



Università degli Studi di Napoli “Federico II”

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dottorato di Ricerca in Fisica Fondamentale ed Applicata
XVIII Ciclo

Dott. Claudio Di Troia

Lo Spettrometro e la segnatura muonica dell’esperimento OPERA

Coordinatore:
Prof. Arturo Tagliacozzo

Novembre 2005

Indice

Introduzione	1
1 Oscillazioni di Neutrino	5
1.1 Il formalismo delle oscillazioni di neutrino	5
1.1.1 Caso a tre sapori	8
1.1.2 La massa del neutrino	10
1.2 Risultati sperimentali	12
1.2.1 Neutrini Solari e KamLAND	12
1.2.2 Neutrini Atmosferici e K2K	15
1.2.3 Informazioni mancanti	18
2 L’esperimento OPERA	21
2.1 Il fascio di neutrini CNGS	21
2.2 Struttura di insieme del rivelatore OPERA	23
2.2.1 Le emulsioni in OPERA	24
2.2.2 Target Trackers	25
2.2.3 Gli spettrometri	26
2.2.4 Sistema di veto	27
2.3 Esperimento di <i>apparizione</i>	27
2.3.1 Rivelare il sapore τ	28
2.3.2 Fondo	32
2.3.3 Ricerca di $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	34
2.4 Identificazione del muone	35
3 Gli spettrometri di OPERA I: il magnete	37
3.1 Descrizione generale	37
3.2 Proprietà magnetiche	39
3.3 Mappe di campo magnetico	41
3.4 Monitoraggio del campo magnetico	43
3.5 Installazione	45

4	Gli spettrometri di OPERA II: gli RPC	53
4.1	Descrizione generale degli RPC	53
4.2	Gli RPC in OPERA	55
4.3	Controllo di Qualità degli RPC di OPERA	57
4.3.1	Test meccanici	57
4.3.2	Test elettrici	59
4.3.3	Test con i raggi cosmici	63
4.3.4	Risultati dei test	65
5	Ricostruzione dei Muoni	69
5.1	La simulazione	69
5.1.1	Generatore di eventi	69
5.1.2	Propagatore di Particelle	70
5.1.3	Il codice OpRoot	70
5.2	Monitoraggio del fascio CNGS	72
5.2.1	Determinazione del volume di roccia fiduciale	74
5.2.2	Simulazione completa	76
5.2.3	Ricostruzione dell'energia dei muoni	80
5.2.4	Identificazione dei muoni	82
5.2.5	Cross check per la classificazione degli eventi	84
5.2.6	Spettri ricostruiti	85
5.2.7	Conteggi	86
	Conclusioni	93
	Bibliografia	95

Introduzione

La comprensione dei fenomeni legati alle particelle elementari ha raggiunto da diversi anni un assetto con una formulazione "standard", sia nel microscopico con la teoria di campo delle interazioni elettrodeboli e forti, sia nel macroscopico con il modello cosmologico. La fisica del neutrino ha sempre avuto e continua ad avere una parte da protagonista nei modelli teorici. Oggi sono diverse le prove che hanno evidenziato il fenomeno delle oscillazioni e, di conseguenza, hanno persuaso la comunità scientifica a considerare massivo il neutrino.

L'esperimento OPERA si colloca nella realtà della fisica delle oscillazioni di sapore del neutrino proponendosi di fornire una prova diretta, di mostrare l'apparizione di ν_τ da un fascio di ν_μ . L'arduo compito di rivelare il leptone associato τ è reso possibile dalle caratteristiche del fascio di *long baseline* CNGS, 732 Km per collegare il CERN ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), e dalle caratteristiche di elevata precisione tracciante ($\delta \sim 1\mu\text{m}$) e di ottima risoluzione angolare ($\delta\theta \sim 1\text{ mrad}$) del rivelatore.

OPERA coglie l'esperienza di CHORUS [1] e di DONUT [2], basando la rivelazione di τ sulle Emulsion Cloud Chambers (ECC). Le ECC di OPERA sono strati di materiale passivo, il piombo, intervallati da strati di materiale tracciante, le emulsioni nucleari. Le emulsioni permettono di raggiungere la precisione necessaria, la massa data dal piombo è preziosa nell'aumentare la probabilità di interazione del neutrino con la materia. L'estrazione delle ECC da analizzare viene guidata da rivelatori elettronici, come gli scintillatori presenti nella parte di targhetta, affianco al piombo ed alle emulsioni. I Drift Tubes (DT) ed i Resistive Plate Chambers (RPC) sono gli altri rivelatori elettronici parte dei due spettrometri dell'esperimento.

Gli spettrometri servono all'identificazione, alla determinazione del momento e del segno di carica dei muoni che lo attraversano. Con lo spettrometro OPERA aumenta il rapporto segnale-rumore soprattutto se riferito al canale di rivelazione dove il τ decade in μ . Inoltre, tramite gli spettrometri è possibile effettuare il monitoraggio del fascio CNGS.

Nella presente tesi sarà affrontato lo studio degli spettrometri analizzando le principali parti che lo costituiscono, dal magnete agli RPC. Dalle

proprietà ottenute sarà possibile realizzare una simulazione dell'esperimento ai fini del monitoraggio del fascio, mettendo in risalto il ruolo che avranno gli spettrometri.

La tesi è costituita da 5 capitoli organizzati nel seguente modo:

Capitolo 1 Sarà di introduzione alla fisica delle oscillazioni di neutrino.

Dopo aver esposto le basi del meccanismo di oscillazione ed alcune conseguenze di tale fenomeno sarà descritto l'attuale assetto sperimentale. Grandi esperimenti hanno fornito prove indirette dell'occorrenza di cambiamento di sapore coerenti con il meccanismo delle oscillazioni. OPERA è progettato per osservare tale cambiamento fornendo un test diretto: l'apparizione di sapore τ da un fascio puro di neutrini muonici.

Capitolo 2 Sarà dedicato all'esperimento OPERA. All'inizio verrà descritto il fascio CNGS di neutrini ν_μ . Saranno quindi descritti i diversi rivelatori di OPERA: dalle *Emulsion Cloud Chambers* della parte di targhetta, ai *Resistive Plate Chambers* degli spettrometri, dagli scintillatori ai tubi di deriva. Infine verrà esposto come OPERA sia in grado di osservare il segnale τ , le principali fonti di background ed i risultati attesi dopo cinque anni di presa dati. La funzionalità dello spettrometro sarà messa in risalto.

Capitolo 3 Inizierà lo studio delle proprietà e delle performance degli spettrometri. In questo e nel capitolo successivo sarà descritta la parte più "hardware". Verranno descritti i magneti dipolari di OPERA, e riportati gli studi fatti sulle loro proprietà chimiche e meccaniche. Saranno mostrate le mappe simulate del campo magnetico atteso ed i test effettuati sulle sonde per monitorare tale campo quando l'esperimento sarà in presa dati. Infine si descriverà l'installazione degli spettrometri con il montaggio alternato dei piani di ferro del magnete e dei piani di rivelazione costituiti dagli RPC.

Capitolo 4 Sarà dedicato agli RPC presenti negli spettrometri di OPERA. Saranno descritti i principi di funzionamento generali e le caratteristiche tecniche specifiche. Verrà fornito quindi il resoconto dei test di qualità eseguiti su tali rivelatori. Tali prove hanno permesso lo studio delle proprietà meccaniche ed elettroniche delle camere. Tramite un test che sottoponeva i rivelatori ai raggi cosmici sono state stimate l'efficienze e le mappe di rumore che verranno riportate.

Capitolo 5 Sarà descritta la parte di software realizzato ai fini della simulazione dell'esperimento. Le caratteristiche dello spettrometro sono state utilizzate per comprendere come OPERA sia in grado di identificare i muoni che lo attraversano. Tramite il conteggio dei muoni

sarà possibile dedurre l'intensità del fascio CNGS. Occorrerà attuare algoritmi per la identificazione dei muoni e la ricostruzione delle loro energie. Se applicate al monitoraggio del fascio si mostrerà come sia possibile dedurre la forma spettrale in pochi giorni di presa dati grazie alle proprietà degli spettrometri, ed all'aumento di statistica ottenuta nel considerare le interazioni di neutrino con la roccia del complesso montuoso del Gran Sasso che circonda OPERA.

Capitolo 1

Oscillazioni di Neutrino

1.1 Il formalismo delle oscillazioni di neutrino

È nel decadimento leptonic $W^+ \rightarrow l_\alpha^+ + \nu_\alpha$ (oppure in $W^- \rightarrow l_\alpha^- + \bar{\nu}_\alpha$) che sono prodotti neutrini con uno specifico sapore ($\alpha = e, \mu, \tau$) che corrisponde al leptone carico associato: l_e, l_μ, l_τ sono rispettivamente l'elettrone, il muone ed il τ . I ν_α sono noti come neutrini autostati delle interazioni deboli o autostati di sapore, proprio perchè accoppiati con un vertice di corrente carica (CC) delle interazioni deboli e con una particolare famiglia leptonica.

