

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

**RICERCA DI INTERAZIONI DI ν_e
NELL'ESPERIMENTO OPERA**

Relatore:
Prof. MAXIMILIANO SIOLI

Presentata da:
FEDERICO FORNARI

Correlatore:
Dott. NICOLETTA MAURI

Sessione II
Anno Accademico 2013/2014

Introduzione	3
1 Oscillazione dei neutrini	5
1.1 I neutrini nel Modello Standard	6
1.2 La massa dei neutrini	9
1.3 Il Formalismo delle oscillazioni	15
1.3.1 Oscillazione a due sapori (nel vuoto)	16
1.3.2 Oscillazione a tre sapori (nel vuoto)	18
1.3.3 Oscillazione a tre sapori (nella materia)	19
1.4 Quadro sperimentale attuale	20
1.4.1 Neutrini solari	21
1.4.2 (Anti)neutrini da reattori nucleari	21
1.4.3 Neutrini atmosferici	22
1.4.4 Neutrini da acceleratori	22
1.4.5 L'angolo di mixing θ_{13}	25
1.4.6 Interpretazione dei risultati sperimentali	26
1.4.7 Oltre il Modello Standard	27
2 L'esperimento OPERA	29
2.1 Il fascio CNGS	30
2.2 La struttura del rivelatore	31
2.2.1 Lo spettrometro	33
2.2.2 VETO	36
2.2.3 Il bersaglio "ibrido"	36

3	Ricostruzione delle interazioni di neutrino in OPERA	39
3.1	Selezione degli eventi <i>on-time</i>	39
3.2	Procedura di <i>brick finding</i>	41
3.3	L'European Scanning System	41
3.3.1	Il tracciamento	42
3.3.2	La ricostruzione delle <i>base-tracks</i>	44
3.4	Ricostruzione degli eventi	45
3.4.1	Analisi dei CS	45
3.5	Connessione CS- <i>brick</i> e procedura di <i>scan-back</i>	47
3.5.1	Localizzazione del vertice e <i>volume scan</i>	49
3.5.2	Procedura di <i>Decay Search</i>	52
4	Identificazione e ricostruzione di sciami e.m.	55
4.1	Il pacchetto di ricostruzione in emulsione OpEmuRec	56
4.1.1	Strutture dati in OpEmuRec	57
4.2	Algoritmo per la selezione di eventi con sciami e.m. (<i>Vertex-to-CS</i>)	59
4.3	Procedura di identificazione dello sciame	60
4.4	Algoritmo di ricostruzione dello sciame	62
4.4.1	Procedura per l'identificazione dell'elettrone	63
5	Test dell'algoritmo con i dati simulati	65
5.1	Selezione degli eventi	66
5.2	Ricerca di sciami e.m.	67
5.3	Identificazione dello sciame	67
5.4	Caratterizzazione degli sciami per il campione ν_e CC	68
	Conclusioni	73

Introduzione

L'oscillazione dei neutrini è stato il primo fenomeno fisico a suggerire un superamento del Modello Standard delle particelle elementari ed è stato confermato negli ultimi decenni da diversi esperimenti, condotti su neutrini provenienti dal Sole, dall'interazione dei raggi cosmici in atmosfera e dai reattori nucleari. L'oscillazione può essere spiegata tramite il miscelamento di autostati di massa e di sapore durante la propagazione dei neutrini nello spazio-tempo e prevede che essi abbiano una massa non nulla.

Lo scenario attuale prevede che le oscillazioni nel settore atmosferico avvengano principalmente secondo il canale dominante $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ con una piccola percentuale di $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. L'esperimento OPERA (*Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus*) ha lo scopo di osservare la comparsa di ν_τ dall'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ nel fascio artificiale di neutrini CNGS (*CERN neutrino to Gran Sasso*). La strategia sperimentale adottata si basa sulla rivelazione del leptone τ prodotto nell'interazione a CC di ν_τ , servendosi di un bersaglio di piombo ed emulsioni nucleari. Queste ultime sono rivelatori con risoluzione micrometrica che permettono la ricostruzione del decadimento di particelle a vita media molto breve come il τ .

Ad oggi OPERA ha osservato 4 eventi di ν_τ , stabilendo l'osservazione a 4.2σ dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in modalità a comparsa. La granularità e le dimensioni compatte del bersaglio di OPERA consentono anche di identificare gli elettroni, e quindi la possibilità di studiare il canale di oscillazione sub-dominante da oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

L'obiettivo di questa tesi è lo sviluppo di una nuova procedura di identificazione e di ricostruzione di sciame elettromagnetici. Il presente lavoro è organizzato in cinque capitoli. Nel capitolo 1 viene fornita una descrizione delle conoscenze riguardanti i neutrini nell'ambito del Modello Standard delle particelle elementari, con cenni agli esperimenti che cercano prove di scenari alternativi a quelli attualmente noti. Nel capitolo 2 vengono descritti il fascio CNGS e l'apparato sperimentale di OPERA. Nel capitolo 3 sono illustrati le caratteristiche del sistema automatico di scanning per l'acquisizione delle immagini

delle tracce e le procedure di ricostruzione degli eventi. Il quarto capitolo è dedicato all'implementazione di una nuova procedura di ricostruzione degli sciame elettromagnetici utilizzando lo specifico *framework* dell'esperimento, OpEmuRec. Nel quinto capitolo sono presentati i risultati dell'applicazione dell'algoritmo sviluppato a eventi di neutrino elettronico ottenuti da simulazione Monte Carlo. Una sintesi dei risultati ottenuti è presentata nelle Conclusioni.

CAPITOLO 1

Oscillazione dei neutrini

Uno dei più grandi traguardi del XX secolo è stato quello di giungere ad una classificazione unitaria delle particelle elementari secondo quello che viene definito il Modello Standard. Esso è stato concepito combinando opportunamente la teoria dell'interazione elettrodebole di S. Glashow, S. Weinberg e A. Salam con la cromo-dinamica quantistica (QCD) e prevede l'esistenza di un numero limitato di particelle di materia e di mediazione delle interazioni fondamentali, secondo le proprietà e le relazioni mostrate in Figura 1.1. I fermioni fondamentali, che sono particelle dotate di spin $1/2$, ovvero i quark e i leptoni, vengono raggruppati in 3 famiglie secondo una gerarchia di massa crescente. Le interazioni vengono mediate dai cosiddetti bosoni di gauge: il fotone per l'interazione elettromagnetica, i bosoni W^\pm e Z^0 per l'interazione debole ed i gluoni per l'interazione forte. Le previsioni fornite dal Modello Standard sono state confermate da diverse prove sperimentali: la scoperta di particelle con charm, dei quark bottom e top, la verifica dell'esistenza delle correnti deboli neutre, la misura della massa dei bosoni vettoriali W^\pm e Z^0 . Tuttavia il Modello Standard non può essere considerato come teoria definitiva delle particelle elementari poiché non include la gravità e non fornisce principi che diano giustificazione di circa una ventina di parametri fondamentali che restano arbitrari (le masse ed il numero di generazioni, tre, di quark e leptoni, le costanti di accoppiamento). Per questi motivi sono state proposte teorie nuove, come la Grande Unificazione, la Supersimmetria e le stringhe, che non hanno ancora ricevuto conferme sperimentali.

	2.4 MeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ u up	1.27 GeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ c charm	171.2 GeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ t top	0 0 1 γ photon
Quarks	4.8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g gluon
	<2.2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e electron neutrino	<0.17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ muon neutrino	<15.5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ tau neutrino	91.2 GeV 0 1 Z⁰ weak force
Leptons	0.511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e electron	105.7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ muon	1.777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ tau	80.4 GeV ± 1 1 W[±] weak force
				Bosons (Forces)

Figura 1.1: Illustrazione che mostra le tre famiglie di fermioni fondamentali ed i bosoni di gauge mediatori delle interazioni con relative cariche, masse, spin.

1.1 I neutrini nel Modello Standard

Nell'ambito del Modello Standard delle particelle elementari i neutrini occupano una posizione di particolare interesse. Introdotti da W. Pauli nel 1930 come “soluzione disperata” al problema della violazione del principio di conservazione dell'energia e del momento angolare nei decadimenti β , essi sono infatti le uniche particelle che, obbedendo alla statistica di Fermi-Dirac (lo spin è pari a $1/2$), interagiscono con la materia esclusivamente attraverso l'interazione debole. I due processi con cui tale interazione avviene sono:

- reazioni di tipo CC (Corrente Carica) mediate dai bosoni vettori W^\pm con $M_W = (80.385 \pm 0.015) \text{ GeV}/c^2$, in cui l'identità dei quark e dei leptoni cambia ed allo stesso tempo si ha una variazione di una unità di carica elettrica;
- reazioni di tipo NC (Corrente Neutra) mediate dal bosone vettore Z^0 con $M_Z = (91.1876 \pm 0.0021) \text{ GeV}/c^2$; in questo caso quark e leptoni restano invariati (si veda Figura 3.1).

Per ciascuno dei tre neutrini ν_e , ν_μ e ν_τ , esiste la corrispondente antiparticella, l'antineutrino $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ e $\bar{\nu}_\tau$. Ad ogni famiglia leptonica è associato un numero quantico, L_e , L_μ e L_τ , che si conserva nei processi deboli. I neutrini hanno carica elettrica nulla e momento

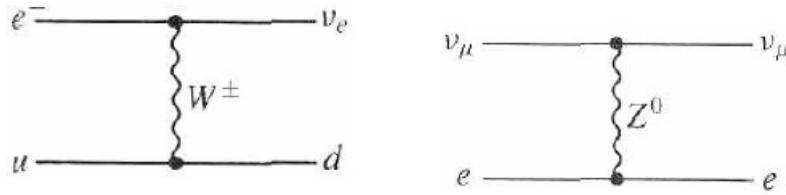


Figura 1.2: Diagrammi di Feynman che mostrano un'interazione debole di neutrino in Corrente Carica (a sinistra) ed una in Corrente Neutra (a destra).

magnetico nullo e, secondo la formulazione di Dirac e la sua equazione, hanno anche massa nulla, circostanza che li rende *autostati di elicità* (elicità = segno della proiezione dello spin nella direzione del momento della particella). Poiché l'interazione debole viola massimamente la parità ne deriva che è impossibile osservare per il neutrino stati di elicità differenti dal sinistrorso (autovalore di elicità pari a -1), e destrorso (autovalore di elicità pari a +1) per l'antineutrino, $\bar{\nu}_R$.

I processi fisici dovuti all'interazione debole hanno sezioni d'urto (e dunque probabilità) molto piccole poiché l'energia disponibile per la reazione deve essere confrontabile con la massa dei bosoni mediatori. Il libero cammino medio dei neutrini nella materia assume perciò valori notevoli e grandi masse di rivelazione si rendono necessarie per effettuare esperimenti ad essi correlati. Per energie tra 0.1 e 100 GeV il meccanismo di scattering di neutrini sui nuclei atomici è caratterizzato da tre diverse categorie di processi [1]:

- *scattering elastico* o *quasi-elastico* (QE) nel quale i neutrini possono liberare nucleoni dal bersaglio: la distinzione tra “elastico” e “quasi-elastico” è legata rispettivamente ai processi di tipo NC e CC;
- *produzione di risonanze* (RES) nei quali i neutrini eccitano i nucleoni del bersaglio ad uno stato barionico risonante (Δ , N^*) il quale decade in diversi possibili stati mesonici finali (π , K);
- *scattering profondamente inelastico* (DIS) in cui data l'elevata energia disponibile, il neutrino è in grado di interagire con i singoli quark costituenti il nucleone con la conseguente produzione di sciami adronici.

Da un punto di vista teorico, sebbene opportune formulazioni siano state avanzate nella descrizione individuale dei tre tipi di processi, non si è ancora giunti ad una comprensione tale da rendere conto di come avvengano le transizioni dall'uno all'altro processo [1]. La gran parte dei dati relativi alle sezioni d'urto di neutrino nella regione energetica sopracitata sono dovute ai primi esperimenti di misura condotti negli anni '70 e '80 del secolo scorso con camere a bolle o a scintilla, che non erano in grado di analizzare più di qualche migliaio di eventi. Facendo riferimento alla Figura 1.3, che mostra le sezioni

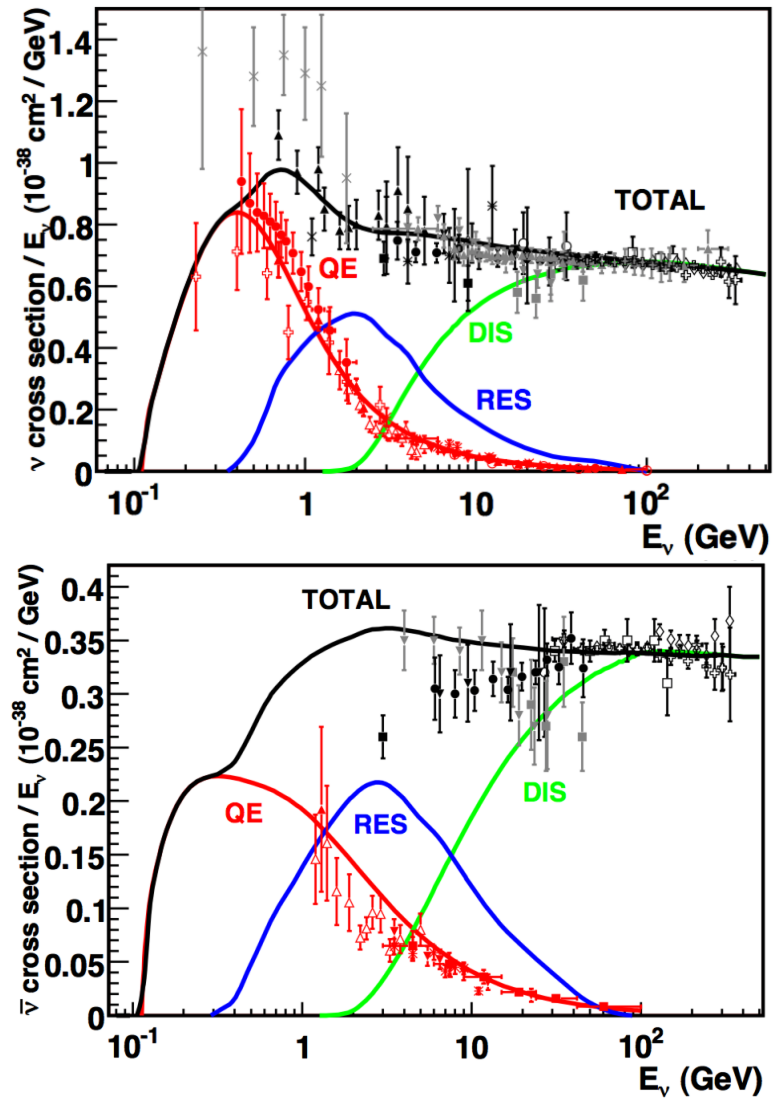


Figura 1.3: Sezione d'urto totale di neutrino e antineutrino in interazione con bersaglio isoscalare per nucleone divisa per l'energia del neutrino/antineutrino ed in funzione di essa [1] [2].

d'urto totali d'interazione con bersagli isoscalari per neutrini e antineutrini in funzione dell'energia, si possono notare alcune caratteristiche:

1. la sezione d'urto totale tende ad assumere un *andamento lineare* in funzione dell'energia del neutrino ed un tale effetto di “scaling” è una predizione del modello a partoni di Feynman nel caso in cui il meccanismo di scattering sia dominato dall'interazione “puntiforme” con i quark (DIS), condizione che viene a mancare per basse energie del neutrino (e dunque basso momento trasferito);
2. la sezione d'urto ad energie più basse non è generalmente misurata con la stessa precisione di quella ad energie maggiori a causa della limitata statistica e della difficoltà di descrivere con precisione i processi fisici inclusivi che intervengono;
3. le sezioni d'urto di antineutrino sono in genere misurate con minore precisione rispetto a quelle dei neutrini per via di una statistica inferiore e maggiore contaminazione da eventi di fondo.

1.2 La massa dei neutrini

Come già anticipato nel Modello Standard i neutrini hanno massa nulla. Le attuali misure sono state in grado di fornire solo limiti superiori. Alla precisione attuale i dati sono compatibili con l'ipotesi di massa nulla. Le stime sono riportate in Tabella 1.1. D'altra parte però non sussiste una giustificazione alla conservazione separata dei tre numeri leptonici L_e , L_μ e L_τ .

In meccanica quantistica ad ogni particella elementare è associato un campo determinato nel tempo e nello spazio. Il moto della particella viene descritto come un'onda che si genera da un'eccitazione del campo, il quale viene inteso come operatore quantomeccanico che può creare particelle a partire dallo stato di minima energia (detto “stato di vuoto”). Per i leptoni, che sono fermioni, il campo viene descritto dai cosiddetti spinori di Dirac, ovvero enti matematici simili a vettori a 4 componenti. Ciascuna componente è associabile ad una data particella (ed alla rispettiva antiparticella) in ognuno dei 2 possibili stati di spin (1/2). Di grande rilevanza per il campo è la proprietà quantistica denominata “chiralità”, che è un invariante di Lorentz ed è correlata in maniera non

Tabella 1.1: Intervalli di confidenza per le masse dei neutrini [3].

$m(\nu_e)c^2 < 2.05 \text{ eV}$	95% C.L.
$m(\nu_\mu)c^2 < 0.19 \text{ MeV}$	90% C.L.
$m(\nu_\tau)c^2 < 18.2 \text{ MeV}$	95% C.L.

banale all'elicità. L'operatore di parità (inversione delle coordinate spaziali) è in grado di invertire lo stato chirale del campo. In teoria quantistica dei campi a livello relativistico il leptone ed il corrispettivo antileptone, sinistrorsi e destrorsi, vengono definiti in termini di due campi denotati con ψ_x e ψ_x^C , dove ogni campo è un cosiddetto spinore di Weyl sinistrorso a 2 componenti ($x = e, \mu, \tau$). Le componenti sono tali per cui:

- ψ_x annichila un leptone sinistrorso x_L oppure crea un antileptone destrorso \bar{x}_R ;
- ψ_x^C annichila un antileptone sinistrorso \bar{x}_L oppure crea un leptone destrorso x_R .

Questi campi sono complessi e per determinare l'azione dei campi Hermitiano-coniugati ψ_x^\dagger e $(\psi_x^C)^\dagger$ è sufficiente scambiare i termini “annichila” e “crea” l'uno con l'altro. Per quanto concerne i neutrini, la massima violazione della parità da parte dell'interazione debole viene inferita dall'impossibilità fino a questo momento di osservare gli stati di neutrino destrorso e antineutrino sinistrorso. Nel Modello Standard il campo $\psi_{\nu_x}^C$ che potrebbe creare questi stati non è contemplato ed il neutrino è definito dal solo campo ψ_{ν_x} , che annichila un neutrino sinistrorso ν_{xL} oppure crea un antineutrino destrorso $\bar{\nu}_{xR}$. Ciò vale a dire che il bosone W , mediando l'interazione debole a CC, mette in relazione i soli campi ψ_x e ψ_{ν_x} . Gli stati x_L e ν_{xL} danno così luogo ad un doppietto di isospin debole I_W . Gli stati x_R e \bar{x}_L definiti dal campo ψ_x^C non si accoppiano con il W e non hanno carica di isospin debole: si definiscono dunque un singoletto di isospin debole; tuttavia essi recano ipercarica debole Y_W e carica elettrica, perciò si accoppiano con Z^0 e fotone. Allo stesso modo gli stati di neutrino descritti da $\psi_{\nu_x}^C$ sono un singoletto di isospin debole e sono anche elettricamente neutri ($Q = 0$); poichè vale la relazione $Q = I_{W,3} + Y_W/2$ deve essere pure $Y_W = 0$. Ne deriva che gli stati ν_{xR} e $\bar{\nu}_{xL}$ non si accoppiano né con il W , né con lo Z^0 , né con il fotone e non essendo pertanto misurabili sono denominati *neutrini sterili*. Un fermione con massa deve esistere in entrambi gli stati destrorso e sinistrorso poiché gli unici operatori di campo che restituiscono una massa non nulla per i fermioni sono i termini bilineari che invertono la chiralità della particella. Per fare un esempio, nella notazione a 2 componenti appena introdotta il termine di massa nella Lagrangiana per l'elettrone libero è esprimibile nella forma

$$m_e \psi_e^C \psi_e. \quad (1.1)$$

Un tale operatore annichila un elettrone sinistrorso e ne crea uno destrorso in un punto dello spazio-tempo, di modo che la carica elettrica della particella non cambi (Q si conserva) e nemmeno il suo numero leptonic (L_e si conserva). Nondimeno un tale operatore non è invariante sotto trasformazione di simmetria di isospin debole: il campo ψ_e fa riferimento ad un doppietto di isospin debole mentre il campo ψ_e^C è associabile ad un singoletto. La soppressione che ne consegue contrasta con l'evidenza che l'elettrone abbia massa. Il Modello Standard risolve la questione introducendo un'interazione dei campi fermionici con il campo scalare di Higgs h^0 . Il campo h^0 è il componente di un doppietto

di isospin debole di cui l'altro membro è il campo h^+ (l'apice indica la carica elettrica dello stato annichilato da ciascun campo). Il campo h^0 riveste un ruolo importante nel Modello Standard dal momento che il suo stato di minima energia non è uno stato di vuoto privo di particelle ma presenta un valor medio diverso da zero, in modo simile ad un condensato di Bose-Einstein. Questo valor medio, detto valore d'aspettazione nel vuoto (VEV) $\langle 0|h^0|0\rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$ rende conto dell'origine della massa. L'interazione del campo di Higgs con i leptoni ed i neutrini è data dai termini

$$\lambda_x \psi_x^C [\psi_{\nu_x}(h^+)^\dagger + \psi_x(h^0)^\dagger] \quad (1.2)$$

dove λ_x è la costante di accoppiamento di Yukawa e denota l'intensità dell'accoppiamento tra il campo di Higgs ed i fermioni. Il campo di Higgs costituisce un doppietto di isospin debole, cosicché l'invarianza secondo la simmetria di isospin debole è garantita. Inoltre poiché anche l'ipercarica debole è conservata, tutte le simmetrie del Modello Standard sono rispettate. Dato che il valore di aspettazione di h^0 è $\langle h^0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$, l'operatore in (1.2) contribuisce alla Lagrangiana totale del Modello Standard con un termine di tipo

$$\lambda_x \langle h^0 \rangle \psi_x^C \psi_x = \left(\lambda_x \frac{v}{\sqrt{2}} \right) \psi_x^C \psi_x. \quad (1.3)$$

Quest'ultimo è del tutto analogo all'operatore di massa di Dirac in (1.1) tranne per il fatto che ora la massa del leptone è data da

$$m_x = \lambda_x \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (1.4)$$

La massa dei fermioni ha dunque fondamento nell'interazione di Yukawa tra il campo che li descrive e il campo di Higgs. Ciò comporta che anche per i neutrini l'operatore di massa porti ad un'inversione di chiralità in caso esso dia luogo ad un valore di massa non nullo. Si potrebbe perciò introdurre un termine di massa di Dirac per i neutrini che rifletta quello posto per i leptoni, ovvero che abbia la forma $m_{\nu_x} \psi_{\nu_x}^C \psi_{\nu_x}$. Il Modello Standard non prevede però come detto l'esistenza del campo $\psi_{\nu_x}^C$; ciononostante, dal momento che il neutrino non ha carica elettrica, un possibile termine di massa per il campo ψ_{ν_x} assume forma $\frac{1}{2} m_{\nu_x} \psi_{\nu_x} \psi_{\nu_x}$: esso annichila un neutrino sinistrorso e crea un antineutrino destrorso, il che significa che è un termine di massa di Majorana, ovvero un termine di massa che muta una particella in un'antiparticella. Questo processo viola la conservazione del numero leptonico modificandolo di due unità, ma resta legittimo secondo il Modello Standard dal punto di vista del cambiamento di chiralità che provoca e della conservazione della carica elettrica. Nondimeno però viola la simmetria di isospin debole modificando l'ipercarica debole di due unità. Se ne conclude che nel Modello Standard minimale, che non include $\psi_{\nu_x}^C$ e incorpora il doppietto di Higgs menzionato,

non vi è modo di conferire massa ai neutrini.

