

Università degli Studi di Napoli
“Federico II”

Facoltà di Scienze MM.FF.NN.

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Ricostruzione di interazioni di pioni nelle
Emulsion Cloud Chamber di OPERA

Candidato:

Di Iorio Gerardo

Relatori:

Prof. P. Strolin

Dott. G. De Lellis

Matricola:

07/6188

Anno Accademico 2003/2004

Indice

Introduzione	1
1 Fisica del neutrino	3
1.1 Cenni storici	3
1.2 La massa del neutrino	5
1.3 Oscillazioni di neutrino	7
1.4 Oscillazioni a tre sapori	10
1.5 Neutrini solari	12
1.6 Neutrini atmosferici	16
1.7 L'esperimento LNSD	20
1.8 Sintesi dei risultati e prospettive future	20
2 L'esperimento OPERA	23
2.1 Esperimenti con acceleratori nel dominio di massa indicato dai neutrini atmosferici	23
2.2 Il fascio CNGS	26
2.3 L'esperimento OPERA	28
2.4 L'apparato sperimentale	32
2.4.1 La cella ECC	32
2.4.2 La struttura del rivelatore	34
2.4.3 Localizzazione del mattone	38

2.4.4	I Changeable Sheets	39
2.4.5	Localizzazione e selezione di una interazione di ν nel mattone	42
2.5	Prestazioni dell'esperimento	43
3	IL tracciamento nelle ECC	47
3.1	Le emulsioni nucleari	47
3.2	L'analisi delle emulsioni	49
3.2.1	Il sistema TS	49
3.3	Il sistema ESS	51
3.3.1	La meccanica di movimentazione e le sue prestazioni	52
3.3.2	La telecamera e il gruppo ottico	56
3.3.3	Software di acquisizione	58
3.4	Ricostruzione delle tracce di base	60
3.5	Ricostruzione delle tracce nelle ECC	63
3.6	Efficienza di tracciamento.	65
4	Localizzazione dei vertici	69
4.1	La presa dati su fascio	70
4.2	Scansione dei CS e definizione del campione di predizioni	72
4.3	Procedura di Scan Back	74
4.4	Definizione di vertice	79
4.5	Analisi al vertice	80
	Conclusioni	85
	Bibliografia	88

Introduzione

La fisica del neutrino è uno dei settori più fervidi della fisica delle particelle elementari. C'è ormai chiara evidenza a favore del fenomeno delle oscillazioni di neutrino. Tale fenomeno si origina solo se autostati di massa e di interazione debole non coincidono e se le masse non sono degeneri. L'evidenza di oscillazione è stata ottenuta da esperimenti con neutrini naturali (solari e atmosferici). La sua conferma e studio approfondito mediante esperimenti con fasci artificiali fanno parte di una fase di sperimentazione ora agli inizi. Queste ricerche aprono la strada a nuova fisica oltre il Modello Standard nel settore leptonico.

L'evidenza di oscillazione nello studio dei neutrini atmosferici necessita la conferma della transizione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ attraverso l'apparizione ν_τ in un fascio praticamente puro di neutrini muonici. Questa è la motivazione scientifica dell'esperimento OPERA nel quale si inquadra questa tesi di laurea. OPERA utilizzerà un fascio di neutrini muonici prodotti al CERN (Ginevra) e rivelati al Gran Sasso. Il fascio è detto CNGS. La rivelazione dei ν_τ avviene attraverso l'osservazione diretta della produzione e successivo decadimento del leptone τ prodotto in interazioni di corrente carica del ν_τ . Questa osservazione è possibile grazie alla risoluzione spaziale sub-micrometrica delle emulsioni nucleari. In OPERA, tali rivelatori sono usati come rivelatori traccianti, intervallati con piombo a formare una struttura nota come *Emulsion Cloud Chamber*, che permette la realizzazione di un bersaglio attivo di grande massa. L'utilizzo del piombo consente di raggiungere la massa necessaria per il bersaglio dei neutrini e di rivelare al contempo sciami elettromagnetici e angoli di deflessione coulombiana multipli utili per misure cinematiche a supporto di quelle topologiche.

La tecnica delle emulsioni nucleari ha portato a importanti risultati in fisica delle

particelle elementari e ha conosciuto recentemente una vera rinascita grazie all'automatizzazione completa dell'analisi, che prima era esclusivamente manuale o parzialmente assistita da elaboratori. Tale automatizzazione, iniziata negli anni '70 in Giappone, ha consentito l'analisi di diverse centinaia di migliaia di interazioni di neutrini nell'esperimento CHORUS al CERN alla fine degli anni '90. Con l'esperimento OPERA è però necessario analizzare le emulsioni ad una velocità di oltre un ordine di grandezza più elevata che in CHORUS, visto anche che l'analisi procede quasi in tempo reale durante la presa dati. Ciò ha richiesto un programma dedicato di ricerca e sviluppo mirato alla microscopia automatica ad alta velocità.

Questo programma, iniziato nel 2001, ha prodotto un microscopio in grado di analizzare le emulsioni nucleari alla velocità di circa $20 \text{ cm}^2/\text{h}$. È in fase di sviluppo il software di ricostruzione e analisi dei dati provenienti da tale sistema. In questo contesto si inserisce il lavoro di questa tesi. In particolare il lavoro è consistito nello sviluppo del software di ricostruzione per vertici delle interazioni di pioni. Lo scopo è di mettere a punto le metodologie che verranno utilizzate con fasci di neutrini, in un fascio di prova al Fermilab nel 2005 e sul fascio CNGS dal CERN al Gran Sasso nel 2006.

Il lavoro di tesi è articolato in quattro capitoli. Nel primo si illustrano le oscillazioni di neutrino e la relativa situazione sperimentale. Nel secondo si presenta l'esperimento OPERA focalizzando l'attenzione sul bersaglio, basato sulla tecnica della Emulsion Cloud Chamber. Nel terzo si descrive la procedura di tracciamento nelle emulsioni, indicando la procedura di connessione dei segmenti, l'intercalibrazione delle lastre e le efficienze del tracciamento. Nel quarto capitolo si presenta la procedura sviluppata di ricostruzione dei vertici. Come sua applicazione, si analizzano i dati ottenuti con una Emulsion Cloud Chamber esposta a fasci di pioni al CERN.

Capitolo 1

Fisica del neutrino

1.1 Cenni storici

La fisica del neutrino, sia dal punto di vista sperimentale che teorico, è una delle aree più attive della fisica delle alte energie. Diversi esperimenti hanno mostrato l'evidenza del mescolamento tra autostati di interazione e di massa nel settore leptonic, indice anche di una seppur piccola massa del neutrino.

La storia ebbe inizio attraverso lo studio dei decadimenti β . Nel 1914 Chadwick [1] dimostrò che lo spettro degli elettroni nel decadimento β è continuo. La cosa destò grande meraviglia alla luce del fatto che, se si descrive il processo β con la relazione ${}^AZ \rightarrow {}^A(Z+1) + e^-$, per la conservazione dell'energia, l'elettrone deve lasciare il nucleo con una energia ben definita. La continuità dello spettro richiedeva la violazione del principio di conservazione dell'energia. Ellis e Wooster [2], nel 1927, trovarono che l'energia media liberata nel decadimento β è solo circa 1/3 dell'energia permessa. Nel dicembre del 1930 in una dissertazione a conferenza Pauli propose una via di uscita per la conservazione dell'energia nel decadimento β : l'esistenza di una particella neutra con spin 1/2, il neutrone. La sua massa doveva essere piccola ma non necessariamente nulla. Dopo pochi anni Chadwick, studiando lo spettro della radiazione neutra emessa nel processo ${}^9Be + \alpha \rightarrow {}^{12}C + n$, scoprì una particella, di poco più pesante del protone, chiamandola neutrone. Dato che il neutrone era troppo pesante per spiegare il decadimento β , Fermi ribattezzò *neutrino* la particella

ipotizzata da Pauli

Nel 1934, E. Fermi [3] elaborò una teoria quantistica del decadimento β come interazione puntiforme in cui sono coinvolte quattro particelle. Egli suppose che questa particella neutra fosse un fermione, descritto quindi dall'equazione di Dirac. In analogia con la struttura dell'interazione elettromagnetica, Fermi assunse che l'ampiezza invariante dell'interazione debole, responsabile del processo $n \rightarrow pe^-\bar{\nu}_e$, fosse di tipo vettore-vettore con la seguente equazione:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}}(\bar{n}\gamma_\mu p)(\bar{\nu}_e\gamma_\mu e) + h.c. \quad (1.1)$$

dove G_F è una costante, dotata di dimensioni, che caratterizza l'intensità dell'interazione.

Questa teoria permetteva anche il calcolo della sezione d'urto del processo

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.2)$$

sicché Bethe e Peierls [4], nel 1934, calcolarono la sezione d'urto del neutrino con la materia: per $\bar{\nu}_e$ aventi energia di pochi MeV predissero una sezione d'urto di $10^{-43}cm^2$. Nel 1953, F. Reines e C. Cowan [10] rivelarono per la prima volta sperimentalmente anti-neutrini prodotti dal reattore nucleare di Savannah River.

Nel 1947, con la scoperta del pione da C.F. Powell, si scoprì che il decadimento β non è l'unica sorgente di neutrini, ma che essi si osservano anche nei decadimenti di pioni e kaoni. Nel 1962 si comprese che i neutrini provenienti da pioni e kaoni sono di natura diversa da quelli provenienti dal decadimento β . L.Lederman, J. Steinberger e M. Schwartz presso l'acceleratore AGS di Brookhaven mostrarono che questi neutrini interagendo danno luogo alla reazione $\nu n \rightarrow p\mu^-$. Viene cioè prodotto un muone nello stato finale anziché un elettrone. Tali neutrini vennero classificati come neutrini muonici ν_μ , mentre quelli provenienti dal decadimento β lo vennero come neutrini elettronici ν_e . Recentemente l'esistenza di un terzo neutrino, da tempo sospettata, è stata confermata sperimentalmente dalla collaborazione DONUT [5]. Si tratta del neutrino tauonico ν_τ , partner del leptone τ .

La scoperta della non conservazione della parità nelle interazioni deboli, ipotizzata da Lee e Young [6] e verificata per primo dall'esperimento di Wu [7], stabilì la natura pseudo-vettoriale delle correnti deboli. Verso la fine degli anni '60 S. Glashow, A. Salam e S. Weinberg elaborarono il cosiddetto Modello Standard (MS) il quale unifica le interazioni elettromagnetiche e deboli. Esso descrive con straordinario successo le proprietà e le interazioni di tutte le particelle elementari osservate sperimentalmente.

Il Modello Standard lascia comunque aperte importanti questioni. In esso i neutrini sono trattati come particelle prive di massa: la scoperta delle oscillazioni di neutrino richiede, dunque, una estensione del MS con l'introduzione di nuovi parametri in maniera da poter tener conto di tre neutrini massivi, di tre angoli di mescolamento e di una fase di CP. Inoltre, i neutrini sono il solo fermione fondamentale neutro e questo comporta che un termine di Majorana può apparire nella Lagrangiana. In tal caso due ulteriori fasi, dette di Majorana, entrerebbero nell'estensione del MS.

1.2 La massa del neutrino

Nel Modello Standard minimale, il neutrino è una particella di Dirac sinistrorsa [9]. Di conseguenza, a differenza dei fermioni carichi che acquisiscono una massa diversa da zero attraverso il meccanismo di Higgs, il neutrino resta a massa nulla. Tuttavia se si ipotizza l'esistenza di un neutrino sterile destrorso, si può costruire il seguente termine di lagrangiana:

$$L_{\nu}^{Dirac} = -(\bar{\nu}_R M_D \nu_L + \bar{\nu}_L M^{\dagger} \nu_R) \quad (1.3)$$

dove M_D è una matrice complessa 3×3 e

$$\nu_{L,R} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_{\mu} \\ \nu_{\tau} \end{pmatrix}_{L,R} \quad (1.4)$$

La diagonalizzazione di M_D consente di scrivere l'equazione 1.3 in forma diagonale:

$$L_{\nu}^{Dirac} = - \sum_{k=1}^3 m_k \bar{\nu}_k \nu_k \quad (1.5)$$

dove $\nu_k = \nu_{kL} + \nu_{kR}$ e

$$\nu_l = \sum_{k=1}^3 U_{lK} \nu_k, \quad l = e, \mu, \tau. \quad (1.6)$$

Pertanto i tre campi di sapore ν_l risultano essere combinazioni lineari delle componenti sinistrorse degli autostati di massa. Una immediata conseguenza di tale mescolamento è che i tre numeri leptonici L_e , L_μ e L_τ non sono separatamente conservati, come invece previsto nel Modello Standard. D'altra parte, si verifica che la lagrangiana dell'equazione 1.3 è invariante rispetto a trasformazioni di fase globali, del tipo:

$$\nu_l \rightarrow e^{i\alpha} \nu_l, \quad l \rightarrow e^{i\alpha} l \quad (1.7)$$

con α indipendente dal punto x dello spazio-tempo. Ciò si traduce nella conservazione del numero leptonico totale $L = L_e + L_\mu + L_\tau$.

Il neutrino è una particella elementare elettricamente neutra. Tale proprietà comporta che essa possa essere una particella di Majorana [8]: a differenza di una particella di Dirac, una particella di Majorana non può essere distinta dalla sua antiparticella, ovvero coincide con essa. In tale ipotesi la lagrangiana si può scrivere

$$L_\nu^{Majorana} = -\frac{1}{2}(\bar{\nu}_L^C M_M^L \nu_L + \bar{\nu}_R^C M_M^R \nu_R + h.c.) \quad (1.8)$$

ove M_M^L e M_M^R sono matrici simmetriche 3×3 . Tutti i termini che compaiono nella (1.8) violano la conservazione del numero leptonico di due unità. Pertanto, con l'introduzione nella teoria di termini di massa di Majorana, il doppio decadimento β risulta essere un processo permesso.

Se ci si limita a considerare $(L_\nu^{Majorana})_L$, dalla diagonalizzazione della M_M^L mediante una matrice unitaria U :

$$M_M^L \rightarrow m = U^\dagger M_M^L U, \quad m_{kj} = m_k \delta_{kj} \quad (1.9)$$

si ottiene

$$(L_\nu^{Majorana})_L = -\frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 m_k \bar{\chi}_k \chi_k \quad (1.10)$$

con $\chi_k = U^\dagger \nu_k$ e

$$\nu_l = \sum_{k=1}^3 U_{lk} \chi_k \quad (1.11)$$

Anche in questo caso, i campi di sapore sono sovrapposizioni delle componenti sinistrorse degli autostati di massa. A differenza di quanto avviene per il termine di massa di Dirac, il termine di massa di Majorana non può essere generato mediante il meccanismo di Higgs nell'ambito del modello standard minimale, ma richiede una estensione del settore scalare con l'introduzione di un tripletto di campi di Higgs, al fine di preservare la rinormalizzazione della teoria.

1.3 Oscillazioni di neutrino

Il modo diretto per la misura della massa del neutrino è attraverso lo studio della cinematica dei processi deboli in cui il neutrino si trova nello stato finale. I limiti cinematici sulla massa del neutrino sono ottenuti da:

- Misura del punto finale dello spettro del decadimento β del trizio: $m_{\nu_e} < 2.3 \text{ eV}/c^2$
- misura dell'energia e della quantità di moto del muone prodotto nel decadimento del pione a riposo: $m_{\nu_\mu} < 190 \text{ KeV}/c^2$,
- misura dell'energia totale e della quantità di moto del pione prodotto nei decadimenti adronici del $\tau \rightarrow N\pi + \nu_\tau$, $m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV}/c^2$.

Da questi risultati emerge che la massa dei neutrini, se non nulla, è almeno 5 ordini di grandezza più piccola di quella dei rispettivi partner leptonici. La comprensione del perché le masse dei neutrini sono così piccole ha posto sempre maggior interesse nello studio delle oscillazioni di neutrino.

Nel caso di neutrini massivi, non c'è nessuna ragione per cui gli autostati di massa devono coincidere con gli autostati di sapore. Gli autostati di massa dell'Hamiltoniana di un neutrino libero sono

$$|\nu_i(t, \vec{x})\rangle = e^{-ip_i x} |\nu_i(0, \vec{0})\rangle, \quad p_i^2 = m_i^2 \quad (1.12)$$

dove $i = 1, 2, 3$ è l'indice degli autostati di massa. Due autostati sono collegati tra di loro mediante la trasformazione unitaria

$$|\nu_\alpha\rangle = U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.13)$$

dove $U_{\alpha i}$ sono gli elementi della matrice di mescolamento dei neutrini.

I neutrini sono prodotti e rivelati in un sapore definito. Non necessariamente l'autostato di sapore coincide con quello di massa. Per semplicità assumiamo solo due famiglie di neutrini: ν_e e ν_μ e due corrispondenti autostati di massa, ν_1 e ν_2 . Un neutrino elettronico può essere decomposto in termini degli autovalori di massa ν_1 e ν_2 come

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle \quad (1.14)$$

dove θ è l'angolo di mescolamento che parametrizza la matrice U . Lo stato del neutrino muonico, ortogonale al precedente, è descritto

$$|\nu_\mu\rangle = -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle \quad (1.15)$$

Assumendo che i neutrini si propagano come onde piane, lo stato originario del neutrino elettronico si evolve come

$$|\nu(t, \vec{x})\rangle = \cos\theta e^{-ip_1 x} |\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-ip_2 x} |\nu_2\rangle \quad (1.16)$$

Assumendo il neutrino ultrarelativistico, dopo una distanza L nella direzione z i fattori di fase diventano $p_i x = E_i t - \vec{p}_i \vec{x} \simeq (E_i - p_{z,i})L$.

Si ha $E_i - p_{z,i} = (E^2 - |\vec{p}|^2)/(E_i + p_{z,i}) \simeq m_i^2/2E$ dove $E_1 \simeq E_2 \simeq E$ e $E_i \simeq |\vec{p}|$. Quindi

$$|\nu(L)\rangle = \cos\theta e^{im_1^2 L/2E} |\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-im_2^2 L/2E} |\nu_2\rangle \quad (1.17)$$

Dopo semplici passaggi algebrici, la probabilità che questo stato resti un neutrino elettronico è data da

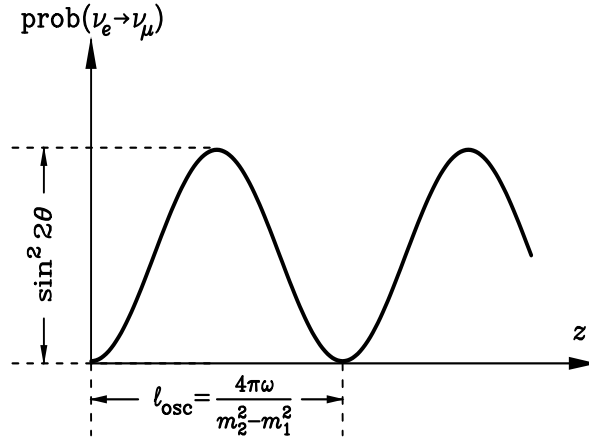


Figura 1.1: Oscillazione di neutrini nel modello a due sapori.

$$P_{ee} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.18)$$

dove $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ è la differenza al quadrato delle masse dei neutrini. Si riscrive talvolta la probabilità di transizione in termini della lunghezza di oscillazione l_{osc} , definita da

$$\pi \frac{L}{l_{\text{osc}}} = \frac{\Delta m^2 L}{4E} = 1.267 \left(\frac{L}{\text{km}} \right) \left(\frac{\Delta m^2}{\text{eV}^2} \right) \left(\frac{\text{GeV}}{E} \right) \quad (1.19)$$

Essa è uguale alla distanza tra due minimi o massimi della probabilità di transizione (si veda la figura 1.1).

La probabilità che dopo una distanza L si osservi un ν_μ invece di un ν_e è data da

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\pi \frac{L}{l_{\text{osc}}} \right) \quad (1.20)$$

Le probabilità di transizione descritte dalle equazioni 1.18 e 1.20 dipendono da due parametri. Il primo, θ , non dipende dalla distanza percorsa dal neutrino; $\sin^2 2\theta$ descrive l'ampiezza di oscillazione dei neutrini. L'ampiezza è massima (uguale a uno) quando l'angolo di mescolamento è $\theta = 45^\circ$, che quindi corrisponde al mescolamento massimo. Quando $\theta = 90^\circ$, gli autostati di sapore sono allineati con gli autostati di massa, il che corrisponde al mescolamento minimo. Il secondo fattore oscilla con il tempo, ovvero la distanza L percorsa dal neutrino. La fase del seno è proporzionale alla differenza della massa degli autostati, $\Delta m^2/4E$ e alla distanza L . Quindi per avere

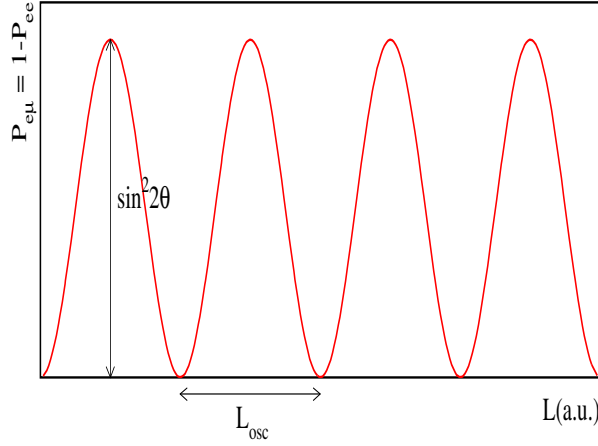


Figura 1.2: $P_{e\mu}$ in funzione di L per valori fissati di E , Δm^2 e $\sin^2 2\theta$.

un'apprezzabile probabilità di transizione il termine di fase non deve essere troppo piccolo.

1.4 Oscillazioni a tre sapori

Per tre sapori di neutrino, la matrice di mescolamento è definita come

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

dove gli elementi devono soddisfare la condizione di unitarietà della matrice. Possiamo rappresentare gli elementi in termini di tre angoli di mescolamento θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} e di una unica fase ineliminabile δ tramite le seguenti trasformazioni:

$$\frac{|U_{e2}|^2}{|U_{e1}|^2} \equiv \tan^2 \theta_{12} \quad (1.22)$$

$$\frac{|U_{\mu3}|^2}{|U_{\tau3}|^2} \equiv \tan^2 \theta_{23} \quad (1.23)$$

$$U_{e3} \equiv \sin \theta_{13} e^{-i\delta} \quad (1.24)$$

Possiamo utilizzare le convenzioni $m_2^2 > m_1^2$, e $\Delta m_{12}^2 \ll |\Delta m_{13}^2|$. In questo caso abbiamo tre osservabili: Δm_{12}^2 , $|\Delta m_{13}^2|$ e il segno di Δm_{13}^2 . Il segno positivo di Δm_{13}^2

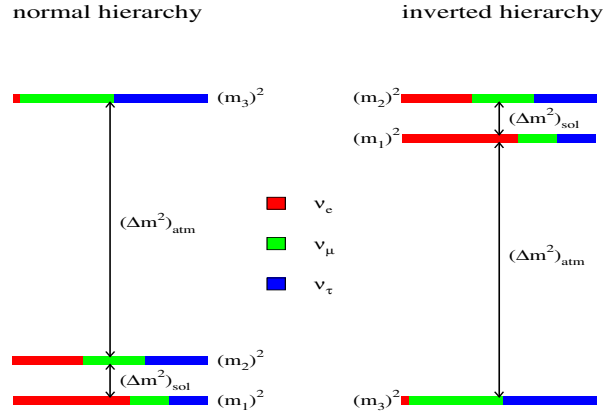


Figura 1.3: Gerarchia delle masse dei neutrini.

implica $m_3^2 > m_2^2 > m_1^2$, definita anche gerarchia normale delle masse. Un segno negativo implica $m_3^2 < m_1^2 < m_2^2$ definita gerarchia inversa delle masse. Le due differenti gerarchie di massa sono mostrate in figura 1.3.

I recenti dati sperimentali sull'oscillazione dei neutrini danno indicazione per un rapporto $\Delta m_{12}^2 / |\Delta m_{13}^2| \lesssim 1/30$. La probabilità di oscillazione può essere scritta come

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + A_{\alpha\beta}^{sol} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \right) + A_{\alpha\beta}^{atm} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E} \right) + F_{\alpha\beta}^{int}(L, \Delta m_{12}^2, \Delta m_{13}^2) \quad (1.25)$$

In particolare, la probabilità di sopravvivenza dei neutrini muonici è data da:

$$P_{\mu\mu} \simeq 1 - 4|U_{\mu 3}|^2(1 - |U_{23}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E} \right) \quad (1.26)$$

Come vedremo questa probabilità è rilevante per lo studio delle oscillazioni dei neutrini atmosferici.

Per la sparizione di (anti)neutrini di tipo elettronico (come quelli provenienti dal reattore presso cui si è svolto l'esperimento CHOOZ) si ha:

$$P_{ee} \simeq 1 - 4|U_{e 3}|^2(1 - |U_{e 3}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E} \right) \quad (1.27)$$

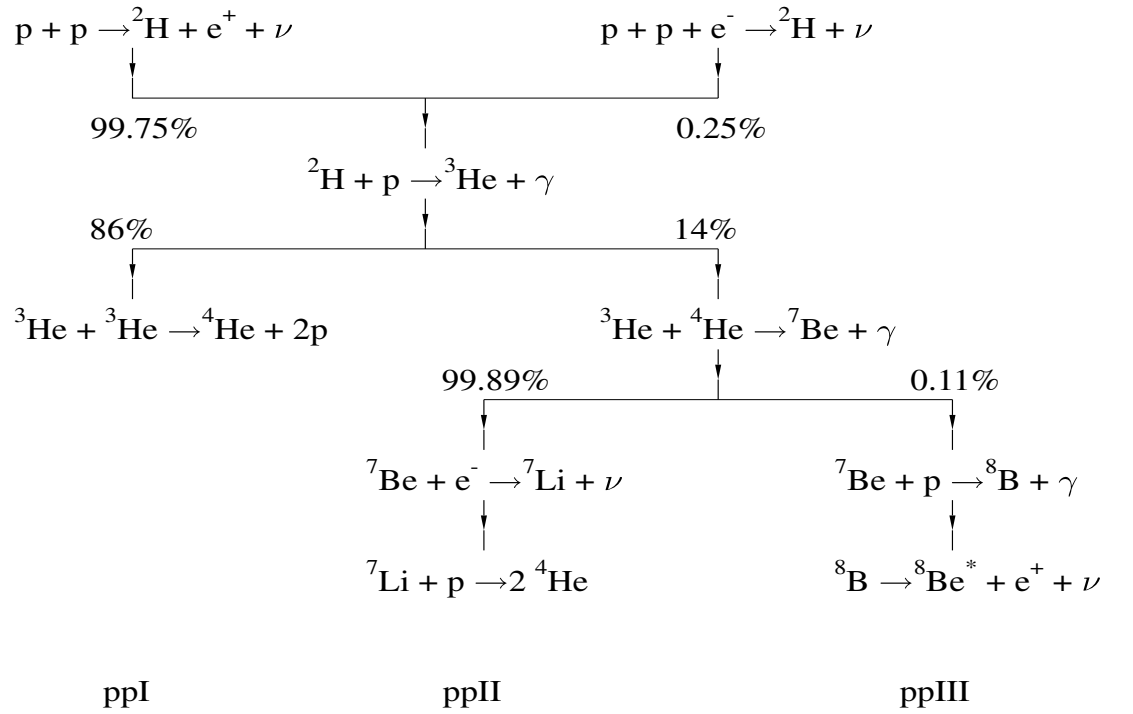
Essendo piccolo il valore misurato dell'angolo di mescolamento θ_{13} ($\sin^2 \theta_{13} \leq 0.047$, le oscillazioni tra le famiglie 1-2 e 2-3 sono praticamente disaccoppiate e quindi le equazioni 1.27 e 1.26 sono simili a quelle trovate nel modello a due sapori.

