 eventi mandati alla fase di *scanning* come possibili dimuoni.

---
anche i restanti 80 eventi (16% di 543) potevano essere mandati in fase di *scanning*.

Selezione	N. eventi	%
$2\mu(ID)$	463	
$\vartheta(\mu) \leq 400mrad$	456	98%
$\vartheta(X7) \geq 50mrad$	456	100%

Tabella 5.6: Tagli applicati agli eventi prima della fase di *scanning*.

La ricerca del *kink*

Cerchiamo ora di valutare in quali dei 456 eventi verrebbe identificato il decadimento in fase di *scanning*. Il presupposto fondamentale è che in questa fase, ove sono presenti decadimenti della particella charmata in μ^+, siano usate le stesse tecniche di ricerca del *kink* che sono adoperate per la ricerca dei decadimenti $\tau^- \to \mu^-$ (v. § 4.3.5). Questo permette di utilizzare la stessa formula (5.3) per calcolare l'efficienza del processo di ricerca del *kink*:

$$\eta_{kink} = \eta_{Pt-kink} \cdot \eta_{loc} \cdot \eta_{\mu} \cdot \\ \cdot f(r_{short}, r_{long}, scan - tec) \tag{5.3}$$

Nella formula sono comprese le efficienze dei tagli geometrici e cinematici effettuati sugli eventi, nonchè le efficienze delle diverse tecniche di *scanning* adottate per differenti lunghezze di decadimento. Riassumiamo brevemente il significato dei singoli termini presenti nella formula, che sono stati spiegati in dettaglio nel § 4.3.5:

- $\eta_{Pt-kink}$ = efficienza del taglio $\eta_{Pt-kink} < 250$ MeV/c sulla componente perpendicolare di $P(\mu^+)$ rispetto alla direzione della particella charmata.

- η_{loc} = efficienza del taglio $20\mu m \leq L_{dec} \leq 5 lastre$ sulla lunghezza di decadimento.

- η_{μ} = efficienza relativa alla probabilità che la traccia marcata come muone sia in realtà una delle altre tracce cariche associate all'evento: sono scartate le tracce associate con una distanza angolare maggiore di 10 mrad.

- $f(r_{short}, r_{long}, scan - tec) = 0.9$: fattore di efficienza dipendente dalla distribuzione delle lunghezze di decadimento e dalle differenti tecniche di *scanning* adoperate (automatico o manuale). Questo fattore è stato ricalcolato con i valori di r_{short} e r_{long} indicati nella tabella 5.7.

In figura 5.2 sono riportate le distribuzione di P_{t-kink} e della lunghezza di decadimento. I grafici contengono i decadimenti di diverse particelle charmate con diverse lunghezze di decadimento, ma si vede dalla figura che la gran parte è contenuta entro 4 mm, che corrispondono allo spessore di 5 lastre di emulsioni. Nella tabella 5.7 è riportata la suddivisione degli eventi in base alla lunghezza di decadimento, rispetto alle 5 categorie descritte nel § 4.3.5.

Abbiamo già parlato, nel § 4.3.5, delle tecniche di *scanning* per la ricerca del vertice e del *kink*. Poichè tali tecniche sono in continua evoluzione e miglioramento, bisogna anche separare due tipi di decadimenti che in principio possono essere trovati con efficienze diverse. Nel caso si abbia una particella charmata neutra (D^0), vi sono due tracce cariche provenienti dal vertice secondario (configurazione V^0) e in più, la traccia della particella neutra non è visibile fra i due vertici. Nel decadimento delle particelle charmate cariche (e anche del τ), si ha invece una sola particella carica uscente dal vertice secondario (il muone) e una traccia visibile fra i due vertici (configurazione con *kink*). Giacchè oltre la metà dei dimuoni finali provengono dal decadi-