Esiste una maniera semplice di restituire massa non nulla ai neutrini senza violare le simmetrie locali dell'interazione debole e si realizza senza aggiungere nuovi campi, ma introducendo una nuova interazione “efficace” con il campo di Higgs attraverso il termine

$$\frac{1}{M_{eff}}(h^0\psi_{\nu_x} - h^+\psi_x)^2. \quad (1.5)$$

Tale interazione efficace è invariante per simmetrie locali e produce un termine di massa di Majorana pari a $\frac{1}{M_{eff}}\langle h^0 \rangle^2\psi_{\nu_x}\psi_{\nu_x}$, che genera un valore di massa per il neutrino dato da

$$m_{\nu_x} = \frac{2\langle h^0 \rangle^2}{M_{eff}} = \frac{v^2}{M_{eff}}. \quad (1.6)$$

Un simile termine di massa modifica la chiralità da sinistrorsa a destrorsa, ma viola il numero leptonic. Il termine M_{eff} deve essere elevato così da assicurare che la massa del neutrino sia piccola. Il nuovo termine (1.5) è detto “efficace” perché può essere utilizzato per trattare la fisica ad energie molto inferiori a $M_{eff}c^2$, proprio come la teoria efficace di Fermi per il decadimento β costituisce una valida approssimazione alla descrizione dei processi deboli solamente ad energie molto inferiori a M_Wc^2 . Pertanto il termine di massa (1.6) introduce implicitamente una nuova scala della fisica a cui presumibilmente nuove particelle con masse dell'ordine di M_{eff} giocano un ruolo di rilevanza. Al di sotto di detta scala energetica (1.6) riporta gli effetti del cosiddetto meccanismo “see-saw” (altalena) per la generazione di piccole masse per i neutrini. Per capire di cosa si tratti è necessario partire da alcune considerazioni. Si può provare ad introdurre un campo di neutrino destrorso $\psi_{\nu_x}^C$, tale che esso annichili un antineutrino sinistrorso $\bar{\nu}_{xL}$ e crei un neutrino destrorso ν_{xR} . In tal modo è possibile definire un'interazione con il campo di Higgs del tutto analoga all'interazione (1.2) che dia ai neutrini la loro massa:

$$\lambda_{\nu_x}\psi_{\nu_x}^C[\psi_{\nu_x}(h^0) - \psi_x(h^+)]. \quad (1.7)$$

Di nuovo, poiché il campo di Higgs h^0 ha un valore d'aspettazione del vuoto non nullo, l'interazione in (1.7) restituirebbe un termine di massa di Dirac al neutrino:

$$m_{\nu_x} = \lambda_{\nu_x}\frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (1.8)$$

Come dar conto d'altra parte dell'evidenza che sia $m_{\nu_x} \ll m_x$? Una spiegazione potrebbe venire dal fatto che l'accoppiamento di Yukawa con il campo di Higgs sia molto più intenso per i leptoni che per i neutrini, ma ciò equivarrebbe a parametrizzare quel che è già evidente. Il primo modello consistente che desse conto di questo fatto venne fornito da M. Gell-Mann, P. Ramond e R. Slansky. In ragione di una serie di teorie che tentavano

di unificare le interazioni del Modello Standard, inclusa quella forte, essi osservarono che introducendo il campo di neutrino destrorso $\psi_{\nu_x}^C$ per formare un termine di massa di Dirac era possibile immettere anche un termine di massa di Majorana nella forma $\frac{1}{2}M\psi_{\nu_x}^C\psi_{\nu_x}^C$ senza violare le simmetrie locali del Modello Standard [4]. In più se M fosse stato sufficientemente grande, la risultante massa del neutrino sinistrorso sarebbe stata abbastanza piccola da rientrare nei limiti sperimentali. Per accorgersi di come ciò accada occorre riportare gli operatori che forniscono entrambi i termini di massa di Dirac e di Majorana:

$$\mathcal{L}_{massa} = \lambda_{\nu_x}[(h^0)\psi_{\nu_x} - (h^+)\psi_x]\psi_{\nu_x}^C + \frac{1}{2}M\psi_{\nu_x}^C\psi_{\nu_x}^C + \text{altri termini} \quad (1.9)$$

dove si assume che sia $\lambda_x \cong \lambda_{\nu_x}$. Questi termini aggiuntivi alla Lagrangiana originano i termini di massa

$$\mathcal{L}_{\nu_x\text{ massa}} = m_{\nu_x}\psi_{\nu_x}\psi_{\nu_x}^C + \frac{1}{2}M\psi_{\nu_x}^C\psi_{\nu_x}^C$$

dove m_{ν_x} è la stessa massa inferita in (1.8) a parte la nuova assunzione per cui $\lambda_x \cong \lambda_{\nu_x}$, che porta a $m_{\nu_x} \cong \lambda_x \frac{v}{\sqrt{2}}$. In altre parole la massa di Dirac del neutrino diventa all'incirca pari a quella del corrispondente leptone. Riscrivendo i due termini di massa in forma matriciale secondo quella che viene denominata “matrice di massa” si ha

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_x} & \psi_{\nu_x}^C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_{\nu_x} \\ m_{\nu_x} & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_x} \\ \psi_{\nu_x}^C \end{pmatrix}.$$

È chiaro che i campi ψ_{ν_x} e $\psi_{\nu_x}^C$ non descrivono stati di massa definita, ma piuttosto i due campi sono miscelati dall'interazione con il campo di Higgs. Diagonalizzando la “matrice di massa” si ottengono le masse dei neutrini fisici. La prima massa è molto piccola:

$$m_{\nu_{light}} \approx \frac{m_{\nu_x}^2}{M}$$

ed è la massa di Dirac ridotta dal rapporto $\frac{m_{\nu_x}}{M}$, la quale ha conferito al meccanismo il suo nome, “see-saw”. La seconda massa è molto grande:

$$m_{\nu_{heavy}} \approx M.$$

I campi corrispondenti a queste masse sono dati da:

$$\begin{cases} \psi_{\nu_{light}} \approx \psi_{\nu_x} + \left(\frac{m_{\nu_x}}{M}\right)\psi_{\nu_x}^C \approx \psi_{\nu_x} \\ \psi_{\nu_{heavy}} \approx \psi_{\nu_x}^C - \left(\frac{m_{\nu_x}}{M}\right)\psi_{\nu_x} \approx \psi_{\nu_x}^C \end{cases}.$$

Entrambi i campi definiscono particelle di Majorana, ovvero particelle che coincidono con le proprie antiparticelle, e la conservazione del numero leptonico può essere violata in processi che coinvolgano questi neutrini. Il neutrino leggero corrisponderebbe al neutrino osservato finora nei processi deboli, il quale è essenzialmente il campo di neutrino sinistrorso ψ_{ν_x} . Il campo di neutrino destrorso $\psi_{\nu_x}^C$ non dovrebbe essere osservato a basse energie: il suo effetto nella teoria a basse energie dovrebbe risultare quello di un operatore di massa efficace simile a (1.5), il quale attribuirebbe al neutrino una massa molto piccola ed indicherebbe la presenza di una nuova scala di fisica ad energie $M_{eff} = 2 \frac{M}{\lambda_{\nu_x}^2}$. Visto che M dovrebbe essere grande, molto più delle energie accessibili con gli esperimenti, è interessante notare come l'operatore di massa efficace in (1.5) approssimi i termini di “see-saw” in (1.9) per energie molto inferiori a M . Una volta tenuto conto del valore d'aspettazione nel vuoto del campo di Higgs, l'operatore (1.5) produce un termine di massa non rinormalizzabile (come visibile da Figura 1.4a) ed una massa di Majorana data da (1.6). Nel meccanismo “see-saw” il neutrino leggero acquista la sua massa attraverso lo scambio di un neutrino pesante, come mostrato da Figura 1.4b. Il diagramma in Figura 1.4b è approssimato da quello in Figura 1.4a ad energie inferiori a Mc^2 ed origina un termine di massa rinormalizzabile che coinvolge entrambe le masse di Dirac e di Majorana. Esso conduce per il neutrino alla massa

$$m_{\nu_{light}} = \frac{m_{\nu_x}^2}{M} \quad \text{con} \quad m_{\nu_x} = \lambda_{\nu_x} \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (1.10)$$

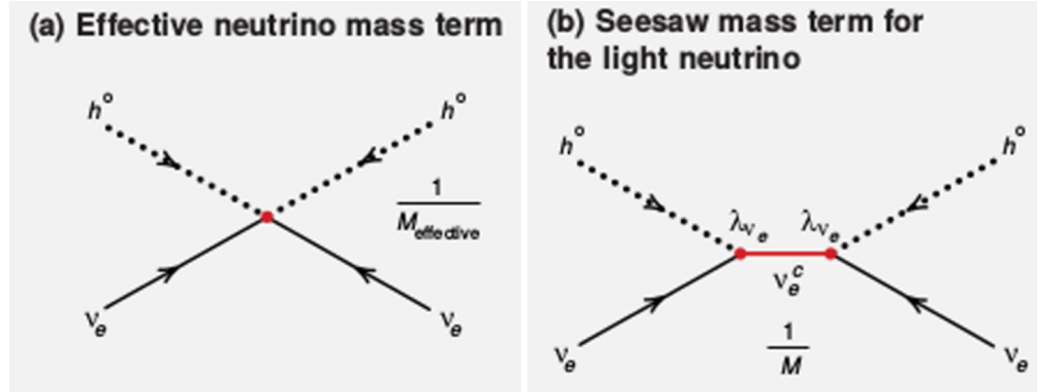


Figura 1.4: (a) Accoppiamento del neutrino elettronico con il campo di Higgs (limite di basse energie); (b) Accoppiamento del neutrino elettronico con il campo di Higgs tramite meccanismo “see-saw” [4].

1.3 Il Formalismo delle oscillazioni

Diverse evidenze sperimentali (di cui si parlerà nel paragrafo 1.4) hanno mostrato come i neutrini appartenenti ad una certa famiglia leptonica, dopo essere stati prodotti in un punto dello spazio-tempo, possano essere rivelati in un altro punto presentando una differente caratteristica di “sapore” leptónico. Ciò è reso possibile solo se si ammette che gli autostati di famiglia leptonica ν_e , ν_μ e ν_τ non coincidano con stati stazionari di massa definita, denotabili con ν_1 , ν_2 e ν_3 , e giustificabili in base alle considerazioni mosse nel paragrafo 1.2. Gli stati di sapore leptónico sarebbero così assimilabili a sovrapposizioni quantistiche degli autostati di massa. Attraverso una trasformazione unitaria sarebbe quindi possibile passare da una base di autostati all'altra mediante combinazioni lineari:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k} |\nu_k\rangle \quad , \quad |\nu_k\rangle = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} U_{\alpha k}^* |\nu_\alpha\rangle . \quad (1.11)$$

La formulazione è analoga a quella adoperata per i quark con la matrice di mescolamento CKM. La matrice unitaria U viene definita matrice PMNS dai nomi del fisico B. Pontecorvo (che nel 1957 avanzò l'ipotesi di un'oscillazione per gli stati di neutrino/antineutrino analoga a quella del sistema $K^0 - \bar{K}^0$ [6] e nel 1967 propose il fenomeno di oscillazione di sapore leptónico [7]) e dei giapponesi Maki, Nakagawa e Sakata (che diedero un contributo allo sviluppo della teoria nel 1962 [8]). La trasformazione U si può esprimere in funzione di tre rotazioni rappresentabili tramite tre angoli di mixing (denotabili con θ_{12} , θ_{23} e θ_{13}) e di fattori di fase (Figura 1.5). Se i neutrini sono particelle di Dirac allora relativamente alle funzioni d'onda degli stati è possibile assorbire tutti i

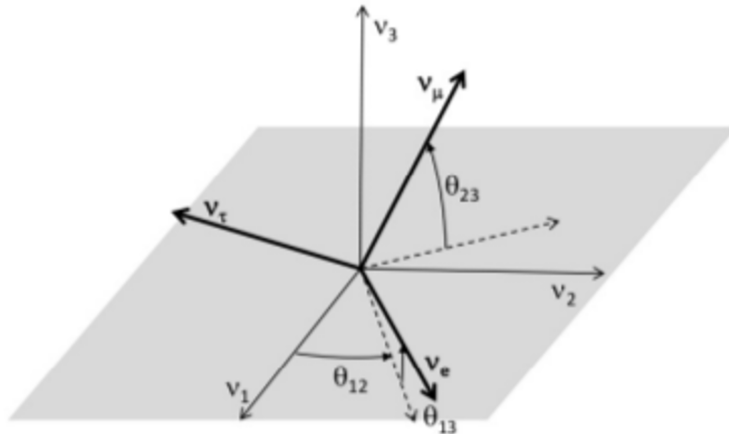


Figura 1.5: Rotazioni che compongono il meccanismo di mixing di neutrino ($\theta_{23} \sim 45^\circ$, $\theta_{12} \sim 40^\circ$, $\theta_{13} < 9^\circ$)[5].

fattori di fase eccetto uno (come nel caso dei quark), mentre se neutrino ed antineutrino sono la stessa particella (di Majorana) allora due fasi aggiuntive ϕ_1 e ϕ_2 diventano osservabili. In definitiva ponendo $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ e $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ la matrice U può essere scritta

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{+i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & -s_{12} & 0 \\ s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\phi_2} \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Le fasi ϕ_1 e ϕ_2 sono irrilevanti nella descrizione dei fenomeni di oscillazione nel vuoto o nella materia e sono unicamente osservabili nel processo di doppio decadimento β senza neutrini (processo la cui esistenza proverebbe la natura di particella di Majorana per il neutrino). La fase δ invece, ponendo che sia $\delta \neq 0$ e $\delta \neq \pi$, induce effetti di violazione della simmetria \mathcal{CP} . Assumendo non vi siano condizioni di degenerazione tra le masse m_1 , m_2 e m_3 dei tre autostati di massa, questi ultimi si propagheranno nello spazio-tempo con fasi differenti poiché nel vuoto vale

$$|\nu_k(t)\rangle = |\nu_k(0)\rangle e^{-iE_k t} \quad (1.13)$$

dove in unità naturali $E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2}$. Ne segue che la combinazione lineare di autostati all'istante iniziale non si mantiene coerente nel tempo, provocando un cambiamento di famiglia leptonica per la particella che si propaga con eventuale produzione di fenomeni di modificazione periodici (per questo si parla di oscillazione). La tipologia di oscillazione appena descritta avviene sia nel vuoto che nella materia, ma per la specifica propagazione nella materia è presente una particolarità dovuta al fenomeno dinamico di interazione dei neutrini elettronici con gli elettroni atomici. Quest'ultimo fenomeno è particolarmente osservabile in caso di lunghi percorsi di propagazione e di alta densità di materia e fu studiato nel 1978 da Wolfenstein [9] e nel 1985 da Mikheyev e Smirnov [10] (ragion per cui è denominato "effetto MSW"). È ragionevole e pratico partire dall'analisi teorica di un modello di oscillazione che coinvolga solamente due stati di particella.

1.3.1 Oscillazione a due sapori (nel vuoto)

Se si suppone vi siano due possibili autostati dell'interazione debole, $|\nu_\alpha\rangle$ e $|\nu_\beta\rangle$, insieme con due autostati di massa definita, $|\nu_1\rangle$ e $|\nu_2\rangle$, allora, posto che l'unico angolo di mescolamento presente sia θ , vale

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (1.14)$$

Richiamando ora la formula (1.13) che parametrizza l'evoluzione temporale nel vuoto degli autostati di massa, si ottiene che per un determinato istante $t \neq 0$ gli stati di

particella osservati sono dati da

$$\begin{cases} |\nu_\alpha(t)\rangle = \cos\theta |\nu_1(0)\rangle e^{-iE_1t} + \sin\theta |\nu_2(0)\rangle e^{-iE_2t} \\ |\nu_\beta(t)\rangle = -\sin\theta |\nu_1(0)\rangle e^{-iE_1t} + \cos\theta |\nu_2(0)\rangle e^{-iE_2t} \end{cases} \quad (1.15)$$

Nel caso specifico in cui a $t = 0$ siano presenti solo neutrini di tipo α si ha

$$|\nu_\beta(0)\rangle = 0 \Rightarrow -\sin\theta |\nu_1(0)\rangle + \cos\theta |\nu_2(0)\rangle = 0 \Rightarrow \sin\theta |\nu_1(0)\rangle = \cos\theta |\nu_2(0)\rangle$$

perciò $|\nu_\alpha(t)\rangle = \cos\theta |\nu_1(0)\rangle e^{-iE_1t} + \sin\theta \tan\theta |\nu_1(0)\rangle e^{-iE_2t}$.

Per i ν_α all'istante $t \neq 0$ si avrà dunque che il prodotto scalare $\langle \nu_\alpha(t) | \nu_\alpha(0) \rangle$ (proiezione dello stato iniziale sullo stato finale nello spazio di Hilbert) sarà

$$\begin{aligned} & (\cos\theta \langle \nu_1(0) | e^{iE_1t} + \sin\theta \tan\theta \langle \nu_1(0) | e^{iE_2t} \rangle (\cos\theta |\nu_1(0)\rangle + \sin\theta \tan\theta |\nu_1(0)\rangle) = \\ & = \langle \nu_1(0) | \nu_1(0) \rangle (\cos^2\theta e^{iE_1t} + \sin^2\theta e^{iE_1t} + \sin^2\theta e^{iE_2t} + \sin^2\theta \tan^2\theta e^{iE_2t}) = \\ & = \langle \nu_1(0) | \nu_1(0) \rangle [e^{iE_1t} + \sin^2\theta (1 + \tan^2\theta) e^{iE_2t}] = \\ & = \langle \nu_1(0) | \nu_1(0) \rangle (e^{iE_1t} + \tan^2\theta e^{iE_2t}), \end{aligned}$$

e poiché $|\nu_\alpha(0)\rangle = \cos\theta |\nu_1(0)\rangle + \sin\theta \tan\theta |\nu_1(0)\rangle = \cos^{-1}\theta |\nu_1(0)\rangle$ e dunque $\langle \nu_1(0) | \nu_1(0) \rangle = \langle \nu_\alpha(0) | \nu_\alpha(0) \rangle \cos^2\theta = \cos^2\theta$ si ottiene

$$\langle \nu_\alpha(t) | \nu_\alpha(0) \rangle = \cos^2\theta e^{iE_1t} + \sin^2\theta e^{iE_2t}. \quad (1.16)$$

La probabilità di osservare lo stato finale, e dunque la probabilità di sopravvivenza dei ν_α , è data da

$$\begin{aligned} P_{\alpha \rightarrow \alpha}(t) & = |\langle \nu_\alpha(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 = (\cos^2\theta e^{-iE_1t} + \sin^2\theta e^{-iE_2t}) (\cos^2\theta e^{iE_1t} + \sin^2\theta e^{iE_2t}) = \\ & = \cos^4\theta + \sin^4\theta + \cos^2\theta \sin^2\theta (e^{i(E_2-E_1)t} + e^{-i(E_2-E_1)t}) = \\ & = \cos^4\theta + \sin^4\theta + 2\cos^2\theta \sin^2\theta \cos[(E_2 - E_1)t] = 1 - 2\cos^2\theta \sin^2\theta \{1 - \cos[(E_2 - E_1)t]\} = \\ & = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 [(E_2 - E_1)t/2]. \end{aligned} \quad (1.17)$$

Dalla probabilità complementare si ricaverà la probabilità di oscillazione dello stato α in β al tempo t :

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(t) = 1 - P_{\alpha \rightarrow \alpha}(t) = |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 [(E_2 - E_1)t/2]. \quad (1.18)$$

Indicando $k = 1, 2$, poiché si è detto la massa dei neutrini essere molto piccola, è possibile adottare l'assunzione $m_k \ll E_k$, il che rende valida l'approssimazione $E_k \simeq p + \frac{m_k^2}{2p}$. Per questo il termine $\sin^2 [(E_2 - E_1)t/2]$, che rappresenta la modulazione del-

la probabilità di oscillazione nel tempo, si può riscrivere come $\sin^2 \left[\left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{4p} \right) t \right] \simeq$

$\sin^2 \left[\left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{4E} \right) t \right]$. Il termine $\sin^2 2\theta$ invece è indicativo dell'intensità dell'accoppiamento tra gli stati osservabili α e β . In unità naturali è possibile intercambiare la coordinata temporale t con quella spaziale L , che denota la distanza percorsa dalla particella rispetto alla sorgente. Effettuando le opportune conversioni e indicando la differenza dei quadrati delle masse con $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ si ha

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left[1.27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] \times L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right]. \quad (1.19)$$

1.3.2 Oscillazione a tre sapori (nel vuoto)

La situazione si fa più complessa nel momento in cui vengono considerati anche il terzo autostato di sapore leptonic ed il terzo autostato di massa. In questo caso la probabilità di oscillazione tra due famiglie leptoniche arbitrarie (per es. α e β) deve tenere conto del fatto che l'apparizione di entrambi i sapori non inizialmente presenti può in principio avvenire, pertanto $P_{\alpha \rightarrow \beta}$ dipenderà da più termini oscillatori (sempre in funzione di L/E). Il miscelamento tra gli stati di massa è ora regolata dalla matrice unitaria PMNS (paragrafo 1.3) e dunque la dipendenza sarà dai tre angoli θ_{12} , θ_{23} e θ_{13} e dai fattori di fase. Tuttavia esistono circostanze per cui il fenomeno di oscillazione a tre sapori può essere ben descritto attraverso le formulazioni ottenute per il caso con una famiglia in meno. Se infatti l'autostato di sapore originario risulta quasi completamente costituito da una combinazione lineare esclusiva di due autostati di massa, allora l'oscillazione si presenterà tra l'autostato leptonic iniziale e la combinazione lineare dei due autostati di massa che prendono parte al mixing ad esso ortogonale. Le tre differenze dei quadrati di massa Δm_{jk}^2 con $j, k = 1, 2, 3$ sono tra loro linearmente dipendenti poiché $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{13}^2 = 0$; nel caso in cui una di esse sia molto più piccola delle altre due (si ponga per es. $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{23}^2 \simeq \Delta m_{13}^2$), allora per valori di $\frac{L}{E} \approx \frac{1}{\Delta m_{13}^2} \ll \frac{1}{\Delta m_{12}^2}$ si otterrà che l'oscillazione causata da Δm_{12}^2 non riuscirà a manifestarsi, poiché a parità di energia richiederebbe distanze di propagazione molto grandi. Una tale configurazione si verifica nel caso dei neutrini atmosferici (Δm_{atm}^2) rispetto a quelli solari (Δm_{\odot}^2), per cui vale la relazione $\Delta m_{atm}^2 \gg \Delta m_{\odot}^2$. Questo significa che la presenza di una particolare relazione tra le differenze dei quadrati delle masse dei neutrini permette di evitare una trattazione troppo complicata: la probabilità di oscillazione di ν_{α} in ν_{β} per piccoli valori del rapporto L/E si può così approssimare con [11]

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = 4|U_{\alpha 3}|^2|U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2}{4E} L \right). \quad (1.20)$$

Tale probabilità oscilla con una frequenza che è la stessa indipendentemente dai valori di α e β e riproduce la formula di oscillazione a due sapori; inoltre dipende esclusivamente

dai termini nella terza colonna della matrice di mixing ($c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$):

$$P_{e \rightarrow \mu} = 4|U_{e3}|^2|U_{\mu3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2}{4E} L \right) = s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2}{4E} L \right), \quad (1.21)$$

$$P_{e \rightarrow \tau} = 4|U_{e3}|^2|U_{\tau3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2}{4E} L \right) = c_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2}{4E} L \right), \quad (1.22)$$

$$P_{\mu \rightarrow \tau} = 4|U_{\mu3}|^2|U_{\tau3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2}{4E} L \right) = c_{13}^2 \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2}{4E} L \right). \quad (1.23)$$

Il valore misurato per θ_{13} è inferiore ai 10° , perciò approssimando $\sin^2 2\theta_{13} \simeq 0$ si otterrà che le prime due probabilità in (1.21) e (1.22) saranno nulle e solo la terza in (1.23) resterà diversa da zero [11]. Quest'ultima situazione è quella tipica dei neutrini atmosferici, per cui $\Delta m_{13}^2 \simeq \Delta m_{23}^2 \simeq \Delta m_{atm}^2$ e $\theta_{23} \simeq \theta_{atm}$, e praticamente solo le oscillazioni tra ν_μ e ν_τ assumono rilevanza. Nel caso in cui si abbia $\frac{\Delta m_{13}^2}{4E} L \gg 1$ e valga sempre la condizione $\Delta m_{13}^2 \simeq \Delta m_{23}^2$, allora si riproduce ciò che effettivamente si manifesta per i neutrini elettronici prodotti da reattori nucleari, per i quali le oscillazioni su breve distanza sono attive ed osservabili unicamente attraverso il valore medio. Al contrario le oscillazioni a lunga distanza diventano maggiormente visibili e la probabilità di sopravvivenza dei neutrini elettronici vale [11]

$$P_{e \rightarrow e} \simeq c_{13}^4 \left[1 - 2 \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E} L \right) \right] + s_{13}^4. \quad (1.24)$$

Poiché come già accennato il valore di θ_{13} è $< 10^\circ$, si possono effettuare le approssimazioni $c_{13} \simeq 1$ e $s_{13} \simeq 0$, di modo che la probabilità in (1.24) diviene formalmente identica alla probabilità di oscillazione per due sapori in (1.19). Nel contesto delle oscillazioni a tre sapori i neutrini solari rivestono un ruolo rilevante, dal momento che per essi entra in gioco il meccanismo di oscillazione dovuto all'interazione con la materia ad alta densità elettronica all'interno della stella (ha buona validità la relazione $\theta_{12} = \theta_\odot$).

1.3.3 Oscillazione a tre sapori (nella materia)

Si era già menzionato l'effetto di interazione dei neutrini con la materia noto come "effetto MSW". Esso si compone di due fasi, la diffusione coerente in avanti dei neutrini sui bersagli atomici in dipendenza dal sapore leptonic (che non produce di per sé un cambiamento di sapore ed è assimilabile ad un fenomeno di rifrazione più accentuato per i ν_e) e la propagazione incoerente degli autostati di massa diversa. Da un punto di vista quanto-meccanico il problema può essere trattato tramite un'equazione di Schroedinger che descrive l'evoluzione temporale di un vettore 3-dimensionale (gli autostati leptonic) in cui l'Hamiltoniana efficace è data da un termine di vuoto con l'aggiunta di un potenziale addizionale dovuto al fenomeno di diffusione coerente in avanti. Questo potenziale

non assume la medesima forma per tutti gli autostati leptonici dal momento che il ν_e è coinvolto in processi che non interessano il ν_μ e il ν_τ , quale lo scambio di un bosone W con gli elettroni atomici: la differenza che si instaura nell'energia potenziale a favore del ν_e è fornita dal termine $V_{MSW} = \sqrt{2}N_e G_F$, con N_e densità elettronica nella materia e G_F costante di Fermi dell'interazione debole [11]. Nel caso dei neutrini nel Sole l'effetto MSW influenza la propagazione dal centro della stella (dove vengono prodotti come ν_e) alla superficie, con conseguenze più rilevanti per particelle di alta energia (sebbene V_{MSW} non dipenda dall'energia è necessario tenere conto del termine di mescolamento $\frac{\Delta m_\odot^2}{4E}$). In un mezzo permeato da materia con densità elettronica N_e il legame sussistente tra autostati di massa e di famiglia leptonica sarà dovuto a combinazioni lineari con coefficienti dipendenti da N_e . Una tale evidenza renderà possibili (in virtù di determinate ipotesi) particolari eventi di "risonanza". Se ad esempio al centro del Sole vale $\frac{\Delta m_\odot^2}{4E} \ll V_{MSW}$, allora i neutrini, che attraversano $\simeq 10^6$ km di materia solare con densità elettronica variabile entro diversi ordini di grandezza, possono emergere dalla superficie stellare come puro autostato ν_2 ed in tal caso non oscillano più nel loro percorso di propagazione verso la Terra [11]. Considerando come valida l'approssimazione a due sapori fatta in (1.24) per ν_e che si propagano a grande distanza, si avrà che, ponendo l'angolo di mixing quale θ_\odot , gli autostati leptonici in funzione del tempo saranno dati da

$$\begin{cases} |\nu_e(t)\rangle = \cos \theta_\odot |\nu_1(0)\rangle e^{-iE_1 t} + \sin \theta_\odot |\nu_2(0)\rangle e^{-iE_2 t} \\ |\nu_\mu(t)\rangle = -\sin \theta_\odot |\nu_1(0)\rangle e^{-iE_1 t} + \cos \theta_\odot |\nu_2(0)\rangle e^{-iE_2 t} \end{cases} \quad (1.25)$$

Nel caso attuale a $t = 0$ (istante in cui il neutrino parte dalla superficie del Sole) sono presenti solo ν_2 . Pertanto dato che $|\nu_1(0)\rangle = 0$ sarà anche $|\nu_e(t)\rangle = \sin \theta_\odot |\nu_2(0)\rangle e^{-iE_2 t}$. Ad un istante $t \neq 0$ sulla Terra sarà possibile misurare la presenza di ν_e , perciò proiettiamo lo stato finale $|\nu_e(t)\rangle$ su quello iniziale $|\nu_2(0)\rangle$ ottenendo il prodotto scalare

$$\langle \nu_e(t) | \nu_2(0) \rangle = \sin \theta_\odot \langle \nu_2(0) | \nu_2(0) \rangle e^{iE_2 t}.$$

La probabilità di osservare sulla Terra il neutrino elettronico coinciderà con

$$P_{e \rightarrow e}^{MSW} = |\langle \nu_e(t) | \nu_2(0) \rangle|^2 = \sin^2 \theta_\odot |\langle \nu_2(0) | \nu_2(0) \rangle|^2 = \sin^2 \theta_\odot. \quad (1.26)$$

Con opportuni valori dei parametri Δm_\odot^2 e θ_\odot si riesce a dare conto dei dati sperimentali. In linea di principio il ν_2 potrebbe oscillare anche negli altri due stati di famiglia leptonica ν_μ e ν_τ , ma lo spazio fasi disponibile impedisce che questi ultimi vengano rivelati (l'energia del centro di massa è insufficiente per la creazione dei leptoni μ e τ in CC).