Fino ad ora, abbiamo discusso esclusivamente delle oscillazioni di neutrino nel vuoto. Per comprendere le recenti osservazioni sperimentali ottenute dallo studio dei neutrini solari ed atmosferici, alcune parole devono essere dette a proposito delle oscillazioni di neutrino nella materia. Se il neutrino si propaga nella materia, come accade quando esso attraversa il sole o la terra, il fenomeno dell'oscillazione può significativamente differire rispetto al caso del vuoto. La materia può aumentare il mescolamento dei neutrini e la probabilità di oscillazione nella materia può essere grande anche se l'angolo di mescolamento nel vuoto è molto piccolo: questo fenomeno è noto come effetto Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW). L'effetto è dovuto alle differenti interazioni dei tre sapori di neutrini nella materia. Tutti i sapori di neutrino interagiscono con gli elettroni, protoni e neutroni del mezzo tramite interazioni di corrente neutra, mentre solo i ν_e interagiscono tramite correnti cariche con gli elettroni presenti.

1.5 Neutrini solari

Il primo esperimento a produrre evidenza in favore dell'oscillazione di neutrino fu una ricerca di neutrini solari condotta nella miniera di Homestake nei primi anni 70 [27]. L'energia del sole è sostanzialmente prodotta nelle reazioni dei cicli nucleari pp (fig. 1.4) che producono neutrini di tipo elettronico. Il flusso di ν_e solari è stato calcolato in diversi modi nell'ambito del cosiddetto Modello Solare Standard [26]. Tutti questi calcoli si accordano piuttosto bene e le loro predizioni sono anche confermate da misure di eliosismologia. Dopo l'esperimento di Homestake, altri esperimenti hanno misurato il flusso dei neutrini elettronici di provenienza solare usando diverse tecniche sperimentali e con diverse soglie di energia. I risultati di tali esperimenti riportano un deficit rispetto alle predizioni che si aggira dal 30 al 60%. Questo costituì il cosiddetto problema dei neutrini solari.

Dagli esperimenti Homestake [23], Gallex [24], Super-Kamiokande [11] e SNO [12] risulta ora stabilito in maniera convincente che il deficit di ν_e solari osservati implica nuova fisica nel settore dei neutrini. Escludendo neutrini sterili e interazioni non convenzionali, tale deficit può infatti essere spiegato dall'ipotesi di oscillazioni nel canale $\nu_e \rightarrow \nu_\alpha$, dove ν_α è una combinazione lineare di ν_μ e ν_τ . Negli esperimenti citati

Figura 1.4: Ciclo pp diviso in tre sottocicli.

queste oscillazioni si manifestano come una “sparizione” di ν_e , che sostanzialmente portano a una misura dei parametri θ_{12} e Δm_{12}^2 .

Grazie all’uso di acqua pesante e quindi di un bersaglio contenente deuterio, l’esperimento SNO ha inoltre permesso di paragonare le frequenze delle interazioni di corrente carica e neutra, in particolare sono state utilizzate per queste osservazioni reazioni di corrente carica accessibili solo ai ν_e e reazioni di corrente neutra accessibili a tutti e tre i sapori ([13] e [14]). Confrontando il rapporto osservato delle interazioni di corrente carica su quelle di corrente neutra con quello atteso, SNO ha confermato che il deficit di neutrini solari è dovuto alle oscillazioni di neutrini ν_e in altro sapore e non ad una cattiva predizione del modello solare. Nel settembre 2003 sono stati pubblicati nuovi risultati di SNO ottenuti aggiungendo sale all’acqua pesante del loro rivelatore in modo da aumentare la sensibilità al canale di corrente neutra. I risultati precedentemente ottenuti sono stati confermati [12] con accuratezza maggiore: attualmente le transizioni di ν_e sono confermate con un livello di significanza statistica di oltre 5σ .

L’esperimento CHOOZ [15] ha ricercato la sparizione di $\bar{\nu}_e$ utilizzando un reattore nucleare. I suoi risultati sono combinati con quelli degli esperimenti di neutrini solari. Tali risultati portano a dare un limite superiore sull’angolo θ_{13} ($\sin\theta_{13} < 0.10$ al 90% CL) sicché viene tuttora considerato nullo. La sua misura è uno dei temi dominanti delle ricerche future.

L’esperimento KamLAND [16] ha ricercato oscillazioni di neutrini su lunga base nella regione di masse di interesse per i neutrini solari, rivelando antineutrini prodotti da reattori situati sul territorio giapponese. I risultati hanno confermato le osservazioni dei neutrini solari migliorando notevolmente la misura dei parametri di oscillazione. In figura 1.5 è riportata la regione dei parametri di oscillazione che emerge dall’analisi combinata di CHOOZ, KamLAND e dei neutrini solari. La soluzione a grandi angoli di mescolamento LMA-I è chiaramente preferita dai dati. Recentemente KamLAND [46] ha pubblicato nuovi risultati ottenuti con un aumento di statistica. Sono stati osservati 258 eventi di $\bar{\nu}_e$ contro 365.2 eventi attesi in assenza di oscillazioni di neutrino. KamLAND non solo è stato in grado di scegliere la regione LMA preferita ma ha potuto significativamente restringere la corrispondente regione dei parametri di oscillazione

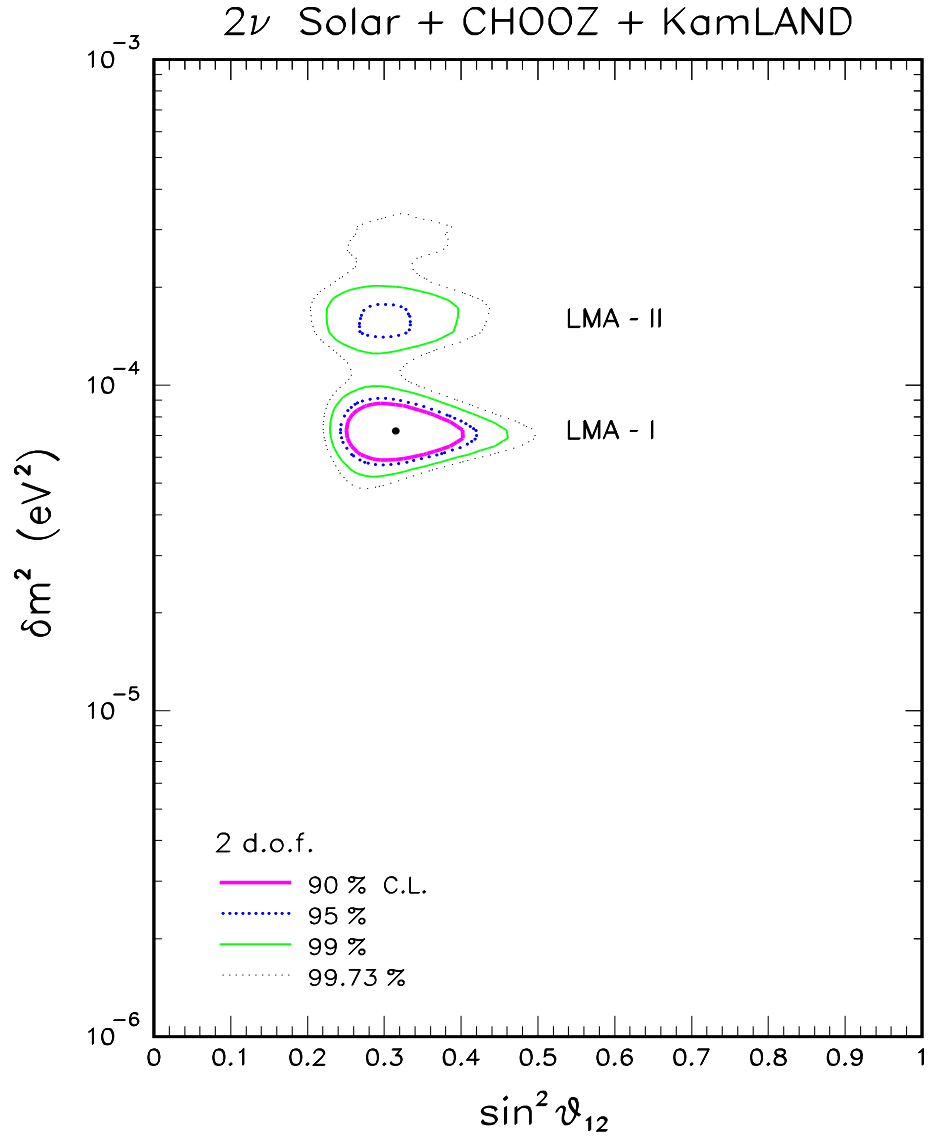


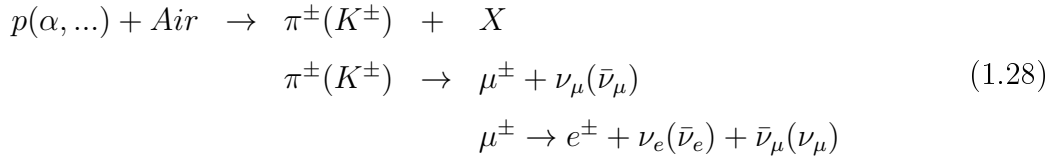
Figura 1.5: Analisi globale dei esperimenti CHOOZ, KamLAND e dei neutrini solari nella regione dei parametri θ_{12} e Δm_{sun}^2 .

ottenendo:

$$\Delta m_{12}^2 = 7.9_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-5} eV^2 \quad \tan^2 \theta_{12} = 0.40_{-0.07}^{+0.10}$$

1.6 Neutrini atmosferici

I neutrini atmosferici sono neutrini e antineutrini di tipo elettronico e muonico prodotti nelle cascate adroniche indotte dai raggi cosmici primari nell'atmosfera terrestre. La principale produzione di neutrini avviene attraverso la seguente catena:



Dalla reazione 1.28 possiamo aspettarci di avere due neutrini o antineutrini muonici per ogni neutrino o antineutrino elettronico. La prima generazione di rivelatori, NUSEX, Soudan, IMB, Frejus e Kamiokande ha misurato il rapporto tra ν_μ/ν_e atteso dal MonteCarlo e quello misurato, ovvero il doppio rapporto:

$$R(\nu_\mu/\nu_e) \equiv \frac{[(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{data}}{[(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{MC}}
 \tag{1.29}$$

Soudan, IMB e Kamiokande hanno misurato un valore inferiore a quello atteso compatibile con una ipotesi di oscillazione. La discrepanza tra il valore atteso e quello misurato va sotto il nome di anomalia dei neutrini atmosferici. Oltre a questa anomalia, Kamiokande ha anche dato una prima importante indicazione di una sua dipendenza azimutale, collegabile a una diversa distanza tra la produzione dei neutrini nell'atmosfera e la loro osservazione nel rivelatore. Questa osservazione fornì una ulteriore indicazione di oscillazioni di neutrino.

Una seconda generazione di esperimenti, SuperKamiokande [19], Soudan-2 [20] e MACRO [21] ha condotto approfondite osservazioni di questo fenomeno e studiato il deficit in relazione all'azimuth di provenienza del neutrino. Questi esperimenti hanno utilizzato diverse tecniche per identificare il leptone dello stato finale in interazioni di corrente carica di neutrino. Soudan-2 e MACRO hanno usato un rivelatore calorimetrico tracciante. SuperKamiokande, tuttora in funzione, usa un rivelatore di luce Cherenkov in acqua. Questi esperimenti hanno confermato la spiegazione dell'anomalia dei neutrini atmosferici in termini di oscillazioni di neutrino.

In particolare, Superkamiokande ha evidenziato una chiara discrepanza rispetto alle predizioni fatte in assenza di oscillazioni nella distribuzione dell'angolo azimutale per

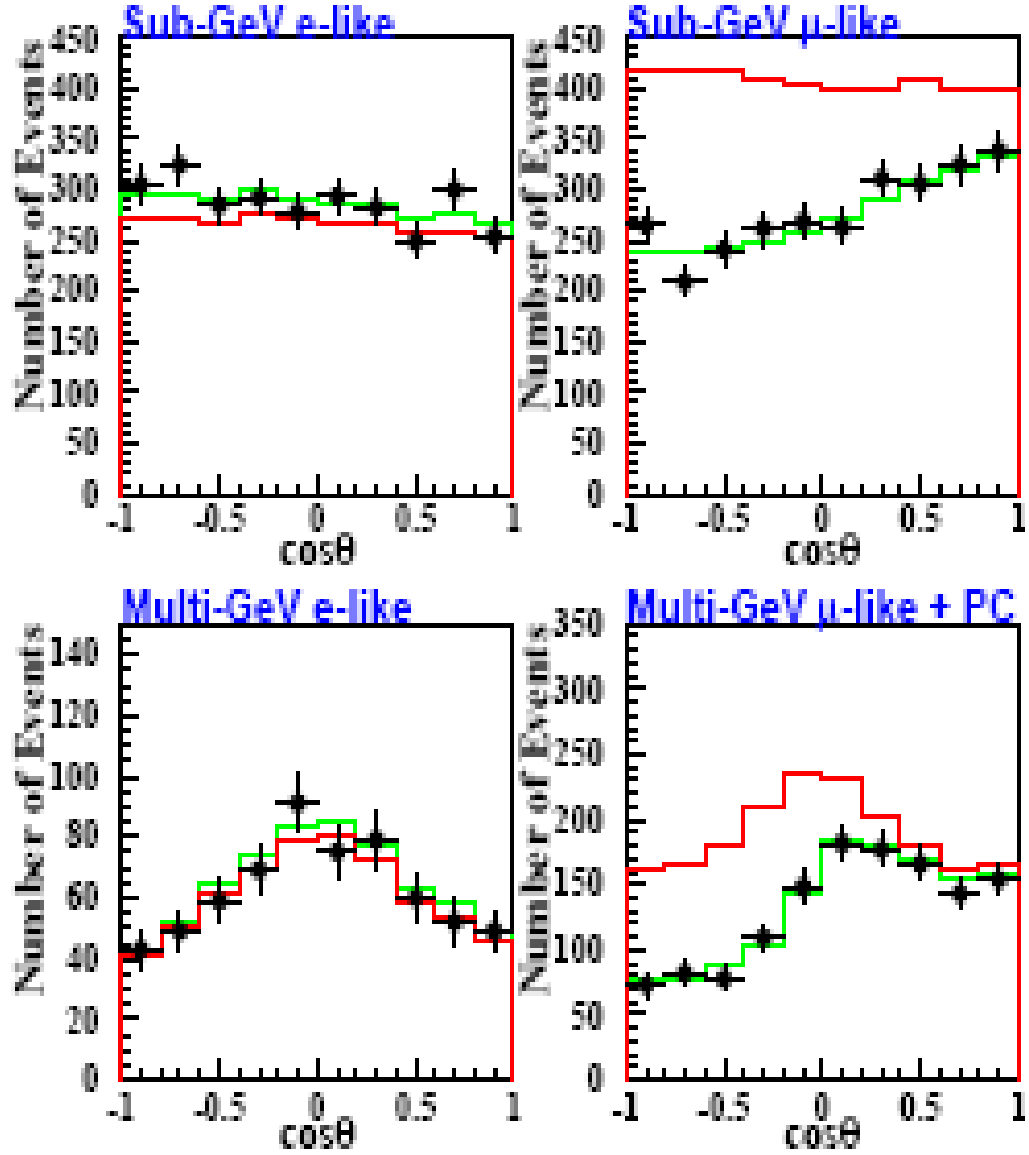


Figura 1.6: Distribuzione del coseno dell'angolo azimutale ottenuta da Super Kamionokande per eventi con elettrone (sinistra) ed eventi con muone (destra). La linea rossa è la distribuzione attesa in assenza di oscillazioni, mentre la linea verde rappresenta il caso di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ con mescolamento massimale e $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

eventi con presenza di un muone, mentre nel caso di eventi con elettrone non si osserva alcuna discrepanza. Questa è una evidenza che l'anomalia dei neutrini atmosferici è una conseguenza di una oscillazione, presumibilmente $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ vista l'assenza di apprezzabili anomalie nel flusso di ν_e (fig. 1.6).

I risultati di SuperKamiokande sono stati riprodotti indipendentemente da un esperimento con fascio di neutrini terrestri: K2K [22]. In tale esperimento, neutrini di energia media di 1.3 GeV sono inviati sul rivelatore di Superkamiokande, a una distanza di 250 Km dal luogo di produzione dei neutrini. La figura 1.7 mostra le regioni

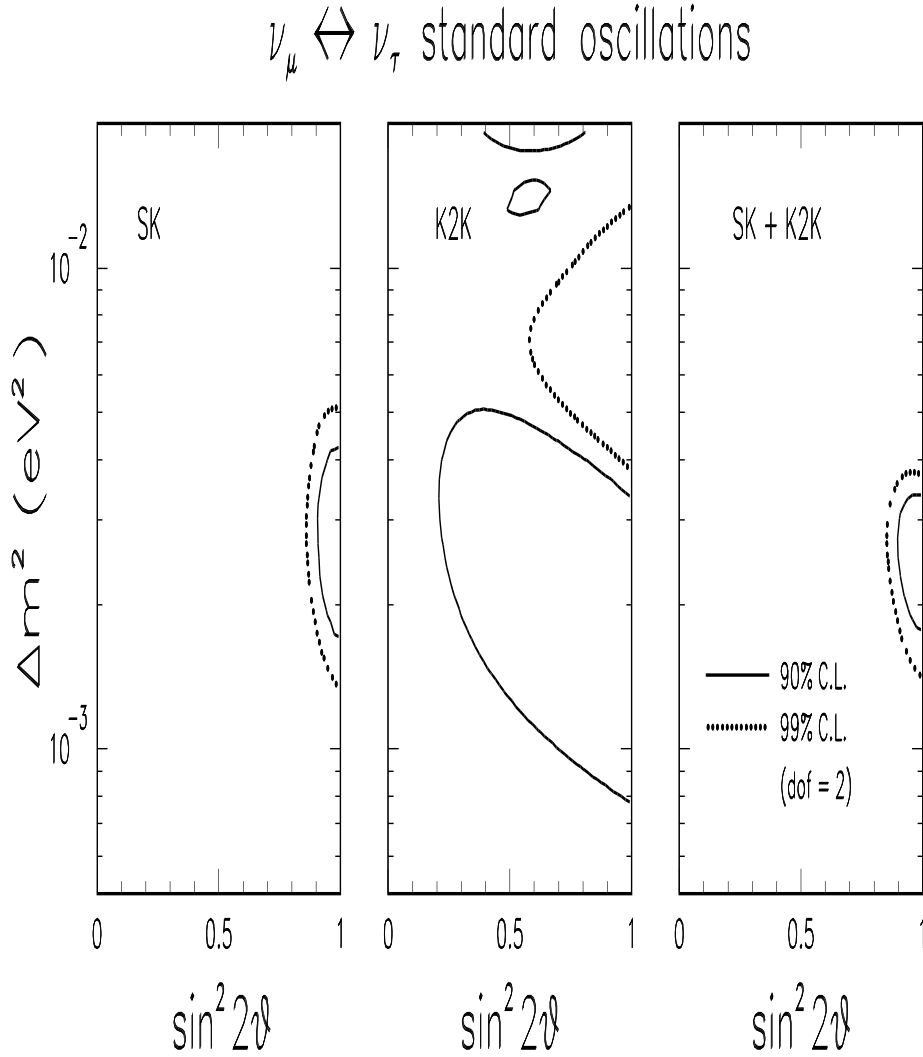


Figura 1.7: Oscillazioni nel canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$: limiti alle regioni dei parametri θ_{23} e Δm_{atm}^2 provenienti dagli esperimenti SuperKamiokande e K2K.

dei parametri consentiti in base ai dati degli esperimenti K2K e SuperKamiokande. K2K ha prodotto un rafforzamento del limite superiore sulla differenza di masse. La

figura 1.8 mostra i limiti sui valori consentiti di Δm_{atm}^2 eliminando la dipendenza da

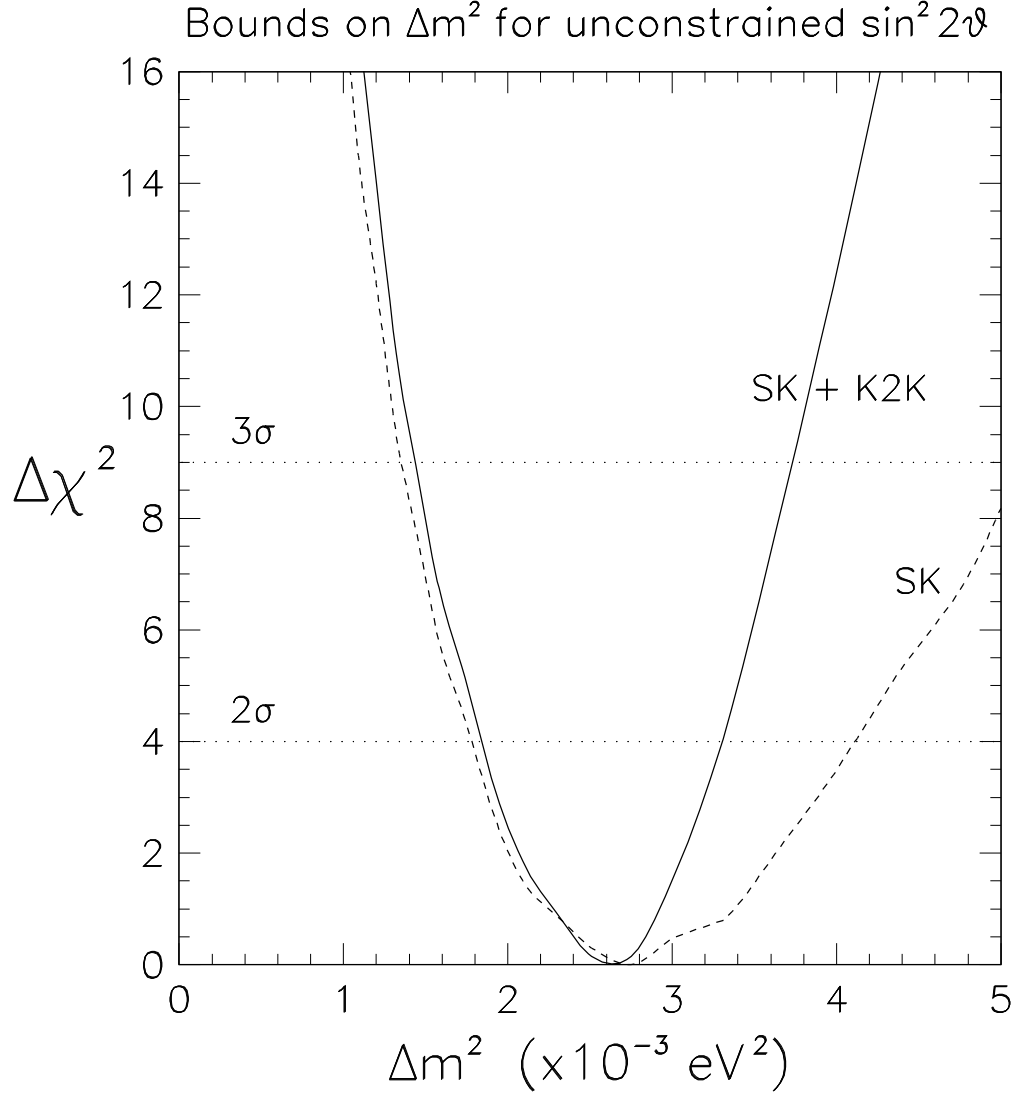


Figura 1.8: Oscillazioni nel canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$: sono riportati i limiti su Δm_{atm}^2 vincolando θ_{23} . I dati sono di K2K e SuperKamiokande.

θ_{23} , ovvero assumendo $\sin^2 2\theta_{23} = 1$. Il fit globale ai dati di K2K e SuperKamiokande mostra un andamento pressoché quadratico di $\Delta\chi^2 \equiv \chi^2 - \chi_{min}^2$ in funzione di Δm^2 fino a circa 3σ , con un minimo per $\Delta m^2 = 2.6 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Il valore preferito per $\sin^2 2\theta_{23}$ è $1.00^{+0.00}_{-0.05}$.

1.7 L'esperimento LNSD

L'esperimento LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector), progettato per la ricerca di $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, ha riportato nel 1995 un eccesso di eventi con elettrone sul fondo stimato, dando un'interpretazione di questo risultato in termini di oscillazioni di neutrino. Questa interpretazione comporta l'introduzione di una terza frequenza di oscillazione associata ad uno o più neutrini sterili. Tuttavia questa ipotesi non è ancora supportata da altri esperimenti. L'esperimento MiniBoone presto fornirà un chiarimento sul segnale visto da LNSD.

1.8 Sintesi dei risultati e prospettive future

Analisi combinate dei dati sperimentali evidenziano l'oscillazione di neutrini con i seguenti valori dei parametri dati con intervallo di confidenza a 3 sigma,

- $0.22 < \sin^2 \theta_{12} < 0.38$, da neutrini solari
- $0.32 < \sin^2 \theta_{23} < 0.68$, da neutrini atmosferici
- $\sin^2 \theta_{13} \leq 0.047$, da neutrini atmosferici e CHOOZ
- $7.1 < \Delta m_{12}^2 < 9.1 eV^2$, da KamLand e SuperKamiokande
- $1.5 < |\Delta m_{13}^2| < 3.6 eV^2$, da neutrini atmosferici e K2K

Questi risultati sono riassunti nella figura 1.9.

L'analisi mostra che lo scenario sperimentale delle oscillazioni di neutrino lascia aperti importanti quesiti. Una particolare attenzione va rivolta alla piena comprensione del segnale di oscillazione proveniente dai neutrini atmosferici. In questo quadro si inseriscono i programmi di ricerca con fasci di ν_μ prodotti da acceleratori e con esperimenti a *long baseline*, cioè con L/E relativamente grande.