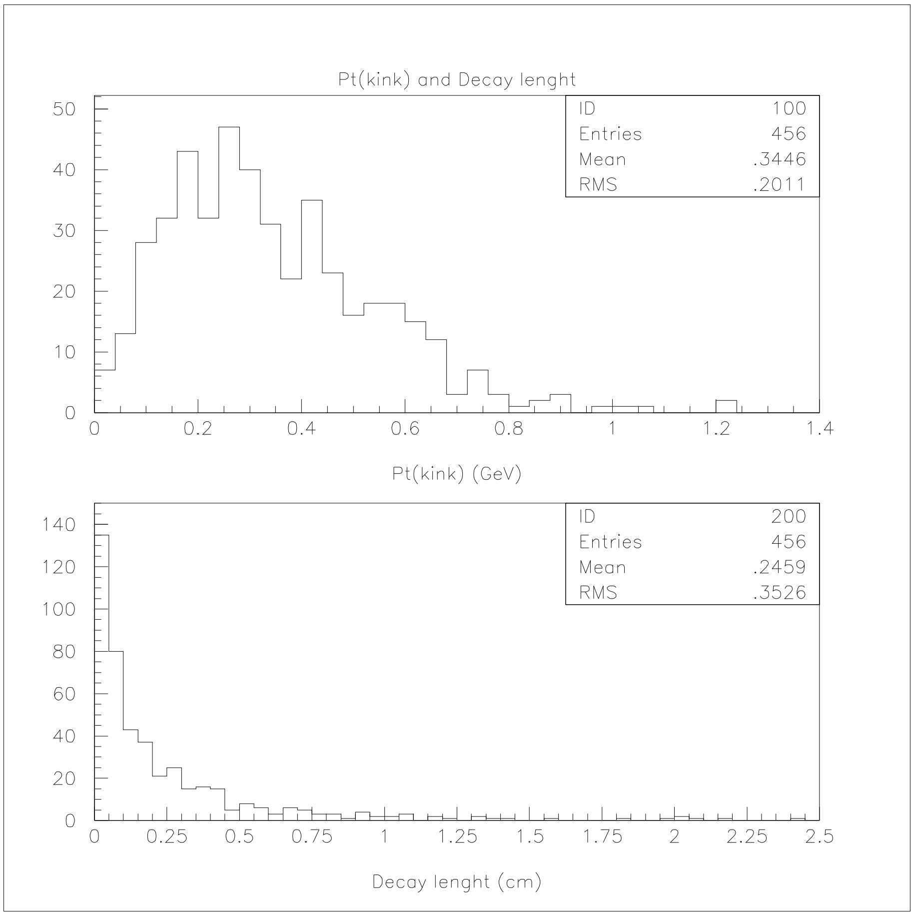


Figura 5.2: Distribuzioni di P_{t-kink} e della lunghezza di decadimento per gli eventi mandati alla fase di *scanning*.

Tipo di evento	D^+, D_s^+, Λ_c^+	D^0
Tutti	142	148
(1)v.short	1	6
(2) SHORT	20	43
(3) LONG	76	84
(4)v.long	25	10
(5) out	20	5
$r_{short} = \frac{(2)}{(2)+(3)}$	0.21	0.34
$r_{long} = \frac{(3)}{(2)+(3)}$	0.79	0.66

Tabella 5.7: Suddivisione degli eventi in base alla lunghezza di decadimento.

mento di un D^0, terremo separati i due tipi di evento, supponendo per ora che la configurazione di decadimento V^0 sia trovata con la stessa efficienza della configurazione con *kink*[3] a parità di lunghezza di decadimento.

Applicando in sequenza, ai 456 eventi selezionati, i tagli relativi alla fase di ricerca del *kink*, si ottengono i risultati mostrati nella tabella 5.8. Gli eventi sono stati suddivisi in due gruppi, a seconda che la particella charmata sia carica o neutra.

Si nota dalla tabella 5.8 che l'efficienza nella ricerca dei decadimenti dei D^0 è maggiore rispetto a quella relativa alle particelle charmate cariche (principalmente D^+). Questo è dovuto alla diversa lunghezza di decadimento: il D^0 ha infatti una vita media più breve del D^+:

$\tau(D^0) = 0.4 \cdot 10^{-12}$ sec.