1.4 Quadro sperimentale attuale

Per comprendere in maniera adeguata lo stato dell'arte delle conoscenze relative ai neutrini è opportuno ripercorrere brevemente le recenti fasi storiche di misurazione sperimentale e progressiva comprensione del fenomeno di oscillazione.

1.4.1 Neutrini solari

Richiamando quanto esposto nel paragrafo 1.3.3, proprio dallo studio dei flussi di neutrini provenienti dal Sole arrivò negli anni '60 del secolo scorso il primo indizio di una discrepanza con le ipotesi elaborate in funzione del Modello Standard. Un *rate* significativamente inferiore alle attese venne misurato dagli esperimenti radiochimici a bersaglio di Cl e venne confermato poi negli anni '80 da quelli a bersaglio di Ga , sensibili a gran parte delle componenti dello spettro energetico (GALLEX, SAGE e GNO), oltre che da esperimenti a bersaglio di H_2O basati sull'effetto di radiazione Čerenkov come Kamiokande. Questa evidenza fu interpretata come possibile manifestazione del fenomeno di oscillazione dei ν_e prodotti dal Sole nel percorso di propagazione verso la Terra, e la conferma definitiva giunse tra il 2001 ed il 2002 grazie all'esperimento SNO (basato sull'effetto Čerenkov in un bersaglio di 1 kton di acqua pesante, D_2O). In particolare venne dimostrato come il difetto riguardasse unicamente il flusso di ν_e (che interagiscono in CC), mentre considerando il flusso totale (esaminando anche le interazioni in NC) non si registravano anomalie rispetto al Modello Standard del Sole. Le reazioni prese in considerazione per la rivelazione dei neutrini (ad energia di qualche MeV, originati dal decadimento β^+ del 8B) furono di tre tipi:

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \text{ (CC)}, \quad \nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \text{ (NC)}, \quad \nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \text{ (ES)}.$$

La prima reazione coinvolge unicamente i ν_e , la seconda ha sezione d'urto indipendente dal sapore leptonico del neutrino, mentre l'ultima è circa 6 volte più probabile per i ν_e rispetto ai ν_μ e ν_τ . Ne risultò un rapporto tra flussi pari a $\frac{\Phi_{CC}}{\Phi_{NC}} = 0.34 \pm 0.02_{stat} \pm 0.03_{sys}$, spiegabile unicamente con la presenza di un effetto MSW (paragrafo 1.3.3) ed elevato miscelamento tra autostati di massa ($\theta_\odot \simeq 33^\circ$, $\Delta m_\odot^2 \simeq 7 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$).

1.4.2 (Anti)neutrini da reattori nucleari

Per introdurre un riferimento indipendente rispetto ai neutrini solari si pensò di studiare i flussi di $\bar{\nu}_e$ prodotti in maniera consistente dai reattori nucleari ($E_\nu \simeq 1 \text{ MeV}$) e che, in base al modello delle oscillazioni, avrebbero dovuto mostrare comportamenti assimilabili a quelli dei ν_e . Effetti osservabili sarebbero dovuti occorrere entro distanze $L \approx \frac{E_\nu}{\Delta m_\odot^2} \approx 100 \text{ km}$. Gli esperimenti KamLAND e Borexino hanno mostrato come l'oscillazione possa essere registrata rispettivamente per $\bar{\nu}_e$ provenienti da reattori nucleari e da decadimenti di 7B a bassa energia nel Sole, ed insieme al complesso di esperimenti da reattori hanno sostanzialmente confermato i parametri di mixing e di differenza dei quadrati di massa restituiti in base allo studio del Sole.

1.4.3 Neutrini atmosferici

Una riduzione del flusso atteso fu osservata anche da esperimenti di studio dei neutrini atmosferici, che vengono creati dai raggi cosmici primari come conseguenza del decadimento debole dei prodotti di interazione con i nuclei degli elementi presenti in alta atmosfera. Essi costituiscono un ottimo esempio per lo studio delle oscillazioni di sapore, sia per l'ampio spettro energetico che li caratterizza ($\simeq 0.1 \div 100$ GeV), che per la variabilità di distanza percorsa ($\simeq 10 \div 13000$ km). Poiché mediamente i neutrini di alta energia ($\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ e $\nu_e/\bar{\nu}_e$) vengono prodotti ad un'altitudine di ~ 15 km, ci si aspetta di osservare a livello del mare un rapporto tra ν_μ e ν_e di circa 2 (in un intervallo di energie limitato). Qualche contraddizione sorse dal fatto che gli esperimenti IMB e Kamiokande [12] osservarono un'anomalia in tale rapporto (Kamiokande sovrastimò addirittura il parametro di differenza dei quadrati di massa a $\Delta m_{23}^2 = 16 \cdot 10^{-3}$ eV² con mescolamento massimale), ma l'ipotesi di oscillazione venne esclusa dagli esperimenti basati su calorimetri a tracciamento NUSEX e Fréjus e dall'esperimento con rivelatori a scintillazione Baksan. Tutti questi esperimenti erano intesi a rivelare un eventuale decadimento del protone e, relativamente alla loro ricerca, le interazioni dei neutrini atmosferici costituivano eventi di fondo. Nel 1998 l'esperimento Soudan-2 confermò l'anomalia e fornì una stima della differenza dei quadrati di massa a $\Delta m_{23}^2 = 5.2 \cdot 10^{-3}$ eV² con mescolamento massimale e, contemporaneamente, gli esperimenti Super-Kamiokande [13] (con massa "fiduciale" di 22.5 kton di H_2O e rivelatori Čerenkov) e MACRO [14] (dotato di rivelatori a scintillazione e tubi a streamer), riportarono, rispetto alle previsioni Monte Carlo, l'osservazione di un *deficit* nel flusso di muoni da interazione CC di ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ in atmosfera, nonché di una distorsione nella loro distribuzione angolare (Figura 1.6); evidenza che non si presentava invece limitatamente alle distribuzioni per ν_e e $\bar{\nu}_e$. Ciò risultò compatibile con uno scenario dominante di oscillazioni del tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e parametri $\Delta m_{23}^2 = 2.3 \cdot 10^{-3}$ eV² e $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ (Figura 1.7 e Figura 1.8).

1.4.4 Neutrini da acceleratori

Per poter migliorare la precisione nello studio dei parametri delle oscillazioni portando misure indipendenti degli stessi, divenne importante la predisposizione di esperimenti basati sulla propagazione di un fascio di neutrini lungo una distanza fissata ad energie opportunamente stabilite, con eventualmente rivelatori che permettessero di osservare la composizione del fascio prima e dopo la propagazione (per esperimenti di "scomparsa"). In tal modo era anche possibile aprire alla prospettiva di identificare la presenza di neutrini di famiglia leptonica diversa da quella del sistema di particelle originario. Si poteva cioè pensare di predisporre una modalità di esperimento di "apparizione", sensibile alla misura di $P_{\alpha \rightarrow \beta}$ con $\alpha \neq \beta$, e non più di $P_{\alpha \rightarrow \alpha}$ (probabilità di "scomparsa" ovvero di diminuzione del numero di neutrini di un certo sapore leptonico). Assumendo per la differenza dei quadrati di massa di neutrini atmosferici un valore $\Delta m_{atm}^2 = \Delta m_{23}^2 \simeq 2 \cdot 10^{-3}$

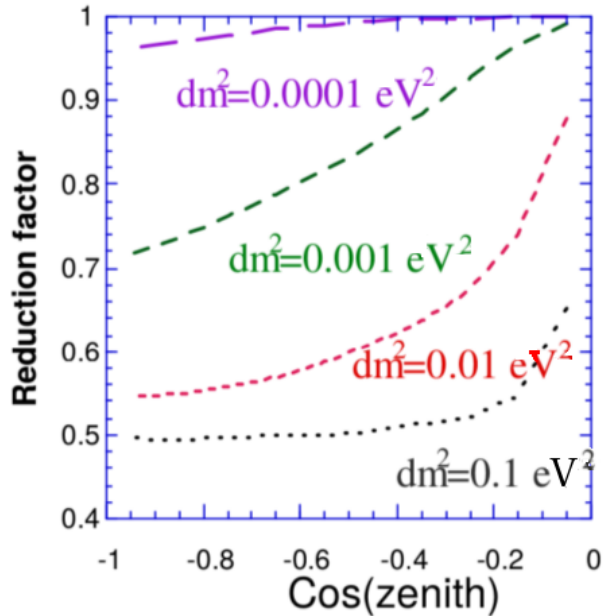


Figura 1.6: Fattore di riduzione nel numero di muoni up-going con energie superiori ad 1 GeV in funzione del valore di Δm_{23}^2 per l'esperimento MACRO (dati simulati).

eV^2 e mescolamento massimale, per particelle ν_μ ad energie $E_\nu \approx 1$ GeV si può pensare di rivelare effetti significativi per il canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ a distanze $L \approx \frac{E_\nu}{\Delta m_{23}^2} \approx 500$ km.

L'idea fu dunque quella di costruire fasci di neutrini prodotti dall'urto di protoni accelerati ad energia di qualche decina di GeV su bersaglio fisso. I mesoni π e K originati dalla collisione vengono focalizzati da lenti magnetiche (*horns*) e fatti passare lungo un tunnel dell'ordine del km, dove decadono e danno luogo ai neutrini.

I rivelatori del fascio così generato sono disposti l'uno (*near detector*) entro qualche centinaio di m dalla sorgente (per misurare lo spettro energetico e la normalizzazione del fascio) e l'altro (*far detector*) a qualche centinaio di km.

L'esperimento K2K, sfruttando i neutrini provenienti dagli acceleratori del KEK e l'apparato di rivelazione di Super-Kamiokande a distanza di $\simeq 250$ km, è stato in grado di osservare una significativa sparizione di ν_μ assieme con la distorsione dello spettro energetico, confermando i parametri di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ noti [16] (gli effetti di distorsione spettrale e la regione di confidenza per i parametri sono mostrati in Figura 1.9).

Allo stesso modo l'esperimento MINOS, utilizzando il fascio ad energia media di 3.7 GeV prodotto dai protoni accelerati a 120 GeV al Fermilab Main Injector (NuMI) con il rivelatore posto nel sito minerario di Soudan a distanza di 735 km, e grazie alla possibilità di modificare la distanza tra bersaglio e magneti focalizzanti variando lo spettro energetico,

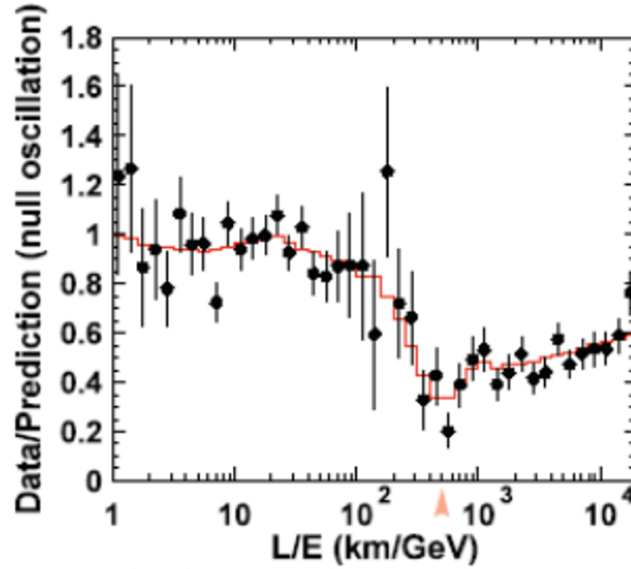


Figura 1.7: Rapporto tra dati misurati e simulati in funzione del rapporto L/E_ν per l'esperimento Super-Kamiokande. La linea rossa indica i valori previsti dalla simulazione con ipotesi di oscillazione a valori $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ e mescolamento massimale [15].

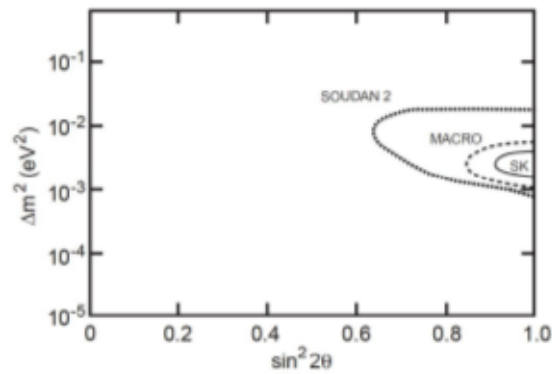


Figura 1.8: Regioni permesse per i parametri di oscillazione del canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ al 90% di livello di confidenza (CL) per gli esperimenti Super-Kamiokande, MACRO e Soudan-2.

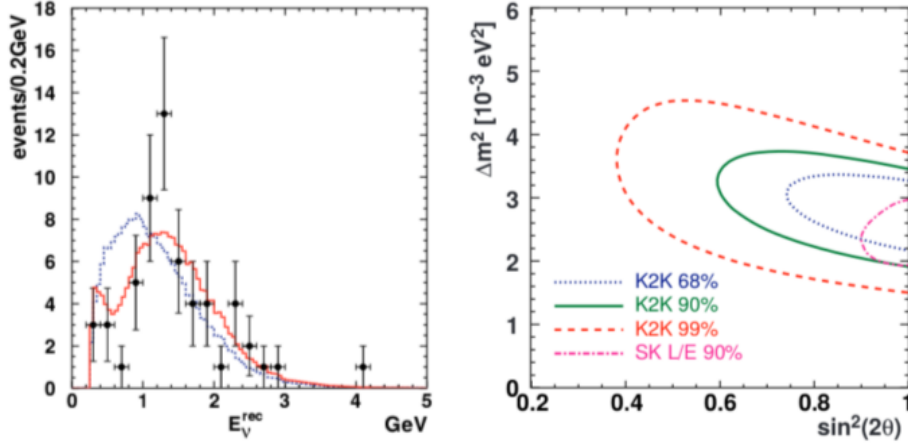


Figura 1.9: A sinistra: ricostruzione dello spettro energetico di 58 eventi rivelati da K2K; la linea rossa rappresenta il best fit Monte Carlo in presenza di oscillazioni. A destra: confronto tra i risultati di K2K e Super-Kamiokande [16].

ha consolidato l'ipotesi di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ con migliore statistica. T2K, esperimento di seconda generazione a lunga distanza di propagazione del fascio, ha misurato un eccesso di eventi di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ con una significatività di 7.5σ ed ha fornito per l'angolo $\sin^2 \theta_{13}$ un intervallo di confidenza al 90% dato da $0.034 < \sin^2 \theta_{13} < 0.190$ [17]. Negli Stati Uniti l'esperimento NO ν A è in funzione in posizione *off-axis* sul fascio NuMI potenziato proveniente dal Fermilab per studiare sia la scomparsa di ν_μ che l'apparizione di ν_e (Figura 1.10).

Durante gli anni '90 vennero realizzati gli esperimenti CHORUS e NOMAD, finalizzati ad osservare l'apparizione di ν_τ con l'obiettivo di studiare la cosiddetta "regione di rilevanza cosmologica" per valori della differenza dei quadrati di massa a $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2$. CHORUS e NOMAD, utilizzando due diverse tecniche di rivelazione del ν_τ su una distanza di propagazione del fascio di neutrini minore di 1 km e con un'energia media del fascio di circa 30 GeV, esclusero l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ per $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2$.

1.4.5 L'angolo di mixing θ_{13}

L'angolo di mixing θ_{13} è legato alla fase δ di violazione di \mathcal{CP} dal termine $U_{e3} = \sin \theta_{13} e^{i\delta}$ nella matrice PMNS. I primi esperimenti ai reattori nucleari a studiare il fenomeno di scomparsa dei $\bar{\nu}_e$ furono CHOOZ e Palo Verde, che poterono stabilire solo limiti sull'oscillazione $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ a livello di $\Delta m^2 > 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta_{13} > 0.1$. Più di recente gli esperimenti Daya Bay, Double Chooz e RENO, usando una serie di reattori nucleari in grado di produrre intensi fasci di $\bar{\nu}_e$ a bassa energia e di rivelatori ottimizzati, hanno determinato il valore dell'angolo θ_{13} . Facendo una media delle misure ottenute si ottiene

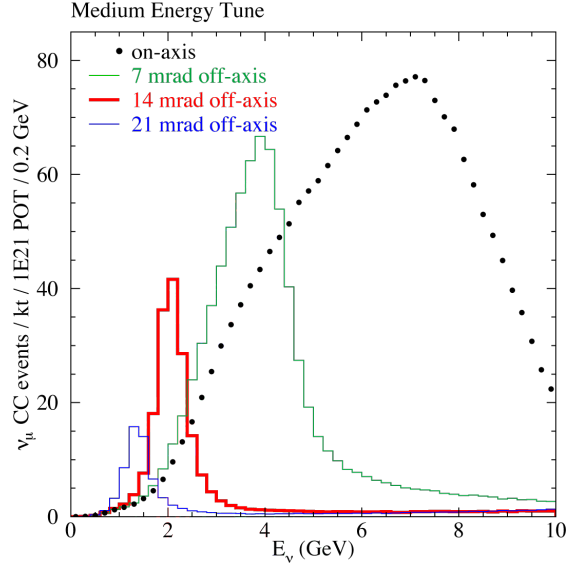


Figura 1.10: *Rate di eventi da interazione ν_μ CC atteso per ipotesi di non-oscillazione a una distanza di 800 km dal Fermilab e a differenti posizioni trasverse. NO ν A è posto 14 mrad off-axis con lo scopo di ridurre il fondo da interazioni NC (i pioni decadono in neutrini di ~ 2 GeV) [18].*

un valore $\sin^2 2\theta_{13} = 0.098 \pm 0.013$ [3], che è confermato dal risultato di T2K citato nel paragrafo 1.4.4.

1.4.6 Interpretazione dei risultati sperimentali

Riassumendo quanto esposto finora, gli esperimenti ad oggi condotti hanno dato consistente prova dell'oscillazione dei neutrini solari ed atmosferici (scomparsa dei ν_μ compatibile con una oscillazione dominante nel canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$) e sono stati corroborati dai risultati forniti dai complementari esperimenti condotti tramite sorgenti artificiali (reattori ed acceleratori). Gli angoli di mixing valgono $\sin^2 2\theta_\odot \simeq 0.8$ e $\sin^2 2\theta_{atm} \simeq 1.0$ e le differenze dei quadrati di massa sono $\Delta m_\odot^2 \simeq 7 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \ll \Delta m_{atm}^2 \simeq 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. Il quadro è compatibile con l'assunzione che gli autostati di massa siano 3, ma restano ambiguità circa l'ordinamento quantitativo tra le masse. La circostanza della dipendenza delle oscillazioni dalle differenze dei quadrati di massa non consente di stabilire una scala assoluta. Il segno della differenza dei quadrati delle masse Δm_{12}^2 è noto dallo studio dei neutrini solari attraverso gli effetti di propagazione nella materia [5] e ciò comporta che sia ugualmente possibile postulare che valga $m_3 \gg m_2 > m_1$ (gerarchia normale) oppure $m_2 > m_1 \gg m_3$ (gerarchia invertita). In entrambi i casi l'interpretazione dei dati indica che vi sia un autostato composto prevalentemente dai sapori di μ e τ (quello

elettronico è compatibile con 0) separato dagli altri due da una differenza dei quadrati di massa Δm_{atm}^2 . Questi ultimi due stati sono separati da una differenza dei quadrati di massa Δm_{\odot}^2 , ed il più massivo contiene una equilibrata composizione dei 3 sapori leptonici, mentre nel più leggero prevale la componente elettronica (il riferimento è alla Figura 1.11).

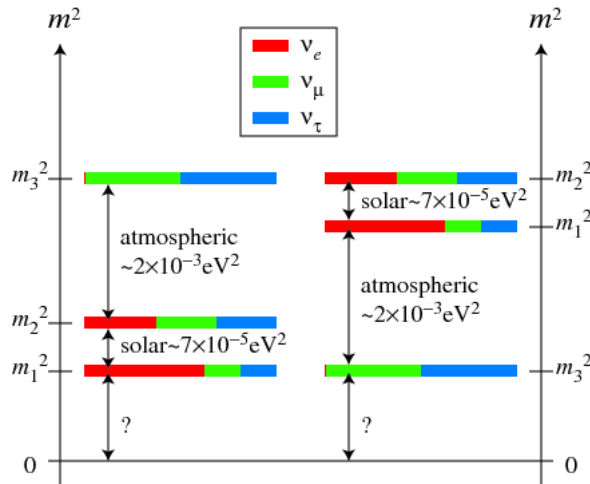


Figura 1.11: Gerarchie di massa e composizione leptonica degli autostati.

1.4.7 Oltre il Modello Standard

Negli anni '90 l'esperimento LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) impiegò un fascio di $\bar{\nu}_\mu$ prodotti da collisione di protoni accelerati contro un bersaglio fisso per studiare le oscillazioni nel canale $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Fu osservato un eccesso di $\bar{\nu}_e$ con significatività di 3.8σ , risultato interpretabile solo con la presenza di un'oscillazione a piccolo mescolamento e con una differenza di massa compresa nel range $0.2 \div 10 \text{ eV}^2$. In un secondo momento poi l'esperimento ai reattori KARMEN ha escluso la compatibilità dell'oscillazione con gran parte dell'intervallo energetico, riducendo l'attendibilità al solo range tra 0.2 e 2 eV^2 [5]. Ciò non trova riscontro con lo schema che contempla i tre soli autostati di massa e richiede l'introduzione di un quarto autostato, associabile a quello che nel paragrafo 1.2 era stato definito come neutrino "sterile". L'esperimento MiniBooNE è stato appositamente costruito per verificare il risultato ottenuto da LSND. Esaminando un fascio di neutrini prodotti al Fermilab da protoni accelerati su bersaglio fisso, esso non ha confermato pienamente il risultato, ma ha rinvenuto un eccesso di eventi di tipo elettronico in una regione energetica inferiore a 475 MeV . Inoltre un eccesso di $\bar{\nu}_e$ per energie superiori a 475 MeV è stato osservato, permettendo di inferire per l'oscillazione

$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ una regione permessa con Δm^2 compresa tra 0.1 e 1 eV². La verifica della presenza di stati di neutrino sterile sta avendo molto seguito. Alcune ricerche sperimentali si stanno conducendo in merito a possibili stati di neutrino sterile leggero ($m_\nu \simeq 1$ eV) che si miscelerebbero agli stati di neutrino “attivi” per piccole distanze di propagazione. Per di più, al di là dei risultati osservati in merito ad esperimenti di apparizione di $\bar{\nu}_e$, esiste un’ulteriore anomalia compatibile con l’ipotesi di neutrino sterile con massa leggera. Si tratta della “*gallium anomaly*” in riferimento al *deficit* di ν_e registrati da sorgenti di radiazione in verifica di calibrazione per gli esperimenti ai neutrini solari GALLEX e SAGE [5]. In certo grado di incompatibilità coi modelli acquisiti anche l’eccesso di $\sim 6\%$ dei $\bar{\nu}_e$ misurati da reattori nucleari (“*reactor anomaly*”), che però è stato ridimensionato dopo un esame secondario poiché in linea con il livello di incertezza stimato. Interessante notare come le anomalie ai reattori ed agli esperimenti radiochimici, se interpretate quali effetti di un meccanismo di oscillazione con neutrino sterile, riportino parametri in accordo con quelli forniti da LSND e MiniBooNE. Nonostante questo vanno considerati due aspetti:

- la reiezione dell’ipotesi di non-oscillazione assume nel complesso una significatività pari a 6σ , ma escludendo l’esperimento LSND essa si riduce notevolmente fino a 2σ ;
- una tensione rispetto ai precedenti risultati si è venuta a creare nel momento in cui, in contraddizione con quanto atteso, si è osservata una compatibilità tra scomparsa dei ν_μ e ipotesi di non-oscillazione.

Per dirimere quest’ultima incongruenza il canale di scomparsa dei ν_μ nella regione di Δm^2 di interesse sarà analizzato tramite i telescopi di neutrini ad ampia accettazione (anche a tal proposito è in corso la realizzazione del progetto di un rivelatore dell’ordine di qualche km³ nel Mar Mediterraneo, Km3NeT). Degno di menzione in qualità di proposta per affrontare in maniera decisiva il problema dei neutrini sterili è il progetto ICARUS-NESSiE, che prevede l’utilizzo del rivelatore ad Argon liquido ICARUS T600 ai Laboratori del Gran Sasso come *far detector* per un fascio di ν_μ a bassa energia proveniente dal SPS del CERN. Predisponendo un clone del rivelatore ICARUS T600 a ~ 500 m dalla sorgente del fascio quale *near detector* ed utilizzando una coppia di spettrometri magnetici associati ai rivelatori sarebbe possibile sia identificare e ricostruire gli eventi da ν_e , che misurare la carica dei muoni con una incertezza dell’1%, in maniera da monitorare efficacemente sia l’apparizione di ν_e che la scomparsa di ν_μ [5].