Le osservazioni di SuperKamiokande hanno come plausibile origine una oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Un esperimento che riveli direttamente una apparizione di ν_τ è, quindi, di grande importanza per confermare questa ipotesi. L'esperimento MINOS sul fascio

NuMI del Fermilab negli USA si ripromette di misurare con maggiore precisione i parametri di oscillazione, ma potrà vedere solo un effetto indiretto e cioè un apparente eccesso di interazioni di corrente neutra rispetto a quanto atteso in un fascio di neutrini puramente muonici. L'esperimento OPERA sul fascio CNGS dal CERN al Gran Sasso ha l'ambizioso obiettivo di osservare l'apparizione di ν_τ , attraverso l'osservazione diretta della loro interazione per corrente carica e del decadimento del τ prodotto.

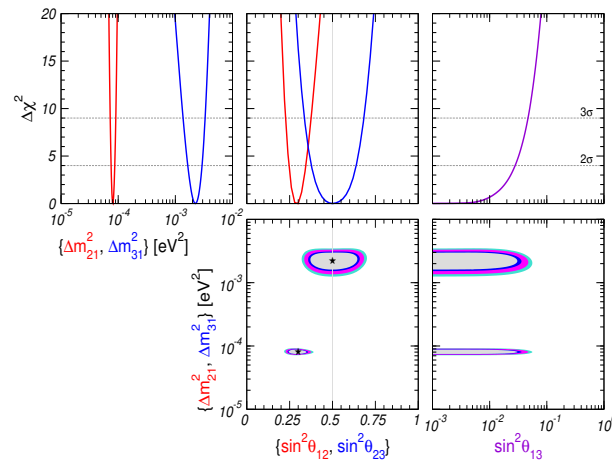


Figura 1.9: Proiezione delle regioni dei parametri di oscillazione. $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$.

Capitolo 2

L'esperimento OPERA

2.1 Esperimenti con acceleratori nel dominio di massa indicato dai neutrini atmosferici

Nel capitolo precedente si è visto che le attuali evidenze sperimentali per le oscillazioni di neutrino vengono da osservazioni fatte con neutrini solari, recentemente confermate dall'esperimento Kamland [46] operante con neutrini provenienti da reattori nucleari, e da osservazioni fatte con neutrini atmosferici. L'eccesso di eventi indotti da $\bar{\nu}_e$ rilevato dall'esperimento LSND [47] e imputabile a oscillazioni di neutrino resta non confermato da altri esperimenti.

Nel caso dei neutrini atmosferici, i risultati sperimentali conducono a suggerire l'esistenza di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ nella regione dei parametri corrispondente a $\Delta m^2 = (1.5 \div 3.4) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta \sim 1$. Vengono invece sfavoriti il canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e l'oscillazione di ν_μ in neutrini sterili, cioè non visibili tramite le interazioni deboli.

Per esplorare con fasci prodotti da acceleratori di particelle il suddetto dominio dei parametri di oscillazione, con valori di Δm^2 così bassi, sono necessari esperimenti con un rapporto $\frac{L}{E}$ che si approssimi a quello dei neutrini atmosferici, ove L è la distanza tra sorgente e rivelatore ed E è l'energia del fascio, e quindi con una distanza sorgente-rivelatore relativamente alta. Sono questi i cosiddetti esperimenti a *long baseline* (LBL).

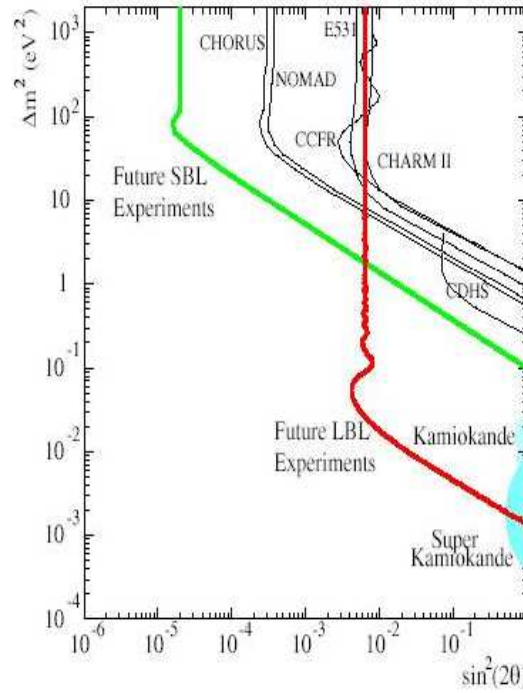


Figura 2.1: Regioni esplorabili con esperimenti LBL e SBL.

E' possibile dimostrare, infatti, che in presenza di fondo la sensibilità in Δm^2 di un esperimento di apparizione migliora con la radice quadrata di L . È solo nel caso ideale di assenza di fondo che essa risulta indipendente da L , migliorando con la radice quadrata della massa del rivelatore e con l'inverso dell'energia. In generale, gli esperimenti su long baseline, traggono notevole vantaggio dalla grande distanza del rivelatore dalla sorgente del fascio, che riduce drasticamente il numero di eventi di fondo.

La figura 2.1 mostra le regioni del piano $\sin^2 2\theta - \Delta m^2$ esplorabili con esperimenti a LBL e con esperimenti a *short baseline* (SBL).

Uno dei principali ostacoli alla realizzazione di esperimenti a LBL è indotto dalla naturale divergenza del fascio, che riduce fortemente il flusso di neutrini che giungono al rivelatore. Il flusso emesso da una sorgente, infatti, può essere scritto come:

$$\Phi = \frac{dN_\nu}{dA} \quad (2.1)$$

dove dN_ν indica il numero di neutrini che, nell'unità di tempo, attraversano una su-

2.1. Esperimenti con acceleratori nel dominio di massa indicato dai neutrini atmosferici

perficie di area dA disposta perpendicolarmente al fascio. Per un angolo solido $d\Omega$ si ha:

$$dA = L^2 \cdot d\Omega \quad (2.2)$$

che, unita alla (2.1), fornisce:

$$\Phi \propto \frac{1}{L^2}$$

Il flusso risulta quindi inversamente proporzionale al quadrato della distanza.

Ad esempio, in un esperimento LBL con $L \simeq 10^3 \text{ Km}$ il flusso di neutrini che giunge al rivelatore risulta circa un milione di volte più basso di quello in un esperimento con $L \simeq 1 \text{ Km}$ che utilizzi lo stesso rivelatore sulla stessa linea del fascio. Di conseguenza, se con un esperimento SBL si prevede di rivelare, in un certo periodo di tempo, un numero di eventi di corrente carica ν_μ dell'ordine di 10^6 , in un esperimento LBL, operante con lo stesso bersaglio e sulla medesima linea di fascio, si otterrà un solo evento. Ciò significa, inoltre, che se la massa del rivelatore SBL è dell'ordine di 1 ton (come in CHORUS e NOMAD), per un esperimento LBL con un bersaglio di massa $\sim 1 \text{ kton}$ si ha un numero di eventi inferiore di circa tre ordini di grandezza.

Gli obbiettivi della prossima generazione di esperimenti volti ad approfondire mediante l'uso di fasci prodotti da acceleratori lo studio degli effetti osservati con neutrini atmosferici sono l'osservazione diretta di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ tramite apparizione di ν_τ e una misura più precisa dei parametri di oscillazione. Nei limiti della sensibilità degli esperimenti, verrà inoltre ricercata la presenza di oscillazioni "sub-dominanti" $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

Negli Stati Uniti il progetto **NuMI** [31] prevede l'invio dei neutrini muonici dal Fermilab (FNAL) alla miniera Soudan nel Minnesota (posta ad una distanza di 730 Km) in cui è situato il rivelatore MINOS [32]. Questo rivelatore è essenzialmente uno spettrometro per muoni, costituito da lastre di ferro magnetizzato per una massa di 5.4 kton . Si tratta di un esperimento di sparizione di ν_μ , dunque l'oscillazione τ può venire misurata soltanto in termini di eccesso statistico di eventi senza muone nello stato finale. L'apparato sperimentale è inoltre in grado di osservare eventi con

elettrone nello stato finale, pur non essendo ottimizzato per questo scopo. Verra' quindi eseguita anche una ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. La presa dati sta ora iniziando.

In Europa, un progetto congiunto CERN - INFN prevede l'invio del fascio di neutrini muonici del fascio CNGS [33] dal CERN ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, posto ad una distanza $L \simeq 732 \text{ Km}$. L'energia media del fascio ($E_\nu \simeq 17.7 \text{ GeV}$) è ottimizzata per lo studio di apparizione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. La ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, basata sulla ricerca diretta dell'apparizione, necessita infatti di fasci di ν_μ dotati di energia superiore alla soglia di produzione del leptone τ (ossia $E_\nu > 3.6 \text{ GeV}$).

Come per gli esperimenti SBL, sono possibili due approcci per la rivelazione del τ :

- sfruttare esclusivamente le caratteristiche cinematiche peculiari del decadimento del τ ;
- identificare il τ attraverso l'osservazione diretta del suo decadimento e ricorrere allo studio della cinematica del decadimento solo per una ulteriore riduzione del fondo.

Sul primo tipo di approccio si basa l'esperimento **ICARUS** [34], il cui rivelatore si compone di quattro moduli, ciascuno dei quali è costituito da una Time Projection Chamber (TPC) ad Argon liquido.

Il secondo approccio è quello seguito dall'esperimento **OPERA** [35], al quale è dedicato il presente capitolo.

Ambedue gli esperimenti sono anche in grado di osservare eventi con un elettrone nello stato finale e quindi di ricercare oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

Il fascio CNGS verra' operato a partire da meta' del 2006.

2.2 Il fascio CNGS

Il fascio di neutrini **CNGS** (**CERN Neutrino to Gran Sasso**) sarà prodotto dal **SPS** (**Super Proto Sincrotrone**) del CERN facendo interagire protoni accelerati un'energia di 400 GeV su un bersaglio costituito da 13 cilindri di carbonio di 10 cm di lunghezza

$\nu_\mu [m^2 \text{ pot}]$	7.78×10^{-9}
$E_{\nu_\mu} [Gev]$	17.7
$\nu_\mu CC [\text{eventi}/\text{pot}/\text{kt}]$	5.85×10^{-17}
$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$	2.1%
ν_e/ν_μ	0.8%
$\bar{\nu}_e/\nu_\mu$	0.07%
ν_τ	trascurabile

Tabella 2.1: Caratteristiche nominali del fascio CNGS.

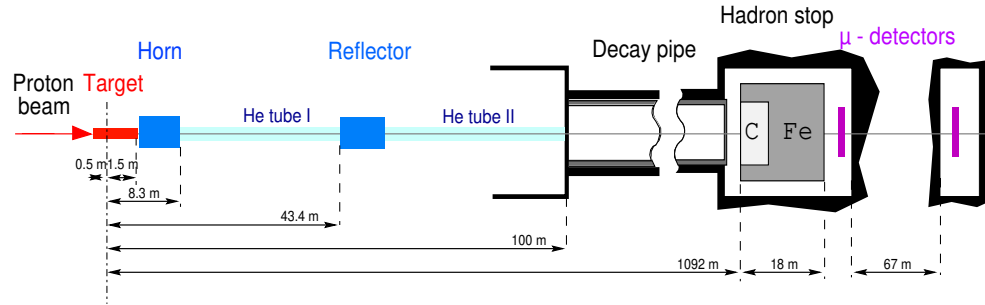


Figura 2.2: Configurazione della linea di fascio CNGS

e 4 cm di diametro. I mesoni π^+ e K^+ che ne derivano saranno collimati lungo la direzione di volo verso il Gran Sasso, mediante un sistema costituito da due lenti di focalizzazione e decadono all'interno di un tunnel lungo 1 Km. Alla fine del tunnel è posto un *hadron stop*, che ha il compito di assorbire i protoni che non hanno interagito col bersaglio ed i mesoni che non sono decaduti entro il tunnel. Esso è realizzato con un blocco, lungo 18 m, di grafite e di ferro. Per controllare il fascio di neutrini, saranno utilizzate due stazioni di rivelatori al silicio, una posta subito dietro l'hadron stop, l'altra separata da 67 metri di roccia.

La tabella 2.1 riporta le caratteristiche nominali del fascio. In figura 2.2 è mostrato lo schema della linea del fascio ed in figura 2.3 lo spettro energetico dei neutrini ν_μ attesi al Gran Sasso.

Assumendo 200 giorni di funzionamento all'anno, il numero di *pot* (protoni su bersaglio) attesi operando il fascio assieme al collisionatore protone-protone LHC è

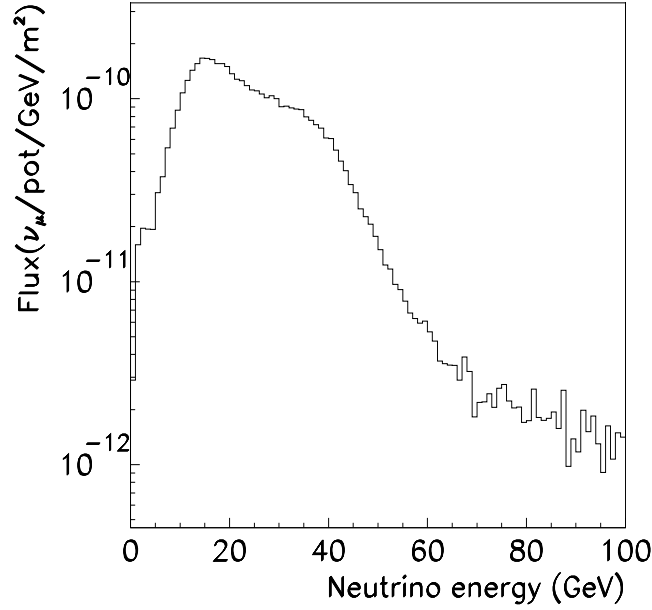


Figura 2.3: Spettro in energia del fascio di ν_μ del CNGS atteso al Gran Sasso.

pari a $4.5 \times 10^{19}/\text{anno}$.

Il numero di interazioni da neutrino, includendo tutti i sapori e considerando anche gli eventi di corrente neutra, è pari a ~ 35000 , per un rivelatore di massa 1.8 kt e 5 anni di esposizione al fascio. Il corrispondente numero di interazioni di corrente carica di ν_τ è pari a circa 130, per $\Delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e mescolamento massimo (ossia $\sin^2 2\theta = 1$). Appare possibile che l'intensità del fascio sia aumentata di un fattore 1.5 rispetto a quella nominale prevista nel progetto iniziale, a cui si riferiscono i suddetti numeri di interazioni.

2.3 L'esperimento OPERA

OPERA (**O**scillation **P**roject with **E**mulsion **tR**acking **A**pparatus) è un esperimento per l'osservazione di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ su *long baseline* nel fascio CNGS, tramite la rivelazione dell'apparizione del ν_τ attraverso l'osservazione della produzione del leptone τ (figura 2.4). La ricerca dell'apparizione del ν_τ viene effettuata nella regione dei parametri indicata dalle osservazioni con muonici atmosferici. Il rivelatore è posto nei laboratori sotterranei del Gran Sasso, a circa 730 Km di distanza dal CERN.

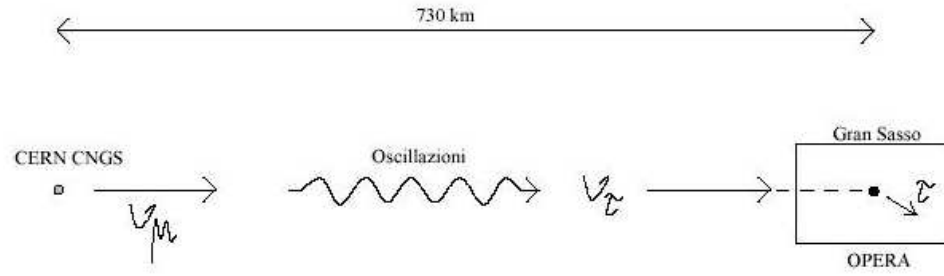


Figura 2.4: Schema delle oscillazioni dei neutrini provenienti dal CERN.

L'esperimento è sensibile anche alle oscillazioni di $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, in una regione di parametri di oscillazione più estesa rispetto agli esperimenti condotti sino ad ora.

La rivelazione del ν_τ consente di identificare l'avvenuta oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, in quanto il fascio proveniente dal CERN non contiene neutrini in misura apprezzabile ν_τ . Anche pochi eventi di segnale possono essere sufficienti a dimostrare l'ipotesi di oscillazione, purché il fondo venga mantenuto sempre ad un basso livello.

In OPERA, lo strumento di base per la rivelazione del fondo è l'osservazione del decadimento del tau. Il leptone tau ha una vita media breve ($c\tau \sim 87 \mu m$). In base alla distribuzione in energia del fascio CNGS, si ottiene la distribuzione delle lunghezze di decadimento del τ riportata in figura 2.5. Alle energie del CNGS, il leptone τ decade in media dopo circa $0.5 mm$. Per osservare sia la produzione che il decadimento del leptone tau occorre quindi utilizzare una tecnica che offra altissime granularità e risoluzione spaziale. La tecnica delle *emulsioni nucleari* presenta caratteristiche uniche sotto questo aspetto. Dopo lo sviluppo, i "grani" delle emulsioni hanno dimensioni dell'ordine del micron e permettono di ottenere risoluzioni sub-micrometriche.

L'utilizzo di emulsioni nucleari ha importantissimi precedenti nella fisica delle particelle elementari, in particolare per l'osservazione di particelle a vita breve. Fu lo sviluppo di questa tecnica che permise nel 1947 la scoperta del pione attraverso il suo decadimento in muone nell'esperimento Lattes-Occhialini-Powell [36]. La prima osservazione delle particelle poi definite come "charmate" dopo la loro chiarissima osservazione al BNL e a SLAC [37, 38, 39] avvenne nel 1971 in un esperimento con raggi cosmici in cui erano utilizzate emulsioni nucleari [40]. L'esperimento WA75 at

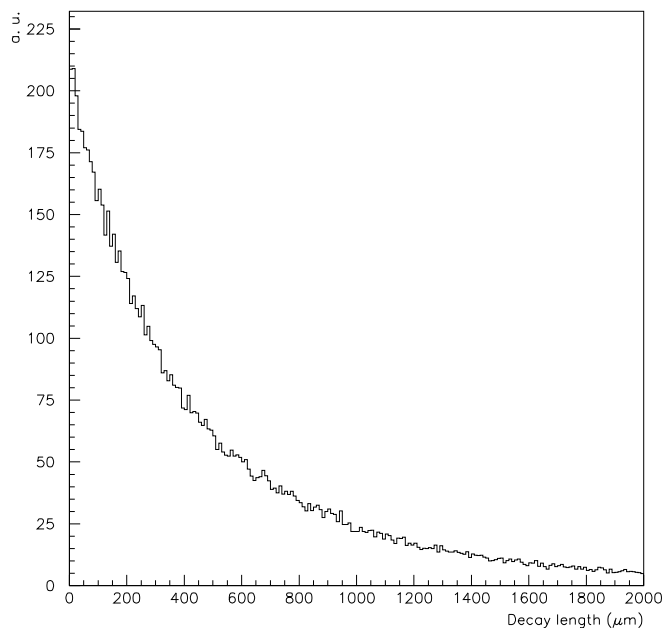


Figura 2.5: Distribuzione delle lunghezze di decadimento del τ prevista nell'esperimento OPERA.

CERN effettuò la prima osservazione diretta del decadimento di una particella dotata di "beauty" [41]

La struttura del rivelatore è stata quindi pensata allo scopo di identificare la traccia del leptone τ e i due vertici che segnano la sua produzione e il suo decadimento: il primario e un secondario corrispondente al decadimento di tale particella, mediante l'uso di emulsioni nucleari. Al contempo, data l'esiguità del flusso di neutrini a grande distanza dalla sorgente, il rivelatore deve avere una grande massa, dell'ordine di grandezza delle migliaia di tonnellate. Viene quindi fatto ricorso alla tecnica della Emulsion Cloud Chamber (ECC), introdotta nel 1952 [42]. Essa fu successivamente sviluppata soprattutto in Giappone e utilizzata in vari esperimenti. Di particolare rilevanza per la ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ è la sua utilizzazione per l'osservazione di neutrini tau da parte dell'esperimento DONUT [5].

La tecnica ECC è basata sull'uso delle emulsioni nucleari per il tracciamento ad altissima risoluzione spaziale, mentre la massa del rivelatore viene essenzialmente fornita

da lastre di materiale passivo inframmezzate ai fogli di emulsione nucleare. L'esperimento OPERA utilizza un bersaglio segmentato, costituito da lastre di piombo spesse 1 mm (che funge da materiale passivo) alternate a fogli di emulsioni nucleari. Tale struttura consente la rivelazione diretta del decadimento del τ , prodotto nella interazione di corrente carica (CC) dei ν_τ nel bersaglio :

$$\nu_\tau N \rightarrow \tau^- X \quad (2.3)$$

Le interazioni di CC del ν_τ vengono così identificate dalla rivelazione del leptone τ tramite l'osservazione delle sue tipologie di decadimento e, in particolare, in quelle a singola traccia carica (*single-prong*) ossia in un elettrone, un muone o un adrone:

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e \\ \tau^- &\rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu \\ \tau^- &\rightarrow h^- \nu_\tau (n\pi^0) \end{aligned}$$

I rapporti di decadimento sono: 17.8% per il canale elettronico, 17.4% per il canale muonico e 49.5% per quello adronico con singolo adrone carico. Il restante 15.2% si riferisce al decadimento a tripla traccia carica (*multi-prong*): $\tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \nu_\tau (n\pi^0)$.

I decadimenti a singola traccia carica sono caratterizzati da una configurazione a *gomito*, ove la traccia del τ stesso e quella del suo prodotto di decadimento carico formano un angolo comunemente detto *angolo di kink*, come mostrato in figura 2.6. La identificazione dell'evento, in base all'angolo di kink, avviene grazie all'altissima risoluzione delle emulsioni nucleari.

L'area totale di emulsioni necessarie necessaria per OPERA è elevatissima, dell'ordine di $\sim 10^5 \text{ m}^2$. La realizzazione dell'esperimento è quindi strettamente legata allo sviluppo di tecniche di produzione industriale su larga scala di emulsioni nucleari. Essa dipende anche strettamente dallo straordinario progresso delle tecniche di scansione automatica che sta avendo luogo in questi anni.

La presa dati di OPERA avrà inizio nel 2006

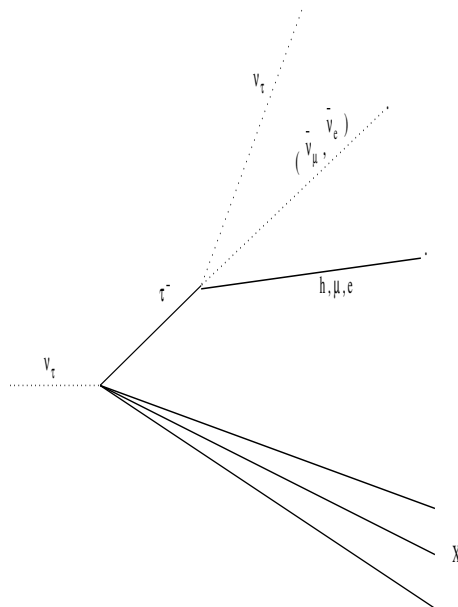


Figura 2.6: Interazione di corrente carica del ν_τ con il successivo tipico decadimento a gomito del τ in una singola particella carica

2.4 L'apparato sperimentale

2.4.1 La cella ECC

Il rivelatore utilizzato dall'esperimento OPERA [43] presenta una struttura altamente modulare. Una cella della struttura a ECC è costituita da una lastra di materiale passivo seguita da un sottile foglio di emulsione nucleare (*ES*, *Emulsion Sheet*). Nel caso di OPERA, la lastra di materiale passivo è una lamina di piombo spessa 1 mm , mentre il foglio di emulsione è ottenuto fissando $\sim 45\text{ }\mu\text{m}$ di gel su entrambe le facce di un supporto di plastica (*base*) spesso $\sim 200\text{ }\mu\text{m}$ (figura 2.7).

L'alta densità del piombo permette di ottenere un rivelatore di grande massa con una minima distanza tra i fogli di emulsione. Vengono così minimizzati i decadimenti del τ nella stessa lastra di materiale passivo in cui esso è prodotto, più difficili da identificare. Inoltre l'alto Z e quindi la bassa lunghezza di radiazione del piombo ($X_0 = 5,6\text{ mm}$) consentono la misura della quantità di moto per diffusione multipla coulombiana, nonché l'identificazione degli elettroni e la misura della loro energia tramite l'osservazione degli sciami elettromagnetici da essi generati. La radioattività naturale

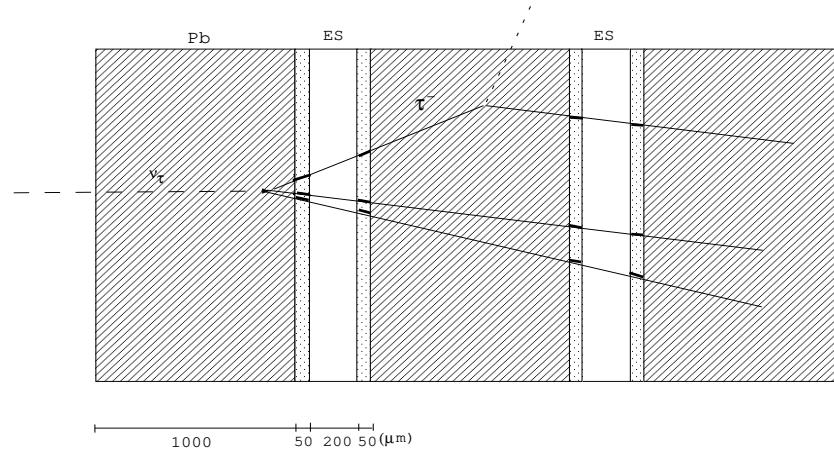


Figura 2.7: Struttura schematica di una cella ECC; nel caso, rappresentato in figura, in cui il τ decade a valle della lastra di piombo in cui è stato prodotto, l'angolo di kink viene ricostruito tramite i quattro segmenti di traccia nei films di emulsione.

residua del piombo va tuttavia tenuta sotto controllo, al fine di evitare che le emulsioni vengano impressionate da tracce di fondo (*background*).

Le emulsioni sono costituite da bromuro di argento immerso in una gelatina. Una volta che esse sono sviluppate, il passaggio di una particella carica è indicato da una serie di *grani* di colore scuro. Le emulsioni nucleari sono caratterizzate da una sensibilità a *singole* particelle e dalle costanti e piccole dimensione dei grani, dell'ordine del micron, in modo tale da assicurare una elevata risoluzione spaziale.