$\tau(D^+) = 1.0 \cdot 10^{-12}$ sec.

[3]Recenti studi interni alla collaborazione fanno ritenere che i decadimenti da D^0 possano essere trovati con la stessa efficienza dei decadimenti da D^-.

Selezione	N. ev. tot.	%	D^+, D_s^+, Λ_c^+	%	D^0	%
Mandati allo *scanning*	456		228		228	
$\eta_{Pt-kink}$	290	64%	142	62%	148	65%
η_{loc}	223	77%	96	68%	127	86%
η_{μ}	187	84%	84	88%	103	81%
η_{tot}	187/456	41%	84/228	37%	103/228	45%

Tabella 5.8: Selezioni relative alla fase di *scanning* per la ricerca del *kink*.

Efficienza totale di rivelazione

Prima di procedere con la normalizzazione, nella tabella 5.9 diamo un riassunto dei passaggi svolti nella selezione degli eventi.

In questo caso non è necessaria un'analisi visiva, in quanto lo scopo non è rigettare eventi di fondo erroneamente accettati, bensì quello di identificare con la massima efficienza possibile gli eventi interessanti. Come risultato

Selezione	N. eventi	%
Tot. eventi simulati	2433	100%
Simulati in emulsione	1351	56%
Vertice ricostruito	1318	98%
Due muoni identificati	463	35%
Selezione geometrica	456	98%
Trovati dopo lo *scanning*	187	41%
Efficienza totale	187/1351	14%

Tabella 5.9: Riassunto delle selezioni a cui sono stati sottoposti gli eventi di *dimuoni da neutrino*.

finale ci aspettiamo di poter identificare in emulsione il decadimento di 187 particelle charmate su 1351 decadimenti simulati in emulsione (14%). Nel prossimo paragrafo ci occuperemo di mettere in relazione questo numero con il numero di eventi di CC di ν_μ per poter calcolare il numero totale di eventi aspettati.

5.5 Normalizzazione rispetto alle correnti cariche

In conclusione di questo capitolo normalizzeremo il numero di dimuoni trovati rispetto al numero di interazioni di CC che, essendo un numero facilmente calcolabile in ogni fase della presa dati, permette di dire in ogni momento quanti eventi del tipo in questione ci si aspetta di trovare.

Nel paragrafo precedente ho ottenuto il rapporto fra numero di dimuoni osservati e numero di di eventi simulati dato da:

$$\varepsilon^{2\mu}_{riv} = \frac{N^{2\mu}_{riv}}{N_{2\mu}} = \frac{187}{1351} = 0.14 \pm 0.01 \text{ (err. stat.)}$$

Per normalizzarsi alle CC è necessario conoscere il rapporto fra eventi di dimuoni e eventi di CC da ν_μ:

$$\frac{N(\nu_\mu \to 2\mu)}{N(\nu_\mu CC)}$$

Come per lo studio del fondo, farò uso di un lavoro della collaborazione CHARM II [22], nel quale è calcolato il rapporto delle sezioni d'urto di dimuone e CC da ν_μ al variare dell'energia.

Pesando questo rapporto con lo spettro dei neutrini di CHORUS ottenuto con il programma di simulazione del fascio, ottengo il valor medio $R_{2\mu}$:

$$R_{2\mu} = \frac{N_{\nu_\mu \to 2\mu}}{N_{\nu_\mu CC}} = \frac{\int \sigma_{\nu_\mu \to 2\mu}(E) \cdot N_{\nu_\mu}(E) \cdot dE}{\int \sigma_{\nu_\mu CC}(E) \cdot N_{\nu_\mu}(E) \cdot dE} =$$

$$= \frac{\int R_{\nu_\mu \to 2\mu}(E) \cdot \sigma_{\nu_\mu CC}(E) \cdot N_{\nu_\mu}(E) \cdot dE}{\int \sigma_{\nu_\mu CC}(E) \cdot N_{\nu_\mu}(E) \cdot dE} =$$