CAPITOLO 2

L'esperimento OPERA

L'esperimento OPERA (*Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus*) si prefigge l'osservazione dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ nella modalità a “comparsa”, ovvero attraverso la rivelazione di interazioni a CC di ν_τ oscillati in un fascio quasi “puro” di ν_μ , in modo da confermare i risultati ottenuti dai precedenti esperimenti di scomparsa di ν_μ . Esso è stato concepito in modo da soddisfare quattro principali requisiti:

1. un rapporto tra distanza di propagazione ed energia del fascio di neutrini che ottimizzasse il valore della probabilità di oscillazione nel canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in relazione alla sezione d'urto di interazione a CC di ν_τ ;
2. una massa di rivelazione sufficientemente grande da favorire un *rate* osservabile per l'interazione dei neutrini;
3. una precisione micrometrica di tracciamento per identificare accuratamente la presenza di τ (oppure e) prodotti in CC dai neutrini oscillati.

In ragione di questi propositi OPERA è situato nella Hall C dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso, sotto circa 1400 m di roccia, orientato in posizione tale da risultare allineato con il fascio di neutrini CNGS prodotto a 732 km di distanza dai protoni accelerati dal SPS del CERN.

I requisiti 2 e 3 sono stati soddisfatti con un bersaglio di oltre 1200 tonnellate ed emulsioni nucleari che, avendo una precisione spaziale micrometrica consentono la ricostruzione del decadimento del leptone τ , il quale, alle energie in gioco, ha una lunghezza di decadimento di circa 1 mm spaziale [19]. Si parlerà di questo aspetto in maniera dettagliata al paragrafo 2.2.3.

2.1 Il fascio CNGS

Il fascio CNGS (CERN Neutrino to Gran Sasso) è stato ottimizzato per esperimenti di comparsa di ν_τ . Esso viene prodotto a partire da un fascio di protoni accelerati a 400 GeV al SPS del CERN: i protoni vengono accelerati tramite un Linac fino a 50 MeV di energia e vengono quindi immessi in un Booster che li porta ad energie fino a 1.5 GeV; a questo punto vengono inviati al PS (Proton Synchrotron), dove raggiungono l'energia di 14 GeV, ed infine passano al SPS (Super Proton Synchrotron) che li conduce all'energia finale di 400 GeV [20].

Per ogni ciclo dell'acceleratore (che dura 6 s) vengono estratti due pacchetti di protoni separati temporalmente di 50 ms, ciascuno costituito da un impulso temporale di 10.5 μs e con intensità nominale di 2.4×10^{13} p.o.t. (protons on target). Mediante la linea di trasferimento TT41 il fascio viene trasportato al bersaglio T40, che consiste in una serie di barre di grafite raffreddate con elio [21]. Un sistema di lenti magnetiche (*horn* e *reflector*) focalizza i mesoni carichi (π e K) prodotti dall'interazione in direzione di un tunnel lungo circa 1 km nel quale essi decadono debolmente in muoni e neutrini muonici (Figura 2.1). Gli adroni rimanenti vengono fermati mediante opportuni assorbitori (un blocco di ferro e grafite lungo 18 m). Due gruppi di rivelatori posti a valle degli assorbitori misurano l'intensità del flusso di muoni, il profilo del fascio ed il suo centro, consentendone una regolazione precisa. I muoni vengono poi arrestati da un assorbitore di roccia e così solo i neutrini continuano a propagarsi verso i rivelatori del Gran Sasso.

L'energia media dei neutrini nel fascio è di ~ 17 GeV. La contaminazione di interazioni $\bar{\nu}_\mu$ è circa 2.1% delle interazione a CC, mentre quella dovuta a ν_e e $\bar{\nu}_e$ risulta inferiore all'1% (rispettivamente 0.89% e 0.06%) [22]. Il contenuto di ν_τ prodotti da decadimenti dei mesoni D_S è invece trascurabile (Figura 2.2). Il rapporto $\langle L/E_\nu \rangle$ vale 43 km/GeV e per effetto della curvatura della superficie terrestre il fascio penetra dal basso all'interno dei Laboratori del Gran Sasso con un angolo di ~ 0.06 rad rispetto al piano orizzontale (Figura 2.3); qui la sua larghezza raggiunge circa i 2 km; la sua intensità resta uniforme

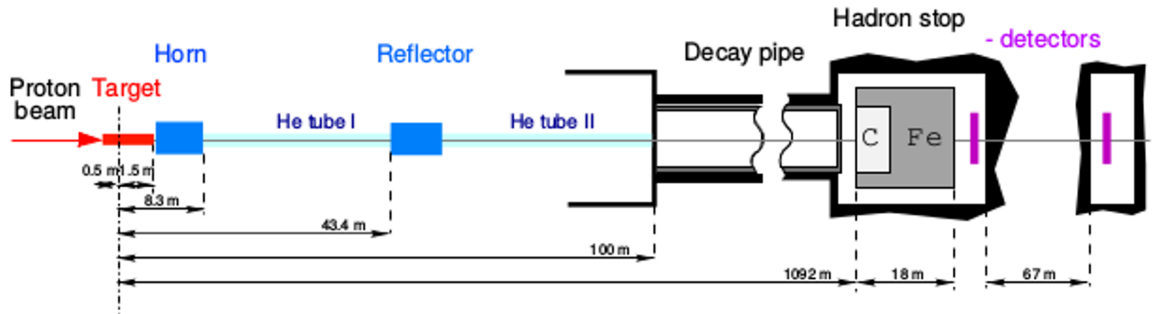


Figura 2.1: Schema della linea di produzione del fascio di neutrini CNGS [22].

lungo le direzioni X e Y del piano di rivelazione. OPERA ha raccolto dati con il fascio CNGS dal 2008 al 2012. I p.o.t. integrati (rispetto alla massa del bersaglio di grafite al CERN, su cui vengono sparati i protoni) in OPERA sono mostrati in Tabella 2.1.

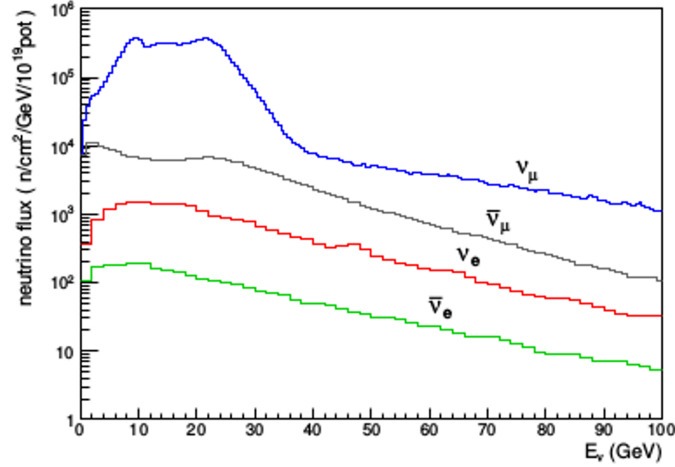


Figura 2.2: *Spettro delle componenti del flusso di neutrini del fascio CNGS [23].*

Tabella 2.1: *proton on target* integrati per i *run* di OPERA tra il 2008 e il 2012 [24].

RUN	p.o.t. $\times 10^{19}$
2008	1.74
2009	3.53
2010	4.09
2011	4.75
2012	3.86
Totale	17.97

2.2 La struttura del rivelatore

È stato anticipato che il rivelatore è collocato al di sotto di una copertura di roccia spessa 1400 m: la roccia funge da assorbitore per i muoni dei raggi cosmici, riducendone il flusso sino ad un fattore 10^{-6} , pari a $\sim 1 \mu/m^2/h$ [22]. Nella parte più *upstream* del rivelatore è situato un sistema fatto da due piani di rivelazione con Resistive Plate Chambers (RPC) per identificare le interazioni da particelle cariche.

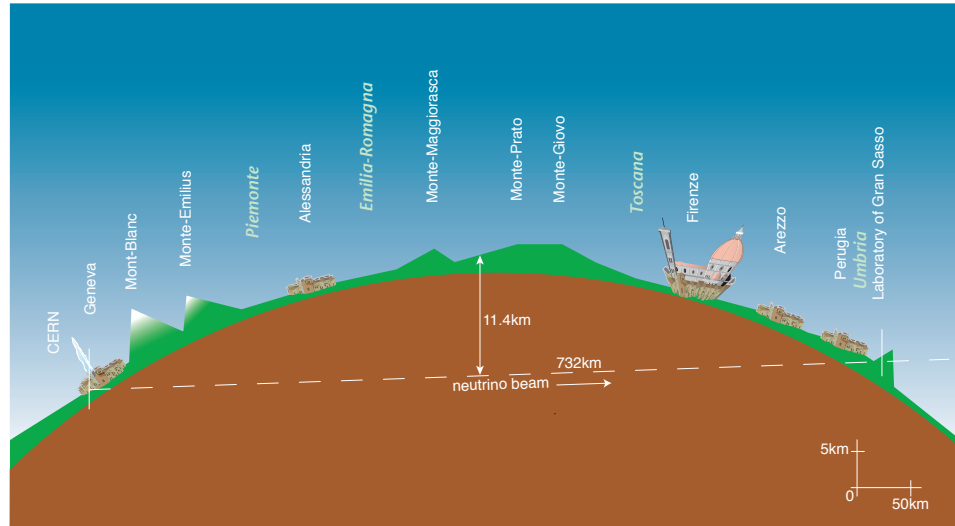


Figura 2.3: *Illustrazione non in scala della curvatura della superficie terrestre nel cammino dei neutrini dal CERN al LNGS [21].*

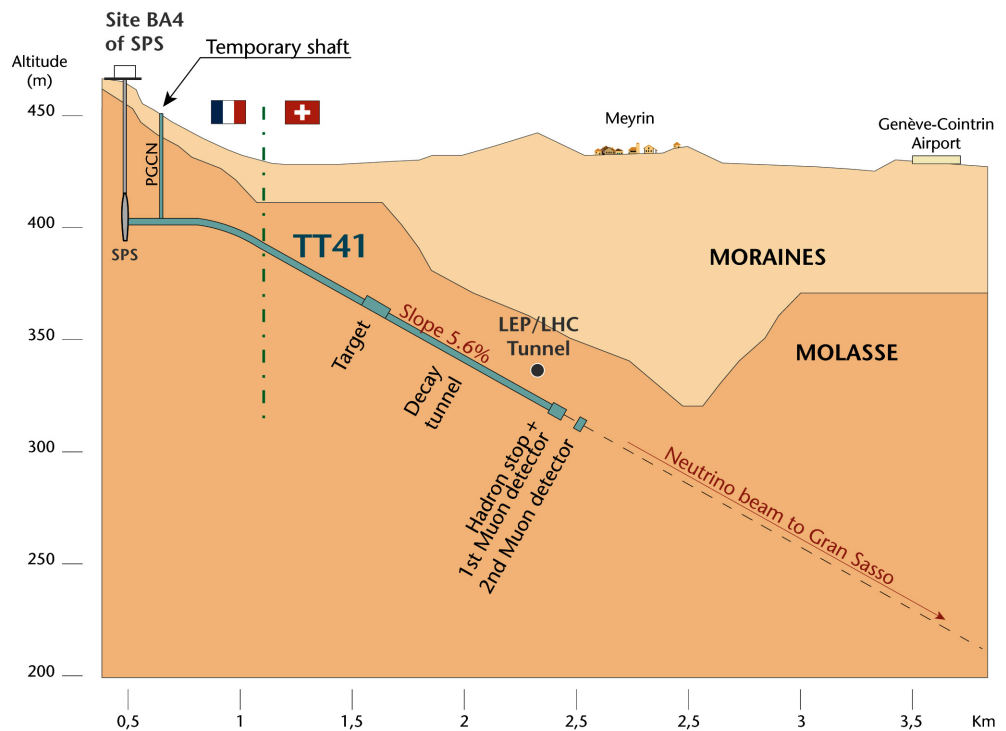


Figura 2.4: *Schema dell'apparato di generazione del fascio CNGS con indicazione dell'altezza sul livello del mare delle varie parti [21].*

Le dimensioni del rivelatore (Figura 2.6) sono: 20 m di lunghezza nella direzione del fascio (asse z), 10 m di altezza (asse y), 10 m di larghezza (asse x) per una massa complessiva di 3 kton. Il bersaglio è costituito da due Super-Moduli (SM) identici, ciascuno composto da 31 strutture planari verticali (pareti). Ogni parete è formata da “mattoni” (*brick*) di emulsioni nucleari e piombo (Pb), seguita da due piani (Target Tracker, TT) di strisce di TT che servono a individuare la posizione nel muro di *brick* dove è avvenuta l’interazione. Ogni parete di *brick* è suddivisa in 64 righe e 52 colonne. Ciascun *brick* è costituito da 56 strati di Pb spessi 1 mm intervallati da fogli di emulsione spessi $\sim 45 \mu\text{m}$, posti su ciascuna delle due facce di una base plastica spessa $\sim 210 \mu\text{m}$ (Figura 2.5). Ogni *brick* pesa 8.3 kg, con uno spessore di 79 mm corrispondente a 10 lunghezze di radiazione (X_0). Nella direzione trasversa al fascio il *brick* misura $102 \times 128 \text{ mm}^2$. A valle di ciascun *brick*, ed incollati esternamente ad esso sono posti dei doppietti di fogli di emulsione impacchettate separatamente, i Changeable Sheets (CS) [25]. I *brick* + CS sono posti nelle pareti modulari mediante robot meccanici, il Brick Manipulating System (BMS). Ciascun Super-Modulo è dotato di uno spettrometro magnetico a nucleo di ferro per la generazione di un campo magnetico di 1.55 T instrumentato con piani di Resistive Plate Chambers (RPC). Il campo magnetico è orientato in direzione trasversa al fascio,

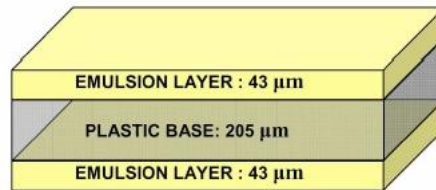


Figura 2.5: *Emulsione nucleare dell’esperimento OPERA: due strati di emulsione sono applicati ad entrambi i lati di una base plastica trasparente in triacetato di cellulosa.*

per ricostruire il momento e la carica dei muoni prodotti nelle interazioni CC dei ν_μ . La deflessione delle particelle cariche che transitano dallo spettrometro è misurata con una precisione di $300 \mu\text{m}$ da ulteriori piani verticali di tubi a deriva chiamati Precision Trackers (PT). Le ambiguità che insorgono nella ricostruzione della traiettoria delle particelle vengono eliminate con l’utilizzo di piani di strisce di rivelatori a scintillazione incrociate ed inclinate rispetto ai piani orizzontale e verticale, denotate con Cross Plate Chambers (XPC). Una immagine complessiva dell’apparato è riportata in Figura 2.6.

2.2.1 Lo spettrometro

Lo spettrometro ha la funzione di misurare l’impulso e la carica dei muoni che fuoriescono dal bersaglio, i quali possono provenire dalle interazioni a CC dei ν_μ oppure dal

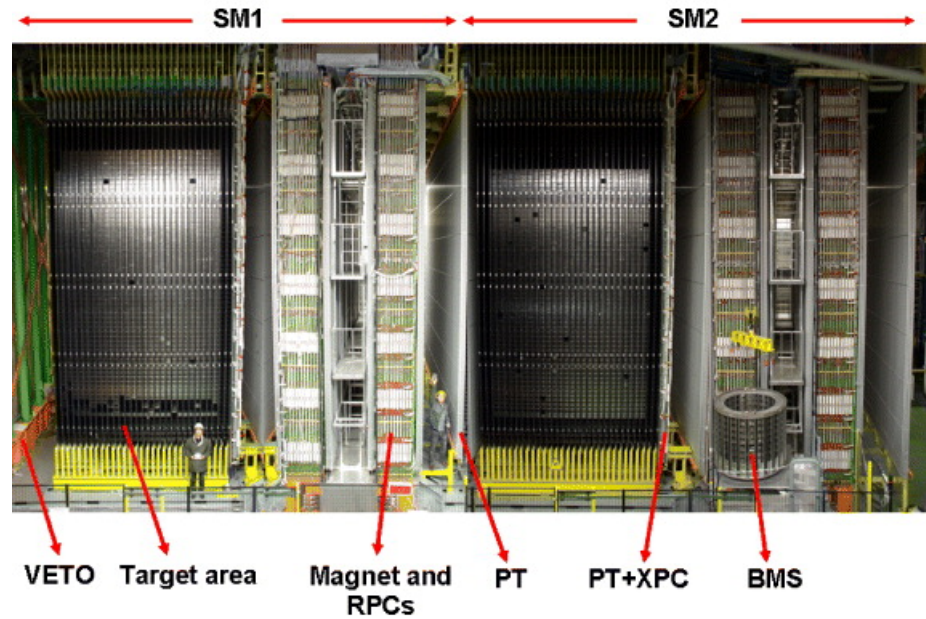


Figura 2.6: L'apparato di rivelazione OPERA nella Hall C dei LNGS [26].

decadimento muonico del τ o dei mesoni con charm. Ogni spettrometro è costituito da un magnete dipolare composto da due pareti verticali (bracci) connesse alle estremità superiore ed inferiore da due gioghi in ferro per la chiusura delle linee di flusso del campo magnetico, per una massa totale di 990 ton (Figura 2.7). I bracci sono costituiti da 12 piani di Fe spessi 5 cm e piani di Resistive Plate Chambers (RPC) sono inseriti tra i piani di Fe per garantire il tracciamento delle particelle cariche, la misura del range delle particelle assorbite e l'analisi calorimetrica delle particelle adroniche. Il campo magnetico misurato presenta un'intensità di 1.55 T quasi uniforme lungo i bracci, dal momento che le componenti ortogonali alla direzione verticale sono quasi nulle. Per misurare il momento dei muoni e determinare la loro carica con buona precisione sono installati i Precision Trackers (PT), costituiti da sottili tubi in Al dal diametro esterno di 38 mm e lunghezza di 8 m. Ciascun magnete è munito di 6 piani di tubi a deriva (PT) lunghi 8 m per la misura precisa della curvatura della traccia muonica [24] (Figura 2.8). Ognuno dei circa 10000 tubi possiede un *sense wire* centrale del diametro di $45 \mu m$, il che porta ad una risoluzione spaziale migliore di $300 \mu m$. Ciascuno spettrometro è dotato di 6 piani da 4 strati di tubi cadauno. Gli RPC identificano i muoni misurandone carica e momento in maniera indipendente dai PT: essi consistono di piani di elettrodi spessi 2 mm e costituiti da un laminato plastico ad alta resistività rivestito di grafite. Gli impulsi prodotti vengono registrati da due piani di strisce di Cu incollate su fogli di plastica posti su ciascun lato del rivelatore. Vi sono nel complesso 924 RPCs per un'area di rivelazione

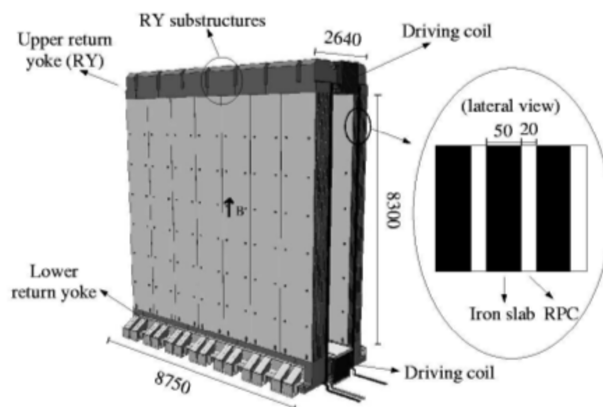


Figura 2.7: Vista tridimensionale di uno spettrometro con unità di misura in mm; l'ingrandimento illustra 3 dei 12 piani di Fe contenuti in ogni braccio [26].

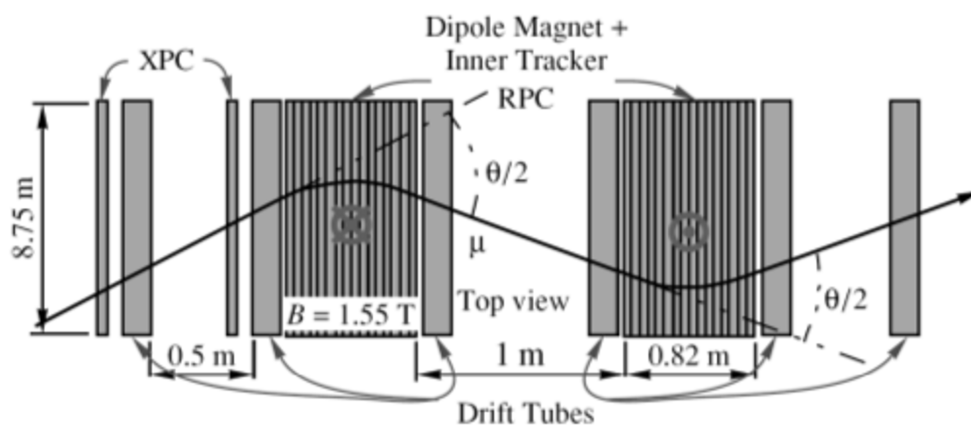


Figura 2.8: Vista dall'alto dello spettrometro (piano $x-z$). Sono indicati i PTs, con i tubi a deriva raggruppati in 3 coppie per braccio del magnete, ed è mostrato il magnete dipolare contenente i piani di RPCs (11×2).

totale di 3080 m². I canali digitali sono in tutto 25000, uno per ciascuna delle strisce spesse orizzontalmente 3.5 cm e verticalmente 2.6 cm [24]. Infine per evitare che si creino ambiguità nella ricostruzione di traccia, ciascuno dei 2 piani con tubi a deriva del PT a monte del magnete dipolare è strumentato con un piano costituito da 2 strati di RPCs incrociati inclinato di 42.6°(XPC). Gli XPCs, insieme agli RPCs, forniscono un preciso segnale di *timing* ai PTs.

2.2.2 VETO

Prima di raggiungere il bersaglio di OPERA i neutrini possono interagire con la roccia circostante, con la struttura meccanica o l'esperimento Borexino, producendo particelle secondarie che sono in grado di innescare falsi trigger. Per fare in modo che tali eventi vengano rigettati, il sistema VETO è installato a monte del rivelatore rispetto al fascio CNGS: esso si compone di due piani di RPC in vetro (GRPC) ciascuno dei quali include 32 unità di GRPC per un'area di copertura di 9.6×9.2 m². Ogni piano è munito di strisce verticali ed orizzontali in *Cu* con un passo di 2.5 cm.

2.2.3 Il bersaglio “ibrido”

L'accoppiamento dei *brick* (ovvero il bersaglio in cui avviene l'interazione di neutrino) con i rivelatori elettronici (che consentono di individuare i *brick* da esaminare) permette sia di minimizzare la riduzione momentanea di massa del bersaglio durante il *run* dell'esperimento (dovuta all'estrazione dei *brick*), che di ottenere un flusso di analisi “quasi-online”: durante un giorno di presa dati OPERA registra mediamente 20 interazioni di neutrino; i *brick* “colpiti” vanno prelevati, aperti ed eventualmente riposti nella propria posizione. Nel seguito si fornisce una descrizione dettagliata delle due componenti di base del bersaglio, il sistema di *brick* e il Target Tracker (TT).

Il *brick*

Le emulsioni contenute all'interno dei *brick* ECC (Emulsion Cloud Chamber) costituiscono lo strumento più adatto ad individuare la presenza di particelle a corta vita media poiché permettono di raggiungere precisioni spaziali ed angolari rispettivamente intorno a 1 μm e 2 mrad [27]. Inoltre l'utilizzo in combinazione con strati di materiale passivo consente l'identificazione di sciame elettromagnetici e la misura del momento delle particelle cariche attraverso lo scattering Coulombiano multiplo (MCS). L'unità modulare del bersaglio, il *brick*, rappresenta a tutti gli effetti un rivelatore a se stante, che può venire estratto in maniera selettiva per essere analizzato entro poco tempo dall'avvenuta interazione (si parla dunque di “esperimento quasi-online”). Ogni *brick* contiene in tutto 57 strati di emulsione, alternati con i 56 cosiddetti “piatti” di *Pb*. Le dimensioni del

brick sono state concepite in maniera da contenere lo sviluppo di sciame elettromagnetici. L'emulsione nucleare è costituita da cristalli di $AgBr$ sospesi in un gel legante. Il passaggio di particelle cariche provoca la riduzione degli ioni argento in atomi di Ag , che creano la cosiddetta "immagine latente", amplificata tramite il processo chimico-fisico denominato "sviluppo". Dopo lo sviluppo i grani di atomi di Ag hanno un diametro di $0.6 \mu\text{m}$ e sono visibili tramite un microscopio ottico. Una particella al minimo di ionizzazione rilascia circa 30 grani ogni $100 \mu\text{m}$. Per migliorare le caratteristiche meccaniche del modulo, il Pb contiene un piccolissima percentuale di Ca ($\sim 0.03\%$), che non aumenta significativamente la radioattività della superficie [24]. Il *brick* interessato dall'interazione viene selezionato mediante il segnale registrato dai rivelatori elettronici con accuratezza del cm. Una rapida verifica dell'effettiva identificazione del *brick* "colpito"

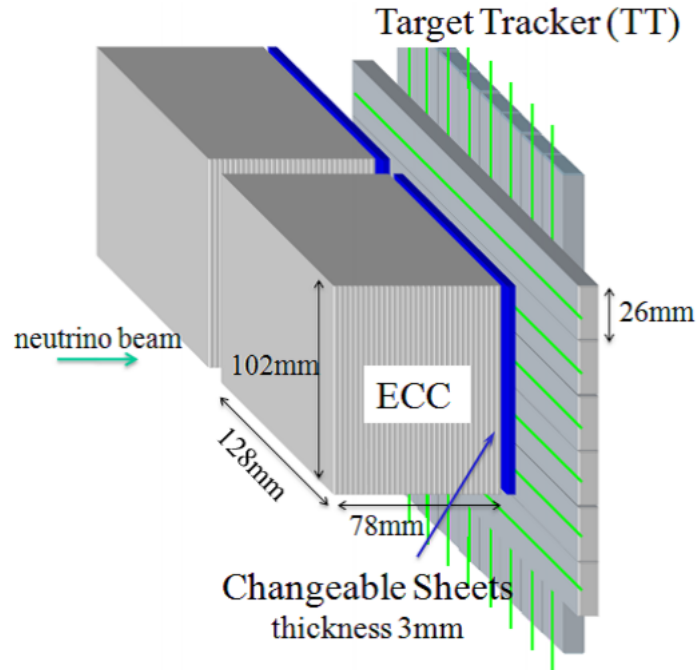


Figura 2.9: *Visione schematica del brick munito di CS nel bersaglio in relazione al TT [25].*

è realizzata mediante l'analisi del doppietto di film d'emulsione posto immediatamente a valle del *brick* rispetto alla provenienza del fascio, i Changeable Sheets (CS). Essi consentono di facilitare l'individuazione di tracce originate da eventi contenuti nel *brick* così da confermare o smentire il "trigger" fornito dai TT (Figura 2.9). Una volta estratto, il *brick* viene sviluppato solamente se la predizione dei TT viene confermata dall'analisi dei CS, altrimenti questi ultimi vengono sostituiti ed il *brick* riposto nella sua posizione originaria.