Il numero di grani anneriti che si formano in $\sim 45 \mu m$ di emulsione è dell'ordine di 15 e quindi sufficiente per la ricostruzione di *micro-tracce*, anche mediante tecniche di *scansione automatica*.

Il passaggio di una particella carica attraverso una cella ECC genera quindi un segmento di traccia, o micro-traccia, in ciascuno degli strati di emulsione da una parte e dall'altra della base di plastica. Connettendo i grani che nelle due micro-tracce sono prossimi alla base, si ottiene una *traccia di base*. Essa consente di ricostruire la traccia della particella con una migliore risoluzione angolare (dell'ordine di qualche milliradiante o ancora meglio in caso di misure di precisione) dato che i grani prossimi alla base di plastica non sono affetti dalle, seppur piccole, distorsioni negli strati di emulsione indotte dal processo di sviluppo.

Nel 40% dei casi, il τ decade nelle emulsioni o all'interno della lastra di piombo immediatamente a valle rispetto a quella in cui è avvenuta l'interazione primaria del ν_τ ; si parla, allora, di *decadimento lungo*. Nel restante 60% dei casi, invece, esso decade entro la stessa lastra del vertice di interazione (*decadimento corto*).

Nel primo caso, il τ viene rivelato misurando l'angolo di kink formato dalla direzione della traccia di base lasciata dal τ stesso e dalla direzione della traccia di base generata dalla particella prodotta nel decadimento (figura 2.7). La traccia del τ si trova nel foglio d'emulsione che precede la lastra di piombo in cui si è verificato il decadimento, mentre la traccia della particella prodotta è individuata nel foglio immediatamente successivo.

Per i decadimenti corti si adotta, invece, il metodo del *parametro di impatto* (*IP*). Si localizza anzitutto il vertice di interazione, mediante almeno due tracce. Un evento è considerato *candidato* se un'altra traccia, estrapolata all'indietro, ha una minima distanza dal vertice, ossia parametro di impatto, superiore ad un valore di soglia dipendente dalla posizione longitudinale del vertice ricostruito. Questi eventi presentano un rapporto segnale/rumore meno favorevole rispetto a quelli in cui il τ subisce un decadimento lungo.

2.4.2 La struttura del rivelatore

In figura 2.8 è riportata la struttura modulare dell'apparato sperimentale nella sua attuale configurazione. L'unità fondamentale della struttura è detta *mattone* (o *brick*) ed è costituita da una sequenza in cui lastre di piombo si alternano a fogli di emulsione, per un totale di 56 celle ECC. L'uso di mattoni consente di costruire un *bersaglio attivo* altamente modulare e sufficientemente compatto, con una massa complessiva di ~ 1.8 kt.

Ciascun mattone presenta dimensioni trasverse pari a (10.2×12.7) cm² che sono frutto di una scelta di compromesso. Una volta avvenuta l'interazione, infatti, il mattone viene rimosso e le emulsioni vengono analizzate; la massa del singolo mattone deve garantire la possibilità di poterlo rimuovere con la minima perdita di massa del rivelatore. Inoltre, l'estrazione di mattoni aventi piccole dimensioni risulta meccanicamente più semplice. D'altra parte, mattoni di dimensioni eccessivamente piccole accentuano

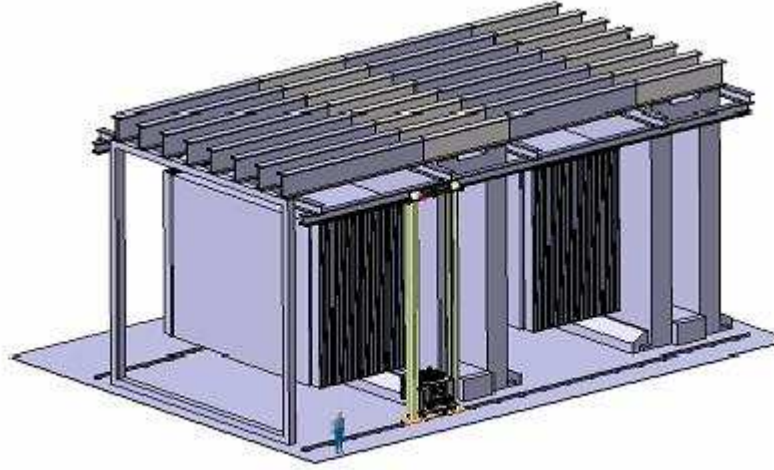


Figura 2.8: Schema del rivelatore di OPERA nella sua attuale configurazione. Sono visibili i moduli del bersaglio e la loro struttura di supporto, fissata alla parte superiore dei due spettrometri per muoni a ferro magnetizzato.

gli effetti di bordo. In tabella 2.2 sono riportate le principali caratteristiche di un mattone.

Grazie alla sua struttura e alle sue dimensioni (figura 2.9), il mattone permette di misurare la quantità di moto delle particelle tramite la diffusione multipla coulombiana e di discriminare elettroni da adroni mediante la rivelazione dello sciame elettromagnetico prodotto nell'attraversamento delle lastre di piombo. Dato il loro grande numero, i mattoni verranno costruiti da una macchina automatica specialmente progettata, detta *Brick Assembly Machine* (BAM).

Spessore singola cella ECC (mm)	1.3
Numero di celle/mattone	56
Numero di fogli di emulsione/mattone	58
Dimensioni trasversali (cm^2)	10.2×12.7
Dimensioni longitudinali (cm)	7.5
Dimensioni longitudinali (X_0)	10
Peso (Kg)	$7.9(Pb) + 0.4(emulsioni)$

Tabella 2.2: Caratteristiche di un mattone.

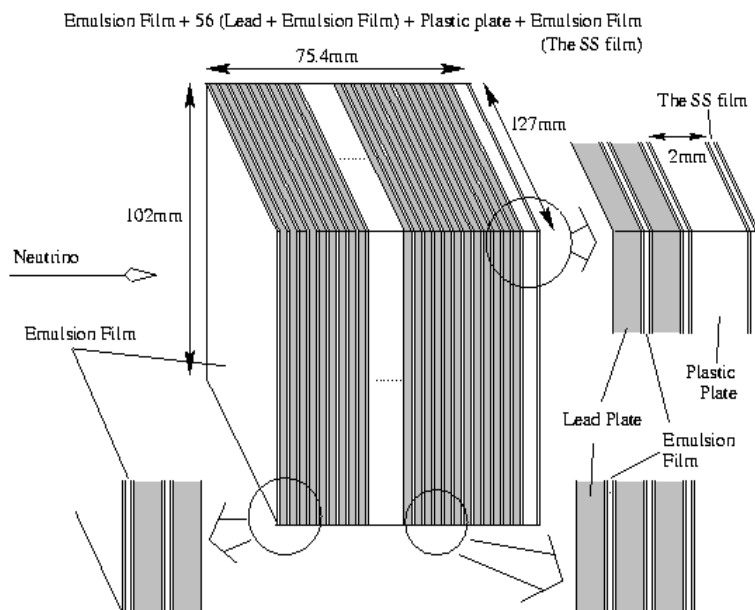


Figura 2.9: Struttura schematica di un mattone di OPERA.

I mattoni sono assemblati in maniera da formare *muri* (o *walls*) verticali da 3328 mattoni (52 in orizzontale \times 64 in verticale), ortogonali alla direzione del fascio. Le dimensioni complessive di un muro sono $6.7 \times 6.7 \text{ m}^2$ e la sua massa è 27 ton . La struttura di supporto di un muro (figura 2.10) consta di bande verticali e guide orizzontali sui quali i mattoni sono posizionati entro una precisione di 1 mm . Essa è estremamente leggera ($\sim 0.4\%$ della massa complessiva del bersaglio), essendo stata progettata con l'obiettivo di minimizzare il numero di interazioni da neutrino che avvengono in essa e non nei mattoni. Il caricamento dei mattoni nella struttura in fase di installazione dell'esperimento e la loro estrazione in seguito a interazioni di neutrini vengono attuati tramite un sistema automatico denominato *Brick Manipulator System* (BMS).

Ogni muro di mattoni è seguito da due piani di tracciamento elettronici (*Target Trackers*, *TT*). Questi piani sono realizzati mediante *strips* di scintillatore plastico ($2.6 \text{ cm} \times 1 \text{ cm} \times 6.7 \text{ m}$) e contengono ciascuno 256 strips. Ogni gruppo di 64 strips costituisce una unità indipendente letta mediante un fotorivelatore a 64-pixels, cosicchè ogni piano viene letto da 8 fotorivelatori. Le strips del *TT* sono larghe 2.6 cm e spesse 1 cm . Vengono abbinati due piani di TT con strips orientate lungo X e rispettivamente lungo Y. Simulazioni Monte Carlo hanno confermato che la segmentazione adottata non



Figura 2.10: Struttura di supporto per un muro del rivelatore di OPERA.

abbassa eccessivamente l'efficienza per l'identificazione del mattone in cui è avvenuta l'interazione, il che costituisce il compito primario del TT. La regolare rimozione dei mattoni indicati dal TT permette una analisi *quasi-online* delle emulsioni e, dunque, degli eventi di interazione.

Un muro interfacciato da due piani di tracciamento TT costituisce un *modulo* del rivelatore. Una sequenza di 31 moduli, seguita da uno spettrometro per muoni, definisce un *supermodulo*.

Lo spettrometro per muoni costituisce la parte finale di ciascun supermodulo. Il suo scopo è l'identificazione dei muoni e la misura della loro carica e quantità di moto. Esso consta di un magnete dipolare composto da due muri di ferro magnetizzato ($B = 1.55$ T) alternati a coppie di piani di tubi a drift (*Precision Trackers*, PT). Ogni muro è segmentato in 12 piani di lastre di ferro, tra i quali sono collocati piani di *Resistive Plate Chambers* (RPC) per il tracciamento e l'identificazione dei muoni, assieme al TT e al PT.

Lo spettrometro permette di ridurre il fondo dovuto alla produzione di charm,

il quale è proporzionale alla inefficienza nell'identificazione del muone primario [30]. Lo spettrometro permette anche di misurare la carica del muone e quindi di ridurre ulteriormente il fondo dovuto ai μ^+ dovuti al decadimento di una particella con charm prodotta nella interazione primaria. La produzione di charm avviene in interazioni sia di CC che di NC attraverso le reazioni:

$$\nu_\mu N \rightarrow c\mu X \quad (2.1)$$

$$\nu_\mu N \rightarrow c\bar{c}\mu X \quad (2.2)$$

$$\nu_\mu N \rightarrow c\bar{c}\nu_\mu X \quad (2.3)$$

Le particelle con charm hanno una massa e una vita media simili a quelle del τ . Pertanto possono simulare un evento di τ , soprattutto se il μ o l'altra particella charmata non vengono identificati.

2.4.3 Localizzazione del mattone

La ricostruzione dell'evento fornita dai rivelatori elettronici permette di identificare, in tempo reale, il mattone in cui si è verificata l'interazione da neutrino.

L'efficienza con cui avviene la localizzazione del mattone dipende sostanzialmente da due fattori:

- in primo luogo, dall'identificazione del muro;
- in secondo luogo, dall'individuazione del mattone all'interno del muro suddetto.

Nel processo di rilevamento del muro, gioca un ruolo determinante il *backscattering*, ossia la diffusione di particelle secondarie in direzione opposta rispetto a quella del fascio di neutrini. Esso, infatti, può determinare un segnale spurio in uno o più piani di tracciamento, appartenenti a moduli posti a monte del muro-bersaglio. In tabella 2.3 è riportata l'efficienza di identificazione del muro, che risulta essere compresa tra l'87% ed il 96%.

Una volta identificata il muro, si procede alla individuazione del mattone all'interno del muro, usufruendo delle informazioni provenienti dai corrispondenti piani di

Tipologia dell'evento	Efficienza
DIS ν_μ CC	90.2%
DIS ν_μ NC	86.6%
DIS $\tau \rightarrow \mu$	90.7%
DIS $\tau \rightarrow e$	92.9%
QE ν_μ CC	89.7%
QE $\tau \rightarrow \mu$	92.9%
QE $\tau \rightarrow e$	95.9%

Tabella 2.3: Efficienza di identificazione del *muro*, calcolata per interazioni di ν_μ e di ν_τ profondamente inelastiche (DIS) e quasi-elastiche (QE). Gli eventi di ν_τ sono classificati in base al canale di decadimento del τ .

tracciamento. L'efficienza di identificazione del mattone in cui è avvenuta l'interazione è fornita nella tabella 2.4, in funzione del numero di mattoni rimossi per ciascun evento. Essa è limitata dalla risoluzione spaziale dei rivelatori di tracciamento. Nell'ipotesi in cui venga rimosso dal bersaglio un solo mattone per evento, l'efficienza varia tra il 67% e l'84%.

I valori di efficienza mostrati nelle tabelle 2.3 e 2.4 si riferiscono all'analisi descritta nella proposta dell'esperimento. Una serie di studi successivi, finalizzati ad una valutazione più accurata del backscattering, hanno indicato una riduzione di $\sim 10\%$ dell'efficienza complessiva di localizzazione del mattone.

Si calcola che, a intensità nominale del fascio, avverranno circa 30 interazioni di neutrino al giorno. Per ogni segnale di *trigger*, in base alla predizione dei rivelatori di tracciamento, verrà estratto dal bersaglio il mattone corrispondente.

2.4.4 I Changeable Sheets

I *Changeable Sheets* (CS) rappresentano un elemento importante nella configurazione del rivelatore di OPERA. Essi sono stati introdotti, dopo la presentazione della proposta di esperimento, per ridurre la superficie totale di emulsione da sottoporre al processo di scansione e migliorare sensibilmente, nel contempo, l'efficienza di lo-

Tipologia dell'evento	1 mattone rimosso	2 mattoni rimossi	3 mattoni rimossi
DIS ν_μ CC	78.3%	86.2%	92.2%
DIS ν_μ NC	66.7%	77.6%	79.6%
DIS $\tau \rightarrow \mu$	74.6%	84.6%	89.2%
DIS $\tau \rightarrow e$	81.8%	89.4%	90.5%
QE ν_μ CC	81.7%	91.5%	95.4%
QE $\tau \rightarrow \mu$	75.2%	83.5%	91.2%
QE $\tau \rightarrow e$	83.9%	92.6%	93.2%

Tabella 2.4: Efficienza di identificazione del *mattone*, determinata per interazioni di ν_μ e di ν_τ profondamente inelastiche (DIS) e quasi-elastiche (QE), in funzione del numero di mattoni rimossi per evento. Gli eventi di ν_τ sono classificati in base al canale di decadimento del τ . I valori sono comprensivi del contributo di identificazione del muro.

calizzazione del mattone. In questo lavoro di tesi è stato condotto un primo studio sperimentale della loro efficacia.

Un CS è un foglio di emulsione che funge da interfaccia tra il mattone ed il piano di tracciamento TT immediatamente a valle.

Il CS viene impacchettato separatamente dal mattone ed incollato ad esso utilizzando un adattatore la cui forma scaturisce dalla necessità di assicurare il parallelismo tra CS e mattone entro 20 mrad .

L'analisi del CS relativo a ciascun mattone rimosso dal bersaglio ha lo scopo di individuare tracce associate all'evento. Nel caso in cui tale ricerca abbia esito negativo, il mattone, ancora impacchettato, viene dotato di un nuovo CS e può essere riutilizzato (non necessariamente nella stessa posizione). Viene quindi estratto, tra i mattoni adiacenti al suddetto o appartenenti al muro immediatamente a valle, quello con la più alta probabilità di contenere l'evento. In tal modo, si stima che l'efficienza di localizzazione del mattone aumenti fino a $\sim 90\%$ (rispetto al $70\% \div 80\%$ attuale).

L'inserimento del CS, tuttavia, comporta una piccola riduzione di efficienza ($\sim 0.2\%$) nella rivelazione dei τ prodotti nelle interazioni di ν all'interno della lastra di piombo più a valle tra quelle del mattone.

In base al tipo di evento (CC oppure NC), vengono adottate due differenti strategie per la ricerca di tracce prodotte in interazioni di neutrino:

- nel caso di eventi di corrente carica, viene effettuata la ricerca, in un'area di $\sim 5 \times 5 \text{ cm}^2$ intorno alla posizione predetta, di una traccia compatibile col muone identificato dai rivelatori elettronici, entro una tolleranza angolare dell'ordine della risoluzione del TT ($\sim 20 \text{ mrad}$);
- per quanto concerne gli eventi di corrente neutra, la qualità della ricostruzione dell'evento peggiora e, di conseguenza, l'area da sottoporre a scansione è estesa a $\sim 10 \times 10 \text{ cm}^2$, coprendo due o più mattoni. Nell'ipotesi di assenza di predizioni, si procede col ricercare in emulsione particelle con un angolo entro l'accettanza massima, pari a 400 mrad .

La densità di tracce di fondo registrate nel CS rappresenta un parametro critico sia per la riduzione del tempo di scansione delle emulsioni che per una efficiente localizzazione del mattone, soprattutto per gli eventi NC. I cosmici accumulati dalla produzione fino alla fase di assemblaggio del mattone (nonché durante l'esperimento), la radioattività ambientale e le interazioni di neutrino che avvengono nella roccia intorno al rivelatore e nel bersaglio a monte sono sorgenti di fondo, il cui livello in emulsione deve essere valutato con attenzione e ridotto al minimo possibile.

Per le emulsioni di OPERA è stato ideato un metodo, denominato *refreshing*, per "cancellare" una frazione significativa di tracce registrate in emulsione. Il procedimento sarà applicato a tutti i fogli prima del loro trasporto al Gran Sasso e consiste nel mantenere le emulsioni, per tre giorni, ad una temperatura di $30 \text{ }^\circ\text{C}$ ed un'umidità relativa del $\sim 98\%$. Per i CS, è prevista un'ulteriore fase di refreshing appena prima dell'impacchettamento per l'esposizione, al fine di sopprimere il fondo dovuto ai cosmici accumulati durante il trasporto. D'altra parte, alcune prove preliminari indicano che, impacchettando i CS in modo stagno ad una umidità del 90% , è ragionevole assumere che, nell'arco di tempo in cui i fogli saranno conservati al Gran Sasso prima dell'installazione, ad una temperatura non superiore a $20 \text{ }^\circ\text{C}$, il fondo iniziale possa essere cancellato per *auto-refreshing*. In tal caso, il refreshing al Gran Sasso potrebbe

essere evitato. In maniera simile, l'auto-refreshing consentirà di eliminare le tracce di fondo accumulate nel corso dell'esperimento.

2.4.5 Localizzazione e selezione di una interazione di ν nel mattone

L'analisi degli eventi in emulsione richiede che i fogli di un mattone siano intercalibrati con una precisione dell'ordine del μm . Per conseguire questo livello di accuratezza, occorre disporre di tracce di riferimento che attraversino l'intero mattone con una densità di $2 \div 3/mm^2$. Considerata la bassa densità di tracce collegate al fascio di neutrini, si rende necessaria l'esposizione dei mattoni ad un flusso controllato di cosmici, la cui durata e modalità sono in fase di studio accurato con una serie di prove effettuate al Gran Sasso. Dopo l'esposizione ai cosmici, il mattone viene disassemblato e si procede allo sviluppo dei fogli di emulsione.

La fase successiva consiste nella localizzazione della interazione di ν . Utilizzando le tracce misurate nel CS come predizioni, si effettua, per ognuna di esse, una ricerca a ritroso nel mattone (*scan-back*), emulsione dopo emulsione, fino all'eventuale punto della loro scomparsa. Una traccia che non sia stata trovata in tre fogli consecutivi costituisce un *segnale di vertice* ed il primo piatto in cui tale traccia non è trovata viene definito piatto del vertice. I motivi per cui una traccia può non essere trovata sono tre: la traccia di *scan-back* può avere origine da un vertice primario di interazione di neutrino; la traccia di *scan-back* può portare ad un vertice secondario; la traccia può essere presente nei piatti più a monte ma non è trovata a causa delle inefficienze. Lo scopo della successiva analisi al vertice è di distinguere tra questi casi. A tal scopo viene definito un volume attorno al piatto del vertice (ossia un'area di $5 \times 5 mm^2$ per 8 fogli) e si effettua la ricerca di tutte le altre tracce associate all'evento. Si individuano due diverse topologie di vertice:

- vertici originati da una particella *carica*
- vertici originati da una particella *neutra*

Canale di decadimento	Segnale (1)	Segnale (2)	Segnale (3)	Fondo
$\tau \rightarrow e$ <i>lungo</i>	1.4	3.4	8.6	0.15
$\tau \rightarrow \mu$ <i>lungo</i>	1.3	3.2	8.1	0.29
$\tau \rightarrow h$ <i>lungo</i>	1.6	3.7	9.4	0.23
$\tau \rightarrow e$ <i>corto</i>	0.4	1.0	2.5	0.03
$\tau \rightarrow \mu$ <i>corto</i>	0.2	0.5	1.3	0.04
Totale	4.9	11.8	29.9	0.74

Tabella 2.5: Eventi di ν_τ e di fondo attesi in 5 anni di presa dati per tre diversi valori di Δm^2 : (1) $\Leftrightarrow \Delta m^2 = 1.6 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$; (2) $\Leftrightarrow \Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$; (3) $\Leftrightarrow \Delta m^2 = 4.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Si assume un mescolamento massimale.

Il primo caso corrisponde ad una topologia di vertice secondario, in tal caso la traccia madre carica é, a sua volta, inseguita a ritroso per risalire al vertice di interazione primario. Nel secondo caso si é in presenza o della interazione primaria di neutrino, oppure di un decadimento secondario di particelle charmate neutre o di una interazione secondaria indotta da un neutrone. Una volta che entrambi i vertici, primario e secondario, sono stati individuati l'evento candidato é sottoposto ad una dettagliata analisi topologica e cinematica.

2.5 Prestazioni dell'esperimento

Nel paragrafo 2.3, si é visto che il segnale di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ consiste nella rivelazione del τ^- prodotto nel processo di corrente carica (2.3) attraverso la caratteristica topologia di decadimento (*kink*) nei canali elettronico, muonico e in singolo adrone carico. Si é poi distinto il decadimento in *corto* o *lungo* a seconda del fatto che esso abbia luogo nella medesima lastra di piombo in cui avviene l'interazione primaria da ν o nella lastra immediatamente a valle.

In tabella 2.5 é riportato, per ciascuno dei canali di decadimento del τ , il numero di eventi di segnale attesi in cinque anni di presa-dati ($2.25 \times 10^{20} \text{ pot}$), per tre differenti valori di Δm^2 e nell'ipotesi di mescolamento massimale. Sono altresì mostrati gli eventi di fondo attesi.

Canale di decadimento	Efficienza
$\tau \rightarrow e$	3.4%
$\tau \rightarrow \mu$	2.8%
$\tau \rightarrow h$	2.9%
Totale	9.1%

Tabella 2.6: Efficienze di rivelazione per i canali di decadimento del τ studiati.

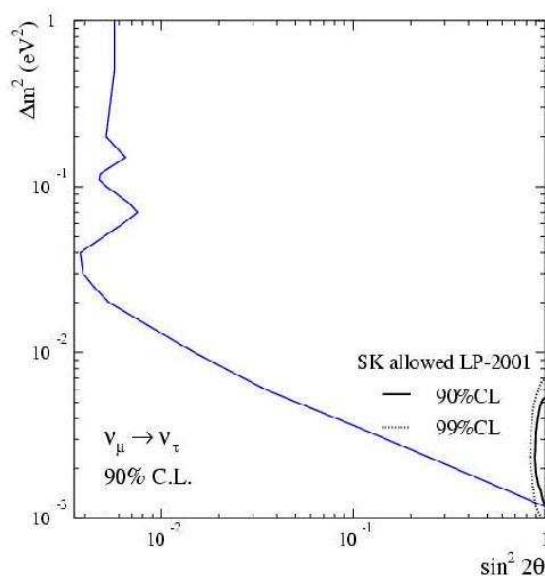


Figura 2.11: Curva di sensitività dell'esperimento OPERA al 90% C.L. in 5 anni di esposizione al fascio CNGS.

Una delle principali sorgenti di fondo è rappresentata dalla produzione di particelle con *charm* nelle interazioni di corrente carica di ν_μ e successivo decadimento in elettrone, muone o adrone, nel caso in cui il muone primario non sia identificato.

Le reinterazioni adroniche e la diffusione a grande angolo dei muoni nel piombo sono ulteriori sorgenti di fondo per i canali adronico e, rispettivamente, muonico.

Le efficienze di rivelazione sono riassunte in tabella 2.6. La figura 2.11 mostra la sensitività dell'esperimento OPERA all'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. In cinque anni di presadati, esso sarà in grado di esplorare tutta la regione dello spazio dei parametri indicata, al 90% di C.L., dai dati di SuperKamiokande.

	Segnale (1)	Segnale (2)	Segnale (3)	Fondo
Hall C	6.0	11.5	29.2	0.71
CNGS×1.5	9.0	17.2	43.8	1.06
Ulteriore miglioramento	10.3	19.8	50.4	0.67

Tabella 2.7: Numero di eventi di segnale e di fondo attesi, per l'intensità nominale del fascio, nel caso in cui l'intensità sia aumentata di un fattore 1.5 e nel caso in cui sia possibile un ulteriore miglioramento. (1) $\Leftrightarrow \Delta m^2 = 1.8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$; (2) $\Leftrightarrow \Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$; (3) $\Leftrightarrow \Delta m^2 = 4.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

La tabella 2.7 fornisce il numero di eventi di segnale e di fondo attesi con la configurazione finale dell'apparato sperimentale. Viene dato il numero di eventi attesi con l'intensità nominale del fascio CNGS, quello nel caso in cui l'intensità del fascio stesso venga incrementata di un fattore 1.5 (come in linea di principio appare possibile) e quello corrispondente ad un eventuale ulteriore miglioramento che è stato prospettato.

Il successo di un esperimento di ricerca di eventi rari, quale è OPERA, dipende largamente dalla riduzione del fondo. Attualmente, si sta studiando la possibilità di introdurre, nell'analisi degli eventi candidati, un metodo di identificazione in emulsione dei muoni di bassa energia, in gran parte non individuati dai rivelatori elettronici. Questo permetterebbe di ridurre ulteriormente il fondo derivante dalla produzione di particelle con charm nelle interazioni CC di ν_μ . Tale metodo si basa sulla misura della perdita di energia per ionizzazione in regime non relativistico in prossimità del punto di arresto della particella. Risultati preliminari indicano che il fondo può essere ridotto da 1.06 a ~ 0.67 .