Questa è la base più naturale da prendere per neutrini privi di massa. Invece per neutrini massivi è possibile utilizzare come base quella che diagonalizza il termine di massa $\mathcal{L}_{m\nu}$ che deve essere aggiunto alla Lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{m\nu} = - \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{2} \bar{\nu}_i \nu_i. \quad (1.1)$$

I ν_i sono quindi gli autostati di massa. In generale una famiglia di neutrino è combinazione di diversi autostati di massa e, viceversa, un autostato di massa è una miscela di differenti sapori. In termini di cambiamento di base risulta

$$\nu_\alpha = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i, \quad (1.2)$$

e nel caso del formalismo ad una particella con la notazione di Dirac:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle. \quad (1.3)$$

Dove U è una matrice unitaria nota come matrice di mixing.

L'evoluzione nel tempo di uno stato di sapore $|\nu_\alpha\rangle$ libero (nel vuoto)

viene espresso, in unità naturali, da

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle, \quad (1.4)$$

con $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \sim p_i + m_i^2/(2p_i)$ nel limite ultrarelativistico, quando $p_i \gg m_i$.

Nella notazione di Dirac è facile valutare la probabilità di trovare un sapore β dopo un tempo t :

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | e^{-i\mathcal{H}t} | \nu_\alpha \rangle|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha i}^* U_{\beta i} \exp\left(-i\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right), \quad (1.5)$$

con $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ noto come *mass splitting*, E l'energia iniziale del neutrino (essendo $p_i \sim E$) ed L (nota come *baseline*) la distanza t percorsa.

Sfruttando l'unitarietà di U risulta

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha i}^* U_{\beta i}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) + \\ & + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha i}^* U_{\beta i}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right). \end{aligned} \quad (1.6)$$

Nell'equazione sopra (1.6) è evidente che per avere oscillazioni occorre avere differenza tra autostati di sapore ed autostati di massa: $U \neq \mathbf{1}$ e la massa dei neutrini deve essere diversa da zero e non degenerare: $\Delta m_{ij}^2 \neq 0$. In questo caso la probabilità oscilla in funzione di L/E (o *pattern di oscillazione*).

È possibile comprendere il fenomeno delle oscillazioni considerando solo due componenti, il caso più semplice risulta spesso utile. Con due sapori $a \neq b$, U è reale ed espressa da

$$\begin{pmatrix} \nu_a \\ \nu_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

La probabilità di oscillazione risulta

$$\mathcal{P}(\nu_a \rightarrow \nu_b) = \sin^2(2\theta) \sin^2(1.27\Delta m^2 L/E), \quad (1.8)$$

e

$$\mathcal{P}(\nu_a \rightarrow \nu_a) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2(1.27\Delta m^2 L/E), \quad (1.9)$$

con L in Km, E in GeV e $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ in eV^2 .

Dal punto di vista sperimentale è chiaro come nel settore delle oscillazioni si possa fare *apparizione* (1.8) o *sparizione* (1.9). Inoltre è possibile fin d'ora distinguere le seguenti regioni cinematiche:

1. $L/E \ll (\Delta m^2)^{-1}$ non sarà possibile evidenziare le oscillazioni.
2. $L/E \sim (\Delta m^2)^{-1}$ è il range ideale per osservare l'oscillazione in L/E .
3. $L/E \gg (\Delta m^2)^{-1}$ il pattern di oscillazione sarà saturato e potrà essere osservato solo un effetto medio proporzionale a $\sin^2(2\theta)$.

È per questo motivo che in un esperimento risulta importante il rapporto L/E : più è grande L/E , più l'esperimento sarà sensibile a piccole Δm^2 .

Effetti di materia

Quanto detto è valido nel vuoto, nel caso in cui il neutrino attraversi zone dense di materia i parametri connessi con le oscillazioni vanno modificati. Partendo dal formalismo a due componenti, espresso sopra, assegnamo i due sapori elettronico e muonico: $a = e$ e $b = \mu$ in (1.7), (1.8) e (1.9). Gli effetti di materia sono provocati dalla presenza di elettroni: il comportamento di un neutrino elettronico sarà differente da quello di un'altra famiglia nell'attraversare la medesima quantità di materia. In termini di interazioni mediate da W^\pm nel settore elettronico si ottiene un termine di massa A aggiuntivo alla massa m_{ee} di ν_e : $m_{eem} = m_{ee} + A$ con [3] $A = 2\sqrt{2}G_F E N_e$ e G_f la costante di Fermi ed N_e la densità elettronica. L'Hamiltoniana può essere espressa nella base degli autostati di sapore α o di massa i tramite la trasformazione (1.7) sia nel vuoto: $\mathcal{H}^i = U^\dagger \mathcal{H}^\alpha U$ con

$$\mathcal{H}^i = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{H}^\alpha = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 & m_{e\mu}^2 \\ m_{\mu e}^2 & m_{\mu\mu}^2 \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

che nella materia: $\mathcal{H}_m^i = U^\dagger \mathcal{H}_m^\alpha U$ con

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_m^i &= \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_1^2 + A \cos^2 \theta & A \cos \theta \sin \theta \\ A \cos \theta \sin \theta & m_2^2 + A \sin^2 \theta \end{pmatrix}, \\ \mathcal{H}_m^\alpha &= \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 + A & m_{e\mu}^2 \\ m_{\mu e}^2 & m_{\mu\mu}^2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Si vede che occorre un'ulteriore trasformazione di base per diagonalizzare \mathcal{H}_m^i : gli autostati saranno indicati con (ν_{1m}, ν_{2m}) e si potranno esprimere i nuovi parametri Δm_m^2 e θ_m in funzione dei valori nel vuoto (e viceversa). Risulta infatti che

$$\tan \theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\cos 2\theta - A/\Delta m^2}, \quad (1.12)$$

$$\Delta m_m^2 = \Delta m^2 \sqrt{(\cos 2\theta - A/\Delta m^2)^2 + \sin^2 2\theta}, \quad (1.13)$$

$$L_m = \frac{\sin 2\theta_m}{\sin 2\theta} L, \quad (1.14)$$

per mantenere inalterate le espressioni delle probabilità:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_m(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= \sin^2 2\theta_m \sin^2(1.27\Delta m_m^2 L_m/E), \\ \mathcal{P}_m(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= 1 - \mathcal{P}_m(\nu_e \rightarrow \nu_\mu). \end{aligned} \quad (1.15)$$

Mentre per la maggior parte degli esperimenti le correzioni sopra riportate sono trascurabili, per altri risultano fondamentali. Ad esempio, nel settore dei neutrini solari i risultati sono interpretati tramite il meccanismo MSW[4] grazie al quale gli effetti di materia inducono una conversione massima (per $A = \Delta m^2 \cos 2\theta$) di ν_e in ν_μ indipendentemente dagli angoli (nel vuoto) di mixing.

1.1.1 Caso a tre sapori

Se si considerano le tre famiglie e, μ, τ la matrice di mixing diventa 3×3 ed è chiamata la matrice MNS (da Maki-Nakagawa-Sakata [5]) o PMNS per ricordare il contributo di Pontecorvo[6]. Esplicitando le componenti risulta

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix}; \quad (1.16)$$

anche se viene spesso utilizzata la seguente rappresentazione (comune al caso della matrice CKM nel settore dei quark):

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \quad (1.17)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{23} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

dove $\theta_{ij} = \theta_{12}, \theta_{23}$ e θ_{13} sono gli angoli di mixing (ovvero gli angoli di Eulero della trasformazione come è esplicito nella (1.17)) e per c_{ij} e s_{ij} si intende rispettivamente $\cos \theta_{ij}$ e $\sin \theta_{ij}$. Risulta:

$$\begin{aligned} \tan^2 \theta_{23} &\equiv \frac{|U_{\mu3}|^2}{|U_{\tau3}|^2} \\ \tan^2 \theta_{12} &\equiv \frac{|U_{e2}|^2}{|U_{e1}|^2} \\ \sin^2 \theta_{13} &\equiv |U_{e3}|^2. \end{aligned} \quad (1.19)$$

U è complessa a causa della fase δ ¹ presente nel caso i neutrini abbiano un termine di massa tipo quello per i quark. In tal caso si parlerà di neutrini di tipo Dirac. Come sarà spiegato nel prossimo paragrafo è possibile avere neutrini di tipo Dirac e di tipo Majorana. Nel caso Majorana sono presenti oltre a δ altre due fasi, α_1 ed α_2 : la matrice di mixing nella (1.17) va moltiplicata per la matrice diagonale $diag(e^{-i\alpha_1}, e^{-i\alpha_2}, 1)$.