Il Target Tracker

Ogni parete contenente i *brick* è seguita da una parete di Target Tracker. Questi garantiscono un tracciamento in tempo reale delle particelle cariche che fuoriescono dal bersaglio, attribuendo una “risoluzione temporale” ai *brick*. Essi consentono anche la ricostruzione dell’energia di eventuali sciami elettromagnetici mediante misure calorimetriche [23]. Ciascuna parete di TT si compone di due piani di scintillatori per fornire sia la coordinata verticale che quella orizzontale. Ogni piano comprende 256 strisce di scintillatore plastico lunghe 6.86 m che coprono una superficie di $6.7 \times 6.7 \text{ m}^2$ (ovvero l’area della parete con i *brick*) con una sezione d’urto di $2.63 \times 1.06 \text{ cm}^2$ [24]. Lungo ogni striscia una fibra Wavelength-shifter (WLS) del diametro di 1 mm viene letta da entrambe le estremità tramite un fotomoltiplicatore multi-anodo, il che restituisce una risoluzione spaziale di circa 1 cm (Figura 2.10). Le strisce sono raggruppate in 4 moduli, ognuno dei quali viene letto mediante un fotomoltiplicatore a 64 canali Hamamatsu: vengono così impiegati 16 fotomoltiplicatori per parete. Per mantenere un’efficienza media di più del 99% per striscia viene applicato un livello di soglia a $1/3$ fotoelettroni.

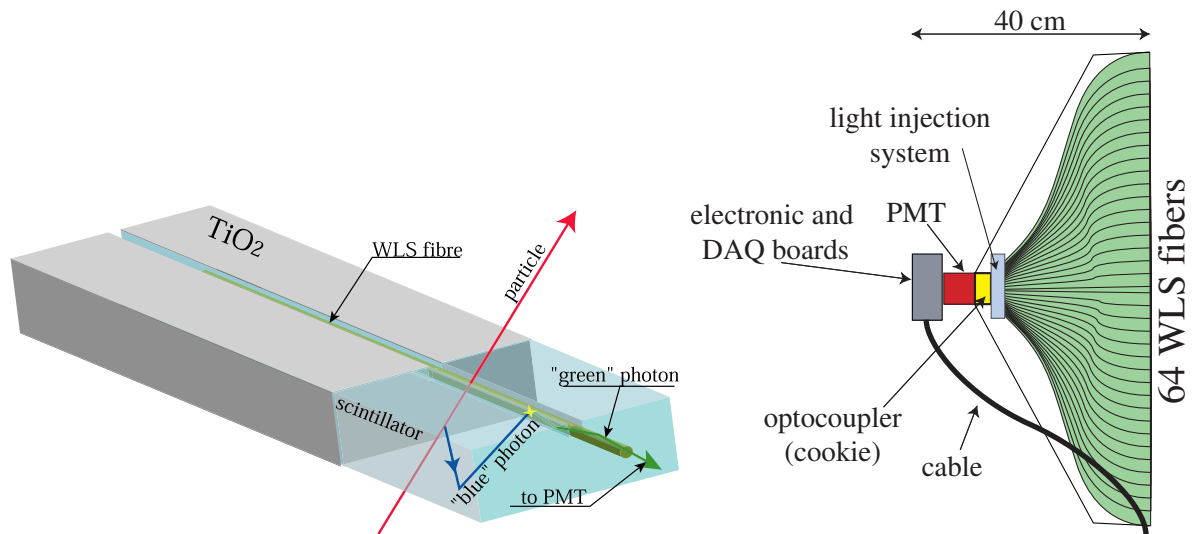


Figura 2.10: *Rappresentazione schematica di una striscia di scintillatore con fibra WLS (sopra) e del modulo di end-cap con elettronica di front-end e scheda di acquisizione dati (sotto) [26].*

Ricostruzione delle interazioni di neutrino in OPERA

3.1 Selezione degli eventi *on-time*

Il sistema di acquisizione dati (DAQ) utilizza una rete Ethernet che si interfaccia ai vari sotto-rivelatori elettronici tramite 1147 nodi definiti Controller Board (CB), i quali sono dotati di Ethernet Controller e sono sincronizzati attraverso un segnale di *clock* comune a tutto l'apparato di OPERA, mentre la sincronizzazione con gli orologi del CERN avviene tramite un sistema satellitare GPS (con precisione che da 100 ns è stata portata fino al ns). Come descritto nel paragrafo 2.2.3, gli eventi da interazione di neutrino in OPERA hanno un *rate* basso (~ 20 eventi/giorno) tale da richiedere un efficace metodo per selezionarli. I segnali raccolti dai rivelatori elettronici devono essere contenuti in una finestra temporale che garantisca una correlazione con il fascio CNGS (i cui *bunch* sono di $\sim 20 \mu\text{s}$). Tale finestra è valutata considerando il tempo in cui i protoni vengono estratti dall'acceleratore del CERN ed il tempo di volo impiegato dai neutrini per compiere il percorso dal CERN al Gran Sasso ($\simeq 2.2$ ms). Esiste un algoritmo specifico che discrimina gli eventi rivelati nel caso in cui non siano filtrati dal VETO e quindi identificati come eventi esterni: se i TT registrano la presenza di un muone (l'efficienza di identificazione dei μ è $\sim 95\%$ per μ di energia $E_\mu > 1$ GeV) l'evento è classificato come 1μ (principalmente prodotto da interazioni CC), altrimenti come 0μ (principalmente da interazioni NC). In Figura 3.1 sono mostrati due esempi di eventi CC ed NC rivelati in OPERA.

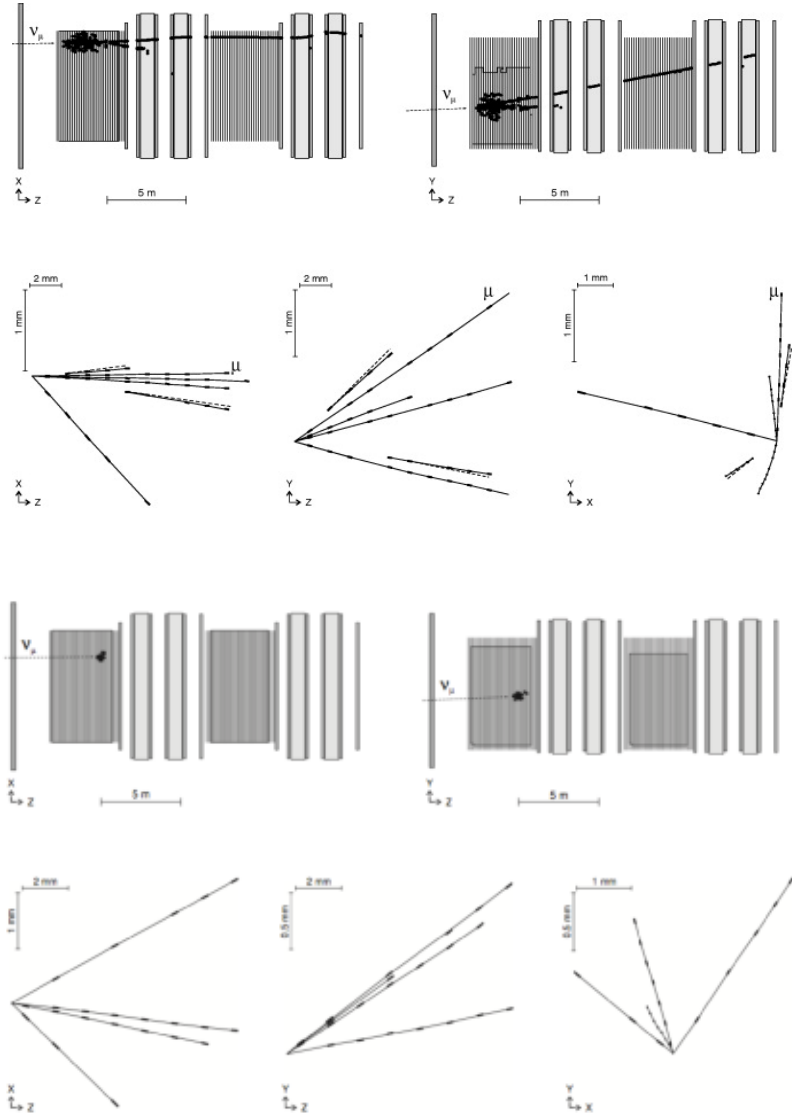


Figura 3.1: *Sopra, evento 1μ in CC rivelato dai TT in entrambi i Super-Moduli. Sotto, evento 0μ in NC rivelato dai TT nel Super-Modulo 1.*

3.2 Procedura di *brick finding*

Una volta ricevuto un segnale di trigger dai TT e dagli RPC dello spettrometro, è applicato un procedimento di individuazione del vertice di interazione di neutrino denominato *brick finding*. I TT forniscono informazioni riguardanti le particelle secondarie prodotte dall'interazione nel bersaglio e pertanto sono utilizzati per elaborare una mappa di probabilità per la selezione dei *brick* direttamente correlati. Perché l'evento possa essere ricostruito è necessario che l'interazione rilasci sufficiente energia visibile nei rivelatori elettronici. Gli *hits* nei TT sono filtrati in modo da migliorare l'efficienza di ricostruzione e ridurre il *crosstalk* tra i canali dei fotomoltiplicatori; il *brick* selezionato più probabile è estratto tramite il Brick Manipulating System.

Le prestazioni dell'algoritmo di *brick finding* sono state studiate mediante simulazioni Monte Carlo e le efficienze stimate nel 2011 con due campioni da 3000 eventi ν_μ CC e 3000 di ν_μ NC sono $\sim 50\%$ per eventi 0μ e $\sim 75\%$ per eventi 1μ [28]. Tali efficienze sono state ottenute dal rapporto tra eventi identificati dall'algoritmo di *brick finding* sul totale di eventi generati e ricostruiti con il medesimo *software* utilizzato per i dati reali. Nel caso fisico la stessa efficienza è calcolata dividendo il numero di eventi in cui un'effettiva interazione di neutrino è ritrovata in uno dei *brick* estratti per il numero totale di eventi triggerati dai rivelatori elettronici: limitatamente ai *run* 2008-2009 si sono osservate efficienze di $\sim 35\%$ per gli 0μ e di $\sim 60\%$ per gli 1μ [28]. Si può notare che la presenza di una traccia di muone ricostruita rende l'efficienza relativa ai ν_μ CC sensibilmente più alta. Il motivo per cui si registra un divario tra dati reali e MC è dovuto alla contaminazione di eventi da interazioni esterne (nella roccia o nella struttura meccanica). Dopo l'estrazione del *brick* più probabile dall'apparato, il doppietto di Changeable Sheets (CS) è rimosso e sviluppato per ricercare tracce compatibili con il segnale dei TT e quindi confermare la presenza dell'evento nel *brick*. Se quest'ultimo viene rigettato quale candidato, il secondo *brick* più probabile secondo l'algoritmo di *brick finding* viene a sua volta rimosso dal bersaglio e analizzato. I *brick* confermati sono portati a sviluppare e quindi spediti nei laboratori di misura, dove l'analisi delle emulsioni viene condotta attraverso il sistema di scansionamento automatizzato e le informazioni sono immagazzinate in un database e rese accessibili alla collaborazione.

3.3 L'European Scanning System

L'ESS misura alla velocità di $20 \text{ cm}^2/\text{h}/\text{layer}$ [27] [29]: il film di emulsione è posizionato su un tavolino motorizzato (*stage*) per lo spostamento lungo il piano X-Y, mentre una fotocamera CMOS con risoluzione 1280×1024 pixels è posta su una slitta motorizzata che ne permette il movimento lungo l'asse ottico Z del microscopio; il piano focale può essere spostato lungo lo spessore dell'emulsione con un passo approssimativamente pari alla profondità focale di $3 \mu\text{m}$ (Figura 3.2). L'emulsione è tenuta ferma su un vetro

attraverso un sistema a vuoto. Il sistema di illuminazione, costituito da una lampada ed un condensatore e posto sotto il tavolo di scansione, focalizza la luce in direzione dell'obiettivo del microscopio. All'interno della *workstation* è collocata una scheda di controllo del movimento dello *stage* che permette anche di spostare la fotocamera lungo l'asse *Z* in modo da poter scansionare il volume di emulsione e produrre sequenze di immagini tomografiche (con posizione X-Y del piatto tenuta fissa). Aree più ampie di un singolo campo di vista ($\sim 300 \times 400 \mu\text{m}^2$) sono scansionate ripetendo l'acquisizione lungo una sequenza di campi di vista adiacenti. Lo *stage* è spostato in modo da portare l'obiettivo nella posizione desiderata e le immagini sono catturate subito dopo lo stop dello *stage*, seguendo una procedura di tipo "stop-and-go". Durante la fase di stop dello *stage*, la fotocamera si muove lungo l'asse *Z*; la velocità di acquisizione delle immagini è di 376 frames al secondo: ogni singola immagine acquisita è inviata ad una scheda di elaborazione immagini presente nella *workstation* che la elabora rafforzando l'immagine relativa ai grani sviluppati (riducendo gli effetti dovuti ad aberrazioni ottiche residuali causate da oggetti fuori asse) e ricerca *cluster* scuri corrispondenti ai grani dell'emulsione. Successivamente, sono ricercate sequenze di *cluster* su diversi piani per la ricostruzione tridimensionale della traccia nello strato di emulsione (denominata "micro-traccia", si veda la Figura 3.4). La posizione che viene assegnata alla singola micro-traccia è data dall'intercetta con la più vicina superficie di base plastica.

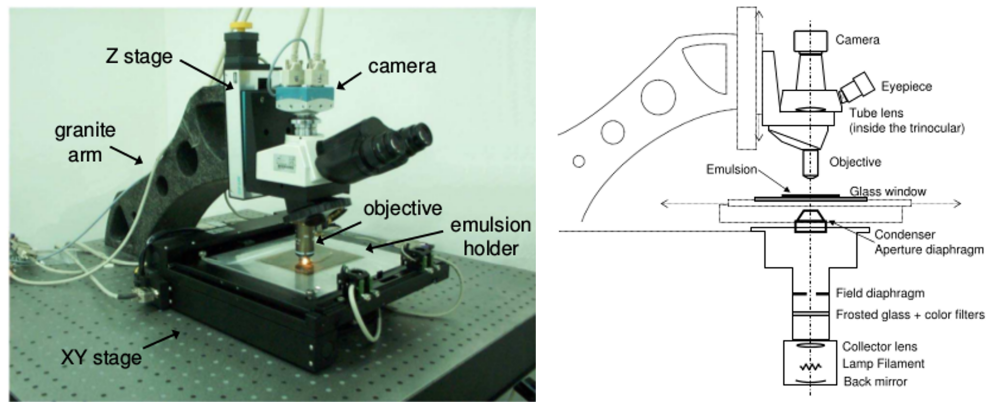


Figura 3.2: Setup del microscopio ESS (sinistra) con schema relativo al sistema ottico (destra) [29].

3.3.1 Il tracciamento

La ricostruzione di una micro-traccia passa attraverso varie fasi: prima il campo di vista viene suddiviso in celle di $\sim 20 \mu\text{m}$ di larghezza e quindi i *clusters* (appartenenti alla stessa cella o a celle adiacenti) che stanno su una stessa retta vengono selezionati.

Coppie di *clusters* non giacenti su un medesimo livello sono utilizzati come semi, ovvero come punto di partenza per la ricerca seguente di *clusters* a livelli intermedi fra gli estremi considerati che ricadano entro opportune tolleranze geometriche. Quando vengono riscontrati uno o più strati in cui non si ritrovano grani allineati, la procedura di associazione di *cluster* alla micro-traccia viene interrotta. Questa procedura consiste nel valutare di volta in volta la distanza spaziale che separa il *cluster* dalla proiezione della traccia costruita con i *clusters* associati precedentemente. In particolare, nel passaggio da un piano all'altro attraverso la coordinata z il fit di traccia si propaga nella forma $I + T\Delta z$, dove I è l'intercetta della traccia con il piano di partenza e T è il vettore delle pendenze di traccia $(s_x, s_y, 1)$. Data $\mathbf{S} = (s_x, s_y)$ la proiezione di T sul piano generico z , si definiscono due versori ortogonali $n_{\parallel} = (n_x, n_y)$ e $n_{\perp} = (n_y, -n_x)$ tali che si possa scrivere $\mathbf{S} = S n_{\parallel}$ [27]. Così la distanza di un grano \mathbf{G} dalla traccia si può esprimere come $\Delta_{\perp} n_{\perp} + (\Delta_{\parallel} + S\Delta z) n_{\parallel}$, dove Δ_{\perp} e Δ_{\parallel} sono le distanze trasversale e longitudinale del

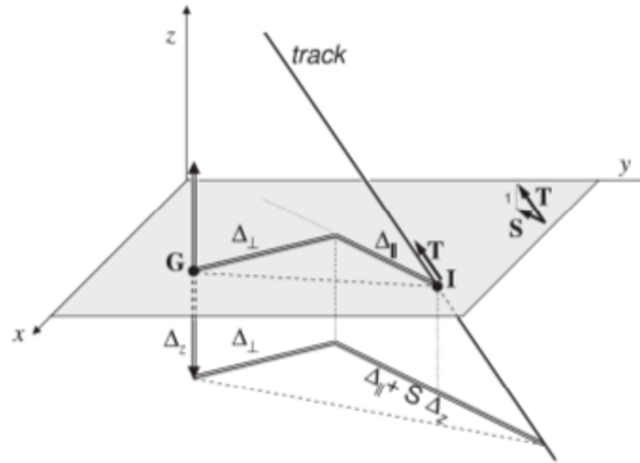


Figura 3.3: Distanze longitudinale e trasversale di un grano \mathbf{G} dal fit di traccia.

grano nel piano di appartenenza del grano stesso (si veda la Figura 3.3). In particolare Δ_{\perp} non dipende dalla pendenza della traccia ed è utilizzato come parametro per l'associazione del *cluster* alla micro-traccia. Inoltre, il suo valor medio può essere utilizzato come parametro di qualità per la micro-traccia.

La procedura di tracciamento (*tracking*) si completa dopo che la ricerca di *clusters* entro le tolleranze longitudinale e trasversale è stata compiuta su tutti i livelli a disposizione; le tracce con meno di 6 *clusters* vengono rigettate, mentre quelle che attraversano l'intero spessore dell'emulsione sono sfruttate per correggere le posizioni di tutti i *clusters* dovute a effetti di distorsione.

Il collegamento (*linking*) tra micro-tracce corrispondenti tra strati diversi (*top* e *bottom*) dello stesso film di emulsione definisce le *base-tracks* (Figura 3.4). Una *base-track* non ri-

sente della distorsione che può essere conseguenza dello sviluppo dell'emulsione in quanto sfrutta un braccio di leva di $200 \mu\text{m}$.

La successiva ricostruzione delle tracce di particelle lungo l'intero volume del *brick* richiede che le *base-tracks* vengano connesse attraverso i vari film di emulsione. Ciò comporta la necessità di introdurre un sistema di riferimento globale che, attraverso una serie di trasformazioni affini, metta in relazione le coordinate assegnate localmente (in differenti sistemi di riferimento) alle tracce durante la scansione effettuata piatto per piatto. A tal proposito i vari effetti dovuti al disallineamento relativo e alla deformazione delle emulsioni vanno tenuti in considerazione.

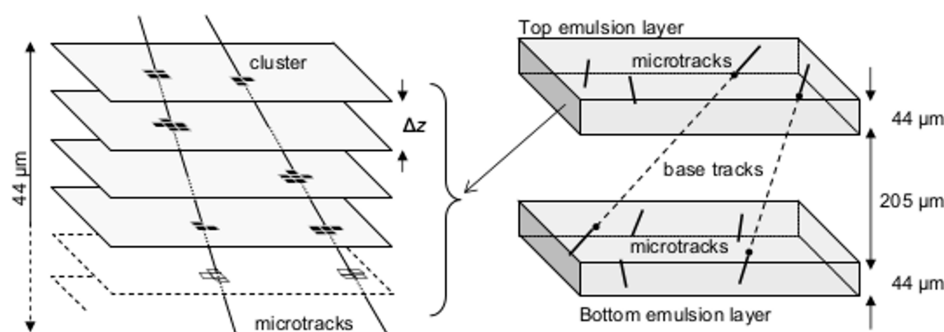


Figura 3.4: Connessione delle micro-tracce attraverso la base plastica a formare le *base-tracks* [27].

3.3.2 La ricostruzione delle *base-tracks*

Le coppie di micro-tracce da connettere per costruire una *base-track* vengono proiettate all'interno della base plastica e sono messe in relazione attraverso la valutazione di un opportuno χ^2 [31]:

$$\chi^2 = \frac{1}{4} \left[\frac{(\theta_{xt} - \theta_{xB})^2}{\sigma_x^2} + \frac{(\theta_{xb} - \theta_{xB})^2}{\sigma_x^2} + \frac{(\theta_{yt} - \theta_{yB})^2}{\sigma_y^2} + \frac{(\theta_{yb} - \theta_{yB})^2}{\sigma_y^2} \right] \quad (3.1)$$

dove $\theta_{xt(b)}$ e $\theta_{yt(b)}$ sono le pendenze nei piani x - z e y - z delle micro-tracce nel *top* e nel *bottom*, θ_{xB} e θ_{yB} sono le pendenze della *base-track* e σ_x e σ_y sono le risoluzioni angolari per le misure di micro-tracce. Se più di un candidato di *base-track* è ricostruito per una stessa micro-traccia, viene selezionato quello con il χ^2 inferiore. Per limitare disallineamenti le emulsioni vengono impilate con una precisione di sovrapposizione di 50 - $100 \mu\text{m}$; inoltre, come si vedrà meglio nel paragrafo 3.4.1, esponendo i films a raggi cosmici prima dell'apertura del *brick*, l'allineamento raggiunge precisioni dell'ordine del μm per coppie

di lastre consecutive. Tuttavia diversi fattori ambientali, come la temperatura o l'umidità, possono provocare deformazioni influenzando significativamente l'allineamento; per correggere questi effetti si considera una trasformazione affine (rotazione, traslazione ed espansione) che tenga conto delle differenze tra le coordinate relative a lastre consecutive [27]:

$$\begin{pmatrix} x_{brick} \\ y_{brick} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{film} \\ y_{film} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

dove x_{film} e y_{film} sono le coordinate relative ad una determinata emulsione e x_{brick} e y_{brick} quelle "globali" in riferimento al singolo *brick*.

Infine, le tracce di volume vengono ricostruite ricercando *base-tracks* allineate su piatti diversi dello stesso *brick* utilizzando un algoritmo di tipo *Kalman Filter*. Una stima di efficienza di ricostruzione delle *base-tracks* è ottenuta considerando per un singolo strato di emulsione il rapporto tra le *base-tracks* associate alle tracce di volume e il numero totale di tracce di volume ($\varepsilon_{bt} \simeq 80\%$) [30].

3.4 Ricostruzione degli eventi

3.4.1 Analisi dei CS

Prima che il doppietto di CS sia staccato dal *brick*, alcune marche fiduciali sono impresse nel *brick* con un sistema a raggi X per fornire un primo sistema di riferimento per la scansione [25]. Questa operazione è effettuata nei laboratori sotterranei, per avere una opportuna schermatura dai raggi cosmici. Le marche di calibrazione sono stampate ai 4 angoli delle lastre di emulsione del doppietto di CS e del piatto del *brick* più *downstream* rispetto alla provenienza del fascio di neutrini (la radiazione viene poi completamente assorbita dallo strato di *Pb* successivo, si veda la Figura 3.5). Un tale allineamento garantisce già una risoluzione di qualche μm tra i CS e le emulsioni del *brick*. Il doppietto di CS viene sviluppato nei laboratori sotterranei e trasferito poi in superficie per la scansione, mentre il *brick* viene riposto in una zona schermata in prossimità del rivelatore. La scansione dei CS ha lo scopo di validare la corrispondenza con i segnali dei TT ed è effettuata con modalità diverse a seconda della tipologia di evento: in caso di interazione 1μ l'area scansionata è di $3 \times 4 \text{ cm}^2$, mentre per interazioni 0μ essa è di $6 \times 8 \text{ cm}^2$ attorno alla predizione dei TT. In entrambi i casi l'area non è quadrata per via del fatto che durante l'esposizione al fascio l'allineamento verticale dei *brick* è garantito dal posizionamento negli appositi binari della parete del bersaglio, mentre quello orizzontale risulta meno affidabile. Le tracce confermate sui CS vengono ricercate nella lastra più *downstream* del *brick*.