Capitolo 3

IL tracciamento nelle ECC

3.1 Le emulsioni nucleari

Le emulsioni nucleari sono un rivelatore di particelle con una straordinaria risoluzione spaziale ($< 1 \mu m$). Il loro utilizzo ha consentito di conseguire importanti scoperte nel campo della fisica nucleare e delle particelle elementari [36, 41]. Tuttavia a causa della grande lentezza e laboriosità con della scansione, le emulsioni furono utilizzate sempre meno. Con l' avvento delle moderne e sofisticate tecniche di scansione automatica, sviluppate negli anni '80 ed per prime applicate con successo nell' esperimento CHORUS [45], la tecnica delle emulsioni ha conosciuto una vera e propria rinascita, determinandone così l'applicazione su vasta scala come nell'esperimento OPERA.

Le emulsioni nucleari sono costituite da microcristalli di bromuro di argento (AgBr) dispersi in uno strato gelatinoso di sostegno. Le dimensioni dei microcristalli sono pari a circa $0.2 \mu m$ e la loro concentrazione in emulsione varia dal 25% al 50% in volume. La loro realizzazione è accuratamente controllata grazie alla moderna tecnologia industriale sviluppata nel contesto dell'esperimento OPERA.

Le emulsioni presentano caratteristiche analoghe a quelle delle pellicole fotografiche, ma con le seguenti differenze:

- hanno uno spessore maggiore (da $50 \mu m$ a $\sim 1 mm$ rispetto ai $5 \div 10 \mu m$ delle

pellicole);

- il loro contenuto di AgBr è superiore di un ordine di grandezza;
- i granuli di argento sviluppati hanno un diametro minore e risultano più uniformi.

L'energia rilasciata dal passaggio di una particella carica o di un fotone attraverso un'emulsione determina dei piccoli depositi di Ag metallico principalmente sulla superficie del cristallo di AgBr coinvolto nel processo (*immagine latente*). L'interazione del campo elettrico della particella incidente con gli elettroni atomici o, nel caso dei fotoni, l'effetto fotoelettrico o Compton provoca la ionizzazione di un cristallo di AgBr, creando atomi neutri di Br e lacune positive Ag^+ e liberando elettroni che si portano in banda di conduzione. Gli elettroni diffondono attraverso il cristallo finché non sono catturati da *trappole*, presenti come imperfezioni del reticolo, che acquistano carica negativa. Le trappole, ovvero impurità aggiunte in fase di produzione come agenti di sensibilizzazione, generano un campo elettrico all'interno del cristallo e fungono da centri di cattura degli ioni Ag^+ che, sotto l'influenza delle forze di Van der Waals, vengono intrappolati e neutralizzati, trasformandosi in atomi di argento. In questo modo si formano aggregati di atomi di Ag (ossia *immagini latenti*) che agiscono da centri di sviluppo.

Le immagini latenti sono rese stabili da un complesso procedimento fisico-chimico, che prende il nome di *sviluppo*: introducendo l'emulsione in una soluzione contenente agenti riducenti (principalmente amidolo), altro argento viene indotto ad accumularsi attorno all'Ag che ha dato luogo all'immagine latente; di conseguenza, il deposito iniziale cresce fino alla creazione di *grani scuri* disposti lungo la traiettoria della particella. La probabilità che questo processo si verifichi in cristalli che non hanno interagito con la particella ionizzante è estremamente bassa. Tuttavia, un'alta concentrazione di impurità può dar luogo alla formazione di granuli sparsi (che costituiscono un fondo ineliminabile) in genere dell'ordine di qualche grano per $1000 \mu m^3$ di emulsione. I cristalli di AgBr non ridotti vengono disciolti mediante un bagno di fissaggio e, infine, lavati via dall'emulsione.

Le emulsioni nucleari forniscono un'immagine tridimensionale delle tracce, che appaiono come sequenze di grani scuri, la cui posizione può essere misurata con precisione sub-micrometrica. Da qui l'elevata risoluzione spaziale di tali rivelatori.

3.2 L'analisi delle emulsioni

L'immagine tridimensionale immagazzinata nelle emulsioni viene acquisita mediante un microscopio dotato di una telecamera CCD o CMOS e successivamente digitalizzata. Algoritmi software gestiscono il riconoscimento dei grani, nonché la ricostruzione e la misura dei parametri delle tracce. Nel seguito descriviamo i principi di funzionamento di dei sistemi di scansione automatici sviluppati in Giappone e in Europa.

3.2.1 Il sistema TS

A partire dagli anni '80 è stato sviluppato in Giappone il sistema automatico denominato *Track Selector* (fig.3.1). L'emulsione da analizzare è posizionata sul piatto di un microscopio; essa viene ricoperta con campi del microscopio adiacenti tramite successivi movimenti orizzontali del piatto. Il sistema acquisisce, all'interno delle emulsioni, una serie di *immagini tomografiche*, corrispondenti ad altrettanti livelli di messa a fuoco secondo la direzione verticale, su un numero limitato di campi intorno alla posizione della traccia prevista. Il Track Selector ricostruisce le tracce sovrapponendo le immagini con uno spostamento dei diversi strati determinato in base all'angolo della traccia predetta dai rivelatori elettronici, la procedura è detta di Scan Back. Se non si ricerca una determinata traccia, ma tutte le tracce in un determinato intervallo angolare questa procedura viene ripetuta per un numero di volte fino a coprire l'intera accettazione angolare richiesta. Questa seconda tipologia di scansione, detta NetScan, è stata introdotta alla fine degli anni '90 grazie all'utilizzo di tecniche di processamento parallelo e un sistema denominato **Ultra Track Selector (UTS)**. Per ogni traccia misurati i parametri angolari e le posizioni.

In tabella 3.1 sono riportati i progressi dei sistemi di scansione automatica di emulsione a partire dal TS alle sue successive evoluzioni.

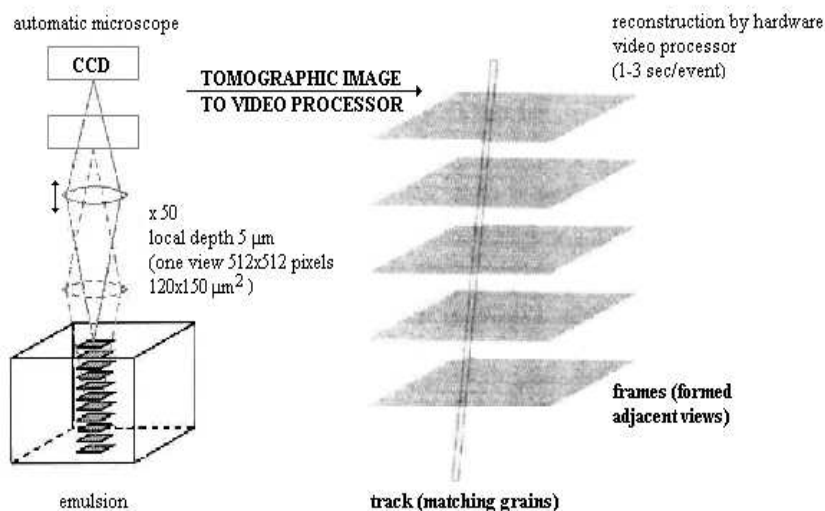


Figura 3.1: Principio di funzionamento del sistema Track Selector, sviluppato in Giappone.

Sistema	Anno	V. scansione ⁽¹⁾	V. scansione ⁽²⁾	Esperimento
TS	1982	0.2	non provato	CERN WA75/FNAL E653
TS2	1994	0.4	0.008	CHORUS
NTS	1996	3	0.25	CHORUS
UTS	1998	3	3	DONUT/CHORUS
S-UTS	2005	30	30	OPERA/DONUT

Tabella 3.1: Sviluppo delle caratteristiche dei sistemi di scansione delle emulsioni nucleari. La velocità di scansione è espressa in viste per secondo (una vista corrisponde ad un'area di $\sim 0.018 \text{ mm}^2 = 150 \mu\text{m} \times 120 \mu\text{m}$). La velocità (1) si riferisce ad un angolo specifico, (2) a tutti gli angoli.

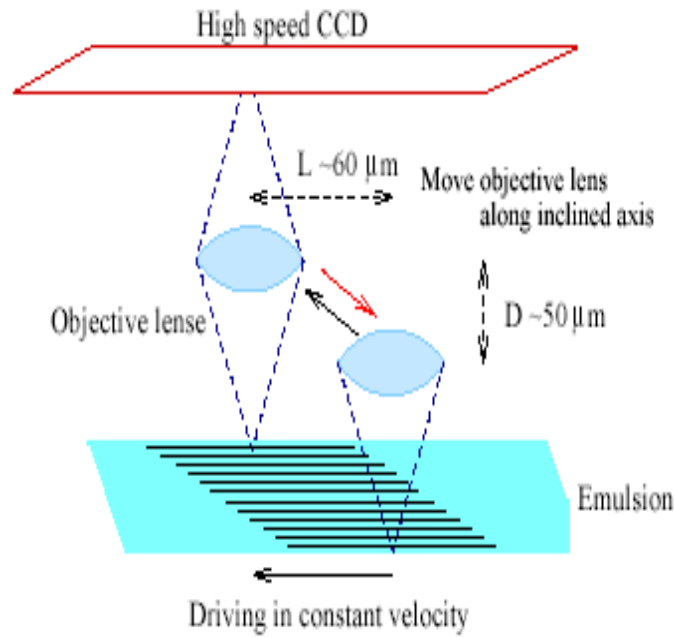


Figura 3.2: Principio di funzionamento del sistema S-UTS.

Il sistema **Super UTS (S-UTS)** rappresenta una ulteriore evoluzione del Track Selector ed è stato progettato e realizzato dall'Università di Nagoya (Giappone) per raggiungere oltre $20 \text{ cm}^2/h$ di velocità di scansione necessari all'esperimento OPERA. Il suo principio di funzionamento è illustrato in fig.3.2. L'acquisizione delle immagini tomografiche dell'emulsione, con una telecamera CCD ad alte prestazioni (3KHz), avviene senza interruzione del movimento dello stage grazie a un piezoelettrico che controlla il movimento verticale dell'obiettivo sincronizzandolo con quello del tavolo. Ciascun campo di vista ($150 \times 120 \mu\text{m}^2$) viene *sezionato* in 16 livelli per la ricostruzione in 3D delle tracce.

3.3 Il sistema ESS

Nei vari laboratori europei della collaborazione OPERA è stato sviluppato un sistema di scansione automatica, denominato ESS (European Scanning System), che utilizza per la ricostruzione delle tracce un approccio diverso dal TS. Tale approccio consiste nel realizzare una scansione tomografica dell'emulsione identificando tutti i grani di

ciascun immagine: la ricostruzione della traccia, affidata ad un software dedicato, viene effettuata combinando grani appartenente a strati diversi. Tali combinazioni di grani definiscono traiettorie lungo le quali viene definito un volume di accettazione. Se il numero di grani all'interno di questo volume supera una soglia predefinita, la sequenza di grani costituisce una microtraccia. In tal modo ciascuna traccia viene ricostruita indipendentemente dal proprio angolo e per questo motivo quest'approccio viene definito *multitraccia*.

Lo sviluppo dell'ESS è basato sull'utilizzo di componenti hardware commerciali (o realizzata in collaborazione con industrie) in modo da poter trarre profitto dai continui sviluppi tecnologici del settore. Il software utilizzato per la ricostruzione delle tracce, sviluppato in ambiente object-oriented, è realizzato secondo una struttura modulare che fornisce una flessibilità tale da consentire successive modifiche hardware. La progettazione dell'ESS, tenendo conto dell'alta velocità di scansione e di accuratezza in posizione ed angolo adeguate per l'analisi degli eventi, si è basata sulle seguenti linee guida:

- utilizzo di meccanica di movimentazione ad alte prestazioni con precisioni di posizionamento sub-micrometrica;
- ottica con grande campo inquadrato;
- telecamera con sensore CMOS ad alta risoluzione e frame rate;
- potenti schede per il processamento delle immagini.

In fig.3.3 è mostrato il sistema (ESS) per l'analisi delle tracce in emulsione, mentre in figura 3.4 è riportato lo schema di principio.

3.3.1 La meccanica di movimentazione e le sue prestazioni

La meccanica per la movimentazione è stata realizzata in collaborazione con la MICOS¹, un'azienda specializzata nella produzione di meccanica di precisione automatizzata. Nel sistema ESS vengono impiegati:

¹<http://www.micos.com/>

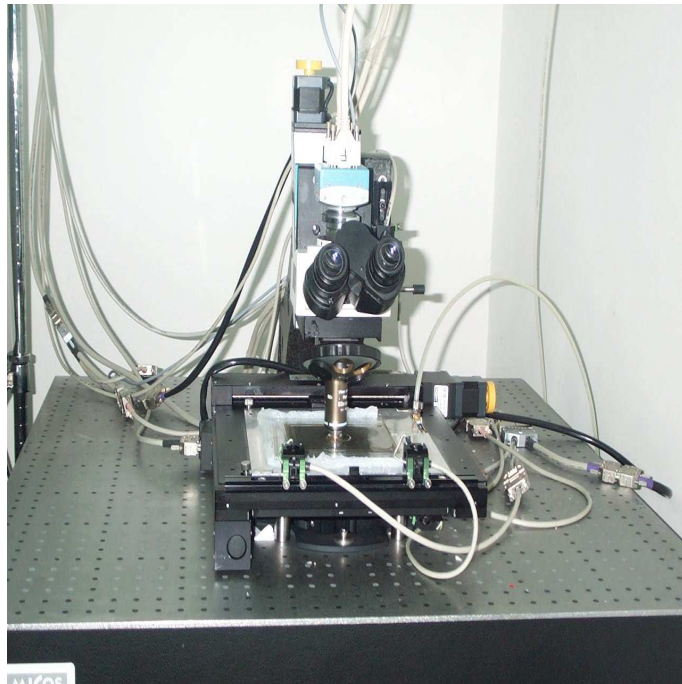


Figura 3.3: Il sistema ESS

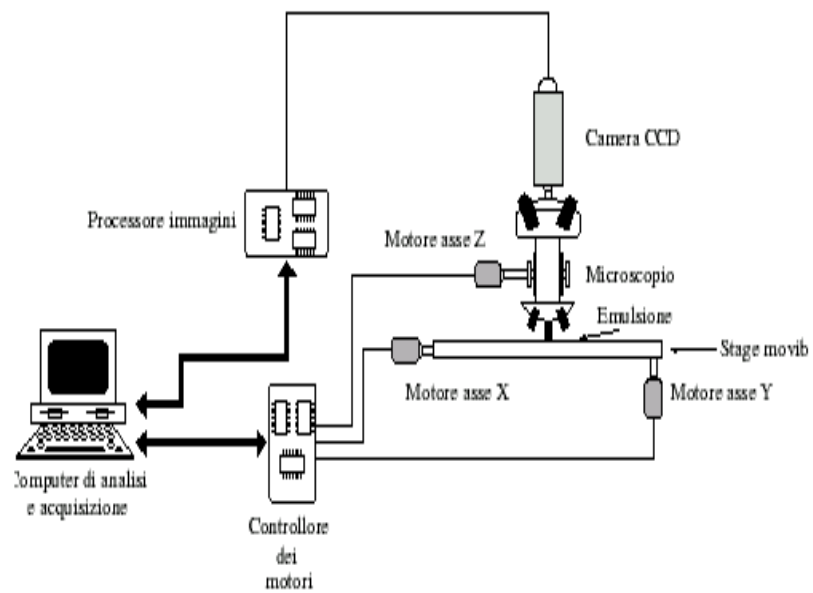


Figura 3.4: Schema generale del sistema di acquisizione

- Un piatto per il movimento orizzontale (x, y) ;
- Una slitta per la movimentazione verticale del gruppo ottico(asse z);
- Un braccio di granito per il supporto della slitta dell'asse z e del gruppo ottico;

Il tutto è montato su di un banco ottico. Il movimento del piatto e del gruppo ottico è controllato da motori passo-passo a cinque fasi. I motori trasmettono il movimento mediante una vite micrometrica senza fine collegata al relativo asse. Questa può essere collegata mediante una flangia al piano movibile o direttamente alla slitta. I motori passo passo vengono pilotati tramite impulsi forniti da unità specifiche di micro-passo e potenza. I motori possono muoversi a 500 passi/giro, corrispondenti a $0.72^\circ/\text{passo}$. Le unità di micro-passo possono moltiplicare il numero di passi per un fattore fino a 250. L'insieme delle unità di micropasso, dei motori e delle rispettive viti senza fine consente una velocità massima di $5\text{cm}/s$ del piatto o della slitta. Allo scopo di mostrare quali sono le prestazioni del sistema motorizzato e per verificare che esse fossero rispondenti alle richieste sono state fatte delle misure del *tempo di assestamento*. Esso è il tempo necessario affinché il microscopio cambi campo di vista attendendo anche che le oscillazioni del piatto dopo l'arresto, siano contenute entro $0.2\ \mu\text{m}$. In fig. 3.5 è riportato l'istogramma dei valori del *tempo di assestamento* ottenuti con misure ripetute scegliendo opportuni parametri di accelerazione e decelerazione.

La differenza dei tempi di assestamento dei due assi è imputabile ad una maggiore inerzia dell'asse Y e quindi un tempo di assestamento maggiore. La differenza di massa è dovuta al fatto che la movimentazione dell'asse X poggia su quella dell'asse Y . Il software di acquisizione tiene conto di un maggiore tempo di assestamento dell'asse Y . Infatti quando effettua la scansione si muove principalmente lungo l'asse X , limitando gli spostamenti lungo Y . La scansione infatti avviene su strisce che si sviluppano lungo l'asse X e gli spostamenti lungo Y sono limitati solo al cambio di striscia.

La posizione del piatto è controllata mediante l'uso di tre encoder lineari di lettura con risoluzione di $0.1\ \mu\text{m}$. La posizione del piatto viene rilevata dagli encoder istante per istante, durante il movimento. Ciò consente un continuo ricalcolo del numero di passi necessari per il raggiungimento della posizione, migliorando sensibilmente la precisione di posizionamento del sistema.

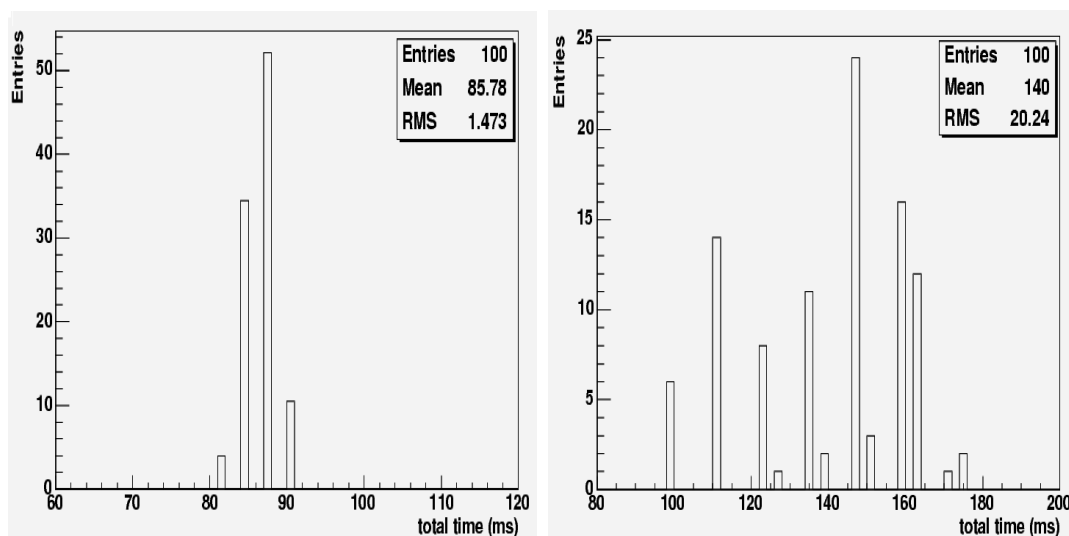


Figura 3.5: Misura del tempo di assestamento per l'asse Y(a destra) e per l'asse Y(a sinistra) incluso il tempo di spostamento da un campo di vista al successivo.

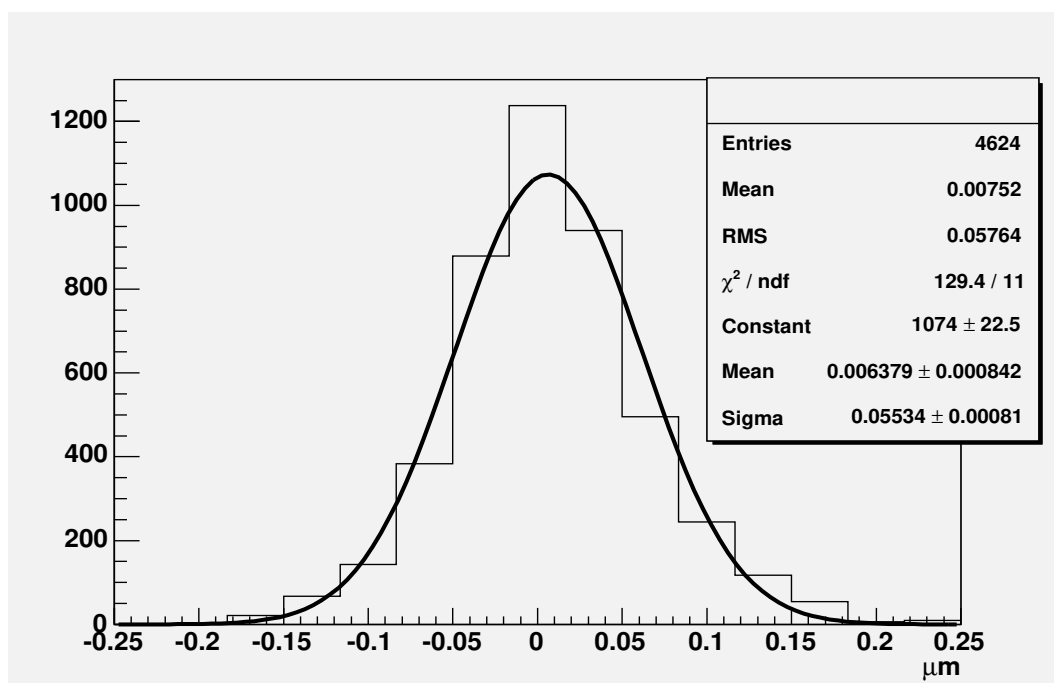


Figura 3.6: Misura della precisione di posizionamento per l'asse Y.

La fig. 3.6 rappresenta una misura di precisione di posizionamento dello stage del microscopio. I valori riportati sono ottenuti realizzando una mappatura completa della superficie disponibile e sono calcolati sottraendola posizione effettivamente raggiunta e misurata dagli "encoder" di posizione al valore di ciascuna coordinata della zona analizzata. La movimentazione dell'apparato è controllata da una scheda di controllo motori. Questa scheda è prodotta dalla National Instruments² (mod. PCI7344), Essa è dotata di 4 canali per il pilotaggio di motori passo passo e la lettura degli encoders. La scheda è dotata di un Digital Signal Processor(DSP) che ne controlla tutte le funzioni. E' fornita di una libreria, **FLEX**, compatibile con i linguaggi C e C++. L'utilizzo del DSP unito alla flessibilità della libreria permette di programmare e controllare le curve di accelerazione e decelerazione nella fase di posizionamento e di spostamento a velocità costante, senza l'intervento del computer principale, garantendo la velocità e precisione richiesta al sistema.

La scheda di controllo motori è anche dotata di 4 DAC a 16 bit associati a canali di pilotaggio motori. Il DAC del quarto canale è utilizzato per il controllo dell'illuminazione del microscopio. Il controllo permette la regolazione dell'intensità luminosa in modo da ottimizzare le prestazioni dell'ottica e del sistema di acquisizione.

3.3.2 La telecamera e il gruppo ottico

Per consentire l'illuminazione dell'emulsione, sotto il piatto è montata una lampada (fig.3.7), la cui intensità è controllabile via software. Un condensatore ottico regolabile in altezza e posizione permette di concentrare la luce all'interno dell'emulsione. Le regolazioni del condensatore permettono di allinearla all'asse del gruppo ottico e concentrare la luce in modo da garantire uniformità di illuminazione. Quest'ultima è fondamentale per permettere un buon filtraggio dell'immagine. Per evitare che i movimenti del piano possano compromettere l'allineamento del condensatore con l'asse del gruppo ottico e per evitare che il gruppo ottico danneggi il piano, i binari sono equipaggiati con degli interruttori di fine corsa.

²<http://www.ni.com/>

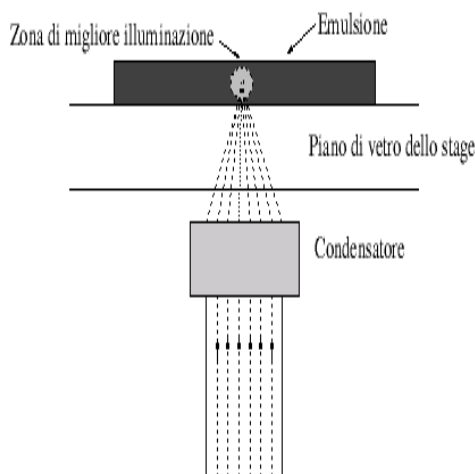


Figura 3.7: Sistema di illuminazione.

Il microscopio è dotato di un obiettivo ad olio con una profondità focale di $0.55\mu m$ e un ingrandimento $50\times$. Le principali aberrazioni sono corrette all'interno dell'obiettivo. Con la telecamera attualmente in uso si ottiene un campo inquadrato di $394.5 \times 315.6 \mu m^2$.

La telecamera utilizzata è il modello MC1310 della Mikrotron. Essa è dotata di un sensore CMOS, con risoluzione 1280×1024 pixel. La dimensione lineare del singolo pixel è di $12\mu m$ la superficie totale inquadrata è di $395.5 \times 315.6\mu m^2$. La telecamera è in grado di acquisire immagini ad una frequenza massima di 500 frames/s, il che implica che un trasferimento dati di $660MB/s$. Il sistema ESS la utilizza ad una frequenza di 376 frames/s, sufficiente a garantire le prestazioni di scansione richieste.

Le immagini vengono acquisite e processate mediante l'uso di una scheda MATROX Odyssey. La prima operazione effettuata è quella di eliminare eventuali piccole impurità presenti sul sensore della telecamera, utilizzando un'immagine acquisita fuori emulsione e sottraendola alle immagini acquisite in emulsione. La seconda operazione è detta filtraggio. Questa operazione ha lo scopo di aumentare il contrasto tra i grani messi a fuoco e le ombre dei grani che si trovano al di fuori del frame investigato. Il filtro è ottenuto applicando un matrice di convoluzione. Il valore del pixel, dopo il filtraggio, è il risultato della somma pesata dei pixel adiacenti secondo l'equazione

(3.1).

$$p(i, j) = \sum_{h=1}^6 \sum_{k=1}^6 K(h, k) \cdot g(i + h, j + k) \quad (3.1)$$

Gli studi effettuati hanno portato a utilizzare come filtro la seguente matrice 6×6 [50]:

$$K = \begin{array}{|c|c|c|c|c|c|} \hline 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ \hline 1 & 2 & 3 & 3 & 2 & 1 \\ \hline 1 & 3 & -13 & -13 & 3 & 1 \\ \hline 1 & 3 & -13 & -13 & 3 & 1 \\ \hline 1 & 2 & 3 & 3 & 2 & 1 \\ \hline 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ \hline \end{array}$$

Dopo il filtraggio viene applicata una soglia e l'immagine viene binarizzata: ai pixel con valore che superano la soglia viene assegnato il valore 1, 0 agli altri. L'ultima operazione effettuata dal processore del computer è l'individuazione dei cluster e della loro area. Le informazioni dei cluster sono utilizzate dal software di ricostruzione delle tracce.