Per il vincolo $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$ nel caso di tre famiglie i principali parametri di oscillazione sono Δm_{12}^2 , Δm_{23}^2 ed i tre angoli di mix θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} . Nel caso in cui $|\Delta m_{23}^2| \gg |\Delta m_{12}^2|$ è possibile esprimere le probabilità di oscillazione nel seguente modo

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\simeq \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 L/E) \\ \mathcal{P}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) &\simeq \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 L/E) \\ \mathcal{P}(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) &\simeq \sin^2 2\theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 L/E)\end{aligned}\tag{1.20}$$

che risulterà utile visto che l'ipotesi fatta si basa su evidenze sperimentali ottenute quando $\Delta m_{12}^2 L/E \ll 1$, come vedremo nel prossimo paragrafo.

Poichè anche θ_{13} è ritenuto piccolo, nel caso delle oscillazioni di ν_μ risulta dominante l'oscillazione in ν_τ : $\mathcal{P}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \ll \mathcal{P}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ ed è possibile ricondursi all'approssimazione a due sapori come in (1.8).

Sopra si sono omesse alcune probabilità di oscillazione: nota $\mathcal{P}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$, si può ottenere $\mathcal{P}(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$ con la trasformazione T (inversione di tempo) oppure $\mathcal{P}(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ con una trasformazione CP (coniugazione di carica moltiplicata per l'inversione di parità). Solo nel caso di una matrice di mix U reale, vale la proprietà

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \mathcal{P}(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)\tag{1.21}$$

ed è per questo che la fase δ è associata alla violazione di CP. La stima della violazione di CP risulta [7] infatti proporzionale a

$$J_{CP} = \frac{1}{8} \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} \sin \delta\tag{1.22}$$

dove si nota come gli angoli di mixing peggiorano la possibilità di effettuare una misura².

¹Definita da

$$\sin \delta \equiv \frac{8\text{Im}(U_{e2}^* U_{e3} U_{\mu 2} U_{\mu 3}^*)}{\sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \cos \theta_{13}}.$$

²Nello stimare la violazione di CP occorre sottrarre il contributo dovuto agli effetti di materia.

1.1.2 La massa del neutrino

Provare il fenomeno delle oscillazioni ($\Delta m_{ij}^2 \neq 0$) significa assegnare una massa non nulla al neutrino. Le oscillazioni non sono in grado di determinare la scala assoluta della massa (anche se possono stabilire un limite inferiore). Da esperimenti di oscillazione è possibile dedurre solo la gerarchia delle famiglie, ovvero l'ordine con cui si dispongono le masse. Nel caso a tre famiglie si presentano solo due possibilità: può risultare normale $m_1 \sim m_2 \ll m_3$ oppure invertita $m_3 \ll m_2 \sim m_1$. Il segno dei parametri Δm_{ij}^2 acquista così importanza per un assetto della teoria, in particolar modo il segno di Δm_{23}^2 .

Neutrini di Dirac, di Majorana e meccanismo di *seesaw*

Il Modello Standard (SM) deve comunque essere ampliato con l'aggiunta nella Lagrangiana di termini di massa legati al neutrino. Nel caso di una sola famiglia il termine di massa più generico per un neutrino ν è del tipo:

$$\mathcal{L}_{m_\nu} = -\frac{1}{2}(\bar{\nu}_L^c, \bar{\nu}_R) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (1.23)$$

dove h.c. sta per hermitiano coniugato, m_R ed m_D sono parametri di massa, gli indici R ed L stanno a specificare le componenti chirali destra e sinistra del campo di neutrini e l'apice c per indicare il coniugato di carica di un campo: dato il campo fermionico ψ risulta $\psi^c = C\bar{\psi}^T$ e le componenti $\psi_{L(R)}$ sono quelle che soddisfano $P_{L(R)}\psi_{L(R)} = \psi_{L(R)}$ e $P_{R(L)}\psi_{L(R)} = 0$ con i proiettori di elicità $P_L = (1/2)(1 - \gamma_5)$ e $P_R = (1/2)(1 + \gamma_5)$. Il termine di massa proporzionale ad m_D è il termine di Dirac della Lagrangiana $\mathcal{L}_{Dirac} = -m_D\bar{\nu}\nu$, con $\bar{\nu}$ il campo che descrive l'antineutrino (in generale da un campo ψ si ottiene il campo $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$). Per \mathcal{L}_{Dirac} occorre introdurre nel SM il neutrino destrorso ν_R che non partecipando alle interazioni deboli (per questo è assente in SM) è *sterile*. I termini di massa che nella (1.23) sono associati ad m_R sono termini di tipo Majorana, con $\mathcal{L}_{Majorana}$ combinazione di termini tipo $\bar{\nu}\nu^c$ e $\bar{\nu}^c\nu$. Il motivo per cui nel solo caso del neutrino è possibile avere questi termini risiede nel fatto che il neutrino è privo di carica: è possibile inserire termini di tipo Majorana perchè non si ha violazione della conservazione di carica, oltre al fatto che viene rispettata l'hermitianeità e l'invarianza per trasformazioni di Lorenz. La principale conseguenza nell'introdurre tale termine è la violazione del numero leptonico: un termine di massa di tipo Majorana trasforma un neutrino in antineutrino e viceversa. Se nella (1.23) $m_R = 0$ i neutrini sono detti di Dirac, altrimenti sono detti di Majorana. Nel caso di neutrini di Dirac la massa del neutrino è assegnata nel medesimo modo che per gli altri fermioni. Poichè il neutrino ha una massa molto più piccola anche

la costante f_ν di accoppiamento Yukawa sarà molto piccola. Infatti per $m_\nu = f_\nu \langle \phi \rangle_0 \sim 0.05$ eV con $\langle \phi \rangle_0 \sim 174$ GeV, il campo di Higgs nel vuoto, risulterebbe $f_\nu \sim 10^{-13}$.

Nel meccanismo di *seesaw* [8] è possibile evitare l'introduzione *accidentale* di un nuovo ordine di grandezza nelle costanti di accoppiamento. Riprendendo la (1.23) e ponendo $m_D \sim m_{top} \sim 175$ GeV e $m_R \sim m_{GUT} \sim 10^{15}$ GeV non si introducono nuove scale. Gli autostati di massa sono quelli che, tramite una trasformazione Z , diagonalizzano la matrice di massa \mathcal{M}_ν :

$$\begin{aligned} Z^\dagger \mathcal{M}_\nu Z &= Z^\dagger \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} Z = \\ &= \mathcal{D}_\nu = \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} m_D^2/m_R & 0 \\ 0 & m_R \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1.24)$$

trascurando termini di ordine $(m_D/m_R)^2$. In questo modo si avrebbe un neutrino leggero con massa $m_1 \sim 3 \times 10^{-2}$ eV² ed un neutrino supermassivo³. Il tutto ovviamente esteso ai tre sapori e, μ, τ .

Limiti sperimentali alla massa del neutrino

I limiti di massa del neutrino sono spesso ottenuti analizzando la cinematica di reazioni di decadimento. Stimando dei valori di massa si dovrebbero stimare gli autovalori m_i degli autostati di massa ν_i . In realtà gli esperimenti non sono stati in grado, fin'ora, di risolvere le oscillazioni; si parla quindi di valori medi di massa associata ad uno specifico sapore. Per il sapore μ si ottiene il limite superiore [9] $m_{\nu_\mu} < 190$ KeV (90% C.L.) dal decadimento a due corpi del pione in quiete: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ e $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

La miglior stima [10] di $m_{\nu_\tau} < 18.2$ MeV (95% C.L.) è fornita dalla cinematica del decadimento di τ in 5 o 6 pioni prodotto nella collisione e^+e^- . Il caso di m_{ν_e} è il più interessante. Gli esperimenti Troitsk e Mainz, con la tecnica del decadimento β del Tritio sono giunti[11] al limite di $m_{\nu_e} < 2.2$ eV (95% C.L.). Se si considera il neutrino di tipo Majorana, dal decadimento doppio β senza emissione di neutrini (decadimento $0\nu\beta\beta$) la collaborazione Heidelberg-Moscow sostiene di aver raggiunto il limite $m_{\nu_e} < 0.35$ eV (95% C.L.) [12].

³Un leptone neutro supermassivo può risultare utile per spiegare l'asimmetria nell'Universo tra barioni e antibarioni.