Per quanto riguarda l'allineamento delle lastre del *brick*, una serie di marche fiduciali vengono impresse lateralmente con raggi X sulle emulsioni nel *brick* con lo scopo di

consentire un allineamento (grossolano) preciso entro $5 \mu\text{m}$, particolarmente utile nell'eventualità che l'esposizione ai raggi cosmici del *brick* non sia stata effettuata o che i CS siano stati mal sviluppati o soggetti a troppo *fog*. I *brick* vengono infatti esposti ai raggi cosmici prima di essere sviluppati: nel sito superficiale dei LNGS è presente un cosiddetto "pozzo dei cosmici" in cui i *brick* vengono lasciati per 8-12 ore in esposizione

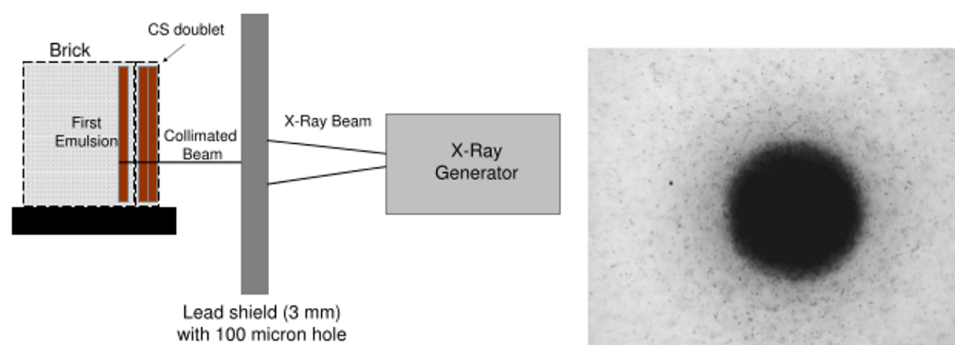


Figura 3.5: A sinistra, schema di funzionamento del sistema di produzione delle marche ai raggi X. A destra, spot di raggi X in emulsione con diametro di circa $100 \mu\text{m}$ [25].

a raggi cosmici di energia media $\langle E \rangle \sim 4 \text{ GeV}$ con densità di qualche muone per mm^2 , al fine di ottenere un allineamento piatto per piatto con precisione di pochi μm [32]. Al di sopra di tale ambiente è presente una schermatura in *Fe* spessa 40 cm per filtrare gli elettroni cosmici a bassa energia ed i *brick* sono schermati dalla radioattività ambientale venendo riposti in contenitori di *Pb*.

La ricerca nei CS di tracce compatibili con i TT è effettuata cercando *base-tracks* che attraversino entrambe le lastre di CS, denominate *double base-tracks*. L'esclusione di coincidenze casuali, che potrebbero inficiare il procedimento, è effettuata tramite ispezione visiva con i microscopi ottici da parte di operatori esperti (*manual check*) oppure con l'utilizzo di strumenti statistici basati su metodi di *likelihood*. In più, per ridurre inefficienze intrinseche, vengono considerate anche coincidenze di una micro-traccia con una *base-track* (*3 out of 4 tracks*) in film differenti; anche le *3 out of 4 tracks* vengono controllate dagli operatori per verificare eventuali errori di ricostruzione o acquisizione dati. La validazione con le tracce viste dai rivelatori elettronici è realizzata mediante il calcolo di un χ^2 basato sui residuali angolari e di posizione rispetto alle tracce viste nei CS, mentre per confermare la presenza dell'evento di interazione sono richieste tre condizioni:

1. viene trovata una configurazione con almeno due tracce convergenti;
2. viene trovato un candidato muone;

3. viene trovata una traccia compatibile con una traccia isolata tridimensionale ricostruita nei rivelatori elettronici.

3.5 Connessione CS-*brick* e procedura di *scan-back*

La procedura di connessione CS-*brick* viene eseguita direttamente nei laboratori di scansionamento e consiste nell'effettuare un "collegamento" tra le *base-tracks* di segnale trovate nel doppietto di CS con quelle relative alle emulsioni nel *brick*, escludendo il contributo fornito dagli eventi di fondo afferenti ai raggi cosmici. Questa rappresenta una fase delicata della ricostruzione in quanto i CS sono posti in un contenitore plastico distante circa 4.5 mm dal *brick*.

Le *double base-tracks* nei CS sono proiettate sul piano z delle quattro lastre di emulsione più *downstream* del *brick* rispetto al fascio, in modo da ottenere delle predizioni da verificare. Una piccola area di $2 \times 2 \text{ mm}^2$ attorno ciascuna predizione viene scansionata e tutte le *base-tracks* entro $300 \text{ }\mu\text{m}$ ed entro tolleranza angolare di 30 mrad vengono sottoposte a *manual check* al fine di rigettare immediatamente false tracce ricostruite.

Le tolleranze corrispondono a confidenza di 3σ sulla distribuzione di residuali angolari e posizionali ottenuta considerando *verifica-brick* durante il periodo di verifica preliminare delle prestazioni dell'esperimento [31]. Se una *base-track* viene confermata, allora essa è proiettata sul film più *downstream* per controllare che, entro le tolleranze specificate, sia compatibile con le predizioni dei CS nel piatto più *downstream*, e per verificare se le *base-tracks* in film differenti appartengano o meno al medesimo candidato di traccia.

Tutti i candidati di traccia così selezionati vengono poi sottoposti alla procedura di *scan-back*, che consiste nel localizzare il punto d'interazione del neutrino all'interno del *brick* seguendo i candidati di traccia connessi dai CS piatto per piatto sino alla loro scomparsa definitiva, evidenza che indica l'avvenuta interazione (si veda Figura 3.6).

Lo *scan-back* parte da posizione e pendenza delle tracce nell'emulsione più *downstream*, effettuando progressivamente predizioni di coordinate di traccia nei piatti via via più *upstream*. Il sistema di scansionamento automatizzato ricerca *base-tracks* compatibili con le predizioni focalizzandosi su una singola vista di microscopio centrata sulla posizione attesa. Le tolleranze per la selezione delle *base-tracks* candidate sono le seguenti: $\Delta x(y) = [80 + 6 \cdot s_{x(y)}] \text{ }\mu\text{m}$ e $\Delta \theta_{x(y)} = [30 + 50 \cdot s_{x(y)}] \text{ mrad}$, con $s_{x(y)}$ pendenze nei piani $x-z$ e $y-z$ della *base-track* da proiettare [33]. Le *base-tracks* confermate sono proiettate sulla superficie d'emulsione successiva in modo da offrire una predizione per la ricerca di nuove *base-tracks*.

L'intero procedimento è iterato fintanto che una delle seguenti condizioni viene a verificarsi:

- non vengono più trovati segmenti in minimo 3 piatti consecutivi. L'ultimo piatto

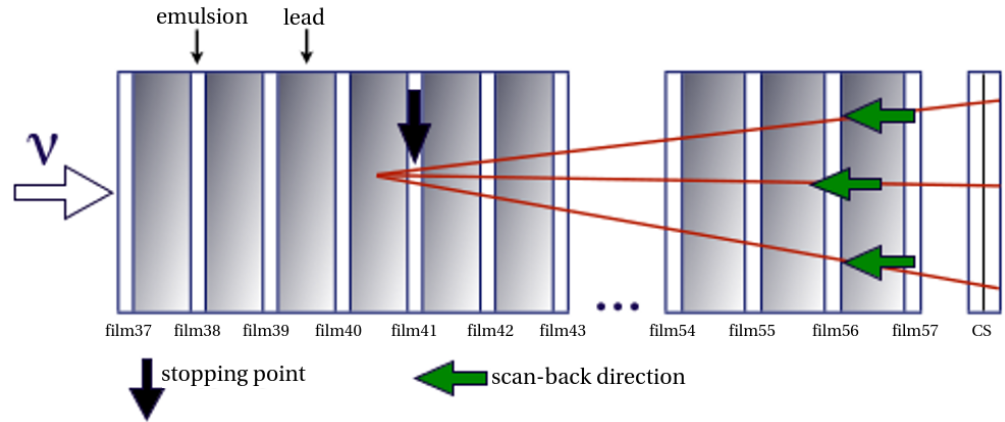


Figura 3.6: Rappresentazione schematica della procedura di scan-back: se la traccia seguita scompare per 3 piatti consecutivi, il punto di interazione viene localizzato [24].

in cui la traccia viene ricostruita è definito come “punto di stop” dello *scan-back*; la richiesta di analisi di un numero minimo di 3 piatti *upstream* dal punto di stop è volta a ridurre l’incidenza di inefficienze in ricostruzione/acquisizione: la percentuale di “falsi stop” considerando un’efficienza di acquisizione a $\sim 80\%$ è stimata circa a 0.4% [31]; infine, come ulteriore cautela, vengono effettuati *manual check* per escludere tracce da eventi di fondo o con parametri mal ricostruiti e per verificare, con l’osservazione dei piatti *upstream*, che il punto di stop sia effettivamente tale.

- La traccia “esce” dal *brick*. In questo caso l’interazione di neutrino non è avvenuta nel *brick* in esame ma in un altro, precisamente quello immediatamente più *upstream* (se la traccia esce dalla lastra più *upstream* si parla di traccia *passing-through*) oppure un *brick* adiacente (se la traccia esce da un lato del *brick* si parla di traccia *edge-out*); in tal caso viene opportunamente estratto un altro *brick* ed i suoi CS sono debitamente scansionati alla ricerca di tracce relazionate all’evento, con conseguente ripetizione del procedimento descritto per il *brick* precedente. Una parte delle interazioni di neutrino avvengono nella struttura che circonda il bersaglio oppure nei TT, e questi eventi non possono essere utilizzati per studi di oscillazione in quanto la regione di vertice non è sottoponibile ad analisi diretta della topologia.

La connessione CS-*brick* e lo *scan-back* si basano su due assunzioni: che sia possibile prevedere posizione e pendenza di una *base-track* in un piatto *upstream* a partire da uno *downstream* e che l’energia della traccia sia sufficiente affinché essa raggiunga la regione *downstream* del *brick* ed i CS. Tali condizioni sono soddisfatte da particelle penetranti

di alta energia, come muoni ed adroni, per le quali le procedure fin qui descritte sono state concepite. Gli elettroni primari generati sono soggetti a bremsstrahlung, di modo che gli scattering da un piatto all'altro rientrano nelle tolleranze di *scan-back* ed in più la lunghezza del *brick* è pari a 10 lunghezze di radiazione, cosicché gli eventi più *upstream* sviluppano sciami elettromagnetici totalmente inclusi nel *brick*. Ciò rende la procedura di *scan-back* meno efficiente in merito alla localizzazione del punto di interazione di neutrino per eventi in cui sono disponibili unicamente *base-tracks* dovute a elettroni (eventi ν_τ CC con decadimento elettronico del τ , ν_e CC, $\bar{\nu}_e$ CC) .

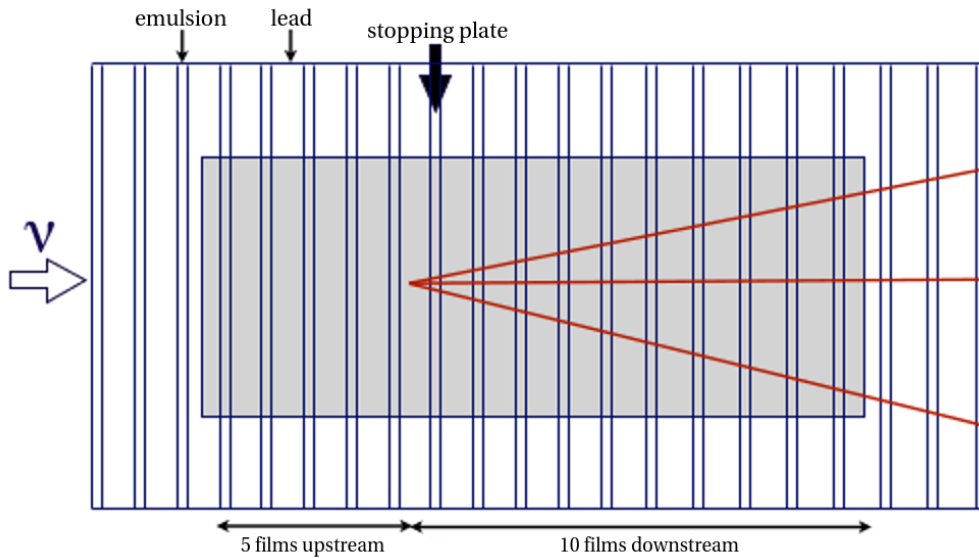


Figura 3.7: Rappresentazione schematica del total scan: un'area di 1 cm^2 viene scansionata per 10 piatti in direzione downstream e 5 in direzione upstream rispetto al piatto in cui è individuato il punto di stop [24].

3.5.1 Localizzazione del vertice e *volume scan*

Dopo aver individuato il punto di stop dello *scan-back*, viene eseguita la procedura di *total scan* con lo scopo di confermare o rigettare la presenza dell'interazione di neutrino. In pratica viene eseguita una scansione (*volume scan*) su un'area di $1 \times 1 \text{ cm}^2$ nei 5 film immediatamente *upstream* e nei 10 *downstream* rispetto al piatto in cui è collocato il punto di stop (Figura 3.7). Tutti i segmenti di traccia (siano essi *base-tracks* o micro-tracce) entro un'accettanza angolare di 0.6 rad vengono misurati e in ogni emulsione vengono ricostruite eventuali *base-tracks*. A questo punto i film vengono allineati con precisione micrometrica tramite tracce di raggi cosmici di alta energia e le procedure di

tracking e *vertexing* vengono eseguite.

Le ricostruzioni di tracce e vertici sono realizzate automaticamente tramite un algoritmo che assume la propagazione della traccia lungo una linea retta; inoltre solo le tracce composte da un numero minimo di due *base-tracks* vengono ricostruite, con la conseguenza che l'efficienza di ricostruzione per tracce sottoposte a scattering significativi (elettroni e particelle a basso momento) è piccola ed è difficile identificare gli sciame elettromagnetici. Ogni intersezione geometrica delle tracce è considerata come possibile vertice e le tracce di *scan-back* vengono ricercate nell'insieme di tutte le tracce ricostruite nel volume. Si possono presentare tre eventualità:

1. le tracce ricostruite in *scan-back* appartengono ad un vertice che possiede una traccia in un piatto *upstream* (*parent track*), nel qual caso si assume che il vertice scaturisca da un'interazione adronica e dunque la procedura di *scan-back* viene fatta proseguire attraverso la *parent track*;
2. le tracce ricostruite in *scan-back* appartengono ad un vertice senza una *parent track*, circostanza per la quale si può dedurre che il vertice sia il candidato di interazione di neutrino;
3. le tracce ricostruite in *scan-back* non appartengono ad alcun vertice, evidenza che porta ad ipotizzare che l'interazione di neutrino sia avvenuta in uno strato di *Pb* più *upstream*.

Negli ultimi due casi si rende necessario effettuare ulteriori controlli e l'analisi è approfondita con lo scopo di confermare o meno la presenza del candidato vertice d'interazione di neutrino, del quale è interessante studiare la topologia alla ricerca di eventuali vertici di decadimento.

Eventi con vertice ricostruito

Se un vertice è ricostruito, per definire meglio il punto di interazione del neutrino sono utilizzate le informazioni relative alle tracce nel piatto immediatamente *downstream* rispetto al punto d'interazione (definito come *vertex film*), così da migliorare la precisione di determinazione della posizione del punto in questione. Le *base-tracks* nel *vertex film* potrebbero essere mancanti per via di inefficienze di tracciamento e le coppie elettrone-positrone provenienti dalla conversione di γ prodotti dal decadimento di π_0 in direzione del vertice potrebbero limitare l'accuratezza di localizzazione. Le *base-tracks* possono essere ricercate e misurate anche manualmente nel *vertex film* connettendo tra loro i punti più vicini alla base plastica, ed i valori così ottenuti possono essere impiegati per ricalcolare la posizione del vertice. Inoltre le coppie e^+e^- possono essere identificate come gruppi di due segmenti molto vicini e convergenti e possono essere trascurate nella determinazione della posizione del vertice.

Una volta scartate le coppie e^+e^- , il punto di vertice viene definito come posizione media di tutti i punti di connessione delle tracce. Se una traccia presenta un parametro d'impatto più grande di $10 \mu\text{m}$ per una profondità di vertice (VD) nel Pb inferiore a $500 \mu\text{m}$ oppure più grande di $(5 + 0.01 \times \text{VD})$ nel caso che sia $\text{VD} \geq 500 \mu\text{m}$, allora sono necessarie indagini ulteriori per capire se l'anomalia possa essere attribuita allo scattering della particella nello spessore di Pb attraversato; in tal modo viene determinata una stima del suo momento [34].

Nel caso sia presente un numero sufficiente di misure in *scan-back* per la traccia, un algoritmo di Multiple Coulomb Scattering (MCS) viene applicato in modo da soddisfare la condizione che le particelle di basso momento ($p < 1 \text{ GeV}/c$) vengano disconnesse dal vertice (per migliorare la precisione di localizzazione del vertice quando la molteplicità sia superiore a 2). Se la molteplicità è esattamente pari a 2, le tracce non vengono disconnesse e la posizione del vertice viene estrapolata considerando entrambe le tracce che vi sono attaccate.

Se l'algoritmo di MCS non può essere utilizzato, allora un controllo sugli angoli delle tracce va effettuato. Facendo uso di un numero minimo di 8 segmenti misurati (se non vi sono dati disponibili a sufficienza vengono eseguite nuove misure), lo scarto quadratico medio (RMS) delle differenze angolari tra segmenti consecutivi viene calcolato in entrambi i piani longitudinale (L) e trasversale (T) secondo l'equazione [34]

$$\Delta\theta_{L,T}^{RMS} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta\theta_{L,T})_i^2 / N_{pl,i}}{N}} \quad (3.3)$$

dove $(\Delta\theta_{L,T})_i$ sono le i -esime differenze angolari nei piani longitudinale e trasverso, $N_{pl,i}$ è il numero di piatti di Pb che intercorre tra due segmenti, N è il numero totale di differenze angolari. Nel caso in cui entrambe le componenti presentino un $\Delta\theta^{RMS}$ più grande di 15 mrad , la traccia viene classificata come traccia di basso momento ed esclusa dalla determinazione del vertice. Diversamente la traccia viene seguita in direzione *downstream* piatto per piatto fino a che non risulti possibile una stima del momento attraverso l'algoritmo MCS (se il momento risulta inferiore ad $1 \text{ GeV}/c$ la traccia è ugualmente scartata).

Eventi senza vertice ricostruito

Per esempio, in caso di eventi con muoni o adroni isolati, quando le tracce ricostruite in *scan-back* non vengono associate ad alcun vertice, si cercano tracce ulteriori (*extra-tracks*) richiedendo che:

- il segmento più *upstream* della *extra-track* si trovi in una delle tre emulsioni immediatamente *upstream* o *downstream* rispetto al punto di stop della traccia ricostruita in *scan-back*;

- il parametro d’impatto, calcolato rispetto all’extrapolazione della traccia di *scan-back* al centro del piatto di *Pb* immediatamente *upstream* rispetto allo stop, sia inferiore a $500 \mu\text{m}$;
- la traccia presenti un numero minimo di 3 segmenti ricostruiti.

3.5.2 Procedura di *Decay Search*

Dopo aver definito la posizione del vertice, ogni traccia con parametro d’impatto anomalo che non può essere considerata nell’ambito di un processo di scattering deve essere attentamente studiata per verificare la presenza di eventuali decadimenti a corto raggio (*short decay*) che abbiano luogo nel medesimo strato di *Pb* in cui avviene l’interazione di neutrino. Il decadimento di una particella a corta vita media può essere rivelato ricercando possibili *daughter tracks* (denominate *extra-tracks*) tra quelle ricostruite nel volume di misura che vi si fermano all’interno. La selezione di *extra-tracks* è effettuata richiedendo le seguenti condizioni [34]:

- la distanza longitudinale tra il vertice e il segmento più *upstream* della traccia (Δz) è inferiore a 3.6 mm ;
- il parametro d’impatto rispetto al vertice è inferiore a $300 \mu\text{m}$ se $\Delta z \leq 1 \text{ mm}$ oppure, in caso contrario, inferiore a $500 \mu\text{m}$;
- la traccia presenta un numero minimo di 3 segmenti ricostruiti.

Nel caso di eventi di natura 0μ vengono applicati criteri aggiuntivi poiché esiste un’ambiguità sulla definizione del vertice primario. Per esempio un vertice *multi-prong* con molteplicità 3 potrebbe essere un vertice secondario generato da un decadimento adronico $\tau \rightarrow 3h$, a differenza di quanto accade per eventi con un muone ricostruito, per i quali il punto di interazione di neutrino è identificato con precisione per mezzo della traccia muonica. Se la molteplicità è inferiore a 3, le *extra-tracks* che soddisfano alcune richieste vengono selezionate:

- il segmento più *upstream* si trova in una delle due emulsioni immediatamente *upstream* rispetto al vertice;
- il parametro d’impatto rispetto al vertice è inferiore a $500 \mu\text{m}$;
- la traccia presenta un numero minimo di 3 segmenti ricostruiti.

A questo punto le *extra-tracks* vengono ispezionate visivamente per filtrare le coppie e^+e^- provenienti da conversione di γ , le particelle che non sono originate nel volume di misura (tipicamente particelle di basso momento ricostruite come tracce più corte per via del MCS) e false tracce dovute a malfunzionamenti del programma di ricostruzione

(specialmente per *brick* caratterizzati da un'alta densità di grani prodotti in maniera casuale nel procedimento di sviluppo delle emulsioni). Le *extra-tracks* che sopravvivono a questa fase vengono sottoposte all'analisi descritta nel paragrafo 3.5.1 per controllare se siano particelle di basso momento.

Una procedura specifica per la ricerca di *parent tracks* viene applicata alle *extra-tracks* che si originano *downstream* rispetto al *vertex film* allo scopo di individuare decadimenti a lungo raggio (*long decays*): essa consiste nel ricercare tracce che connettono la *extra-track* selezionata al vertice ricostruito con parametro d'impatto rispetto al vertice inferiore a $10 \mu\text{m}$ e con distanza minima dalla *daughter track* inferiore a $20 \mu\text{m}$. Ogni *parent track* così selezionata viene sottoposta a *manual check* e la medesima procedura si applica anche ad *extra-tracks* con origine *upstream* rispetto al vertice per eventi 0μ . Viene eseguita anche una ricerca di tracce convergenti.

La possibile presenza di particelle altamente ionizzanti prodotte in vertici secondari è utile per discriminare decadimenti da interazioni adroniche. Una ricerca di possibili *kinks* (inclinazione relativa tipica di decadimenti del leptone τ) lungo le tracce attaccate al vertice d'interazione di neutrino che non sono state automaticamente ricostruite tramite il *total scan* viene effettuata in un volume fiduciale di 4 film *downstream* rispetto al vertice. La procedura viene applicata a tutte le tracce relative ad eventi 0μ ed è particolarmente interessante per particelle a corta vita media. Come per le interazioni con un muone ricostruito nei rivelatori elettronici, il metodo viene applicato unicamente alle tracce attaccate al vertice che sono compatibili con le predizioni. Traccia per traccia la differenza angolare più grande ottenuta confrontando ciascuna coppia di proiezioni nei 4 film più *upstream* ($\Delta\theta_{L,T}^{MAX}$) viene calcolata. In modo simile a quanto visto in 3.3, la quantità $(\Delta\theta_{L,T}^{RMS})_{kink}$ viene ottenuta escludendo dal calcolo $\Delta\theta_{L,T}^{MAX}$. Se il rapporto

$R_{L,T} = \frac{\Delta\theta_{L,T}^{MAX}}{(\Delta\theta_{L,T}^{RMS})_{kink}}$ è superiore a 5 in una delle proiezioni considerate e l'angolo di

kink, confermato dal *manual check*, è più grande di 15 mrad , il momento della particella viene misurato [34] in accordo con quanto già visto al paragrafo 3.5.1. Nell'eventualità che tale procedura selezioni una *extra-track* isolata, allora viene eseguita una ricerca di particella *parent* che connetta due tracce con distanza minima più piccola di $20 \mu\text{m}$. Se non vengono rilevate *extra-tracks*, una ricerca di singolo segmento di *parent track* con distanza minima rispetto alla traccia di *scan-back* inferiore a $20 \mu\text{m}$ viene eseguita con la finalità di ricostruire eventi come le interazioni quasi-elastiche (QE) di ν_τ con il τ che decade con modalità *one-prong* [34].

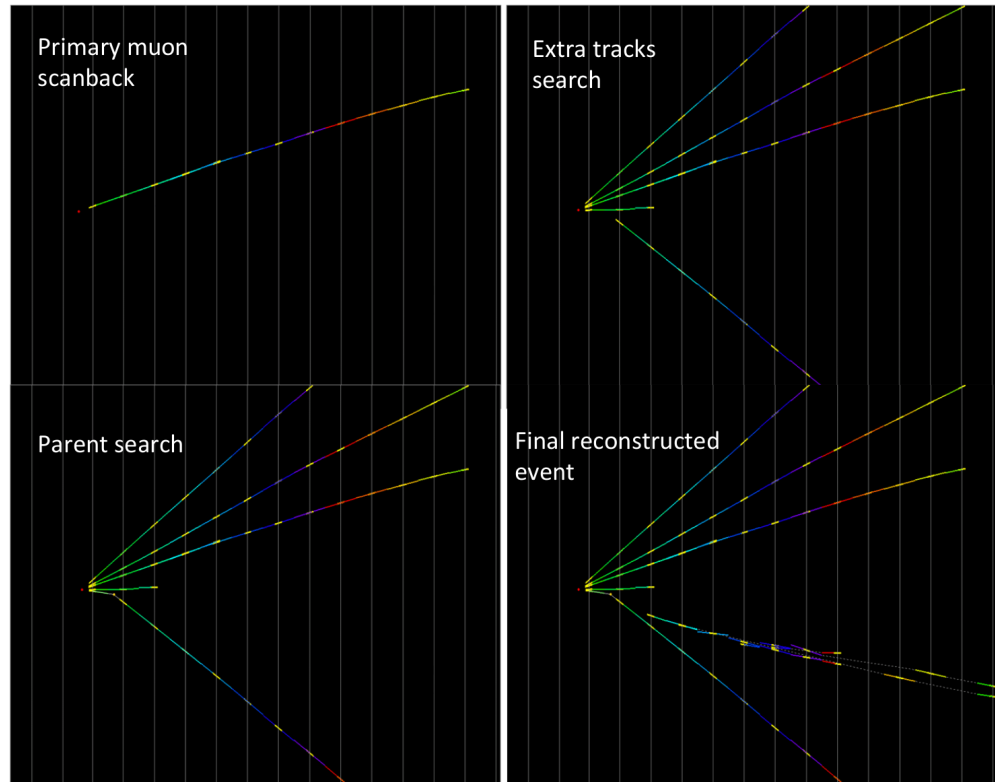


Figura 3.8: Il procedimento complessivo di *Decay Search*: alla traccia seguita in *scan-back* vengono associate le *extra-tracks* nel volume di misura che soddisfano determinati vincoli di distanza dal vertice e parametro d'impatto; un'ulteriore ricerca di possibili *parent tracks* che diano conto della presenza di *long decays* (sempre secondo precisi limiti di parametro d'impatto al vertice e distanza tra le tracce) completa la ricostruzione dell'evento [35].