Per verificare il corretto allineamento dell'asse Z si possono confrontare le distribuzioni angolari acquisite in due differenti scansioni: usando nella prima una regione di emulsione e, nella seconda, la stessa regione ruotando il foglio di 180 gradi. Il disallineamento viene misurato confrontando la differenza delle distribuzioni angolari delle due scansioni per un determinato angolo. In fig.3.8 sono riportate le distribuzioni angolari delle due scansioni, dalle quali si evince che la differenza angolare tra i due valori centrali è di circa 2 mrad .

3.3.3 Software di acquisizione

Il software di acquisizione on-line per la scansione automatica delle emulsioni e la ricostruzione dei segmenti delle tracce è stato sviluppato in ambiente C++. Esso è basato su una struttura modulare dove ogni oggetto svolge un ben definito compito. Per ogni oggetto è possibile controllare e variare i parametri. Il software gestisce sia

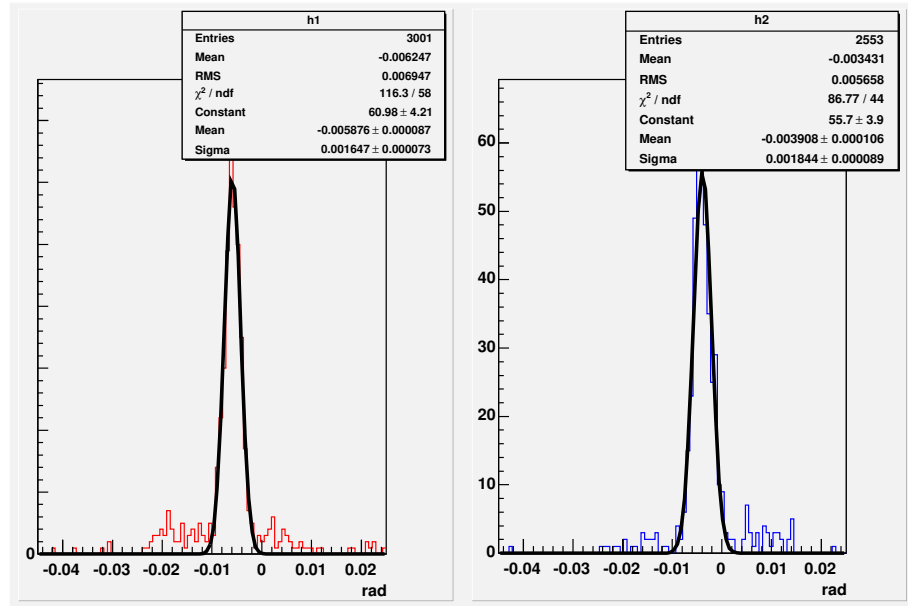


Figura 3.8: Allineamento della telecamera e dell'asse Z

la movimentazione dei tre assi, che il processamento e la ricostruzione dei segmenti nell'area di emulsione analizzata. I dati relativi alla scansione vengono salvati in files binari.

E' importante misurare le quote di ingresso e uscita degli strati di emulsioni e della parte insensibile (base) del film. Il microscopio si muove lungo l'asse Z e misura il numero di cluster per campo a differenti quote. La fine di uno strato di emulsione è definita quando il numero di clusters è minore di una determinata soglia. Dopo questa operazione vengono acquisiti i frame ai vari livelli e ricostruiti i segmenti, le cosiddette microtracce, nei due strati di emulsione da una parte e l'altra della base. La ricostruzione delle microtracce è divisa in due fasi: riconoscimento dei grani appartenenti alla micro traccia e successivo fit lineare.

La ricerca di una microtraccia avviene cercando sequenze di grani allineati appartenenti a diversi strati dell'emulsione. Per ridurre il numero di possibili combinazioni di grani, il campo è diviso in celle, la cui dimensione lineare è circa $25 \mu m$. Il primo passo nella determinazione della microtraccia è la ricerca del trigger. I livelli di ogni buccia di emulsione sono numerati da 1 a 16. Sono definite delle sequenze di trigger. Una sequenza è formata da un livello appartenente al settore superiore della strato, un livello

appartenente al settore inferiore e qualche livello appartenente al settore centrale. Per ogni dato trigger vengono effettuate tutte le combinazioni di grani tra il livello superiore e quello inferiore, definito nella sequenza. Per ogni combinazione vengono cercati i cluster nei livelli centrali, della sequenza di trigger entro una definita accettazione. Se almeno un grano è trovato in uno dei layer centrali, viene generato un segnale di trigger. Il numero di sequenze di trigger e il numero di livelli richiesti in tali sequenze è stato ottimizzato tramite simulazioni Monte-Carlo.

Una volta ottenuto un segnale di trigger vengono cercati i grani in tutti gli altri livelli. Mentre per la definizione del trigger vengono usati esclusivamente grani appartenenti alla stessa cella, in questo caso anche le celle adiacenti sono prese in considerazione. Se il numero di grani trovati supera una determinata soglia viene definita una microtraccia. Un fit lineare dei grani viene effettuato per determinare gli angoli e la posizione della microtraccia. Tale informazione viene salvata nei files di uscita.

3.4 Ricostruzione delle tracce di base

Il sistema di acquisizione online ricostruisce le microtracce all'interno dei due strati di emulsioni dell' ES. A partire dalle microtracce vengono ricostruite le tracce di base attraverso la connessione dei grani più vicini alla base nelle microtracce dei due fogli di emulsioni.

Per la ricostruzione delle tracce di base, le microtracce vengono proiettate al centro della base e vengono cercate le coppie in base all'accordo angolare ed in posizione.

Le tracce di base sono selezionate in base al valore del χ^2 definito mediante la seguente equazione:

$$\chi^2 = \frac{1}{4} \left[\frac{(\theta_{Xt} - \theta_{XB})^2}{\sigma_X^2} + \frac{(\theta_{Xb} - \theta_{XB})^2}{\sigma_X^2} + \frac{(\theta_{Yt} - \theta_{YB})^2}{\sigma_Y^2} + \frac{(\theta_{Yb} - \theta_{YB})^2}{\sigma_Y^2} \right] \quad (3.2)$$

dove $\theta_{X(Y)b(t)}$ sono le proiezioni angolari X(Y) delle microtracce dello strato superiore, $\theta_{X(Y)B}$ dello strato inferiore e $\sigma_{X,Y}$ indica la risoluzione angolare della microtraccia.

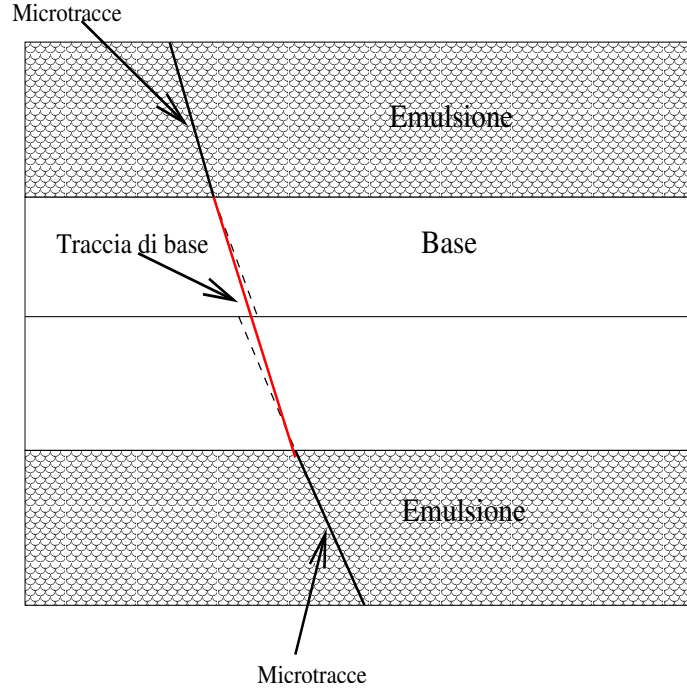


Figura 3.9: Il principio della ricostruzione delle tracce di base.

In fig. 3.10 è mostrata la distribuzione χ^2 nei dati. Si vede chiaramente il segnale per valori di $\chi^2 < 3$, mentre il fondo domina per valori più alti.

La risoluzione angolare di microtraccia è definita in base all'accordo tra l'angolo della microtraccia e quello della traccia di base da essa formata. Questo parametro indica l'accuratezza angolare del microscopio e l'eventuale presenza di vibrazioni meccaniche. In fig. 3.11 viene mostrata la risoluzione angolare di microtraccia per $\theta_x = 0$ sia nella proiezione X che Y. La risoluzione angolare degrada al variare dell'angolo, come atteso. Tale degradazione viene parametrizzata con buona approssimazione come $\sigma(\theta) = \sigma(0)(1 + 4 \cdot |\theta|)$. La dipendenza della risoluzione di microtraccia dall'angolo è dovuta all'incertezza sulla posizione Z dei grani. Considerando un sistema di riferimento bidimensionale XZ, e per un fissato spessore delle emulsioni δZ , se assumiamo che la coordinata Z sia priva di errore (considerandola la variabile indipendente nella procedura di fit), l'errore indotto sulla posizione X è proporzionale alla tangente dell'angolo della microtraccia.

Il numero di grani per traccia dipende dalla sensibilità delle emulsione. Per l'esperimento OPERA la sensibilità delle emulsioni è di 33 *grani*/100 μm . Una traccia

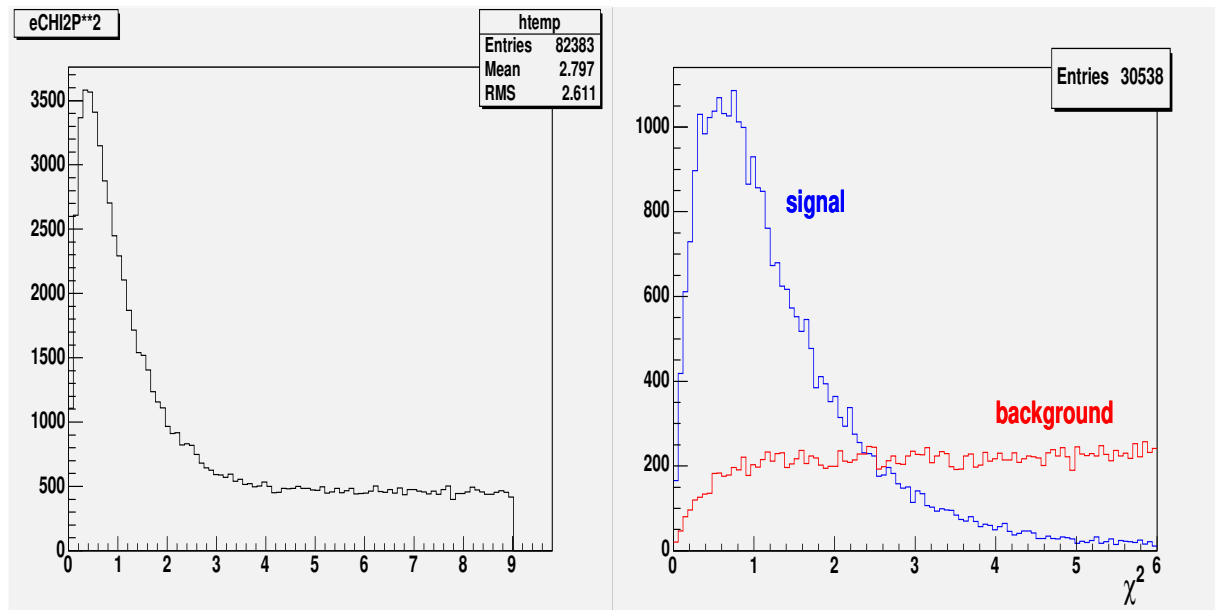


Figura 3.10: Distribuzione di χ^2 nei dati (sinistra). Nel grafico a destra sono state selezionate tracce di solo segnale e solo fondo per evidenziarne i due caratteri. Il grafico a sinistra é la loro somma.

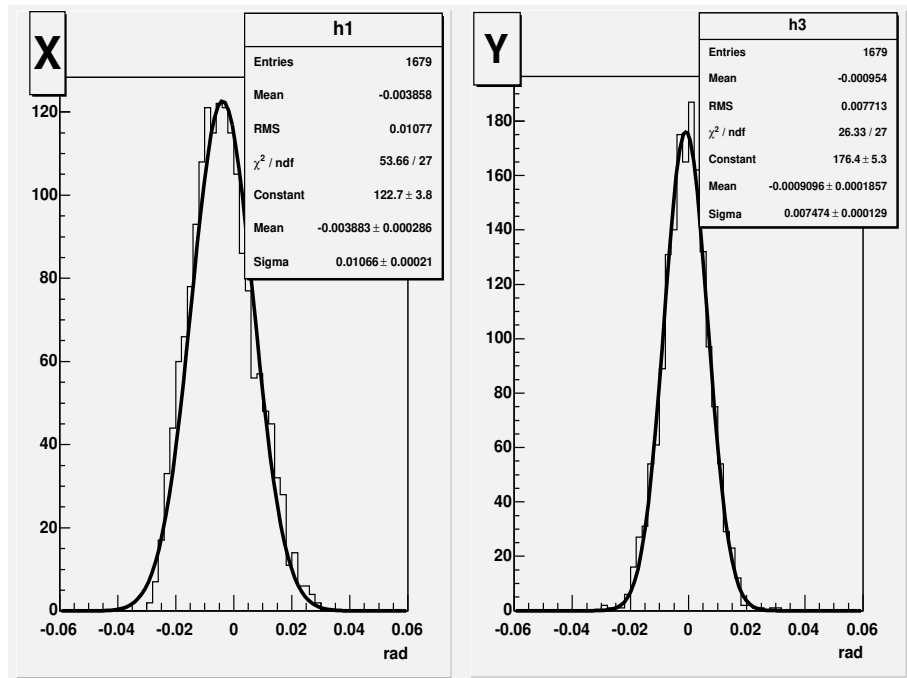


Figura 3.11: Risoluzione angolare nella ricostruzione di microtracce.

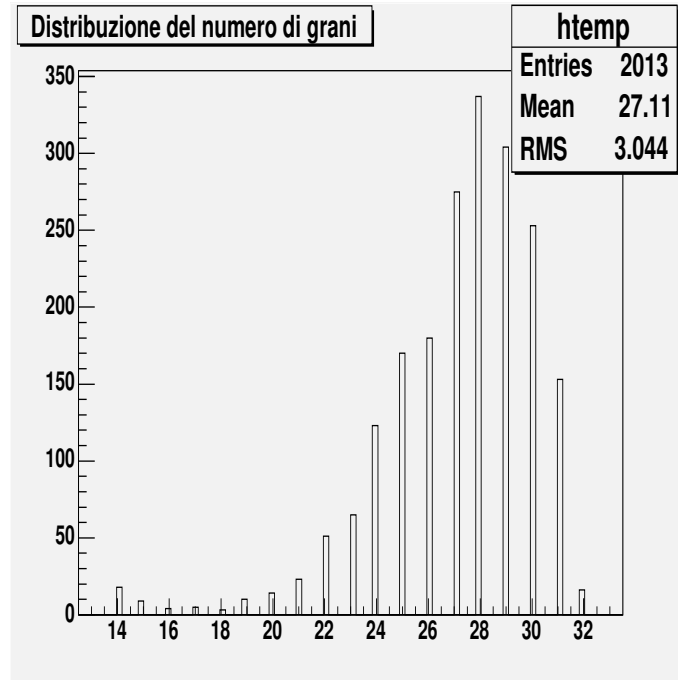


Figura 3.12: Distribuzione del numero di livelli pieni su un totale di 32 livelli acquisiti sui due strati.

verticale che attraversa uno strato di emulsione ha in media $42 \times (33/100) = 13.9$ grani. Considerando i due strati, le tracce di base devono avere in media 27.8 grani, il che è in buon accordo con il valore misurato riportato in figura 3.12.

3.5 Ricostruzione delle tracce nelle ECC

Come mostrato in fig. 3.13 le tracce di base sono utilizzate per la ricostruzione di tracce che hanno attraversato varie celle ECC. Durante l'impacchettamento delle lastre di emulsione e piombo, i film sono in generale roto-traslati tra loro. Per poter ricostruire le traccie che attraversano diverse celle è necessario, correggere le rototraslazioni riscontrate. Ciò viene fatto mediante algoritmi di riconoscimento di pattern su coppie di lastre consecutive, con una procedura che prende il nome di *intercalibrazione*.

L'intercalibrazione di due lastre consecutive viene effettuata applicando diverse traslazioni alle tracce di base in posizione e calcolando il numero di tracce associate ad ogni spostamento. La corretta traslazione dei piatti è individuata dalla massimiz-

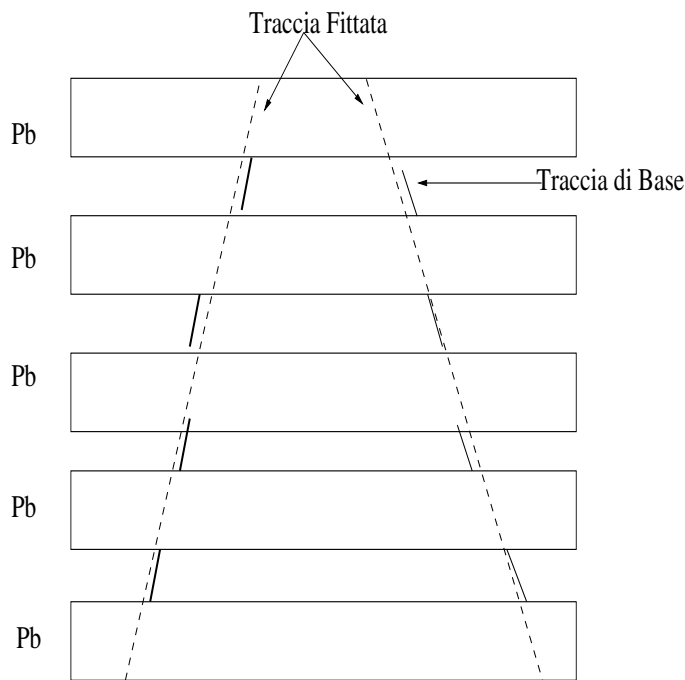


Figura 3.13: Disegno schematico di una ECC costituita da 5 celle. Sono mostrate due tracce (tratteggiate) e le corrispondenti tracce di base (continue).

zazione del numero di associazioni. Dopo aver ricavato l'entità della traslazione, viene calcolata la trasformazione affine tra i due fogli la quale tiene conto anche delle rotazioni e deformazione tra i fogli di emulsione. La trasformazioni affine è definita nel seguente modo:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Utilizzando circa un centinaio di traccie passanti si riesce ad ottenere un allineamento dell'ordine del micron.

Una volta che i piatti sono stati allineati è possibile passare alla ricostruzione delle tracce. L'algoritmo per la ricostruzione delle traccie si basa essenzialmente sullo stesso metodo utilizzato per la ricostruzione delle tracce di base. Partendo da coppie di tracce di base, si tenta di estenderle da entrambi i lati combinandole con altre tracce di base. La catena di tracce di base è interrotta in presenza di un decadimento o interazione oppure per inefficienze nelle determinazione delle tracce di base. Una procedura, detta

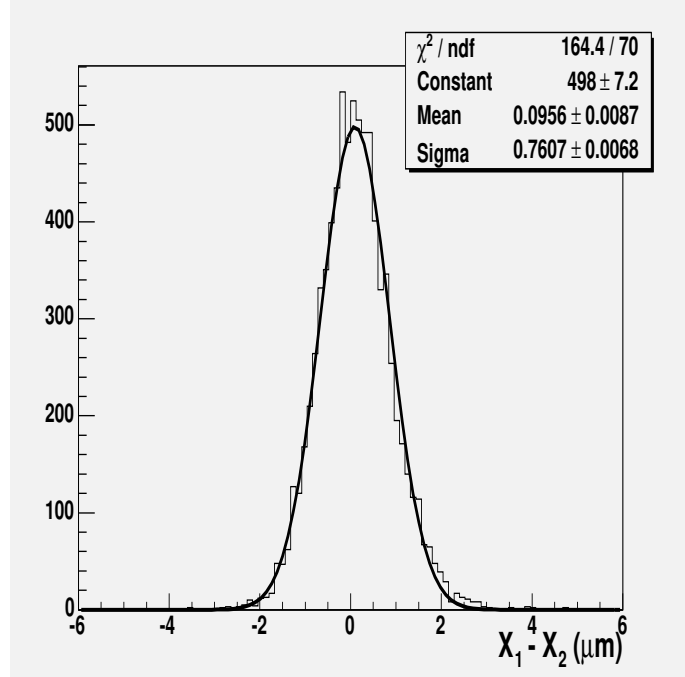


Figura 3.14: Risoluzione della traccia di base.

di *relink*, successivamente prova ad unire i pezzi della stessa traccia non connessi. Le catene di tracce di base vengono fittate utilizzando Kalman fit [51]. La risoluzione in posizione delle tracce di base è ottenuta dai residui in posizione delle tracce di base rispetto alle tracce fittate su diversi fogli di emulsione (fig. 3.14).

3.6 Efficienza di tracciamento.

Per la misura di efficienza sono stati utilizzati fogli di emulsione nucleari di un brick esposto ad un fascio di pioni dell'energia di $8 \text{ GeV}/c$ con vari angoli di incidenza, in modo da avere una misura dell'efficienza al variare dell'angolo del fascio fig. 3.15. Per evitare effetti spuri dovuti a deviazioni dell'angolo delle tracce tra i vari fogli dovuto alla diffusione Columbiana, il brick è stato assemblato utilizzando solo fogli di emulsioni, nonintervallate da lastre di piombo come di rigola avviene in OPERA.

Si è effettuata una scansione circa 4 cm^2 su 8 piatti consecutivi. I dati acquisiti sono stati processati seguendo i passi descritti in precedenza: ricostruzione delle tracce di base, intercalibrazione dei piatti, ricostruzione delle tracce.

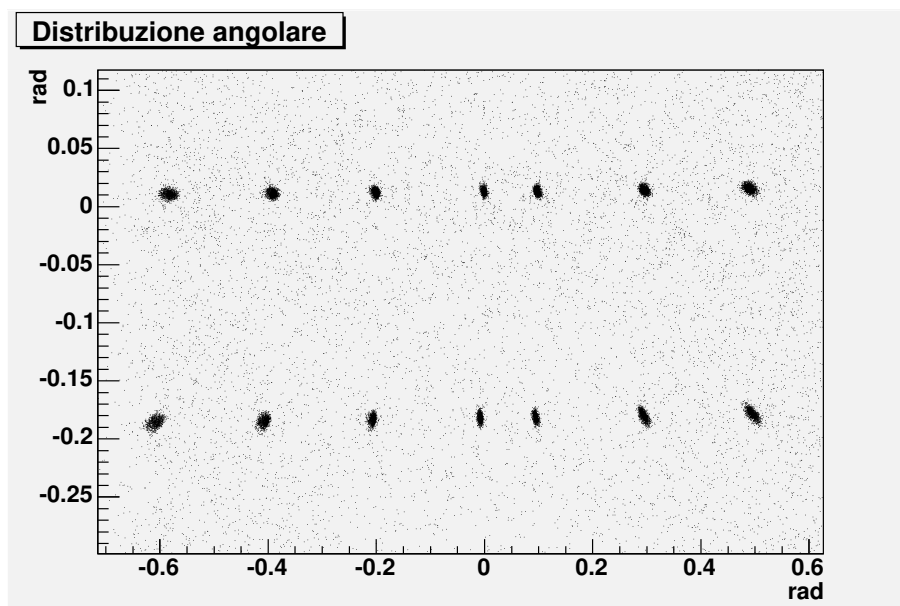


Figura 3.15: Distribuzione angolare delle tracce

Per il calcolo dell'efficienza si considerano tutte le tracce trovate su un certo numero di fogli di emulsione. Nel foglio immediatamente successivo si verifica se la traccia di base associata è presente o meno (si veda figura 3.16). Usando tracce trovate su 4 fogli consecutivi come campione di normalizzazione, l'efficienza è definita da

$$\epsilon = \frac{N5}{N4 + N5} \quad (3.4)$$

dove $N4$ e $N5$ sono il numero di tracce avente rispettivamente 4 e 5 segmenti consecutivi. Avendo effettuato la scansione di 8 fogli consecutivi è possibile realizzare 8 misure indipendenti dell'efficienza. La scelta di utilizzare quintupletti su quadrupletti deriva da due fattori: in primo luogo si è osservato che già con i quadrupletti il livello di coincidenze casuali è trascurabile e pertanto il risultato non cambia se si utilizzano tracce a più segmenti. In secondo luogo, avendo a disposizione 8 lastre, l'utilizzo di quadrupletti consente di mediare su 8 combinazioni, migliorando l'accuratezza statistica della misura. La media sulle 8 misure è riportata in tabella 3.2, con il suo relativo errore, per i vari angoli di incidenza del fascio.

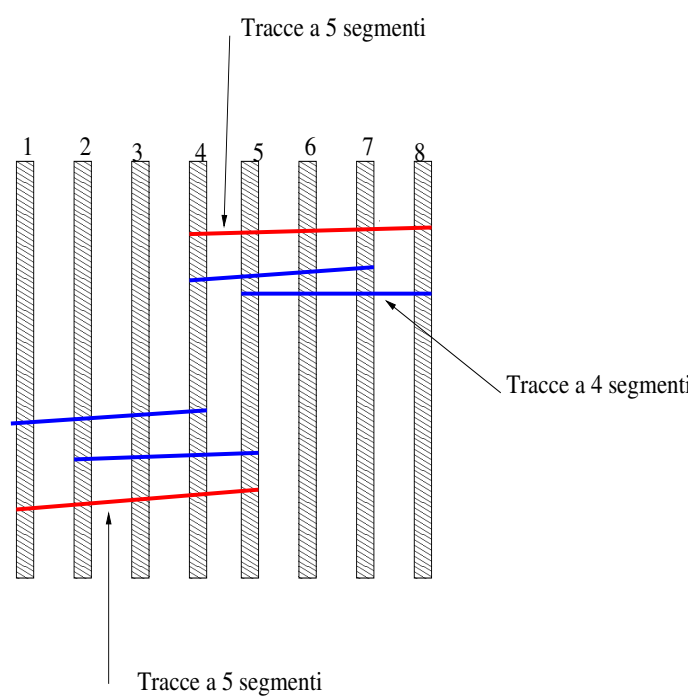


Figura 3.16: Definizione delle tracce utilizzate per la misura di efficienza.