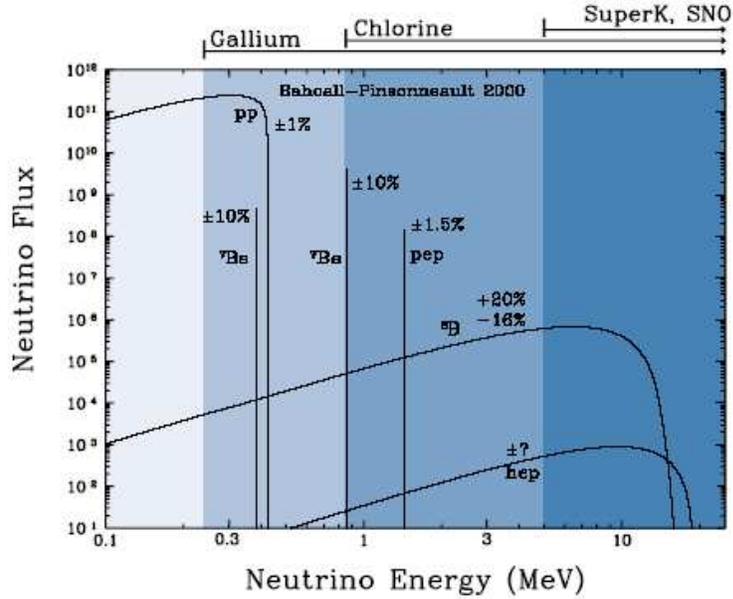
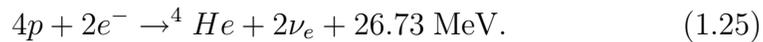


Figura 1.1: Distribuzione in energia del flusso dei neutrini solari secondo il SSM [14]. Le soglie dei vari esperimenti sono indicate in alto.

1.2 Risultati sperimentali

1.2.1 Neutrini Solari e KamLAND

Secondo il Modello Standard del Sole (SSM) [13] vi sono due reazioni a catena che producono energia nel Sole: esse sono note come ciclo pp e ciclo CNO. Per entrambi il meccanismo alla base della produzione di energia è la fusione di idrogeno in elio, a cui consegue l'emissione di due neutrini ν_e :



La distribuzione in energia del flusso dei neutrini solari attesa dal SSM è mostrata in fig.1.1.

Gli Esperimenti dedicati alla rivelazione di neutrini solari possono essere divisi in due categorie: esperimenti radiochimici ed esperimenti tipo *water-Cherenkov*. La principale differenza tra i due risiede nei diversi risultati ottenibili con le due tecniche: gli esperimenti radiochimici hanno accesso al solo flusso integrato in energia, mentre i rivelatori water-Cherenkov risolvono lo spettro in energia. Questi ultimi effettuano le misure in tempo reale in modo da poter studiare anche la distribuzione angolare e la correlazione dei dati rispetto alla posizione del Sole (ad es. le differenze tra il giorno e la notte).

Esperimento	Reazione	E_{soglia} (keV)	$\phi_{meas}(SNU)$	$\phi_{pred}(SNU)$
Homestake	$\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$	814	2.56 ± 0.23	$7.6^{+1.3}_{-1.1}$
SAGE GALLEX GNO	$\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow e^- + {}^{71}\text{Ge}$	233.2	$70.8^{+5.3}_{-5.2}$ $77.5^{+7.6}_{-7.8}$ $62.9^{+5.4}_{-2.5}$	128^{+9}_{-7}

Tabella 1.1: Flussi di neutrini solari misurati ed attesi dal SSM (rispettivamente ϕ_{meas} e ϕ_{pred}) per gli esperimenti radiochimici a seconda dell'energia di soglia associata alla reazione utilizzata.

Tutti gli esperimenti radiochimici (Homestake [15], SAGE [16], GALLEX [17] ed il successore GNO [18]) concordano nel riscontrare un deficit di neutrini rispetto alle previsioni dello SSM. Il principio degli esperimenti radiochimici risiede nella reazione: ${}^A_Z N + \nu_e \rightarrow {}^A_{Z-1} (Z+1) + e^-$. Il rate dei decadimenti radioattivi di ${}^A_{Z-1} (Z+1)$ sono utilizzati per inferire il flusso di neutrini. Per la reazione si utilizza il Cl con una soglia di $E_{Chlorine} = 814$ KeV, ed il Ga con una soglia inferiore di $E_{Gallium} = 233.2$ KeV per indagare il flusso di neutrini da pp (vedi figura(1.1)). In tabella 1.1 sono riassunte le conferme del deficit osservato negli esperimenti radiochimici in unità SNU⁴ (*solar neutrino unit*).

La tecnica di utilizzo di rivelatori water-Cherenkov applicata ai neutrini solari inizia col rivelatore Kamiokande (1984-1995) [19] posizionato ad una profondità di 1000 m nella miniera Kamioka in Giappone. Dall'Aprile 1996 è il rivelatore Super-Kamiokande (SK) [20] che ha proseguito il compito di Kamioka nell'investigare la fisica delle oscillazioni di neutrino. SK è un imponente silos cilindrico (41.4 m di diametro per 39.3 m di altezza) riempito con acqua pura (50 Kt). Un volume interno di 16.9 m di diametro per 36.2 m in altezza divide il rivelatore in due parti: una regione esterna, di veto per raggi gamma, neutroni e muoni, dotata di 1885 fotomoltiplicatori (PMT), ed una interna (di 32.5 Kt) dotata di 11146 PMT. SK (così come faceva Kamiokande) i neutrini solari sono rivelati tramite l'osservazione di anelli Cherenkov prodotti dagli elettroni emessi nell'interazione elastica:

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (\text{ES}) \quad (1.26)$$

con $x = e, \mu, \tau$. È la correlazione tra l'elettrone uscente con il neutrino entrante che rende preziosa tale reazione nonostante la sezione d'urto sia estremamente piccola. In pratica è possibile collegare la direzione dell'elettrone con la posizione del Sole ed estrapolare dal momento dell'elettrone un limite inferiore dell'energia del neutrino. Per rivelare l'elettrone uscente della (1.26) occorre superare una soglia in energia di circa $5 \div 7.5$ MeV. Questa corrisponde alla misura del flusso di neutrini associato al ${}^8\text{B}$ con una

⁴1 SNU sono 10^{-36} catture per atomi di targhetta al secondo

piccola contaminazione riferita alla reazione tipo *hep*. Mentre Kamiokande ha misurato $\phi_\nu(^8\text{B}) = 2.8 \pm 0.19$ (*stat.*) ± 0.33 (*syst.*) $\times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, il 64% rispetto alle previsioni del SSM, SK ha fornito il risultato [20] di 2.32 ± 0.03 (*stat.*) ± 0.08 (*syst.*) $\times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (il 46.5% del SSM). Inoltre è stato stimato $\phi_\nu(\text{hep}) < 7.3 \times 10^4 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ che corrisponde a meno di 7.9 volte il valore atteso dal SSM.

La definitiva conferma del fatto che i risultati potessero essere dovuti al fenomeno delle oscillazioni di neutrino venne da SNO [21] (Subdury Neutrino Observer) nel 2002. Esso è un rivelatore Cherenkov ad acqua pesante (D_2O) di 1 Kt posizionato nella miniera Craighton (a 2 Km sotto la superficie) a Subdury (Ontario) in Canada. L'acqua pesante è dentro un contenitore acrilico sferico ed è schermata da altre 7.3 Kt di H_2O . Per aumentare l'efficienza nel rivelare neutroni e la corrispondente luce Cherenkov, nel 2001 sono state dissolte 2 t di sale nell'acqua pesante, incrementando la sensibilità ed il numero dei processi di corrente neutra (NC). Infatti SNO è in grado di studiare, oltre alla (1.26), anche le reazioni

$$\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p \quad (\text{CC}) \quad (1.27)$$

con una soglia di 1.442 MeV, e

$$\nu_x + d \rightarrow \nu_x + n + p \quad (\text{NC}) \quad (1.28)$$

con $x = e, \mu, \tau$ con una soglia di 2.225 MeV. La (1.28) è particolarmente importante in quanto, a differenza dalle altre reazioni, la sua sezione d'urto è indipendente dal sapore: si ha informazione del flusso totale dei neutrini. È per questo che la cattura del neutrone risulta determinante.

I flussi osservati⁵ [22] sono

$$\begin{aligned} \phi_{CC} &= 1.70 \pm 0.07(\text{stat})_{-0.10}^{+0.09}(\text{syst}) \\ \phi_{ES} &= 2.13_{-0.28}^{+0.29}(\text{stat})_{-0.08}^{+0.15}(\text{syst}) \\ \phi_{NC} &= 4.90 \pm 0.24(\text{stat})_{-0.27}^{+0.29}(\text{syst}) \end{aligned} \quad (1.29)$$

e si comprende come dalla differenza tra ϕ_{CC} (dove è presente il solo contributo di ν_e) e ϕ_{ES} sia naturale considerare altri sapori di neutrino. Infine, il fatto che ϕ_{NC} sia in perfetto accordo col SSM mostra come il contributo mancante possa essere dovuto ad un cambio di sapore: $\phi(\nu_\mu, \nu_\tau) \sim \phi_{NC} - \phi_{CC}$ (per il flusso associato a ^8B considerando la soglia di SNO di 5 MeV).

Oltre ottenere un rapporto CC/NC di 0.036 ± 0.027 (*stat.*) ± 0.038 (*syst.*) i risultati di SNO insieme a quelli di SK permettono di costringere i parametri di mixing nelle zone

⁵assumendo la forma spettrale data dal ^8B

1. LMA (*Large Mixing Angle*), con $\Delta m^2 \approx 7 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ e $\sin^2 2\theta \approx 1$,
2. LOW (*Long Oscillation Wavelength*), con $\Delta m^2 \approx 10^{-7} \text{eV}^2$ e ancora $\sin^2 2\theta \approx 1$.