Identificazione e ricostruzione di sciame e.m.

Nel paragrafo 3.5.1 si era specificato come la ricostruzione e la localizzazione del vertice interazione di neutrino non siano abbastanza efficienti nel caso in cui l'evento produca sciame elettromagnetici. Il presente lavoro è stato condotto con lo scopo di consentire un avanzamento nel procedimento di identificazione e di ricostruzione di sciame elettromagnetici, così da favorire l'individuazione di eventi candidati di interazione CC del ν_e nell'esperimento OPERA.

Il *framework* di analisi e ricostruzione di eventi utilizzato dall'esperimento OPERA è OpRelease, installato su un *cluster* a 64 bit al Centro di Calcolo di Lione (CCIN2P3) e operante tramite la versione di ROOT 5.24. Questo *framework* utilizza diversi pacchetti per implementare il processo di ricostruzione dell'evento in tutte le fasi di rivelazione, dal trigger di interazione di neutrino fornito dai TT fino alla ricostruzione del vertice di interazione nel *brick*. La simulazione Monte Carlo degli eventi di interazione di neutrino è realizzata tramite dal pacchetto OpNEGN, mentre la propagazione di particelle nel rivelatore è simulata tramite i due pacchetti OpRec per i rivelatori elettronici e OpEmuRec per i *brick*. In tal modo il *framework* OpRelease è impiegato sia nell'analisi che nella simulazione dei dati. I diversi pacchetti di cui si serve sono *shared library* del tipo `libOp*.so`, che sono caricate dinamicamente quando si utilizza il *framework*. L'organizzazione interna e l'interazione di OpRelease con i pacchetti esterni è gestita da Configuration Management Tool (`cmt`) versione 5.0.

La simulazione Monte Carlo avviene mediante più pacchetti. La geometria del rivelatore è simulata da OpGeom, che tiene conto del fatto che il bersaglio di OPERA ha una massa variabile a causa dell'estrazione e del reinserimento dei *brick*. La geometria utilizzata per la simulazione include la riproduzione della Hall B dei LNGS e della roccia circostante (per non trascurare la simulazione dei muoni provenienti da interazioni *upstream* che

non sono relazionati agli eventi nel bersaglio di OPERA). La simulazione nel rivelatore è invece operata dal pacchetto OpSim, il cui *output* è gestito da un altro pacchetto, Op-Digit, che converte gli *hits* fisici delle particelle cariche (depositi di energia) nel formato di dati definito “digit”, che tengono conto della risposta del rivelatore. L’analisi delle interazioni può essere condotta considerando i segnali dei rivelatori elettronici, e avviene attraverso l’insieme costituito dalla matrice $3 \times 3 \times 3$ di *brick* che circonda il vertice dell’evento [36]. Infine, il pacchetto OpEmuRec riproduce la catena di ricostruzione di tracce nei CS e la localizzazione del vertice di interazione nel *brick*.

4.1 Il pacchetto di ricostruzione in emulsione OpEmuRec

I dati relativi alle scansioni delle emulsioni vengono immagazzinati nel database centrale dell’esperimento OPERA. Da qui il pacchetto di analisi OpEmuRec, utilizzato per la gestione sia dei dati simulati sia dei dati provenienti dalle scansioni, avvia il procedimento di ricostruzione dell’evento. Prima però è necessario che i dati sono convertiti nell’opportuno formato di *input* attraverso il pacchetto OpEmuIO, che rappresenta l’interfaccia tra il *framework* di ricostruzione e i dati reali e MC. OpEmuIO può operare in due modi:

- scarica l’evento dal database e lo estrae copiandolo in un file di ROOT: la struttura del file così creato è definita “*emulsion data model*” e realizzata mediante le classi del pacchetto OpRData (le micro-tracce sono in corrispondenza biunivoca con gli oggetti della classe `REMULRawData`);
- legge un file MC contenente dei “digit” e lo converte nel formato “*emulsion data model*” producendo un nuovo file ROOT per ogni evento MC (Figura 4.1).

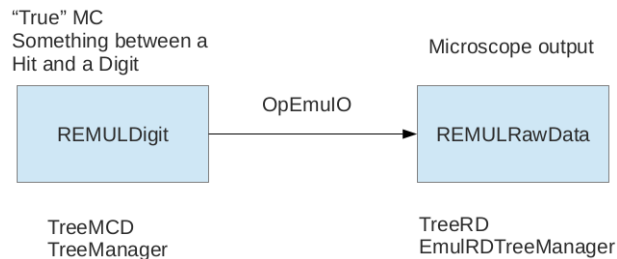


Figura 4.1: L’azione del pacchetto OpEmuIO: i dati provenienti dai rivelatori elettronici vengono convertiti in dati afferenti alle micro-tracce in emulsione [36].

OpEmuRec è un pacchetto progettato per includere nel *framework* di simulazione le procedure di localizzazione nei *brick* e nei CS. All'interno del pacchetto di OpEmuRec ogni processo è implementato come algoritmo C++ e può essere “chiamato” come una qualsiasi *routine*. Tali *routine* si interfacciano con *toolkit* esterni come FEDRA (Framework for Emulsion Data Reconstruction and Analysis) o SySal, che erano stati sviluppati indipendentemente e forniscono metodi e classi relativi alla ricostruzione di tracce e vertici nel *brick* (Figura 4.2). La principale differenza tra FEDRA e SySal consiste nel fatto che mentre il primo conduce la ricostruzione attraverso un riferimento basato sulle *base-tracks*, il secondo si basa direttamente sulle “micro-tracce”. I laboratori di misura utilizzano indistintamente FEDRA o SySal nelle loro versioni *stand-alone* per ricostruire gli eventi durante il processo di scansione. Generalmente OpEmuRec non è usato sui dati reali, tuttavia un dataset ricostruito con OpEmuRec è stato utilizzato dalla collaborazione come verifica di affidabilità del *framework* [37].

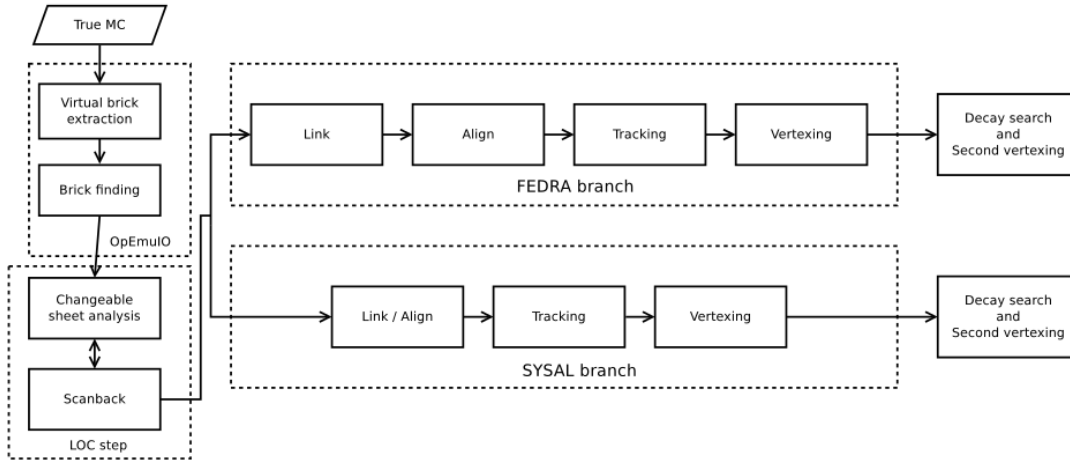


Figura 4.2: La catena di simulazione dei procedimenti di ricostruzione e localizzazione [36].

4.1.1 Strutture dati in OpEmuRec

Facendo dunque riferimento ai dati simulati, che sono salvati in file di ROOT evento per evento, la struttura con cui essi vengono immagazzinati prevede l'utilizzo di opportuni *Tree*, ovvero contenitori propri di ROOT organizzati in modo da memorizzare i dati dello stesso tipo in cosiddetti *Branch*. All'interno di un *Branch* i dati sono posti in tante *Leaf*, in egual numero per ogni *Branch* del *Tree*. L'insieme dei dati memorizzati nella stessa *Leaf* per tutti i *Branch* viene definita *entry* e rappresenta l'unità fondamentale per la lettura e la scrittura dei dati mediante il *Tree*. OpEmuRec non utilizza i metodi di

lettura/scrittura standard di ROOT, ma fa uso di varie classi di cosiddetti *Tree Manager*, che semplificano la gestione dei *Tree*. Il *Tree Manager* effettua la connessione al *Tree* ed è provvisto di un'area di memoria che riempie o con cui indirizza progressivamente ciascuna *entry* del *Tree*, di modo che i processi di lettura o scrittura non avvengono mai accedendo al *Tree* in maniera diretta. Ciascun *Tree Manager* è provvisto di specifici metodi per la selezione e l'accesso alle informazioni necessarie. Il pacchetto OpRData definisce tutte le categorie di *Tree Manager* disponibili e tutte le classi utilizzate per elaborare i dati di OPERA. Inoltre OpEmuRec è provvisto di una classe denominata OpEmuRecReader, che è in grado di gestire a livello del file la connessione automatica dei *Tree Manager* ai *Tree* che vengono identificati.

I file ROOT con gli eventi simulati contengono vari *Tree*. La simulazione è predisposta in modo che vengano prodotte micro-tracce solamente in una matrice di $3 \times 3 \times 3$ *brick* attorno a quello in cui avviene l'effettiva interazione (Figura 4.3). Dopo il processamento

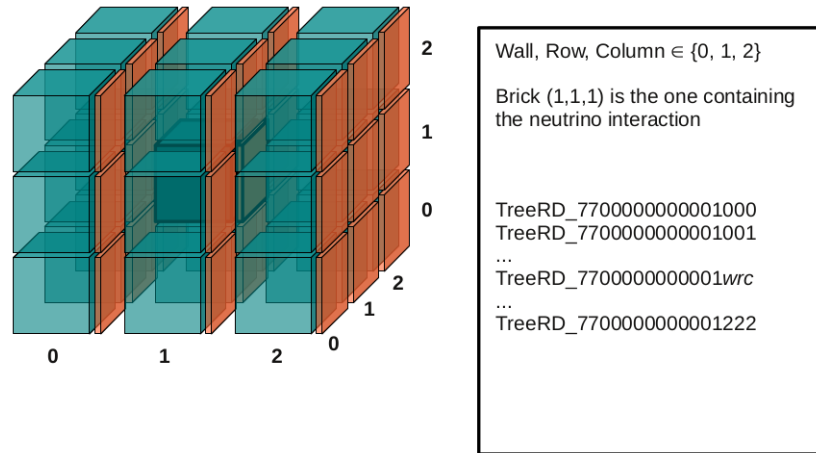


Figura 4.3: Configurazione di simulazione dell'evento di interazione di neutrino: le micro-tracce vengono create nei 27 brick di una matrice $3 \times 3 \times 3$ [36].

con OpEmuIO i file sono costituiti da [36]:

- *TreeMCD* che contiene una sola *entry* con i dati originali MC, la quale è utilizzata per produrre ogni altro oggetto nel file;
- *TreeMAP* che contiene una mappa di ciò che è incluso nel file;
- *TreeRD_7700000000001xxx* (dove le ultime tre cifre rappresentano la posizione di un *brick* nella matrice $3 \times 3 \times 3$) che contiene tutte le micro-tracce trovate nel singolo *brick*;

- `TreeRD_1` contiene le micro-tracce situate in un volume centrato attorno al punto di interazione di neutrino;
- `TreeAL_1` contiene i parametri di allineamento per `TreeRD_1`;
- `TreePREDDT_770000000000000001` contiene le predizioni dei rivelatori elettronici fornite dal processo di *brick finding*.

Successivamente OpEmuRec esegue le procedure di ricostruzione e localizzazione mediante una serie di algoritmi dedicati, che sfruttano metodi di FEDRA e SySal per riprodurre scansione dei CS, *scan-back*, allineamento, tracciamento e ricostruzione del vertice di interazione (*Decay Search*). In particolare il file ottenuto a fine simulazione contiene i *Tree* `TreeCSSCAN_770000000000003111` e `TreeDS_1` che contengono rispettivamente le tracce ricostruite nei CS del *brick* dove è avvenuta l'interazione e le tracce ricostruite nel volume attorno all'interazione selezionate dalla procedura di *Decay Search*. Ciascun file, corrispondente ad un singolo evento, possiede un *Event Header*, ovvero un oggetto che contiene tutte le informazioni di interesse, dall'identificativo dell'evento al numero di vertici e all'energia del neutrino che ha generato l'interazione.

4.2 Algoritmo per la selezione di eventi con sciami e.m. (*Vertex-to-CS*)

In eventi dovuti ad interazioni CC di ν_e ci si aspetta che l'elettrone generato al vertice primario produca uno sciame elettromagnetico che possa raggiungere i CS. Gli sciami e. m. possono inoltre essere prodotti dal decadimento del π^0 o dal decadimento $\tau \rightarrow e$. L'algoritmo per la selezione di eventi con sciami elettromagnetici è definito a livello dei CS e viene denominato "*shower hint*", indizio di sciame. Quando uno sciame elettromagnetico che si origina all'interno del *brick* raggiunge i CS, le *base-track* dovute ad elettroni e positroni si presentano come un insieme di tracce molto vicine tra loro e con pendenze simili. Pertanto è ragionevole ricercare nel doppietto di CS un *cluster* di *double base-track* valutando per ogni strato di emulsione le distanze spaziali e le differenze di pendenza che intercorrono tra le tracce ricostruite. Gli eventuali *cluster* generati sono direttamente relazionati con la traccia primaria dell'elettrone che ha dato origine allo sciame; questa proprietà è sfruttata per identificare l'interazione di ν_e rispetto alle interazioni NC.

L'algoritmo è descritto di seguito:

1. partendo dal vertice, tutte le tracce primarie ricostruite in seguito alla *Decay Search* che non siano state identificate come tracce muoniche vengono proiettate sui CS e qui vengono valutate le distanze e le differenze di pendenza tra le proiezioni delle tracce primarie e le tracce ricostruite sui CS;

2. se una traccia sui CS presenta una distanza inferiore o uguale a 2 mm dalla proiezione della traccia primaria e la differenza di pendenza è inferiore o uguale a 150 mrad, allora la traccia sui CS è identificata come candidata componente di un *cluster*;
3. se un numero minimo di 3 tracce entro le tolleranze posizionali ed angolari viene rinvenuto, allora il *cluster* viene confermato e si assegna alla traccia primaria il trigger per la ricostruzione dello sciame.

Questo algoritmo definisce un “trigger” chiamato *Vertex-to-CS*.

4.3 Procedura di identificazione dello sciame

Le tracce primarie selezionate dal trigger *Vertex-to-CS* sono analizzate partendo dalla posizione del segmento di traccia ricostruito più *upstream*, ovvero più vicino al vertice di interazione. La topologia di tracce propria di uno sciame elettromagnetico prevede la presenza di una traccia primaria da cui si diramano con apertura conica una serie di tracce secondarie ravvicinate, dovute alla produzione intensiva di fotoni da *bremstrahlung* e quindi di coppie e^+e^- .

Il punto di creazione dello sciame può variare lungo tutta la dimensione longitudinale del *brick* e si rende necessario esaminare l’andamento della traccia primaria dalla lastra di emulsione con il primo segmento ricostruito fino all’ultima, che per convenzione è identificata con il numero 57 (57 è il numero totale di lastre di emulsione nel *brick*).

Come specificato nel paragrafo 3.5.1, una volta localizzato il punto di stop della traccia tramite lo *scan-back*, la ricostruzione dei segmenti di traccia avviene in un volume compreso tra 5 lastre di emulsione *upstream* e 10 *downstream* rispetto al punto di stop (*total scan*). Questo non garantisce la ricostruzione di tutte le tracce presenti dal vertice localizzato all’ultima lastra del *brick*. Inoltre la struttura dati di OpEmuRec è basata sulle micro-tracce anziché sui segmenti ricostruiti, ovvero le *base-track*. Come accennato nel paragrafo 4.1.1, i file con gli eventi MC includono *Tree* che contengono le informazioni relative alle micro-tracce (in particolare il *Tree TreeRD_77000000000001xxx*, che contiene tutte le micro-tracce trovate nel *brick*), ma non vi sono *Tree* che contengano le *base-track*. Pertanto, poiché si rende indispensabile confrontare la traccia primaria con tutti i segmenti di traccia ricostruiti nel *brick* alla ricerca di un indizio di sciame, è stato necessario implementare una funzione che, ricevendo in *input* le micro-tracce in *TreeRD_77000000000001xxx*, effettuasse il collegamento entro determinate tolleranze posizionali e angolari tra le micro-tracce trovate nelle interfacce *top* e *bottom* delle lastre di emulsione per produrre le *base-track* (*linking*). Il codice della funzione utilizza un set di tolleranze posizionali ed angolari ottimizzato per l’associazione della migliore micro-traccia nel *bottom* a ciascuna micro-traccia nel *top*.

Una volta ottenute le *base-track* è avviata la procedura di identificazione della presenza di uno sciame:

1. partendo dal segmento ricostruito della traccia primaria più vicino al vertice, vengono valutate le distanze e le differenze di pendenza con tutte le *base-track* presenti nella lastra di emulsione alla ricerca di *cluster* analoghi a quelli individuati nei CS;
2. ogni volta che una *base-track* presenta una distanza dalla traccia primaria inferiore o uguale a $90 \mu\text{m}$ ed una differenza di pendenza inferiore o uguale a 150 mrad , il segmento ricostruito viene associato al *cluster*;
3. la presenza di un numero non inferiore a 3 *base-track* entro le tolleranze geometriche conferma l'individuazione di un *cluster* ed alla traccia primaria è assegnato uno *shower tag*, ovvero un'indicazione che lo sciame è stato identificato (Figura 4.4).

Nel caso in cui non vengano individuati *cluster*, la traccia primaria viene proiettata di emulsione in emulsione utilizzando i parametri posizionali ed angolari del segmento ricostruito più vicino e con minor differenza di pendenza rispetto alla traccia primaria. Quando non vi sono *base-track* entro le tolleranze e nessuna *base-track* è stata precedentemente associata alla traccia primaria, vengono utilizzati i valori di posizione e pendenza restituiti dalla ricostruzione operata in fase di *Decay Search*.

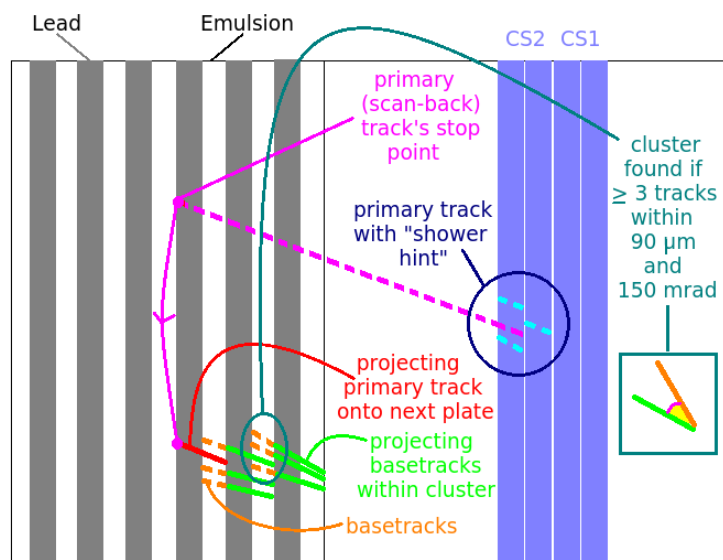


Figura 4.4: Schema che sintetizza il procedimento di ricerca di trigger sui CS e di identificazione dello sciame e.m. rispetto alla traccia primaria.

4.4 Algoritmo di ricostruzione dello sciame

In questa tesi è stato progettato un algoritmo di ricostruzione dello sciame e. m. che, una volta attribuito lo *shower tag* ad una traccia primaria, procede con la ricostruzione dello sciame lungo il suo sviluppo longitudinale. La traccia primaria viene sottoposta a un ulteriore processo di ricostruzione all'interno dello sciame. In particolare alla traccia primaria sono associate le *base-track* sulla lastra di emulsione che presentano il valore minimo per la grandezza $\chi^2 = \left(\frac{\Delta r}{\sigma_r}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\theta}{\sigma_\theta}\right)^2$, dove $\Delta r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$ con $\Delta x(y)$ le differenze di coordinate tra la traccia associata alla traccia primaria trovata nello strato di emulsione precedente e la *base-track* nello strato di emulsione corrente, e

$$\Delta\theta = \arccos\left(\frac{\mathbf{S} \cdot \mathbf{T}}{|\mathbf{S}||\mathbf{T}|}\right) = \arccos\left(\frac{S_x \cdot T_x + S_y \cdot T_y + 1 \cdot 1}{\sqrt{S_x^2 + S_y^2 + 1}\sqrt{T_x^2 + T_y^2 + 1}}\right)$$

con $\mathbf{S} = (S_x, S_y, 1)$ e $\mathbf{T} = (T_x, T_y, 1)$ rispettivamente vettori con le pendenze della proiezione della *base-track* e *base-track* considerata. Le risoluzioni spaziale ed angolare sono poste $\sigma_r = 1 \mu\text{m}$ e $\sigma_\theta = 1 \text{ mrad}$. χ^2 viene valutato unicamente nel caso in cui valgano le condizioni $\Delta r \leq 90 \mu\text{m}$ e $\Delta\theta \leq 150 \text{ mrad}$.

Partendo dal primo *cluster* individuato, vengono proiettate sulla lastra di emulsione successiva tutte le *base-track* che compongono il *cluster*. Come detto, alla traccia primaria viene assegnata la *base-track* appartenente al nuovo strato di emulsione con minor χ^2 , a patto che siano soddisfatte le tolleranze geometriche. Una volta assegnata alla primaria, alla *base-track* viene attribuita una *flag* che impedisca la riassegnazione successiva ad altre tracce ricostruite e la stessa *flag* è assegnata anche a tutte le altre *base-track* che rientrano nel *cluster* attribuito alla traccia primaria. Per tutte le *base-track* proiettate dal *cluster* sull'emulsione *upstream* viene ripetuto il procedimento di associazione delle *base-track* appartenenti al nuovo strato di emulsione ed ogni volta che avviene un'associazione entro le tolleranze stabilite (sono sempre $\Delta r \leq 90 \mu\text{m}$ e $\Delta\theta \leq 150 \text{ mrad}$), la *base-track* associata viene “*flaggata*” come non più attribuibile ad altre tracce.

Questo procedimento viene ripetuto iterativamente fino a che le proiezioni progressive delle tracce ricostruite non raggiungono l'ultimo strato di emulsione nel *brick*.

Ad ogni iterazione vengono valutati parametri d'interesse per definire lo sviluppo dello sciame, quali:

- numero di *base-track* assegnate al *cluster* della traccia primaria;
- numero totale di *base-track* assegnate al *cluster* della traccia primaria sul corrente strato di emulsione e che rientrano nelle tolleranze geometriche per le altre *base-track* proiettate;
- *dimensione trasversa* dello sciame, calcolata come la differenza tra le coordinate X e Y massime e minime tra quelle di tutte le *base-track* associate al *cluster* della

traccia primaria sullo strato di emulsione corrente ed entro le tolleranze per le *base-track* proiettate ($\Delta X = x_{max} - x_{min}$, $\Delta Y = y_{max} - y_{min}$);

- *centro* dello sciame, calcolato come la media di tutte le posizioni delle *base-track* nel *cluster* della traccia primaria ed entro le tolleranze per le *base-track* proiettate

$$(\langle X \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N x_i}{N}, \langle Y \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N y_i}{N} \text{ con } N \text{ numero totale di } \textit{base-track}).$$

4.4.1 Procedura per l'identificazione dell'elettrone

Utilizzando tolleranze geometriche molto più ridotte, l'analisi della traccia primaria che ha originato lo sciame può essere condotta negli strati di emulsione che intercorrono tra il vertice di interazione e la generazione dello sciame. Nel momento in cui vengano ritrovate per la traccia primaria delle *base-track* separate spazialmente da una distanza $\gtrsim 1 \mu\text{m}$ e con differenza di pendenza trascurabile, allora si è in presenza di una coppia e^+e^- generata da un fotone prodotto dal decadimento di un π^0 . La traccia primaria non è più da considerarsi candidato elettrone e l'interazione al vertice primario è classificata com evento NC [23].

In fase di simulazione, ai fini della stima di efficienza di ricostruzione dell'algoritmo, si controlla l'identità della particella che ha originato la traccia primaria, in modo da verificare che lo sciame ricostruito sia effettivamente dovuto ad un elettrone.

Test dell'algoritmo con i dati simulati

Per verificare le prestazioni dell'algoritmo sono stati simulati 885 eventi (di segnale) da interazione a CC di ν_e e 8720 eventi (di fondo) da interazione a NC di ν_μ . Nel campione di fondo sono presenti sciami elettromagnetici dovuti principalmente al decadimento dei π^0 in coppie di γ . Le distribuzioni in energia dei due campioni sono mostrate in Figura 5.1. In fase di analisi sono state considerate le efficienze relative ai diversi livelli di ricostruzione, sia in funzione dell'energia del neutrino sia in forma integrata:

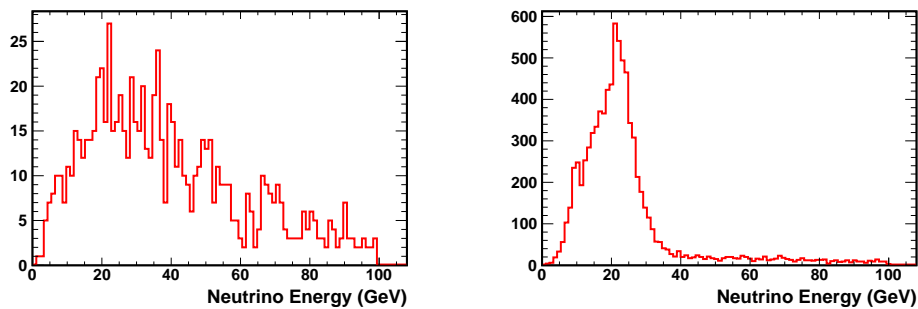


Figura 5.1: *Distribuzione in energia degli eventi simulati: 885 da interazione a CC di ν_e (sinistra) e 8720 da interazione a NC di ν_μ (destra).*

1. numero di eventi per cui sono stati ritrovati trigger “*shower hint*” nei CS in rapporto al numero totale di eventi (efficienza di trigger nei CS, $\varepsilon_{CS\ trigger}$);

2. numero di eventi per cui sono state ritrovate sia tracce ricostruite nel *brick* tramite la *Decay Search* sia tracce ricostruite nei CS in seguito allo scansionamento in rapporto al numero totale di eventi (efficienza di localizzazione del vertice di interazione, $\varepsilon_{V\ loc.}$);
3. numero di eventi per cui le predizioni provenienti dai rivelatori elettronici selezionano il *brick* dove è avvenuta l'interazione in rapporto al numero totale di eventi (efficienza di *brick finding*, $\varepsilon_{B.F.}$).