$$= \frac{\int R_{\nu_\mu \to 2\mu}(E) \cdot N_{\nu_\mu CC}(E) \cdot dE}{\int N_{\nu_\mu CC}(E) \cdot dE} \tag{5.4}$$

dove: $N_{\nu_\mu CC}(E) = \sigma_{\nu_\mu CC}(E) \cdot N_{\nu_\mu}(E)$

Sostituendo nella (5.4) le distribuzioni note si ottiene:

$$R_{2\mu} = (3^{+2}_{-1}) \cdot 10^{-3} \tag{5.5}$$

Ricordiamo che nella formula finale della normalizzazione compaiono anche i parametri (v. § 4.6):

$$\varepsilon_{scan} = f(r_{short}, r_{long}, scan - tec) = 0.9$$

$$\varepsilon_{CS/SS} = 0.620 \pm 0.003 \text{ (err. stat.)}$$

Abbiamo adesso tutti gli elementi per dare la normalizzazione finale:

$$\frac{N^{2\mu}_{riv}}{N_{\nu_\mu CC}} = \varepsilon^{2\mu}_{riv} \cdot R_{2\mu} \cdot \varepsilon_{CS+SS} \cdot \varepsilon_{scan} = 23^{+15}_{-7} \times 10^{-5} \tag{5.6}$$

Ci si aspetta quindi di trovare fra i 16 e i 38 eventi di dimuoni da particelle charmate ogni 10^5 interazioni di corrente carica. Considerata la statistica dell'esperimento, che è di 8.5×10^5 CC da ν_μ, si potrebbero dunque osservare qualche centinaio di eventi. Questo numero potrebbe essere poi ulteriormente aumentato affinando le tecniche di *scanning* che finora sono dedicate alla rivelazione del decadimento del τ.

Notiamo infine che questo numero di eventi è elevato se confrontato con l'esperimento E531 [27], che ne ha osservati qualche decina.

Confronto con i dati

Nel momento in cui sono state calcolate le previsioni date in questo paragrafo, non sono disponibili dati ufficiali riguardanti lo *scanning* delle emulsioni per la ricerca di eventi di dimuoni. Sono tuttavia disponibili alcuni risultati non ufficiali presentati in meeting interni della collaborazione CHORUS, secondo i quali, in circa 50000 eventi di CC mandati in *scanning* sono stati trovati 4 eventi di dimuoni da particelle charmate.

Moltiplicando il risultato ottenuto nel paragrafo precedente per 50000 si ottiene:

$$23^{+15}_{-7} \times 10^{-5} \times 50000 = 11 \pm 7 \tag{5.7}$$

Il risultato preliminare di 4 eventi osservati è quindi consistente con la nostra predizione ottenuta considerando errori sistematici e statistici anche se per ora il confronto garantisce solo la correttezza dell'ordine di grandezza fornito dalla predizione.

Conclusioni

Lo scopo che ci si prefiggeva all'inizio di questa tesi era quello di stimare l'incidenza del fondo da particelle charmate nella ricerca del decadimento $\tau^- \to \mu^-$, che è una delle segnature sperimentali dell'avventuta oscillazione $\nu_\mu \to \nu_\tau$ nell'esperimento CHORUS. Questo scopo è stato raggiunto insieme ad altri risultati che sono stati una conseguenza più o meno diretta dello studio del fondo.

- Per quanto riguarda il programma di ricostruzione e analisi dati, ho sviluppato degli strumenti utili alla collaborazione per l'analisi visiva degli eventi (v. § 3.1) e un metodo di associazione fra tracce simulate e ricostruite (v. § 4.3.2).

- Ho verificato che non vi sono influenze negative nella ricostruzione del vertice date dalla presenza di una traccia non uscente dal vertice primario dell'evento, ma usata nella ricostruzione (v. § 4.2).