È l'apporto di KamLAND [23] a favorire la soluzione LMA. KamLAND sta per *Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector* ed è un rivelatore di (anti)neutrini da reattore che si trova nella miniera Kamioka. Riceve antineutrini con un flusso di $\sim 4 \times 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ($\sim 1.6 \times 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ per $E_{\bar{\nu}} > 1.8 \text{MeV}$) da 53 reattori che per l'80% sono ad una distanza compresa tra i 140 ed i 210 Km (occorre una *baseline* sopra i 100 Km per risolvere una $\Delta m^2 \approx 10^{-5}$). Il rivelatore consiste in 1 Kt di scintillatore liquido (LS) essenzialmente pseudocumene che permette la discriminazione $n - \gamma$ dall'analisi della forma del segnale. Il volume di contenimento (un diametro di 18 m) è circondato da 2.5 m di liquido non scintillante usato come veto. La reazione considerata è quella del decadimento β inverso, ottenuta per $E_{\bar{\nu}_e} > 1.8 \text{MeV}$, con l'emissione di un positrone e di un neutrone. Tra i fotoni da 2.2 MeV prodotti dalla cattura del neutrone ed i fotoni prodotti dall'annichilazione del positrone intercorre un tempo di ritardo di 200 μs su cui si basa l'analisi dei segnali.

KamLAND trova [23] una frazione di antineutrino e rispetto a quelli attesi di⁶ $0.582 \pm 0.069(\text{stat.}) \pm 0.039(\text{syst.})$: la prima prova in favore delle oscillazioni di neutrino ottenuta con neutrini da reattore.

Unendo in un fit globale le stime fatte dagli esperimenti nell'ambito dei neutrini solari, e quelle ottenute dagli esperimenti con reattori come KamLAND ed anche CHOOZ [24], i parametri delle oscillazioni risultano [25] ben determinati (3σ):

$$\Delta m_{12}^2 = 6.9_{-1.5}^{+2.6} \times 10^{-5} \text{eV}^2 \quad \sin^2 \theta_{12} = 0.30_{-0.07}^{+0.09}. \quad (1.30)$$

1.2.2 Neutrini Atmosferici e K2K

I raggi cosmici che investono la nostra atmosfera sono per lo più protoni che possono iniziare la catena di interazioni:

$$\begin{aligned} p + N &\rightarrow \pi^\pm + X \\ \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu). \end{aligned} \quad (1.31)$$

Un ulteriore contributo alla produzione di neutrini proviene dal decadimento dei Kaoni:

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$$

⁶Assumendo rispettata la simmetria CPT

$$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\pm \nu_e(\bar{\nu}_e) ,$$

quest'ultimo noto come decadimento K_{e3} .

Per energie sufficientemente basse i muoni ed i pioni riescono a decadere rilasciando sulla superficie terrestre un flusso di neutrini elettronici e muonici nel rapporto di

$$\mathcal{R} = \frac{\mathcal{N}_{\nu_\mu} + \mathcal{N}_{\bar{\nu}_\mu}}{\mathcal{N}_{\nu_e} + \mathcal{N}_{\bar{\nu}_e}} \sim 2 \quad (1.32)$$

con \mathcal{N}_x il numero relativo alla specie $x = \nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$. Ovviamente sono presenti effetti che modificano il valore di (1.32) e ne aumentano l'incertezza, ad esempio la composizione spettrale dei primari, il considerare il campo magnetico terrestre e l'attività solare. Tra le principali fonti di imprecisione vi è il modello utilizzato per simulare con un MC lo sviluppo di una cascata adronica. Nonostante l'incertezza tra le varie stime sia del $\sim 20 - 30\%$ risulta nel complesso un deficit di neutrini dal sapore muonico o un eccesso di neutrini e : $\mathcal{R} = 1.33$ con un'incertezza nota di $\sim 5\%$.

Risulta conveniente esprimere i risultati degli esperimenti tramite il rapporto ottenuto dai dati osservati diviso per il rapporto dei dati simulati:

$$\mathcal{R}' \equiv \frac{\mathcal{R}_{DATA}}{\mathcal{R}_{MC}} \quad (1.33)$$

Così facendo molti dei parametri dipendenti dallo specifico rivelatore (soglie in energia, sensibilità ed efficienze) si semplificano. Un'analisi di quanto \mathcal{R}' si discosti da 1 (assumendo corretta la stima di \mathcal{R}_{MC}) porta alla nota anomalia dei neutrini atmosferici. Nel 1986 fu l'esperimento IMB [26] ad evidenziare per primo tale discrepanza. L'interesse dell'esperimento ai neutrini atmosferici fu circostanziale: IMB era un rivelatore water-Cherenkov posizionato nella miniera Morton presso Cleveland in Ohio e designato per ricercare quanto fosse stabile il protone (negli anni di sviluppo delle Teorie di Grande Unificazione o GUT); lo studio del segnale causato dai neutrini atmosferici venne effettuato solo per diminuire il background. Dopo due anni l'esperimento Kamiokande confermò [27] l'anomalia osservando una discrepanza dell'ordine del 30%, ma non fu sufficiente ad associare l'anomalia al fenomeno delle oscillazioni di neutrino. Esperimenti come NUSEX [28] e Frejus [29] (nati per studiare il decadimento del protone) non riscontrarono alcuna anomalia. Poichè questi ultimi erano costituiti di ferro anzichè d'acqua, si pensò che fosse l'interazione neutrino-materia che, non del tutto compresa, portasse ad errori sistematici nelle stime. Tuttavia l'esperimento Soudan 2 [30] (situato nella miniera Soudan ad Ely, nello stato Minnesota negli USA) confermò i risultati di IMB e Kamioka nonostante fosse costituito da un calorimetro di ferro.

Comunque è stata un'altra la misura che ha permesso di confermare l'ipotesi di oscillazione di sapore: lo studio della distribuzione angolare

dei neutrini atmosferici. In particolare, poichè il fenomeno delle oscillazioni dipende dal cammino percorso dei neutrini, è possibile differenziare due lunghezze (le baseline): i neutrini che attraversano il solo spessore di 10-20 Km di atmosfera posta al di sopra del rivelatore (neutrini chiamati Downward-going) e neutrini che arrivano al rivelatore dal basso (gli Upward-going) che, oltre allo spessore di atmosfera, attraversano anche la Terra percorrendo fino a 12000 Km in più. In questo modo, a causa della differente baseline, la distribuzione angolare viene connessa col fenomeno delle oscillazioni. Ad esempio, considerando i raggi cosmici isotropi, è considerata una prova a favore delle oscillazioni il fatto di riscontrare differenze nel numero di neutrini Upward-going da quelli Downward-going. Questo è ciò che è riuscito a rivelare l'esperimento Super-Kamiokande [20] nel 1998 ed è stato questo il punto di svolta che ha iniziato a schierare la comunità scientifica a favore delle oscillazioni di neutrino.

L'esperimento SK è stato descritto sommariamente nel paragrafo

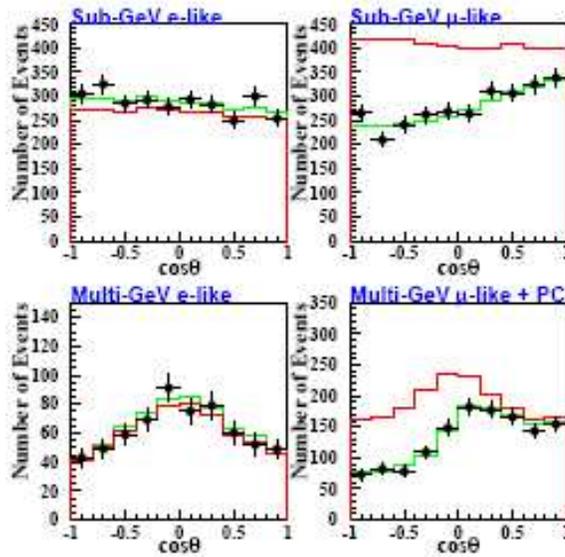


Figura 1.2: Distribuzione misurata degli eventi a seconda dello zenith ottenuto dall'esperimento Super-Kamiokande, per eventi e -like e μ -like. La linea rossa si riferisce alla distribuzione attesa nel caso di assenza di oscillazioni, quella verde nel caso di oscillazioni a due sapori $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ per $\sin 2\theta = 1$ e $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

precedente, occorre comunque specificare come siano distinti i segnali per poterne comprendere i risultati: con E_{vis} l'energia totale visibile dal rivelatore, i segnali vengono raccolti in Sub-GeV se $E_{vis} < 1.33 \text{ GeV}$ e Multi-GeV altrimenti. Inoltre, i segnali sono designati come e-like (segnatura elettron-

ica) e μ -like (muonica), rispettivamente per segnali che presentano o meno una cascata (elettromagnetica) a seconda del comportamento della luce Cherenkov.