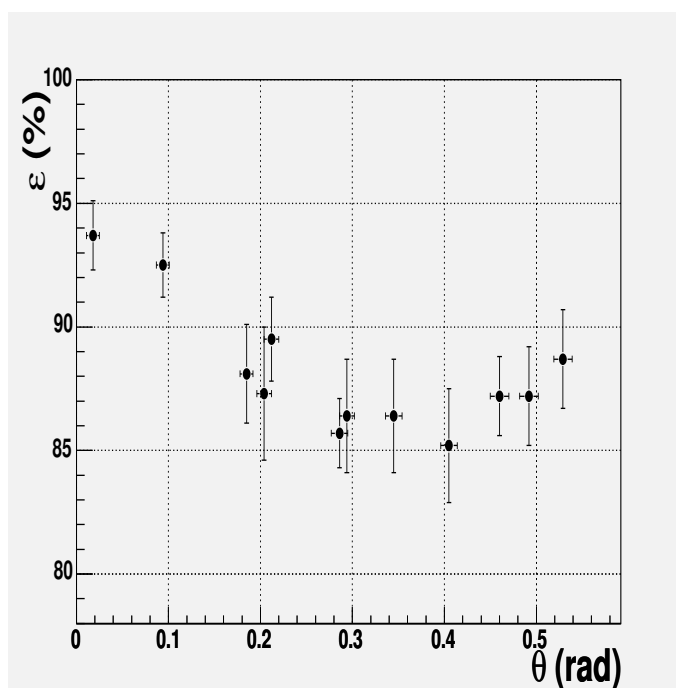


Figura 3.17: Misura dell'efficienza in funzione dell'angolo della traccia.

θ_x (rad)	θ_y (rad)	ε (%)
0.010	0.015	93.7 ± 1.4
0.093	0.014	92.5 ± 1.3
0.211	0.017	89.5 ± 1.7
0.294	0.012	86.4 ± 2.3
0.405	0.019	85.2 ± 2.3
0.492	0.011	87.2 ± 2.0
0.017	0.184	88.1 ± 2.0
0.088	0.184	87.3 ± 2.7
0.220	0.183	85.7 ± 1.4
0.291	0.185	86.4 ± 2.3
0.423	0.181	87.2 ± 1.6
0.495	0.187	88.7 ± 2.0

Tabella 3.2: Misura di efficienza di tracciamento con lastre esposte al fasci di pioni di 8GeV al CERN.

Capitolo 4

Localizzazione dei vertici

Considerate le caratteristiche del fascio CNGS (sec. 2.2), il numero atteso di interazioni di neutrino è di circa 50 al giorno. Il muro e il mattone in cui è avvenuta una interazione sono individuati grazie alle informazioni dei rivelatori elettronici. Il mattone viene quindi rimosso e da esso viene staccato il porta-CS con i CS ad esso collegati. Il numero di CS non è ancora definito del tutto: si potranno avere uno o due CS. Le prove su fascio sono state comunque fatte con due CS, soprattutto tenendo conto dell'alta densità di tracce spurie nei fogli di emulsione per esse utilizzati. Nel testo successivo ci si riferirà pertanto a due CS.

I CS vengono sviluppati e su di essi viene effettuata una scansione per la ricerca delle tracce prodotte nell'interazione di neutrino. Nel caso di una interazione di corrente carica, viene analizzata una regione di $5 \times 5 \text{ cm}^2$ attorno alla zona predetta. Nel caso di interazione di corrente neutra viene analizzata tutta l'area dei CS. Se vengono ricostruite una o più traccie nei CS, si procede alla rimozione del mattone corrispondente. L'analisi dei CS serve a meglio localizzare l'interazione e a confermare se il mattone estratto è quello corretto o se si deve procedere all'estrazione di un altro mattone.

Prima di essere disassemblato per lo sviluppo delle emulsioni, il mattone estratto viene esposto a raggi cosmici in modo da accumulare un numero di tracce passanti adeguato per effettuare l'intercalibrazione tra i piatti. L'analisi del mattone viene effettuata mediante la procedura di Scan Back. Questa procedura consiste nell'inseguire

a ritroso rispetto al fascio le tracce trovate nei CS, partendo dal foglio di emulsioni più a valle nel mattone. Le tracce vengono ricercate in un intervallo angolare determinato in base all'accuratezza della predizione e tenendo conto della possibile distorsione delle emulsioni. In questo lavoro di tesi è stata studiata questa procedura e verificata la sua validità, mediante prove su fascio.

4.1 La presa dati su fascio

Per studiare come ricostruire vertici di interazioni mediante la procedura di Scan Back è stato realizzato un mattone con 56 celle di emulsioni e piombo, corredato da due CS situati a valle rispetto al fascio.

I fogli di emulsione utilizzati per queste prove su fascio sono state trasportati in aereo dal Giappone fino in Italia, quindi hanno accumulato un elevato flusso di cosmici. Per ridurre il numero di tracce, prima dell'assemblaggio del mattone al CERN è stato effettuato un processo di *refreshing*. Il refreshing consiste nel mantenere per alcuni giorni le emulsioni a una temperatura di 30° e umidità relativa del $\sim 95\%$. Questa procedura consente di ridurre le immagini latenti accumulate.

Il mattone è stato esposto a un fascio di pioni con energia di 8 GeV e con un'angolo di incidenza di 50 mrad nella proiezione X . Le prove sono state effettuate utilizzando il fascio di pioni del CERN PS.

L'apparato utilizzato per le prove su fascio è mostrato in figura 4.1. Per ridurre la contaminazione di elettroni, un assorbitore di piombo è stato posto prima dell'ultimo magnete (fig. 4.2). Per misurare il flusso di particelle e la loro direzione sono stati utilizzati due piani di scintillatori e camere a deriva.

La densità del fascio è stata posta a 0.1 tracce/mm^2 in maniera da ottenere un giusto compromesso tra l'esigenza di lavorare in condizioni di bassa densità, quanto più vicine alle condizioni di OPERA, e quella di accumulare un numero sufficiente di interazioni per poter effettuare questo studio. Dopo l'esposizione, i CS sono stati subito sviluppati, mentre il mattone è stato esposto a raggi cosmici per circa $6h$, in modo da accumulare un numero sufficiente di tracce passanti per consentire l'intercalibrazione

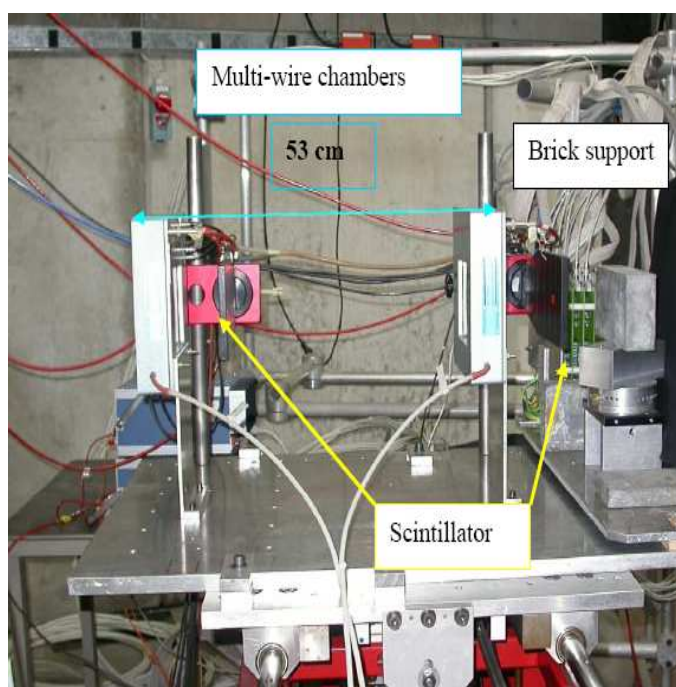


Figura 4.1: Apparato per le prove sul fascio nel novembre 2004.



Figura 4.2: Assorbitore di elettroni.

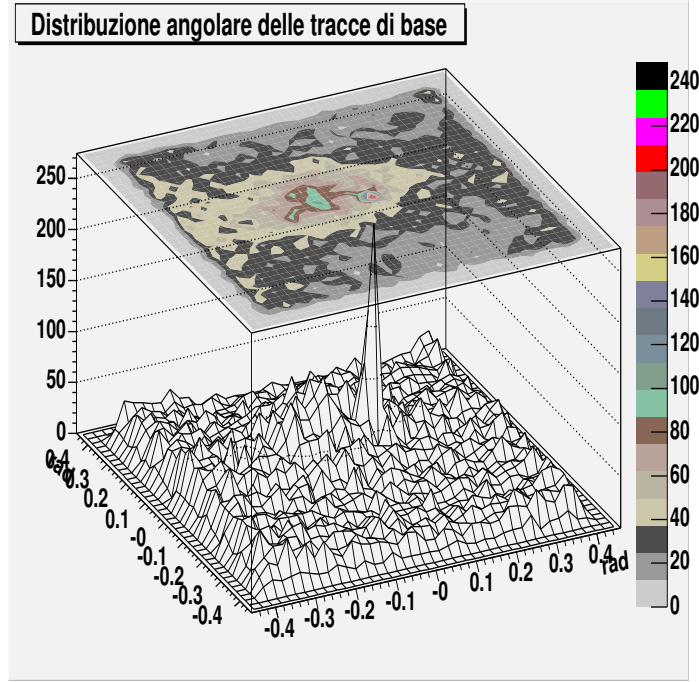


Figura 4.3: Distribuzione angolare delle tracce di base trovate nel foglio CS.

tra i piatti. La densità di raggi cosmici nell'intervallo angolare di $-400 \text{ mrad} \leq \theta \leq 400 \text{ mrad}$ è di circa 1 traccia al mm^2 . Successivamente il mattone è stato disassemblato e i fogli di emulsioni sono stati sviluppati. Prima dello sviluppo viene impressa sulle emulsioni, mediante l'uso di raggi X, una griglia utilizzata come riferimento locale. Le posizioni delle tracce vengono misurate rispetto a questa griglia, il che rende più semplice un successivo riposizionamento su di esse.

Il mattone esposto al fascio è stato utilizzato per studiare la procedura di Scan Back.

4.2 Scansione dei CS e definizione del campione di predizioni

Per definire il campione di tracce da inseguire, è stata effettuata scansione su un'area di 25.9 cm^2 nella parte centrale dei CS.

In figura 4.3 è mostrata la distribuzione angolare delle tracce di base nel primo

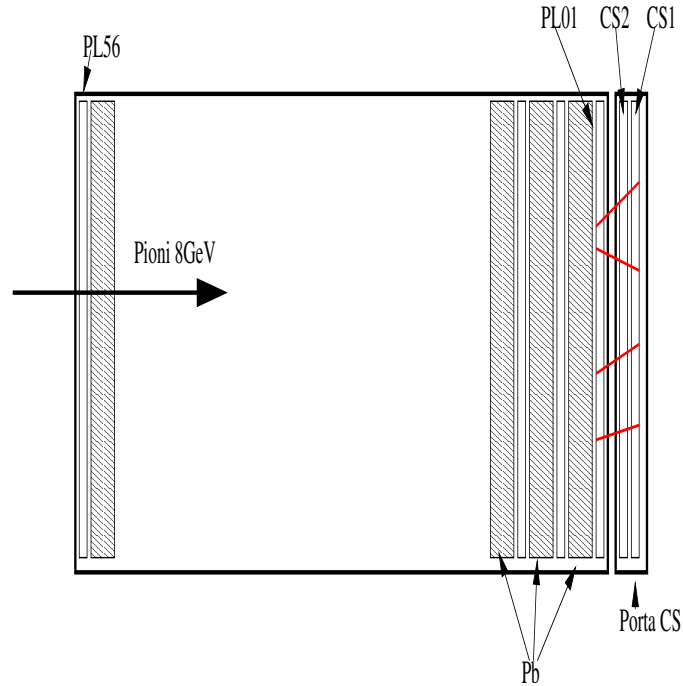


Figura 4.4: Definizione del campione di predizioni per la procedura di inseguimento.

CS. Si nota il picco angolare per $\theta_X = 50 \text{ mrad}$ in corrispondenza del fascio di pioni. Nonostante il refreshing, si è osservata una elevata densità di tracce, rispetto a quella desiderata. La densità di tracce nei CS è di 26.2 e 30.1 tracce/ mm^2 , rispettivamente. Questa densità di tracce si riduce notevolmente se si considerano le coincidenze tra i due CS. Infatti durante il viaggio in aereo il mattone non era assemblato, dunque le tracce accumulate su un foglio di emulsione sono scorrelate da quelle accumulate sugli altri fogli. Richiedendo per le tracce la coincidenza dei due CS la densità diventa 0.26 tracce/ mm^2 . Tale numero risulta ancora essere troppo alto rispetto a quello desiderato. Il motivo è che l'elevato fondo sui singoli fogli di emulsione porta a numerose coincidenze casuali.

Per una migliore purezza nella definizione del campione di predizioni, si è ritenuto necessario utilizzare le tracce ricostruite oltre che nei due CS anche nel primo piatto del mattone (fig. 4.2). Intercalibrando e ricostruendo le tracce nei tre piatti si ottiene una densità di 0.17 tracce/ mm^2 . In figura 4.5 è mostrata la distribuzione angolare del campione, formato da 433 tracce. Questo è il campione utilizzato per lo Scan Back.

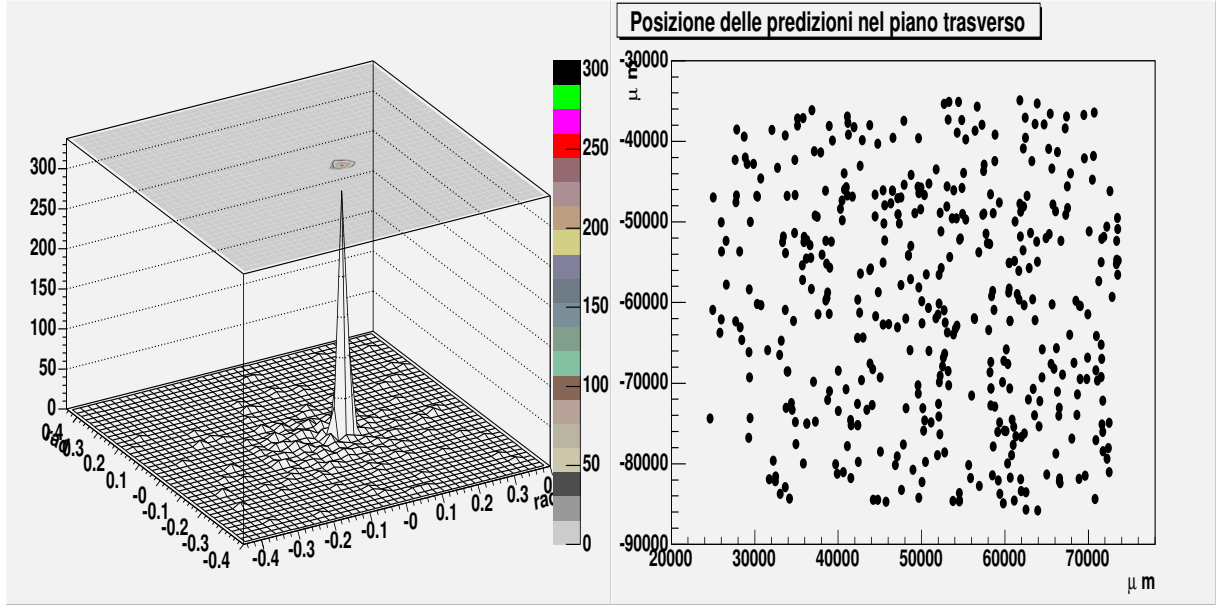


Figura 4.5: Distribuzione degli angoli (sinistra) e delle posizioni (destra) delle predizioni.

4.3 Procedura di Scan Back

Una volta definito il campione di tracce di partenza, può avere inizio la procedura di Scan Back. In ordine temporale, per ogni foglio di emulsione le operazioni da effettuare in tale procedura sono:

- Scansione di un'area centrale di $1 \times 1 \text{ cm}^2$, utilizzata per effettuare l'intercalibrazione del foglio con il precedente.
- Determinazione della zona di scansione per ogni predizione, tenendo conto della trasformazione affine tra i piatti.
- Scansione della zona da analizzare per ogni predizione (1 campo).
- Ricerca e selezione del miglior candidato per ogni singola predizione.

Queste operazioni vengono effettuate su ogni foglio di emulsione, dal n. 2 al n. 56, procedendo a ritroso rispetto alla direzione del fascio. Le tracce trovate su un foglio costituiscono le predizioni per il foglio successivo.

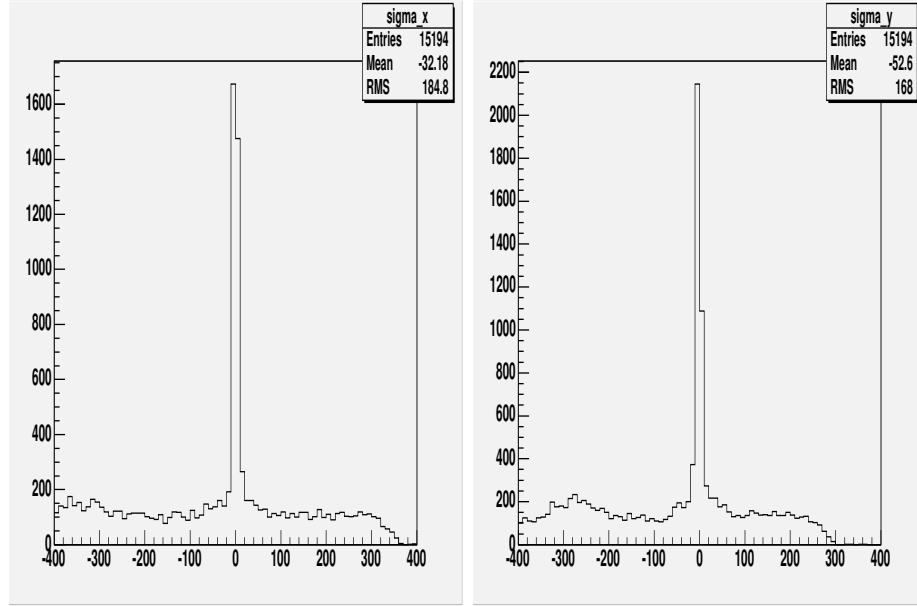


Figura 4.6: Distribuzione della differenza in posizione tra tracce predette e candidate dopo una scansione di un'area di $1 \times 1 \text{ mm}^2$. Si nota che un'area corrispondente ad un campo di vista ($395 \times 300 \mu\text{m}^2$) è sufficiente a contenere il segnale entro oltre 3σ . La distribuzione a sinistra è per la coordinata X, quella a destra Y espresse in μm .

In seguito all'esposizione del mattone ai raggi cosmici, in un'area di $1 \times 1 \text{ cm}^2$ sono presenti circa un centinaio di tracce oltre a quelle del fascio. Questo numero è sufficiente ad intercalibrare i due piatti. Una volta determinati i parametri di allineamento tra un foglio ed il precedente, questi vengono usati per calcolare il punto a cui estrapolare le predizioni. Attorno a questo punto, per ogni predizione, come primo prova si è effettuata la scansione di un'area di circa $1 \times 1 \text{ mm}^2$ (3×3 campi visivi). In figura 4.6 sono mostrate le distribuzioni dei residui tra la posizione della traccia predetta e le tracce trovate. Si osserva chiaramente che il segnale è ben definito entro un intervallo di $100 \mu\text{m}$. Sulla base di questo risultato è stato possibile scegliere un'area di scansione corrispondente ad un solo campo visivo.

La figura 4.7 mostra che i residui in posizione hanno una dipendenza dalla coordinata a causa di effetti locali non ben corretti dal primo allineamento. Infatti, la trasformazione affine tra i piatti è stata calcolata utilizzando una zona centrale all'interno dell'area di 25.9 cm^2 in esame. La dipendenza evidenziata viene parametrizzata

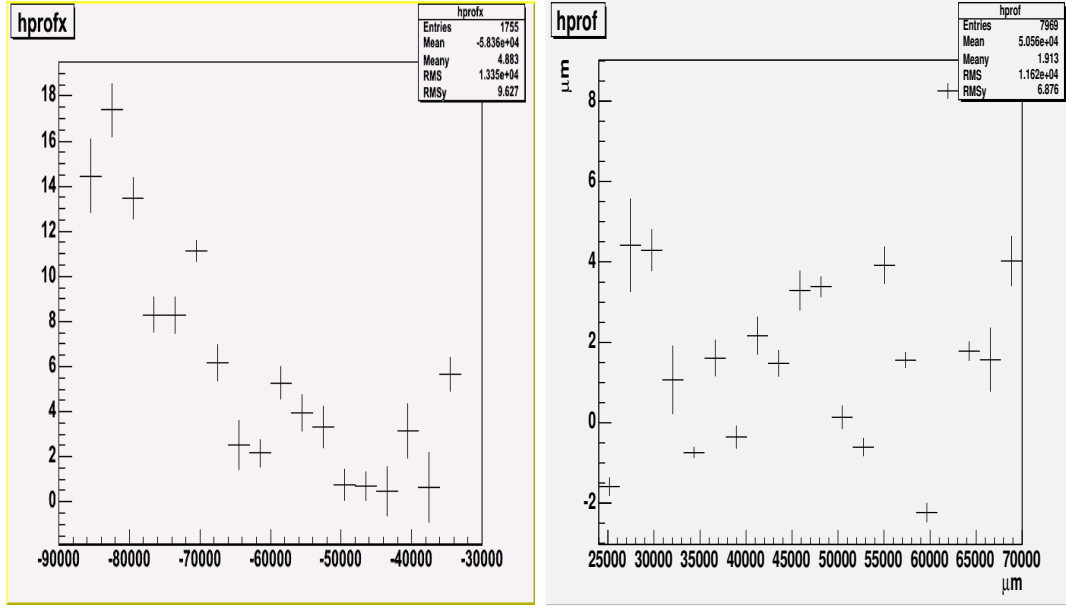


Figura 4.7: Differenza della coordinata X (sinistra) di predizione e candidati in funzione della coordinata stessa della predizione. Il grafico a destra mostra la stessa distribuzione dopo la correzione per l'offset.

e corretta, ottenendo una distribuzione dei residui centrata a zero, come mostrato in 4.7.

Per la ricerca e selezione del miglior candidato è stato definito un estimatore χ^2 nel seguente modo:

$$\chi^2 = \frac{\Delta\theta_x^2}{\sigma_{\theta_x}^2} + \frac{\Delta\theta_y^2}{\sigma_{\theta_y}^2} + \frac{\Delta x^2}{\sigma_x^2} + \frac{\Delta y^2}{\sigma_y^2} \quad (4.1)$$

dove:

- $\Delta\theta_x$ e $\Delta\theta_y$ sono le differenze angolari nelle due proiezioni tra la traccia predetta e quella trovata.
- ΔX ΔY sono le differenze in posizione nelle due proiezioni tra la traccia predetta e quella trovata.

I valori delle σ , sia in angolo che in posizione, sono stati ottenuti da fit gaussiani delle distribuzioni dei residui delle rispettive grandezze. Inoltre per quanto riguarda

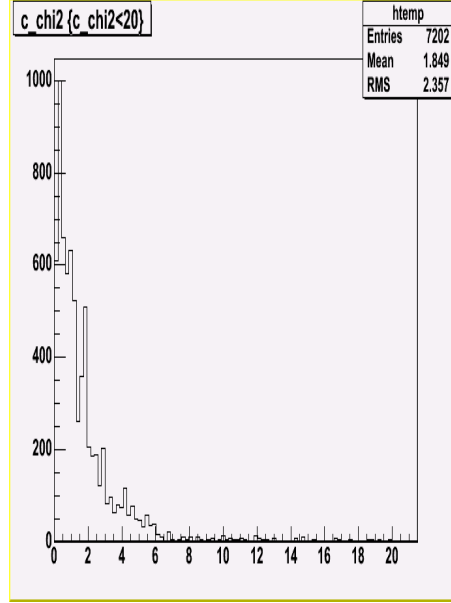


Figura 4.8: Distribuzioni del χ^2 dei candidati.

$\sigma_{\theta_x}, \sigma_{\theta_y}$ è stato tenuto conto della degradazione angolare della risoluzione tramite la seguente parametrizzazione:

$$\sigma(\theta) = \sigma(0) \cdot (1 + 4 \cdot |\theta|) \quad (4.2)$$

Per ogni predizione si considera il candidato avente il χ^2 minore. La scelta viene effettuata solo sui candidati aventi $\chi^2 \leq 6$ (99.9%). La distribuzione del χ^2 è mostrata in figura 4.8. In figura 4.9 sono mostrate le distribuzioni dei residui in posizione e in angolo tra le tracce predette e quelle del miglior candidato.

La valutazione dei tempi di scansione nella procedura di Scan Back è importante in relazione al grande volume di dati che OPERA deve analizzare.

La scansione della zona necessaria all'intercalibrazione tra i fogli richiede circa 10 minuti. Per ogni predizione sono invece necessari circa 5 secondi, di cui circa 4 sono impiegati per la ricerca della superficie dell'emulsione. Il tempo totale impiegato per la ricerca delle 433 predizioni è dunque circa 36 minuti. Questo tempo, durante la procedura di inseguimento, diminuisce gradualmente per il ridursi del numero di predizioni.