- Si è ipotizzata l'esistenza di una nuova sorgente di fondo in eventi di *dimuoni da neutrino*, dando una stima preliminare sulla sua incidenza (v. § 4.7).

- Ho studiato la possibilità di verificare l'efficacia delle tecniche di ricerca del decadimento $\tau^- \to \mu^-$ in emulsione su eventi di *dimuoni da neu-*

trino che presentano una configurazione di *kink* analoga e un tasso di produzione sufficientemente alto (v. capitolo 5).

Per quanto riguarda poi le previsioni sull'incidenza del fondo da produzione di particelle charmate, ho constatato che il numero di eventi aspettato è tale da renderlo il fondo più importante, ma corrispondente comunque ad un numero trascurabile di eventi aspettato in tutta la presa dati.

Ricordiamo che CHORUS, allo stato attuale dell'analisi degli eventi, ha raggiunto circa 1/6 della sensibilità di progetto senza trovare alcun evento candidato di ν_τ. Al momento cioè si hanno zero eventi di segnale e zero eventi di fondo, con un limite sui parametri di oscillazione che è di

$sin^2 2\vartheta = 1.8 \times 10^{-3}$

calcolato nel punto di massima sensibilità. Questo valore va confrontato con il miglior limite precedente dell'esperimento E531 [27], che era di

$sin^2 2\vartheta = 4.5 \times 10^{-3}$.

Bibliografia

[1] K. Winter, editor, *Neutrino physics*, Cambridge University Press, 1991.

[2] M. Roos, editor, *Proc. XVII Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics*, Helsinki, 1996, World Scientific.

[3] H. Harari, Physics Letters B **216**, 413 (1989).

[4] Particle Data Group, R.M. Barnett et al., Physical Review D **54** (1996).

[5] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, page 267, Addison-Wesley, London, 2^{nd} edition, 1982.

[6] Ya. B. Zel'dovich, I. D. Novikov, *Relativistic Astrophysics*, Nauka, Moscow, 1967.

[7] J. Ellis, J.L. Lopez, D.V. Nanopoulos, Physics Letters B **292** (1992).

[8] H. Fritzsch et al., Physics Letters B **338** (1994).

[9] N. Armenise et al., CHORUS Proposal, CERN-SPSC/90-42 (1990).

[10] E. Eskut et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **401**, 7 (1997).

[11] K. Kodama et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **93**, 340 (1994).

[12] S. Aoki et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **51**, 446 (1990).

[13] S. Aoki et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **344**, 143 (1994).

[14] F. Bergsma et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **357**, 243 (1994).

[15] D. Acosta et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **308**, 481 (1991).

[16] S. Buontempo et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **349**, 70 (1994).

[17] A. Blondel et al., Zeitschrift für Physik C **45**, 361 (1990).

[18] D. Greigerat et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **325**, 92 (1993).

[19] M. de Jong et al., CERN-PPE/93-131 (1993).

[20] P. Migliozzi, *Analysis of the CS/SS scanning feedback*, Technical report, CHORUS internal note n. 97008, 2/6/1997.

[21] C. Weinheimer, *Efficiency study for the pilot analysis*, Technical report, CHORUS internal note n. 96016, 2/12/1996.

[22] P. Vilain et al., CERN-PPE/96-draft2 (1996).

[23] J. Hèrin, *Note on efficiencies for charm dimuon events*, Technical report, CHORUS internal note n. 96014, 2/12/1996.

[24] M. Canu, *study of the efficiencies in identification and scanning of dimuon charm events*, Technical report, CHORUS internal note n. 97006, 14/5/1997.

[25] M. Canu, *Background rate from charm dimuon events*, Technical report, CHORUS internal note n. 97025, 6/12/1997.

[26] M. V. Donckt, *Note on efficiencies for muon tagging at the vertex*, Technical report, CHORUS internal note n. 96021, 2/12/1996.

[27] E531 Collaboration, Physics Letters B **266**, 375 (1988).