I risultati ottenuti, alcuni dei quali riportati in figura 1.2, portano ai seguenti limiti nei parametri θ_{23} e Δ_{23} : $\sin^2 2\theta_{23} > 0.92$ e $1.4 \times 10^{-3} < \Delta m_{23}^2 < 3.7 \times 10^{-3}$.

A conferma dei risultati di SK si aggiunge l'esperienza del primo esperimento di *long baseline* ($L = 250$ Km) K2K [31], basato sul fascio uscente dall'acceleratore KEK verso la miniera Kamioka (K2K sta appunto per *KEK to Kamioka*) per essere studiato da SK. Da un fascio puro al 98.2% di ν_μ misurato nel rivelatore vicino alla sorgente, si procede valutando la *sparizione* di ν_μ dalla misura dell'intensità del fascio nel rivelatore (SK) lontano. K2K conferma il deficit avendo misurato solo 108 ν_μ contro i $150.9_{-10.0}^{+11.6}$ attesi nel caso di non oscillazioni.

1.2.3 Informazioni mancanti

Al momento l'assetto dei parametri di oscillazione ottenuti da un'analisi globale (a tre sapori) risulta essere il seguente [25]:

$$\begin{aligned} |\Delta m_{23}^2| &= 2.6_{-1.2}^{+1.1} \times 10^{-3} \text{eV}^2 & \sin^2 \theta_{23} &= 0.52_{-0.21}^{+0.20} \\ \Delta m_{12}^2 &= 6.9_{-1.5}^{+2.6} \times 10^{-5} \text{eV}^2 & \sin^2 \theta_{12} &= 0.30_{-0.07}^{+0.09} \end{aligned} \quad (1.34)$$

I parametri sono noti con elevata precisione, ma occorre qualcos'altro per completare l'intero assetto. Innanzi tutto occorre una determinare θ_{13} , di cui è noto solo il limite superiore di $\sin^2 2\theta_{13} < 0.10$ (90% *C.L.*) ottenuto da CHOOZ [?]. Nei parametri della matrice MNS U occorre ancora determinare la fase δ che abbiamo visto essere connessa alla violazione di CP. Per quel che riguarda le differenze del quadrato delle masse, conoscendo il segno di Δm_{13}^2 sarebbe possibile dare una gerarchia agli autostati di massa (se normale o invertita). Il tutto sempre che siano tre i sapori da considerare nelle oscillazioni.

Tra gli esperimenti nell'ambito delle oscillazioni per neutrini da acceleratore, l'esperimento LSND [32] (*Liquid Scintillator Neutrino Detector*) ha un ruolo particolare. Senza LSND i risultati a favore delle oscillazioni convergono in un quadro in cui sono tre gli autostati di massa (e di sapore), così ch  siano solo due le scale di differenze di masse al quadrato da ricercare. LSND, presso la L.A.M.P.F. (Los Alamos Meson Physics Facility), ha trovato [33] nell'ambito di oscillazioni tipo $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ la scala Δ_{LSND} compresa tra 0.2 e 10 eV^2 , che se confermata porterebbe all'introduzione di un ulteriore neutrino (sterile per l'esperimento al LEP del decadimento

di Z^0 che fissa a tre [34] le famiglie che interagiscono debolmente)⁷. Per la conferma (o meno) dei risultati di LSND si aspetta l'esito dell'esperimento Miniboone [35] designato all'occorrenza. Per il momento viene comunque accettato l'assetto a soli tre sapori anche perchè gran parte della zona dello spazio dei parametri in cui LSND ha riscontrato oscillazioni è stata esclusa dai risultati (negativi) da parte dell'esperimento Karmen [36].

Occorre precisare che i dati ottenuti mostrano coerenza tra i vari esperimenti e coerenza con le previsioni della fisica delle oscillazioni dei neutrini, ma sono solo prove indirette. Ciò che realmente necessita al quadro complessivo sono prove dirette come la determinazione del pattern di oscillazione oppure osservare l'apparizione del leptone associato all'oscillazione.

Gli esperimenti già menzionati quali K2K e KamLAND, sono i soli che hanno mostrato delle distorsioni spettrali [31] [37] che sono associate al pattern di oscillazione. Mancano esperimenti di apparizione, infatti non è possibile fare apparizione nel settore dei solari poichè le energie coinvolte sono troppo basse per produrre il muone dall'oscillazione $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$. Mentre nel settore degli atmosferici risulta un compito arduo poichè per la sproporzione per cui ν_μ oscilla in ν_τ anzichè in ν_e , occorre rivelare τ . OPERA è progettato per questo fine.

⁷Un altro modo per accomodare i risultati di LSND sarebbe quello di considerare una forte violazione di CPT.

Capitolo 2

L'esperimento OPERA

L'esperimento OPERA [38], in fase di installazione presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, investiga sull'apparizione di ν_τ generato per oscillazione di sapore dal fascio di ν_μ inviato dal CERN verso i LNGS: il fascio di *long baseline* CNGS.

2.1 Il fascio di neutrini CNGS

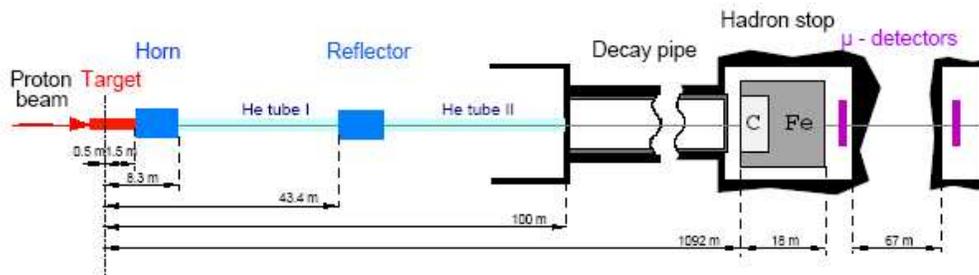


Figura 2.1: Schematizzazione del fascio CNGS al CERN.

Il CNGS [39] [40] è un fascio di neutrini ν_μ che collega due importanti aree di ricerca: il CERN ed i LNGS. I neutrini sono prodotti dai protoni accelerati a 400 GeV estratti dal SPS (Super Proton Synchrotron). I protoni sono indirizzati verso una targhetta di grafite con una lunghezza efficace di 2 m ed un diametro di 4 mm (in modo da contenere l'intero fascio di protoni). Nella targhetta iniziano le reazioni a catena che porteranno alla produzione di neutrini, le stesse che sono state descritte in 1.31 riguardo il settore dei neutrini atmosferici. I pioni ed i kaoni prodotti attraversano un sistema ottico (figura 2.1) che collima i mesoni positivi verso il tunnel di decadimento. Tra l'*Horn* ed il *Reflector* dell'ottica fino al tunnel di

$\nu_\mu(\text{m}^{-2}/\text{pot})$	7.78×10^{-9}
$\nu_\mu \text{ CC events}/\text{pot}/\text{kt}$	5.85×10^{-17}
$\langle E \rangle_{\nu_\mu} (\text{GeV})$	17.7
ν_e/ν_μ	0.8%
$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$	2.1%
$\bar{\nu}_e/\nu_\mu$	0.07%

Tabella 2.1: Caratteristiche del fascio di neutrini CNGS [41].

decadimento, i mesoni attraversano tubi di elio per diminuire la possibilità di interazioni adroniche secondarie. Il tunnel di decadimento è lungo 1000 m con un diametro di 2.45 m. La lunghezza è elevata per permettere al pione di decadere¹ mentre la larghezza è una conseguenza della distribuzione angolare dei mesoni entranti nel tunnel. Tale larghezza è causa di un'allargamento del fascio che ai LNGS si rifletterà con una dispersione di ~ 800 m. Finito il tunnel di decadimento le particelle adroniche sono fermate ed i muoni prodotti sono contati per un primo monitoraggio del fascio. Dopo 732 Km, la *long baseline* dell'esperimento OPERA, solo i neutrini sopravvivono.

Le caratteristiche tecniche del CNGS sono ottimizzate per fare esperimenti di apparizione di τ . Innanzitutto l'energia media $E_{CNGS} \sim 17$ GeV è elevata ($E_{CNGS} \gg m_\tau \sim 1.8$ GeV). Inoltre l'SPS in modalità condivisa (con LHC) è in grado di estrarre [40] 4.5×10^{19} pot (*protons on target*) in 200 giorni di run all'anno. In tabella (2.1) sono riassunte le principali caratteristiche, oltre all'energia ed al flusso di ν_μ , le contaminazioni ridotte di² ν_e , $\bar{\nu}_e$ e $\bar{\nu}_\mu$. La contaminazione per ν_τ è pressochè assente (attorno a 10^{-6}). Moltiplicando il numero di interazioni di CC per ν_μ espressi in $\text{Kt}^{-1} \text{ pot}^{-1}$ nella tabella (2.1) per il numero di pot da SPS si ottiene $N^{CC} = 2632.5$ CC $\text{Kt}^{-1} \text{ year}^{-1}$ ovvero:

$$N^{CC} = 13.1625 \text{ CC Kt}^{-1} \text{ day}^{-1}. \quad (2.1)$$

Invece, il numero di interazioni, sempre per CC, attese per ν_τ è espresso nella tabella (2.2) per tre valori di $\Delta m_{-3}^2 = \Delta m^2(10^{-3}\text{eV}^2)$.