La ricostruzione delle tracce acquisite e la ricerca per ogni predizione del miglior candidato richiede qualche minuto di processamento. Tuttavia questo tempo non si

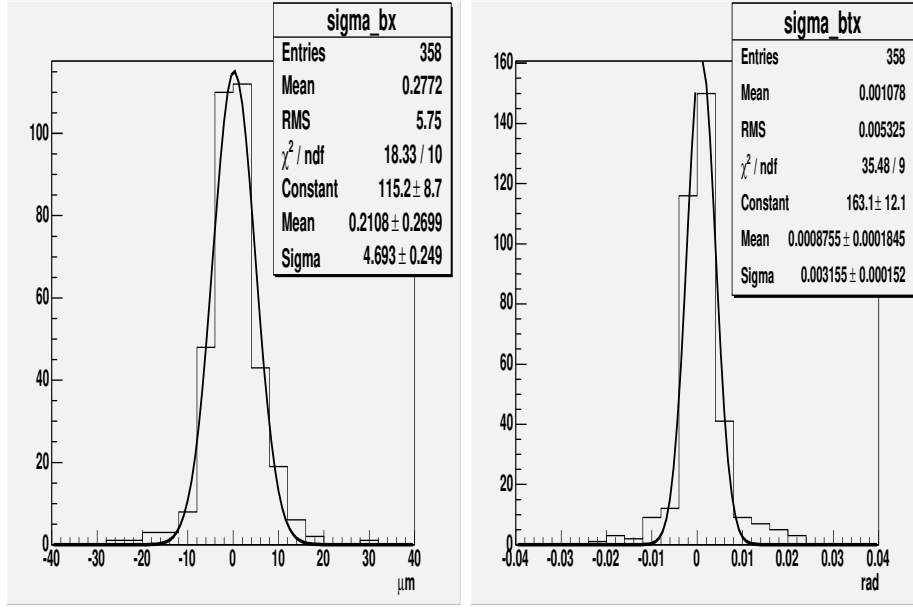


Figura 4.9: Distribuzioni dei residui in posizione (a sinistra espresso in μm) ed in angolo (a destra espresso in rad) tra le tracce predette ed il miglior candidato ottenuto con l'estimatore χ^2 .

somma ai precedenti. Infatti questa operazione può essere effettuata mentre il microscopio sta analizzando la zona necessaria all'intercalibrazione. Ad esempio, mentre si effettua la ricostruzione delle tracce trovate nel foglio n. 2 sul microscopio viene già posizionato il foglio n. 3 ed inizia la scansione necessaria all'intercalibrazione tra i fogli n. 2 e n. 3.

Il tempo totale per l'analisi di ogni foglio di emulsione è risultato essere di circa 40 minuti. Gran parte (circa 80%) del tempo impiegato in questa procedura consiste nella ricerca delle superfici dell'emulsione. Una possibile soluzione per evitare la rivelazione delle superfici ad ogni predizione è quella di acquisire i diversi strati di emulsioni partendo dall'esterno dell'emulsione e finendo nella base. Il prezzo che si paga, per mantenere lo stesso campionamento negli strati sensibili delle emulsioni è quello di dover fare un numero di campionamenti totale più elevato. Tale algoritmo è in fase di studio.

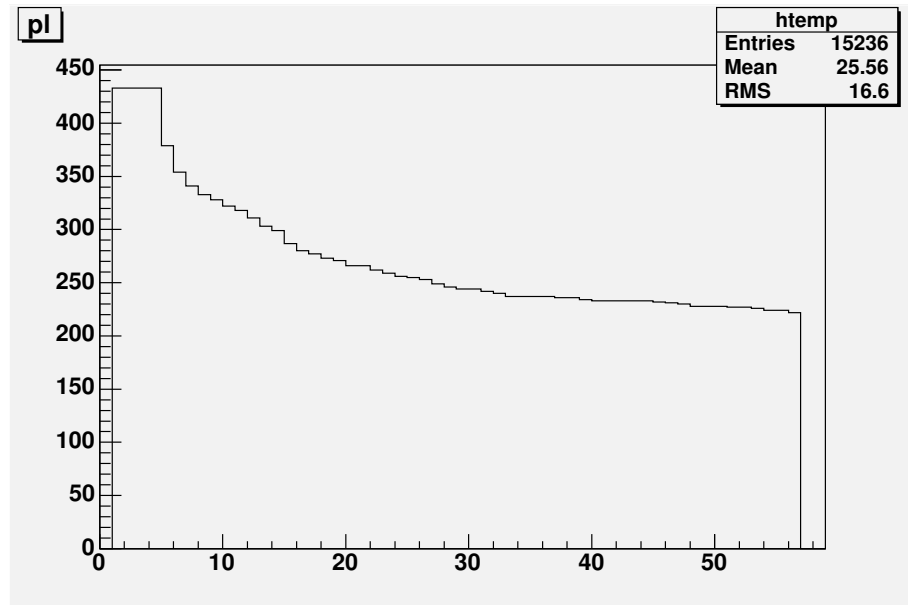


Figura 4.10: Distribuzione del numero di predizioni al variare del numero del foglio.

4.4 Definizione di vertice

Se per una determinata predizione non viene trovato nessun candidato, la traccia viene proiettata sul foglio successivo. Se il candidato non viene trovato per un numero di fogli consecutivi superiore a tre, si assume che la traccia si sia arrestata ed essa non viene ulteriormente inseguita nei fogli successivi. Il taglio a tre segmenti tiene conto della efficienza di tracciamento. Infatti essendo l'inefficienza pari a circa il 10%, la richiesta dell'assenza di tre segmenti per definire una traccia che si ferma corrisponde a tollerare un'inefficienza di circa lo 0.1%.

Utilizzando questa procedura, il campione iniziale di 433 predizioni è stato inseguito fino al foglio 56, che come si è detto è quello più a monte. In figura 4.10 viene mostrato l'andamento della distribuzione del numero di predizioni in funzione del numero di foglio. Il numero di predizioni mostra un calo più marcato nei fogli più a valle rispetto alla direzione del fascio. Questo è dovuto alla purezza delle predizioni che è evidentemente ancora scadente, pur avendo richiesto la triplice connessione tra i segmenti ricostruiti nei CS e quelli del primo piatto del brick come tracce di partenza. La richiesta di tre segmenti consecutivi all'interno del brick normalmente riduce drasticamente (al di sotto dell'1%) le connessioni casuali a tutto vantaggio della purezza.

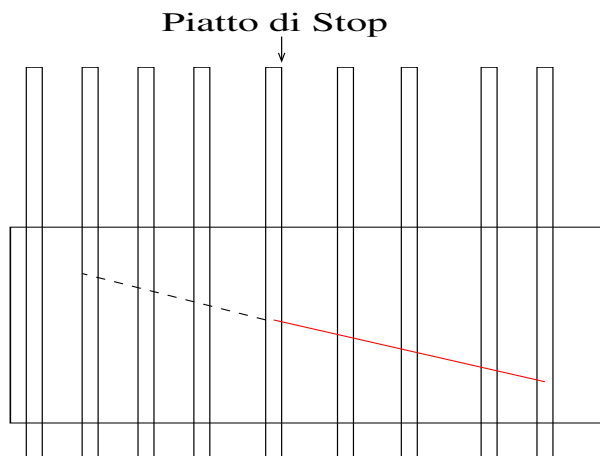


Figura 4.11: Schema della determinazione del volume per la scansione al vertice.

Nel caso del CS in questione, il salto di 4.7 mm tra i fogli CS e il primo piatto di brick fa sì che le accuratezze degli allineamenti siano più scadenti e quindi le coincidenze casuali aumentino. Si noti che questi CS sono stati attaccati dall'altra parte del brick rispetto alla posizione prevista nell'esperimento. Questo è stato necessario a causa dei supporti dei changeable sviluppati per prova e non adatti ad essere montati nella posizione nominale.

4.5 Analisi al vertice

Come detto nella sezione precedente, la scomparsa di una traccia costituisce un possibile vertice di interazione. La lastrina di piombo immediatamente a monte dell'ultimo foglio di emulsione dove si è vista la traccia viene definita come la lastrina di interazione. Avendo inseguito una sola traccia, non siamo in grado di definire e studiare il vertice di interazione. A tal fine è quindi necessario fare delle acquisizioni aggiuntive in un volume intorno al punto di vertice. Il volume viene definito da una superficie di $5 \times 5 \text{ mm}^2$ ripetuta per 8 lastre, 4 a monte e 4 a valle del foglio di piombo dove è presumibilmente avvenuta l'interazione. La figura 4.11 mostra il volume fiduciale analizzato nell'analisi al vertice.

Dopo la scansione delle 8 zone nei piatti consecutivi, si procede all'analisi offline dei dati. Prima vengono ricostruite le tracce di base in ciascun foglio e poi si procede

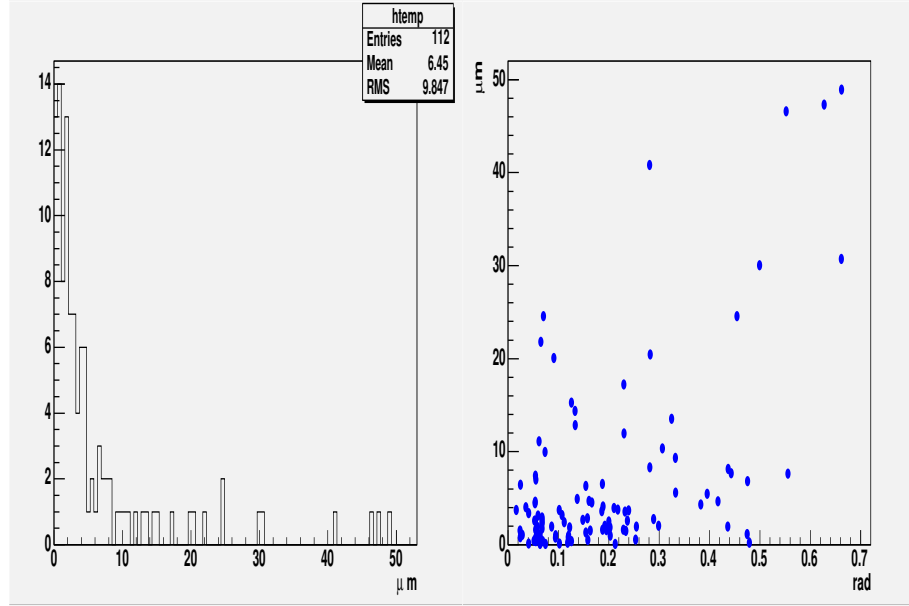


Figura 4.12: Distribuzione del parametro di impatto delle tracce rispetto al vertice (sinistra). Nel grafico a destra è mostrato l'andamento del parametro di impatto in funzione dell'angolo della traccia.

all'allineamento delle 8 lastre. L'allineamento viene mediamente effettuato con circa 20 tracce passanti in una superficie di 25 mm^2 , oltre a quelle dell'interazione in questione.

Tutte le tracce ricostruite vengono divise in due categorie: tracce passanti, ovvero quelle che attraversano tutto il volume fiduciale senza fermarsi al suo interno, e tracce che si fermano all'interno del volume. Prima di definire la traccia come fermatasi all'interno del volume si procede a effettuare la procedura cosiddetta di *relink*, ovvero si cercano eventuali segmenti che possano costituire il prolungamento della traccia. Solo queste ultime partecipano alla successiva procedura di ricostruzione del vertice basata sul parametro di impatto.

Un vertice viene definito dalla combinazione di almeno due tracce aventi una probabilità del fit del vertice di almeno il 5%, secondo un algoritmo sviluppato per la ricostruzione dei vertici nell'esperimento HERA-B e opportunamente riadattato al caso dei dati in emulsione [52].

La figura 4.12 mostra la distribuzione del parametro di impatto delle tracce rispetto al vertice. Come si può notare, tale distribuzione suggerisce un taglio a $10 \mu m$. Tale

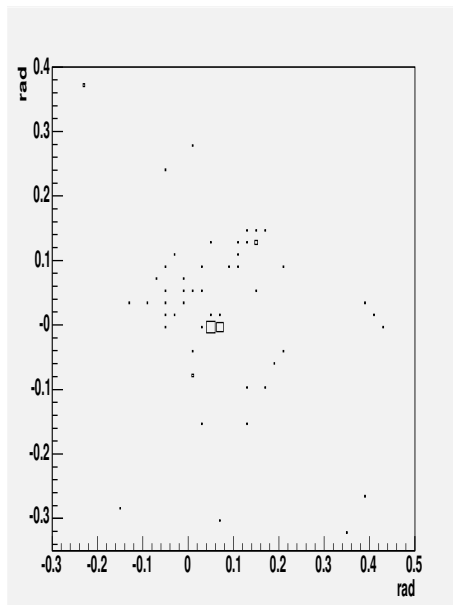


Figura 4.13: Angoli delle tracce da cui si originano i vertici.

distribuzione dipende poco dall'angolo della traccia come mostrato nel grafico destro della figura 4.12.

A causa della già menzionata impurità delle predizioni nei primi fogli di emulsione e per poter avere un volume fiduciale nominale, consideriamo in questa analisi come campione di normalizzazione le sole predizioni che si sono fermate a partire dal piatto 4 e fino al 52. Data la lunghezza di interazione nel piombo (circa 17 cm) il tasso di interazioni di pioni atteso è di circa il 25%. Su 341 predizioni di partenza al piatto 4, se ciascuna corrispondesse ad una interazione primaria o al primario stesso, ci aspetteremmo circa 85 interazioni fino al piatto 52. Sappiamo però che alcune di esse inevitabilmente provengono da interazioni secondarie di particelle cariche o neutre prodotte da un'interazione primaria.

Le 119 tracce che si sono fermate tra i piatti 4 e 52 sono state classificate come mostrato in tabella 4.5. Di esse, 46 danno origine a un vertice con due possibili topologie: se ci sono solo due tracce, una è quella di scan-back e l'altra è la traccia primaria; se le tracce sono almeno tre, una è comunque primaria. In figura 4.14 è mostrato il display di un vertice di interazione ricostruito. Si vedono 5 tracce secondarie inclusa la traccia di scan-back dipartirsi dal vertice di interazione preceduto dalla traccia progenitrice,

Categoria	Numero di eventi
Vertici a due o più tracce	46
Traccia passante	20
Traccia fermatasi senza vertice	21
Kink	22
Deflessioni multiple	6
Problemi di allineamento	4
Totale	119

che ha un angolo compatibile con quello del fascio di pioni utilizzato. Il vertice di interazione si origina nella lastra di piombo compresa tra i piatti 38 e 39, $10\ \mu m$ a valle della lastra 39. Di questi 46 vertici, 36 hanno almeno 2 tracce con parametro di impatto rispetto al vertice inferiore a $10\ \mu m$ per entrambe. Le altre 10 saranno oggetto di ulteriori studi compreso l'ispezione visiva al microscopio.

20 tracce sono risultate essere passanti. Ciò è indice di inefficienze (circa 17%) nella procedura di localizzazione del foglio di vertice da imputare a distorsioni locali delle lastre di emulsione. 21 tracce si fermano all'interno del volume fiduciale senza che alcuna di esse le preceda o le accompagni nell'interazione. 22 tracce mostrano una topologia di tipo *a gomito*, ovvero sono precedute a monte del piatto di arresto da una traccia che forma con essa un angolo inferiore a $30\ mrad$. Tale topologia è tipica delle interazioni elastiche dei pioni. Infine 6 tracce mostrano una traccia progenitrice che evidenzia diverse deflessioni. 4 volumi non sono stati analizzati per problemi di allineamento, la cui soluzione necessiterà nuove acquisizioni.

Il numero totale di possibili interazioni rivelate è pertanto formato dalla prima, quarta e quinta categoria di eventi per un totale di 74 interazioni, da confrontare con le circa 85 attese. Si noti che la stima delle 85 tracce attese contiene delle approssimazioni normalmente applicabili alla procedura di *Follow Down* e non a quella di *Scan Back*. Pertanto essa è da considerare come un limite superiore alle interazioni attese.

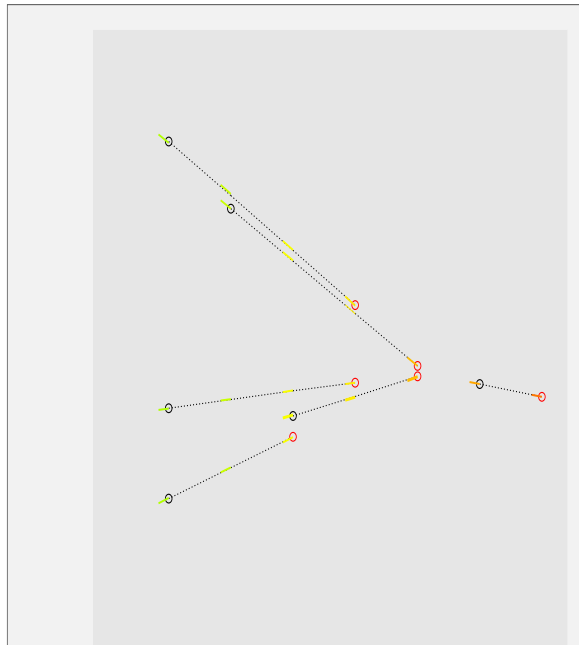


Figura 4.14: Display di un vertice di interazione ricostruito.

Conclusioni

L'esperimento OPERA nasce per misurare la probabilità di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ nella regione dei parametri indicata dagli esperimenti con i neutrini atmosferici. Esso si basa sulla rivelazione del vertice di produzione e di decadimento del leptone τ , resa possibile dalla risoluzione sub-micrometrica delle emulsioni nucleari utilizzate come sistema tracciante. Per ottenere un bersaglio con la elevata massa che è necessaria, data la bassissima sezione d'urto dei neutrini e il flusso ridotto a causa della distanza dalla produzione, viene usata la tecnica nota come Emulsion Cloud Chamber. In essa, i fogli di emulsione si alternano a sottili lastre di piombo che sostanzialmente forniscono la massa del bersaglio per il neutrino.

Le emulsioni nucleari negli ultimi 20 anni hanno conosciuto una rinascita grazie allo sviluppo di microscopi automatici ad alta velocità che hanno reso completamente automatica quella che un tempo era un'analisi esclusivamente visiva e pertanto faticosissima e lenta al microscopio. Un progetto di ricerca mirato allo sviluppo di microscopi di nuova generazione che consentissero l'analisi di lastre di emulsioni ad altissima velocità (circa 20 cm²/h) è partito nel 2001 e ha conseguito recentemente i risultati prefissati in termini di velocità, efficienze e purezze di tracciamento.

Collegato a questo progetto e parallelamente ad esso, è in fase di sviluppo il software di ricostruzione e analisi dei dati provenienti dal sistema di scansione ad alta velocità realizzato. In particolar modo, il tracciamento di particelle al minimo di ionizzazione in Emulsion Cloud Chamber è stato affrontato con successo mentre è ancora in fase di sviluppo la procedura di localizzazione, ricostruzione e analisi dei vertici. La tesi è stata mirata a tali studi. Una Emulsion Cloud Chamber, costituita da 56 lastrine, è stata esposta ad un fascio di pioni di 8 GeV prodotti dall'acceleratore PS al CERN di

Ginevra.

Partendo dalle lastre più a valle relativamente al fascio di pioni, le tracce ricostruite sono state seguite nelle lastre più a monte fino a definire un possibile vertice di interazione dalla scomparsa su tre lastre consecutive della traccia cercata. Dopo aver definito un possibile vertice, questo viene validato da una scansione aggiuntiva in cui viene analizzato un volume di emulsione intorno al punto di arresto ottimizzato in modo da massimizzare l'efficienza di ricostruzione di vertici al suo interno. La procedura è stata applicata a 433 tracce localizzate e misurate nelle lastrine più a valle e inseguite per tutte le 56 lastre. Sono stati determinati 119 punti di arresto e, intorno ad esso, analizzati volumi di $5 \times 5 \text{ mm}^2$ per 8 lastre consecutive.

È stata messa a punto, automatizzandola, la procedura di inseguimento delle tracce in lastre successive, con un'analisi di χ^2 . I punti di arresto delle tracce sono stati definiti dalla mancanza del segmento cercato in tre lastre consecutive, tenendo opportunamente conto dell'inefficienza del tracciamento. Dopo la scansione aggiuntiva nel volume circostante il punto di arresto, è stata sviluppata un'analisi basata sulla tecnica del parametro di impatto, per selezionare vertici a due o più tracce. Alcuni di questi vertici sono anche stati validati da un'ispezione visiva al microscopio della lastra precedente e successiva a quella di piombo dove l'interazione è avvenuta.

Tale analisi costituisce un primo importante passo verso la ricostruzione completamente automatizzata di vertici di interazione nella Emulsion Cloud Chamber dell'esperimento OPERA, secondo una procedura complessa e delicata. Essa necessita, in particolare, di ulteriore perfezionamento dei criteri di selezione per ottimizzare l'efficienza di ricostruzione.

Gli algoritmi sviluppati e messi a punto con interazioni di pioni fanno parte nel software di ricostruzione dei dati di emulsioni e saranno interfacciati con il sistema di database in fase di sviluppo. La metodologia messa a punto e gli algoritmi sviluppati saranno utilizzati con i primi fasci di neutrini disponibili, in prove sul fascio NuMI al Fermilab nel corso del 2005 e durante la presa dati dell'esperimento OPERA a partire dal 2006.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare il Gruppo di Fisica del Neutrino di Napoli per il sostegno datomi in questi mesi.

Ringrazio il Prof. Paolo Strolin per avermi concesso la possibilità di fare questa esperienza. La sua dedizione alla ricerca e al lavoro saranno sempre per me un esempio da seguire nella mia carriera professionale.

Ringrazio il Dott. Giovanni De Lellis per i suoi consigli, il sostegno e l'esperienza che ha messo a mia disposizione. Merita tutta la mia stima, oltre che per le sue conoscenze, per la sua grande umanità e disponibilità.

In particolare ringrazio il Dott. Francesco di Capua per avermi aiutato nei momenti di panico e sconforto. Ringrazio i Dottori Danilo Coppola, Alberto Marotta, Ciro Pistillo, Luca Scotto per il loro aiuto e per essere stati sempre pronti ad offrirmi il loro supporto scientifico e morale.

Ringrazio la mia famiglia per avermi dato la possibilità di raggiungere uno degli obiettivi più importanti della mia vita.

Ringrazio Fiorella per essermi stata vicino in questo cammino, per la sua pazienza e il suo supporto nei momenti difficili.

Ringrazio vivamente Francesco, Rosario e Gennaro per i loro consigli e chiaccherate nei tempi passati e presenti.

Bibliografia

- [1] J. Chadwick, Verh. d. D. Phys. Ges. **16** (1914) 383.
- [2] C.D. Ellis and W.A. Worster, Proc. Royal Soc. **A117** (1927) 109
- [3] E. Fermi, Z. Physik **88** (1934) 161
- [4] H. Bethe, H. Peierl, Nature **133** (1934) 532 .
- [5] K. Hoshino (DONUT Collaboration), *Result from DONUT: First direct evidence for tau-neutrino*, 8th Asia Pacific Physics Conference (APPC 2000), Taipei, Taiwan, 7-10 Aug 2000.
- [6] T.D. Lee e C.N. Yang, Phys. Rev. **104** (1956) 254
- [7] C.S. Wu, Phys. Rev. **105** (1957) 1413
- [8] E. Majorana, Nuovo Cimento **14** (1937) 171
- [9] F. Boehm e P.Vogel, *Physics of massive neutrinos*, Cambridge University Press(1987)
- [10] F. Reines, C.L. Cowan, Phys. Rev. **90**, (1953), 492.
- [11] S. Fukuda et al., Phys. Lett. B539 (2004) 179.
- [12] Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 181301.
- [13] Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 071301.
- [14] Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011302.
- [15] M. Apollonio et al., Phys. Lett. B466 (1999) 415.

- [16] K. Eguchi et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802.
- [17] G.L. Fogli et al., Phys. Rev. D66 (2002) 093008.
- [18] G.L. Fogli et al., presentato a Physics in Collision 2003, hep-ph/0310012.
- [19] T. Kajita e Y. Totsuka, Rev. Mod. Phys. 73 (2001) 85.
- [20] W.W. Allison et al., Phys. Lett. B449 (1999) 137.
- [21] M. Ambrosio et al., Phys. Lett. B517 (2001) 59.
- [22] M.H. Ahn et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 041801.
- [23] R. Davis et al., Atrophys. J. 496 (1998) 505.
- [24] W. Hampel et al., Phys. Lett. B447 (1999) 127.
- [25] Raymond Davis Jr., Phys. Rev. **96** (1953) 492
- [26] J. N. Bachcall, M. H. Pinsonneault e S. Basu , Astrophys. J. **555** (2001)
- [27] R. Davis, Jr., D.S. Harmer e K.C. Hoffman, Phys. Rev. Lett. **20** (1958) 1205
- [28] Q.R. Ahmad, Phy. Rev. Lett. **89** (2002)
- [29] <http://www.neutrino.lanl.gov/LSND/>
- [30] Opera Collaboration, "OPERA: *An appearance experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam*. Experimental proposal", CERN-SPSC-2000-028.
- [31] K. Bourkland, K. Roon and D. Tinsley (NuMI Collaboration), *205-kA pulse power supply for neutrino focusing horns*, FERMILAB-CONF-02-122-E, presented at the Power Modulator Conference, Hollywood, California, Jul 1-3, 2002.
- [32] E. Buckley-Geer (MINOS Collaboration), *Status of the MINOS experiment*, **503** 122 (2001).
- [33] M. Nakamura, *Status of the CNGS experiment* **111** 175 (2002).
- [34] J. Rico (ICARUS Collaboration), Status of ICARUS, hep-ex/0205028.

- [35] D. Duchesneau (OPERA Collaboration), *The CERN - Gran Sasso neutrino program*, **C0209101**, TH09 (2002), (arXiv:hep-ex/0209082).
- [36] C.M.G. Lattes, H. Muirhead, G.P.S. Occhialini and C.F. Powell, *Nature* **159** (1947) 585.
- [37] J.J. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1404.
- [38] J.E. Augustin et al., *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1406.
- [39] C. Bacci and et al., *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1408 [Erratum-ibid. **33** (1974) 1649]
- [40] K. Niu, E. Mikumo e Y. Maeda, *A possible decay in flight of a new type particle*, *Prog. Theor. Phys.* **46** (1971) 1644
- [41] S. W. Herb et al., *Phys. Lett.* **39** (1977) 252
- [42] M. Kaplon, B. Peters and D. M. Ritson, *Phys. Rev.* **85** (1952) 900
- [43] OPERA Progress Report, CERN-SPSC 99 (2000) **20**.
- [44] A. Gauthier (E531 Collaboration), *Charmed particle lifetime measurements and limits for neutrino oscillations and the existence of the tau-neutrino*, FERMILAB-THESIS-1987-12.
- [45] H. Shibuya (CHORUS Collaboration), *A search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation with CHORUS at CERN*, **59**, 277 (1997).
- [46] KamLAND Collaboration, K. Eguchi et al., *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 021802.
- [47] Myungkee Sung, *Final Neutrino Oscillation Result form LSND*, *International Journal of Modern Physics, A* **16**, (2001) 752-754.
- [48] S. Fukuda et al., (Super-Kamiokande Collaboration), *The Super-Kamiokande Detector*, *A* **501**, 418 (2003).
- [49] A.B. McDonald et al. (SNO Collaboration), *Direct Evidence For Neutrino Flavor Transformation From Neutral-Current Interactions in SNO*, **646**, 43 (2003).

- [50] OPERA European Scanning System Collaboration, *High-speed automatic microscopy for particle tracking in nuclear emulsion detectors* , in preparazione.
- [51] C. K. Chui and G. Chen, *Kalman Filtering: With Real-Time Applications*, 2nd ed. Berlin: Springer-Verlag, (1991).
- [52] T. Glebe, Vt++ Version 1.0, HERA-B Note 00-175.