5.1 Selezione degli eventi

L'algoritmo è stato testato sul campione dei *brick* segnalati dai rivelatori elettronici come *brick* dove più probabilmente ha avuto luogo l'interazione di neutrino. Pertanto è stato preso in esame solamente un *brick* per evento. Questo significa che la condizione necessaria per applicare l'algoritmo è che l'evento sia stato triggerato dai rivelatori elettronici. Ciò accade per 619 eventi del campione relativo ai ν_e CC e per 8274 eventi del campione di ν_μ NC, il che porta a valutare l'efficienza complessiva di selezione del *brick* corretto a $\sim 70\%$ per i ν_e CC e $\sim 95\%$ per i ν_μ NC. Inoltre è necessario che:

- siano state trovate tracce sui CS;
- il vertice di interazione sia stato localizzato nel *brick*;
- le tracce di volume relative al *brick* siano state ricostruite durante la procedura di *Decay Search*.

Per i ν_e CC vi sono:

- 111 eventi per cui non sono state trovate tracce sui CS;
- 49 eventi per cui non sono state trovate tracce di volume ricostruite ed il vertice di interazione non è stato localizzato.

Allo stesso modo per i ν_μ NC vi sono:

- 3762 eventi per cui non sono state trovate tracce sui CS;
- 872 eventi per cui non sono state trovate tracce di volume ricostruite ed il vertice di interazione non è stato localizzato.

Ne risulta che il numero di eventi per i quali si arriva infine ad applicare l'algoritmo di ricerca di sciami è di 459 per il campione ν_e CC ($\varepsilon_{V\ loc.} \sim 52\%$) e 3640 per il campione ν_μ NC ($\varepsilon_{V\ loc.} \sim 42\%$).

5.2 Ricerca di sciame e.m.

La ricerca di sciame elettromagnetici è stata implementata come descritto nei paragrafi 4.2 e 4.3. In seguito alla valutazione del trigger *Vertex-to-CS* sono stati selezionati 325 eventi su 459 ($\sim 70\%$) per il campione ν_e CC e 734 eventi su 3640 ($\sim 20\%$) per il campione ν_μ NC.

È importante notare che il numero di tracce ricostruite in *Decay Search* e selezionate dal trigger può essere maggiore di 1 per singolo evento, in quanto i *cluster* trovati nei CS possono essere attraversati dalle proiezioni di più tracce uscenti dal vertice. Il numero totale di tracce triggerate è 620 sul totale di 325 eventi con trigger *Vertex-to-CS* per il campione ν_e CC ed è 1439 su un totale di 734 eventi triggerati per il campione ν_μ NC.

5.3 Identificazione dello sciame

Per decidere se una traccia triggerata dallo “*shower hint*” nei CS produce uno sciame, si conta il numero di strati di emulsione in cui l’algoritmo trova un numero non inferiore a 3 *base-track* all’interno delle tolleranze di ricostruzione. La distribuzione del numero di strati di emulsione per traccia ricostruita in *Decay Search* in cui sono associate almeno 3 *base-track* per i due campioni di eventi simulati è mostrata in Figura 5.2. Si considera

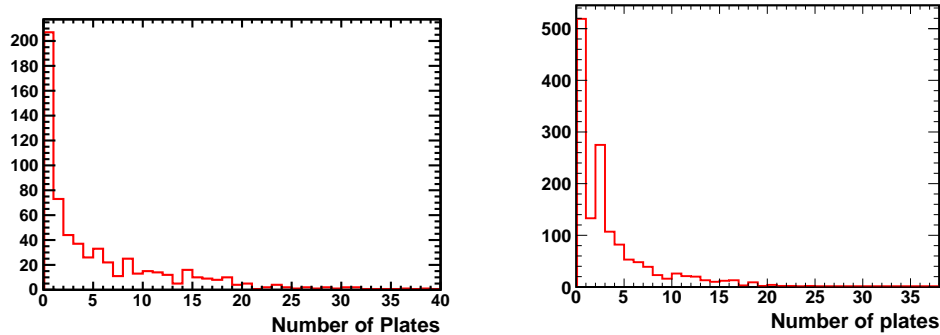


Figura 5.2: *Distribuzione del numero di strati di emulsione per singola traccia ricostruita in Decay Search in cui vengono associate almeno 3 base-track: campione ν_e CC (sinistra) e campione ν_μ NC (destra).*

identificato uno sciame e. m. se il numero di strati di emulsione in cui sono trovate 3 o più tracce compatibili è maggiore di 0. In tal caso sono selezionate 413 tracce su 620 ($\sim 67\%$) per il campione ν_e CC, mentre nel campione ν_μ NC vengono selezionate 667 tracce su 1439 ($\sim 46\%$). Considerando poi gli eventi (più tracce possono essere triggerate dallo “*shower hint*” per uno stesso evento) il numero di eventi per i quali è stato trovato

uno *shower* è 142 su 325 ($\sim 44\%$) per i ν_e CC ed è 276 su 734 ($\sim 38\%$) per i ν_μ NC. La Tabella 5.1 descrive le prestazioni di efficienza dell'algoritmo. L'efficienza finale di identificazione di *shower* nel campione ν_e CC sul totale di eventi simulati è $\sim 44\%$.

Tabella 5.1: Efficienza di identificazione dello sciame.

	ν_e CC	ν_μ NC
eventi simulati	885	8720
eventi triggerati dai TT	619	8274
eventi localizzati	459	3640
eventi con CS “ <i>shower hint</i> ”	325	734
eventi con sciame identificato	142	276

5.4 Caratterizzazione degli sciame per il campione ν_e CC

Il campione di 413 tracce triggerate dal procedimento di identificazione dello sciame (a cui è stato associato uno “*shower tag*”) nel campione di 325 eventi ν_e CC è stato ulteriormente analizzato per valutare la bontà dei parametri di ricerca dello *shower*.

Il punto in cui inizia lo sviluppo dello sciame si trova nello strato di emulsione dove si

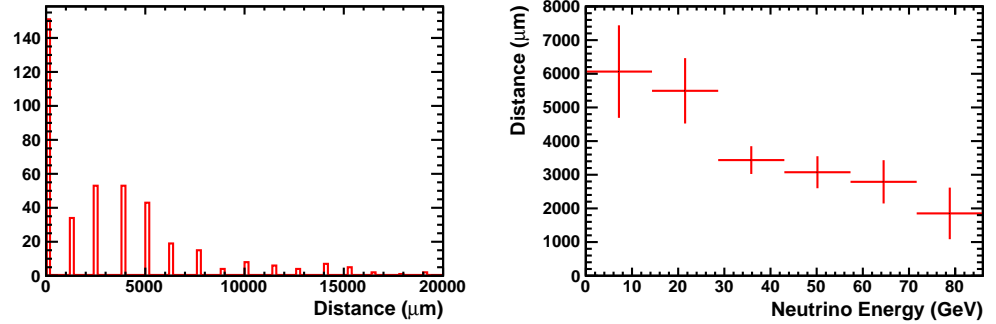


Figura 5.3: *Distribuzione della distanza in μm tra il vertice di interazione ed il punto di inizio dello sviluppo dello sciame per le tracce di eventi ν_e CC triggerate dal procedimento di identificazione (sinistra). Distanza in μm tra il vertice di interazione ed il punto di inizio dello sviluppo dello sciame per le tracce di eventi ν_e CC triggerate dal procedimento di identificazione in funzione dell'energia del neutrino in GeV (destra).*

ritrovano almeno 2 *base-tracks* associate alla traccia triggerata. In Figura 5.3 è mostrata la distanza tra il vertice dell'interazione e il punto in cui inizia lo sviluppo dello sciame; il picco a distanza zero è dovuto alla presenza di altre tracce del primario che ricadono nelle tolleranze di accettazione dell'algoritmo. Questo fondo può essere eliminato ottimizzando i parametri dell'algoritmo sullo strato di emulsione del vertice e comunque è eliminato in fase di ispezione visiva dell'evento al microscopio. La distanza tra il vertice di interazione e il punto iniziale dello sviluppo dello sciame è correlata all'energia dell'elettrone primario e quindi all'energia del neutrino interagente, come mostrato in Figura 5.3. Il numero di tracce associate allo sciame in funzione della distanza dal vertice di interazione è mostrato in Figura 5.4. In Figura 5.4 è mostrata la stessa curva per $E < 10$ GeV (triangoli), per $10 < E < 30$ GeV (cerchi vuoti) e per $E > 30$ GeV (cerchi pieni). La

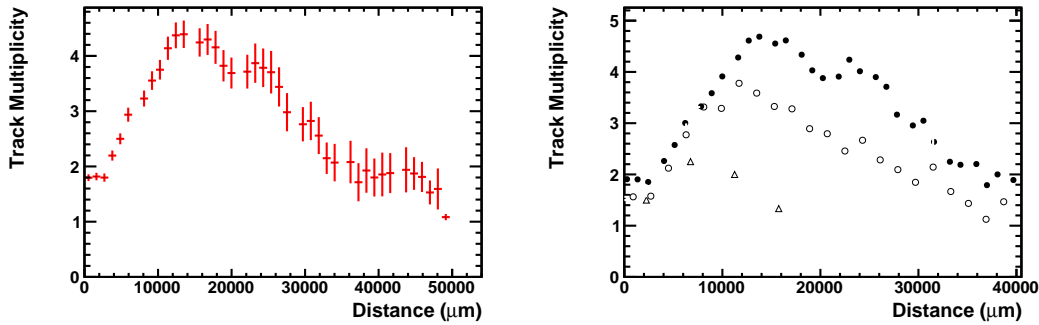


Figura 5.4: Numero di *base-track* associate allo sciame in funzione della distanza dal vertice di interazione in μm (sinistra). Numero di *base-track* associate allo sciame in funzione della distanza dal vertice di interazione in μm ed in funzione dell'energia del neutrino (destra): triangoli per $E < 10$ GeV, cerchi vuoti per $10 < E < 30$ GeV e cerchi pieni per $E > 30$ GeV.

distanza tra il vertice di interazione e il punto dello sciame dove è massimo il numero di tracce ad esso correlate è mostrata in funzione dell'energia del neutrino in Figura 5.7. Il numero massimo di tracce dello sciame per strato di emulsione è uno dei parametri maggiormente correlati all'energia del neutrino incidente, Figura 5.7. Questa proprietà può essere sfruttata per ottimizzare gli algoritmi di ricostruzione dell'energia del neutrino.

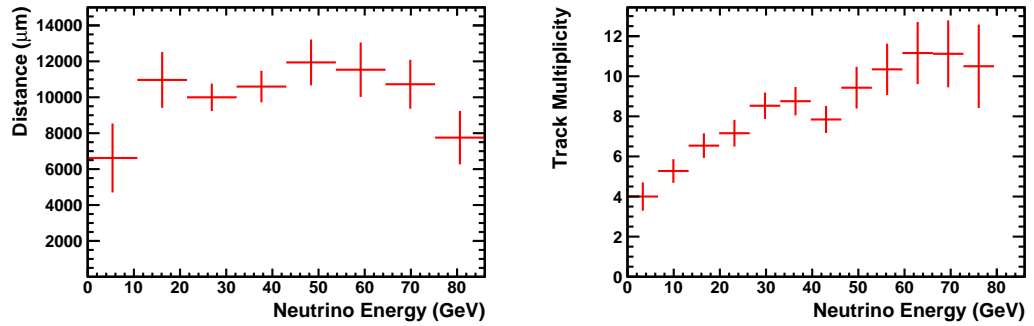


Figura 5.5: Distanza in μm tra il vertice di interazione e il punto dello sciame dove è massimo il numero di tracce associate in funzione dell'energia del neutrino in GeV (sinistra). Numero massimo di tracce associate per strato di emulsione in funzione dell'energia del neutrino in GeV (destra).

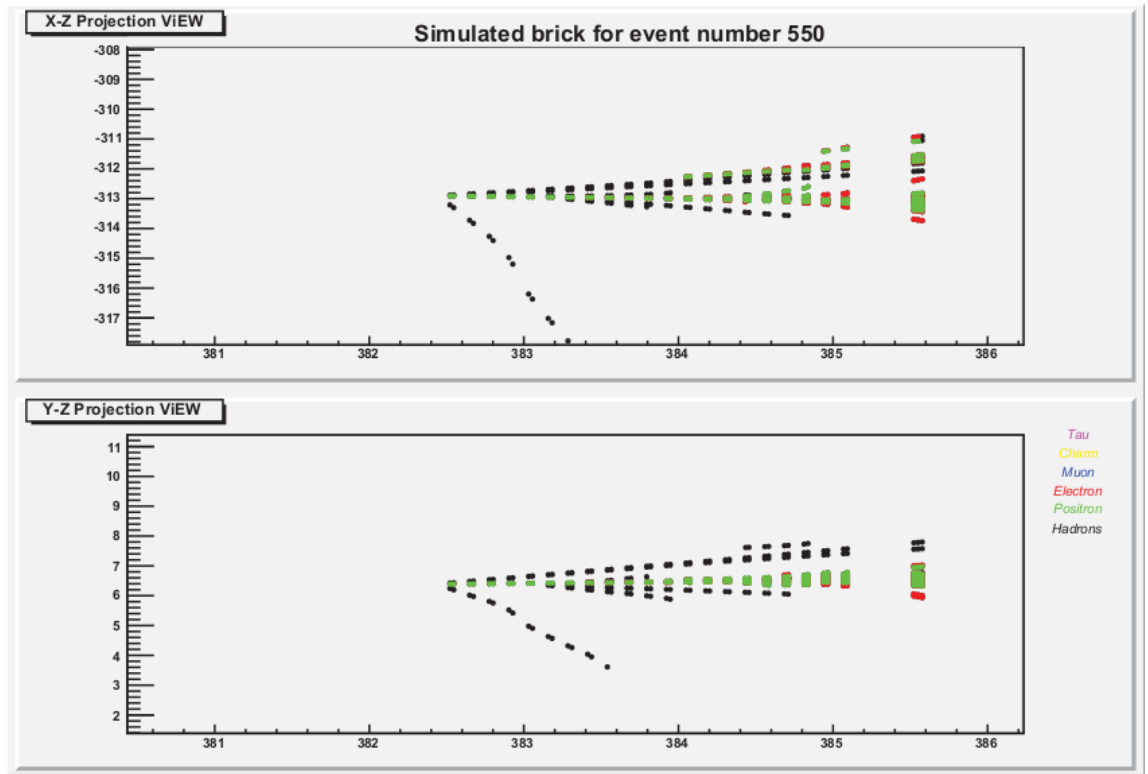


Figura 5.6: Display delle micro-tracce all'interno del brick per un evento simulato di interazione a CC di ν_e .

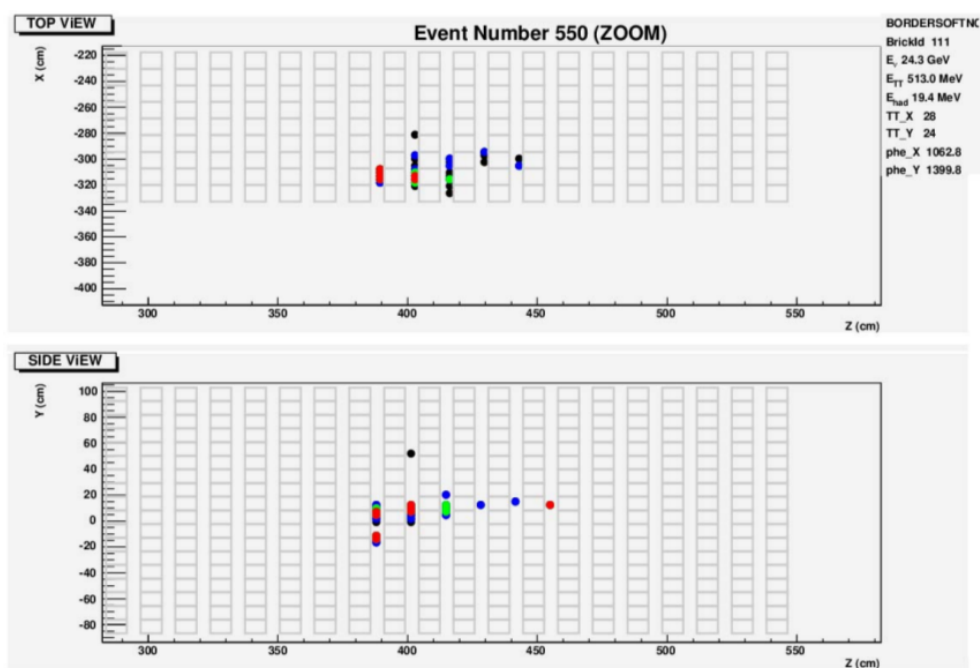


Figura 5.7: Display dei segnali forniti dai rivelatori elettronici per un evento simulato di interazione a CC di ν_e .

Conclusioni

L'esperimento OPERA è stato realizzato con lo scopo di fornire l'osservazione diretta della comparsa di ν_τ in un fascio di ν_μ a bassa contaminazione, al fine di confermare in maniera definitiva l'ipotesi di oscillazione dominante nel canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ nel settore atmosferico.

Il bersaglio di OPERA è suddiviso in "mattoni" detti *brick*, composti da un'alternanza di strati di materiale passivo (piombo) ed emulsioni nucleari. I *brick* sono contenuti in pareti verticali poste trasversalmente rispetto alla direzione di propagazione del fascio di neutrini. Per localizzare le interazioni di neutrino, alcuni piani di scintillatori plastici sono posti tra le pareti di *brick*, mentre gli spettrometri magnetici sono usati per identificare i muoni misurandone carica e momento. Ogni *brick* è associato ad una coppia di fogli di emulsione, i Changeable Sheets (CS), posti a valle del *brick* per confermare l'effettiva localizzazione dell'evento di interazione. Le tracce trovate nei CS vengono connesse a quelle all'interno del *brick* e ricostruite a ritroso proiettando le misure effettuate di emulsione in emulsione.

La procedura è ottimizzata in particolare per tracce penetranti per cui l'assunzione di propagazione in linea retta è una buona approssimazione. Tuttavia per particelle come gli elettroni, poco penetranti, la procedura risulta poco efficiente. Per questo motivo è stato sviluppato un algoritmo di ricostruzione di sciame elettromagnetici implementato nell'ambito del *framework* di ricostruzione dell'esperimento. In base a questa procedura, alle tracce che superano due livelli di selezione, prima a livello dei CS e quindi all'interno del *brick*, viene applicata una procedura di ricostruzione dello sciame dal primo segmento di traccia misurato fino all'ultimo strato di emulsione del *brick*.

Le prestazioni dell'algoritmo sono state valutate testandolo su due campioni di eventi simulati: interazioni ν_e CC, che costituiscono il segnale per la ricerca di oscillazioni nel canale sub-dominante $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, e interazioni ν_μ NC, che producono un fondo causato dagli sciame innescati dai γ prodotti da decadimento dei π^0 .

Per gli eventi di tipo ν_e CC l'efficienza stimata per l'identificazione di sciame è pari al 44%. Questo risultato costituisce un passo in avanti rispetto alla situazione precedente

in cui la ricerca di sciame era effettuata esclusivamente mediante scanning visuale.

Bibliografia

- [1] FORMAGGIO JOSEPH A. AND ZELLER G.P., *From eV to EeV: Neutrino Cross-Section Across Energy Scales*, *Rev. Mod. Phys.*, **84** (2012) 1307.
- [2] CASPER D., *The nuance Neutrino Simulator, and the Future*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **112** (2002) 161.
- [3] BERINGER J. ET AL., *Review of Particle Physics*, *Phys. Rev.*, **D 86** (2012) 010001.
- [4] RABY S. AND SLANSKY R., *Neutrino Masses - How to add them to the Standard Model*, *Los Alamos Science*, **25** (1997) 126.
- [5] GIACOMELLI G. ET AL., *Neutrino Oscillations in the Atmospheric Parameter Region: From the Early Experiments to the Present*, *Advances in High Energy Physics*, **2013** (2013) 464926.
- [6] PONTECORVO B., *Mesonium and anti-mesonium*, *Sov. Phys. JETP*, **6** (1957) 429.
- [7] PONTECORVO B., *Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge*, *Sov. Phys. JETP*, **26** (1968) 984.
- [8] MAKI Z., NAKAGAWA M. AND SAKATA S., *Remarks on the Unified Model of Elementary Particles*, *Prog. Theor. Phys.*, **28** (1962) 870.
- [9] WOLFENSTEIN L., *Neutrino oscillations in matter*, *Phys. Rev.*, **D 17** (1978) 2369.
- [10] MIKHEYEV S.P. AND SMIRNOV A.YU., *Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy*, *Sov. J. Nucl. Phys.*, **42** (1985) 913.
- [11] BRAIBANT S., GIACOMELLI G. AND SPURIO M., *Particelle e interazioni fondamentali: il mondo delle particelle*, Springer-Verlag, **2a ed.** (2012) cap. 12.

- [12] K.S. HIRATA ET AL., *Observation of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio in Kamiokande*, *Phys. Lett.*, **B 280** (1992) 146.
- [13] FUKUDA Y. ET AL., *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998) 1562.
- [14] AMBROSIO M. ET AL., *Measurement of the atmospheric neutrino-induced upgoing muon flux using MACRO*, *Phys. Lett.*, **B 434** (1998) 451.
- [15] ASHIE Y. ET AL., *Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillations*, *Phys. Rev. Lett.*, **93** (2004) 101801.
- [16] AHN M.H. ET AL., *Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment*, *Phys. Rev.*, **D 74** (2006) 072003.
- [17] ABE K. ET AL., *First Muon-Neutrino Disappearance Study with an Off-Axis Beam*, *Phys. Rev.*, **D 85** (2012) 031103.
- [18] THE NO ν A COLLABORATION, *The NO ν A Experiment and the NuMI Neutrino Beam*,
http://www-nova.fnal.gov/nova_experiment_print.html.
- [19] AGAFONOVA N. ET AL., *Observation of a first ν_τ candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam*, *Phys. Lett.*, **B 691** (2010) 138-145.
- [20] ACQUAFREDDA R. ET AL., *First events from the CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment*, *New J. Phys.*, **8:303** (2006) 23.
- [21] CNGS, *The CNGS website*, <http://proj-cngs.web.cern.ch/proj-cngs/>.
- [22] GULER M. ET AL., *OPERA: An appearance experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam. Experimental proposal*, CERN-SPSC, **2000-028** (2000).
- [23] ARIGA A. ET AL., *Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations with the OPERA experiment in the CNGS beam*, *JHEP07*, **004** (2014) .
- [24] DI CRESCENZO A., *Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the OPERA experiment*, *Università degli studi di Napoli "Federico II"*, **PhD thesis** (2013) .
- [25] ANOKHINA A. ET AL., *Emulsion sheet doublets as interface trackers for the OPERA experiment*, *JINST*, **3:P07005** (2008) .
- [26] ACQUAFREDDA R. ET AL., *The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam*, *JINST*, **4:P04018** (2009) .

- [27] ARRABITO L. ET AL., *Track reconstruction in the emulsion-lead target of the OPERA experiment using the ESS microscope*, *JINST*, **2:P02001** (2007) .
- [28] DE LELLIS G., *Analysis of 2010 and 2011 runs: towards Neutrino 2012, Collaboration Meeting*, **slides** (2012) .
- [29] ARRABITO L. ET AL., *Hardware performance of a scanning system for high speed analysis of nuclear emulsions*, *Nucl. Instrum. Meth.*, **A568:578-587** (2006) .
- [30] ESPOSITO L.S., *Study of electron identification in the Emulsion Cloud Chamber of the OPERA experiment*, *Università degli studi di Bologna*, **PhD thesis** (2005) .
- [31] TENTI M., *Electron identification and reconstruction with the OPERA ECC bricks and search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillation*, *Università degli studi di Bologna*, **PhD thesis** (2012) .
- [32] BARBUTO E. ET AL., *Atmospheric muon flux measurements at the external site of the Gran Sasso Lab.*, *Nucl. Instrum. Meth.*, **A525:485-495** (2004) .
- [33] KOSE U. ET AL., *Study of the $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillation channel in the OPERA experiment*, *OPERA Internal Note*, **160** (2013) .
- [34] ARIGA A. ET AL., *A method to search for short-lived particle decays in the OPERA experiment*, *OPERA Internal Note*, **128** (2011) .
- [35] DEL AMO SÁNCHEZ P., *Search procedure for short-lived particles and charm physics with the OPERA experiment*, *XXXVIIth International Conference on High Energy Physics*, **slides** (2014) .
- [36] KLICEK B., *OpEmuRec Workshop*, *OPERA website Internal Pages*, **slides** (2013) .
- [37] DUSINI S. ET AL., *Introduction to OpEmuRec*, *Private Communications*, **slides** (2011) .

Abstract

OPERA è un esperimento installato ai Laboratori del Gran Sasso, lungo la linea del fascio di neutrini CNGS prodotto al CERN. Il suo scopo principale è osservare - per la prima volta in modo diretto - il fenomeno dell'oscillazione di neutrini muonici del CNGS, in ν_τ . L'esperimento è attualmente in fase di analisi dati. Accanto al canale di oscillazione dominante $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ OPERA può studiare anche il canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ grazie all'ottima capacità di identificazione degli elettroni. OPERA utilizza un bersaglio attivo, finemente segmentato in moduli (*brick*) costituiti da pile di fogli di emulsioni nucleare e lastre di piombo. Ogni *brick*, il cui spessore è equivalente a 10 lunghezze di radiazione, è un rivelatore *stand-alone* attraverso il quale è possibile identificare e ricostruire gli sciami elettromagnetici e quindi le interazioni a corrente carica di neutrini elettronici. Il progetto di tesi si inquadra in questo contesto. Gli obiettivi specifici sono:

- implementazione di una nuova procedura di trigger applicata per l'identificazione degli sciami elettromagnetici;
- validazione della suddetta procedura sui dati simulati.