Δm^2	ν_τ CC interactions/kton/year
$1 \times 10^{-3} \text{eV}^2$	2.53
$3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$	22.5
$5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$	60.5

Tabella 2.2: Eventi attesi ai LNGS di ν_τ^{CC} in un anno di fascio CNGS per $\Delta m_{-3}^2 = 1, 3, 5$ e $\sin^2 2\theta = 1$.

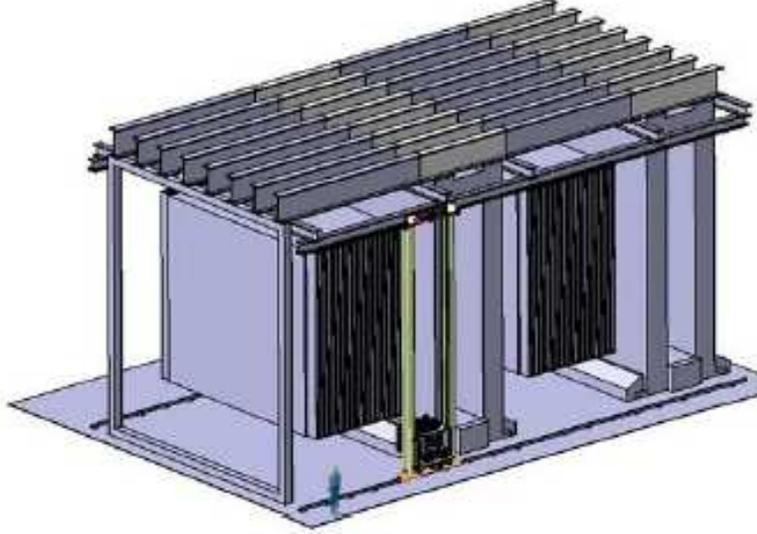


Figura 2.2: Vista schematica del rivelatore OPERA.

2.2 Struttura di insieme del rivelatore OPERA

Il rivelatore OPERA (in figura 2.2) si trova nella Galleria C dei LNGS. È costituito da due *Super Moduli* (SuperM). Ciascun SuperM è diviso in una parte di targhetta ed un'altra occupata da uno Spettrometro. Di fronte al primo SuperM, in direzione di arrivo del fascio, è posizionato un sistema di veto costituito da RPC (*Resistive Plate Chambers*) in vetro. Ogni SuperM è realizzato in maniera modulare lungo la direzione z del fascio. La targhetta è costituita da 31 pareti intervallate da 31 piani di scintillatori detti *Target Trackers* (TT). Ogni parete è composta da 3328 mattoni (*bricks*) ed ogni mattone è l'unione di 56 piani di piombo (la targhetta) interposti a 57 strati di emulsioni nucleari.

¹La lunghezza di decadimento del pione è di 2.2 Km a 40 GeV, ed il sistema ottico è designato per selezionare π^+ tra i 20 ed i 50 GeV.

²Con la scarsa contaminazione di ν_e è possibile utilizzare il CNGS per la ricerca di oscillazioni nel canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

I mattoni sono gli elementi fondamentali del rivelatore OPERA in quanto conferiscono l'opportuna risoluzione per rivelare il ν_τ grazie alla tecnica delle emulsioni nucleari. I 103168 mattoni di piombo per SuperM forniscono una massa di³ 900 t. La massa totale di OPERA di quasi 4 Kt aumenta la probabilità di interazione neutrino-materia. Nell'ipotesi di presenza di segnale, il mattone dove avviene l'interazione viene rimosso in modo automatico dalla BMS (*Brick Manipulator System*) per essere analizzato. Prima di aprire il mattone viene effettuato un controllo grazie a due ulteriori piani di emulsioni chiamati *Changeable Sheet* (CS) che si aggiungono ai 57 strati sopra menzionati. Tramite i CS è possibile avere indicazione sul passaggio o meno di una traccia prima dell'analisi completa del brick, ma sono i rivelatori elettronici che permettono per primi di concentrare l'analisi su uno specifico mattone. La ricerca del mattone di piombo dove è avvenuta l'interazione di ν_τ è il compito specifico dei TT. Ovviamente né i TT né gli altri rivelatori elettronici presenti negli spettrometri sono in grado di distinguere il sapore dell'interazione di neutrino.

Lo Spettrometro insieme ai TT riesce ad identificare i muoni, misurarne il momento ed il segno di carica; il tutto per aumentare il rapporto segnale rumore (aumentando la sensibilità al canale di rivelazione di τ che decade in μ e, allo stesso tempo, riducendo uno dei fondi maggiori causato dall'inefficienza di rivelazione del muone primario da vertice ν_μ^{CC} , come sarà mostrato nel prossimo paragrafo e a seguire). Ogni Spettrometro è costituito da un magnete dipolare dove ogni braccio è costituito da 12 piani di Fe intervallati con 11 piani di RPC, gli *Inner Trackers*. Insieme ai rivelatori interni la traccia muonica viene ricostruita grazie ai *Drift Tubes* (DT) i tubi a deriva di elevata precisione (anche detti *Precision Trackers*) posti esternamente al magnete per misurare l'impulso con il metodo dell'angolo di curvatura. Inoltre, OPERA è dotato di piani di RPC con *strip* di rame per il read out orientate ad "X" (da cui il nome XPC o XRPC), ovvero a 45° rispetto a quelle dei rivelatori interni al magnete. Il loro compito principale è quello di aumentare la possibilità di una corretta ricostruzione delle tracce che attraversano lo spettrometro.

2.2.1 Le emulsioni in OPERA

I mattoni in OPERA si basano sul principio delle celle ECC (*Emulsion Cloud Chamber*). Una cella ECC è schematizzata in figura 2.3. Essa è formata da uno strato di piombo da 1 mm seguito da una coppia di emulsioni sottili 42 μm uniti da uno spessore in plastica di 200 μm . il passaggio di una particella carica produce una *microtraccia* in ogni strato di emulsione.

³Ogni mattone pesa 8.3 Kg.

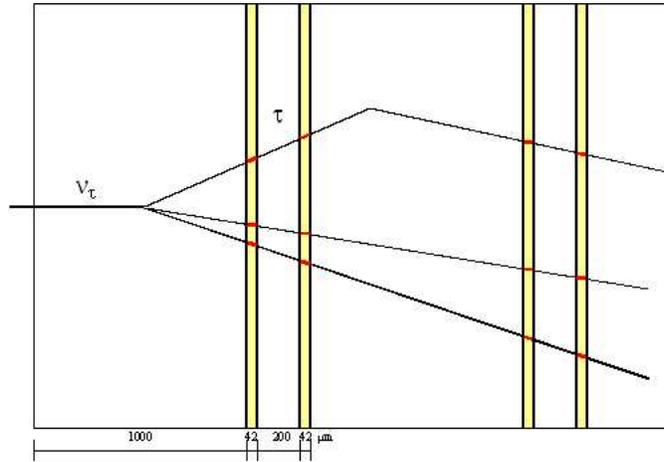


Figura 2.3: Struttura schematica di una cella ECC in OPERA. È mostrata l'interazione di ν_τ ed a seguire il decadimento di τ . Le parti in rosso sono i segmenti di traccia rilasciati negli strati di emulsioni con cui viene ricostruito l'evento.

Poichè il numero di grani in $42 \mu\text{m}$ di emulsione è di circa 14, risulta possibile ricostruire la traccia tramite una scansione automatica.

Le dimensioni trasversali del mattone sono di $10 \times 12.5 \text{ cm}^2$ opportuni per facilitare l'identificazione del brick da parte dei TT. Quelle longitudinali sono di 7.6 cm , equivalenti a ~ 10 volte la lunghezza di radiazione X_0 nel Pb per permettere una efficiente identificazione di eventuale segnatura elettronica (che richiede $3-4 X_0$) oltre a risolvere il MS (*multiple scattering* o diffusione multipla) che richiede $\sim 5X_0$. Il tutto per ridurre il numero di mattoni da analizzare quando viene segnalato un evento dai rivelatori elettronici: per circa metà delle volte sarà sufficiente effettuare l'analisi solo sul mattone dove è stato identificato il vertice di interazione.

2.2.2 Target Trackers

I Target Trackers sono fasce di scintillatore plastico, larghe 2.6 cm per 1 cm di spessore e lunghe $\sim 6.7 \text{ m}$. Il read out è realizzato tramite fibre ottiche WLS (*Wave Length Shifting*). I TT sono gli unici rivelatori elettronici posizionati tra le file di pareti di mattoni di piombo che fungono da bersaglio per il fascio CNGS. Il loro principale compito è infatti quello di selezionare in tempo reale il mattone dove il neutrino ha interagito. Inoltre permettono di indirizzare la scansione delle emulsioni in un'area più ristretta, hanno modo di campionare le eventuali cascate adroniche e contribuiscono all'identificazione ed alla ricostruzione delle tracce penetranti (per lo più

muoni).

Ogni parete è affiancata da due piani di TT con le fasce di scintillatori perpendicolari: in direzione X ed Y (l'asse Y è considerato perpendicolare al pavimento della Galleria C che ospita OPERA, l'asse X è perpendicolare ad Y e a Z, l'asse del fascio di neutrini). Il singolo piano è $6.7 \times 6.7 \text{ m}^2$ per contenere 256 fasce raggruppate in 4 unità da 64 strip. Ogni unità ha agli estremi del piano 2 fotomoltiplicatori (PMT) a 64 canali, per un totale di 8 PMT per piano e 16 per parete di mattoni.

La selezione del mattone dove è contenuta l'interazione del neutrino avviene tramite algoritmi basati sullo studio del profilo di interazioni simulate. Un esempio di simulazione di interazione da vertice ν_τ^{CC} con successivo decadimento di $\tau \rightarrow \mu$ è riportato in figura 2.4.

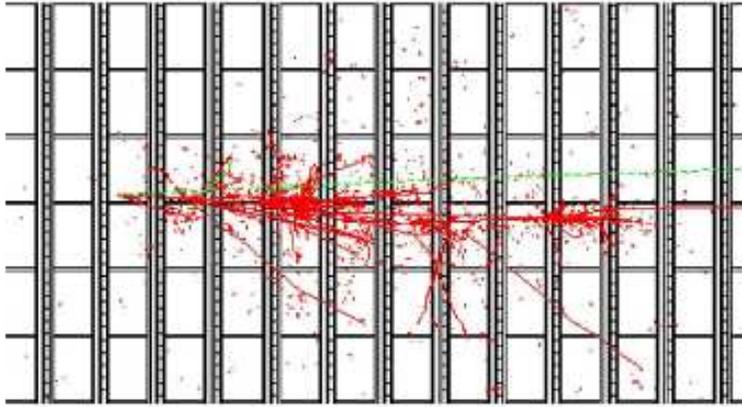


Figura 2.4: Proiezione dell'evento simulato di ν_τ^{CC} con successivo decadimento di $\tau \rightarrow \mu$. Il piano è determinato dalla direzione del fascio di ν_μ che proviene da sinistra verso destra (coordinata Z) e la direzione Y ortogonale al pavimento della Galleria C. Il vertice primario avviene nella terza parete da sinistra ed il muone, la particella penetrante, è colorata in verde.

2.2.3 Gli spettrometri

Lo spettrometro sarà il principale argomento della presente tesi e sarà messo in risalto a partire dal prossimo capitolo. Qui viene descritto in modo sintetico per poter dare una visione complessiva dell'esperimento e per poter giustificare la sensibilità e la riduzione di fondo che sono ottenute in OPERA.

Il campo magnetico previsto per poter meglio identificare e assegnare l'impulso e la carica dei muoni è di 1.57 T, ottenuto da un alimentatore che eroga 1600 A alle due bobine nei giochi di ritorno. La sezione degli

spettrometri è quella dei piani di ferro di $8.7 \times 8.2 \text{ m}^2$, che coincide con la superficie di rivelazione di un singolo piano di RPC. Il read out degli RPC è ottenuto da strip orizzontali (direzione X) e verticali (direzione Y) di $\sim 3 \text{ cm}$.

Per ogni spettrometro ci sono 6 pareti formate da 4 piani di DT, i DT che hanno una risoluzione di 0.3 mm (per questo vengono chiamati anche *Precision Trackers*). Essi sono disposti a coppie prima, dopo ed all'interno dei due bracci del magnete. Il braccio di leva tra due pareti di DT permette una determinazione precisa dell'angolo di curvatura della particella carica che penetra nel campo magnetico del magnete. Dall'angolo di curvatura si ottiene il momento dei muoni che è ricostruito con una risoluzione superiore al 30% per la maggior parte delle energie interessate. Oltre ai DT, esterni al magnete, sono presenti due ulteriori piani di RPC con fasce di rame di pick up diagonali, per questo chiamati XPC, con la funzione di migliorare la ricostruzione spaziale di una traccia.

2.2.4 Sistema di veto

I neutrini provenienti dal CNGS possono interagire con la materia esterna ad OPERA, ad esempio la roccia del complesso del Gran Sasso. I prodotti dei vertici esterni possono colpire i rivelatori di OPERA attivandoli. Il segnale che arriva può erroneamente essere associato ad un mattone della parte di targhetta con l'automatica estrazione. Per evitare che ciò accada un sistema di veto costituito da due piani di RPC con pareti di vetro è posto di fronte all'esperimento rispetto alla direzione di arrivo del fascio. La superficie per piano è elevata ($960 \times 920 \text{ cm}^2$) in modo da massimizzare l'efficienza geometrica di rivelazione ed in modo da coprire gli altri rivelatori rispetto alla linea del CNGS.

Il numero di eventi contati dal veto dipende dall'intensità del fascio. È per questo che è possibile monitorare il fascio CNGS prendendo in considerazione i vertici esterni ad OPERA.

2.3 Esperimento di *apparizione*

OPERA è in grado di rivelare l'oscillazione nel sapore τ nel range dei possibili valori di Δm^2 visti nel precedente capitolo. Nella tabella 2.3 sono riportati gli eventi attesi in 5 anni di presa dati per tre valori di Δm^2 (2.0, 2.5 e $3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$) insieme al fondo. L'ulteriore divisione in tabella è riferita ai canali utilizzati per la rivelazione di τ che saranno illustrati nel prossimo paragrafo, mentre il fondo verrà descritto nel paragrafo 2.3.2.

Avere un fondo così basso (meno di un evento in 5 anni di presa dati) permette un livello di confidenza di 4σ sull'evidenza di oscillazione

$\Delta_{-3}m^2$	2.0	2.5	3.0	Fondo
$\tau \rightarrow e$	2.75	4.30	6.19	0.21
$\tau \rightarrow \mu$	2.25	3.52	5.06	0.22
$\tau \rightarrow h$	2.34	3.66	5.27	0.28
Totale	7.3	11.5	17.2	0.71

Tabella 2.3: Eventi τ attesi per tre valori di $\Delta_{-3}m^2 = \Delta m^2(10^{-3}\text{eV}^2)$ e per il fondo, divisi nei tre canali di rivelazione $\tau \rightarrow e$, $\tau \rightarrow \mu$ e $\tau \rightarrow h$ oltre che per il totale.

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ con soli 6 eventi τ osservati. Nella figura 2.5 è mostrata la sensibilità di OPERA nello spazio dei parametri di oscillazione dei neutrini atmosferici. Si vede come OPERA copra interamente la zona di sensibilità di SuperKamiokande unito a K2K.

2.3.1 Rivelare il sapore τ

Il neutrino viene rivelato dall'osservazione del leptone carico associato al vertice di CC. Nel caso di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, viene ricercato il τ prodotto dall'interazione con il piombo contenuto nelle ECC. Qui, le emulsioni sono in grado di osservare il τ grazie alla topologia dei suoi canali di decadimento. Il τ decade nel piombo dopo una distanza distribuita secondo la figura 2.6 con una lunghezza di decadimento media di circa $450 \mu\text{m}$. Tale distribuzione fa sì che la reazione di CC ed il successivo decadimento del τ possa capitare nel medesimo strato di piombo della cella di ECC; in questo caso il decadimento è detto *short*, corto. I decadimenti short saranno rivelati da una misura del parametro di impatto IP (*Impact Parameter*) della traccia secondaria, prodotta nel decadimento, rispetto alla traccia primaria, che fuoriesce dal vertice di corrente carica. Schematicamente il decadimento short è illustrato in figura 2.7, dove è mostrato anche il decadimento *long* per i τ che decadono in strati di piombo distinti, anch'esso analizzato. Per il decadimento long il τ viene identificato dalla misura dell'angolo di diffusione θ_{kink} tra la traccia uscente e quella incidente al vertice di decadimento, detto *kink* perchè particolarmente pronunciato ($> 20 \text{ mrad}$). Nel caso di decadimento elettronico del τ la distribuzione dell'angolo kink è mostrata in figura 2.8.

Oltre all'angolo di scattering ed all'IP, risulta fondamentale stimare il momento trasverso p_t della particella figlia nel decadimento del τ . Con questi parametri cinematici è possibile improntare tagli distinti a seconda

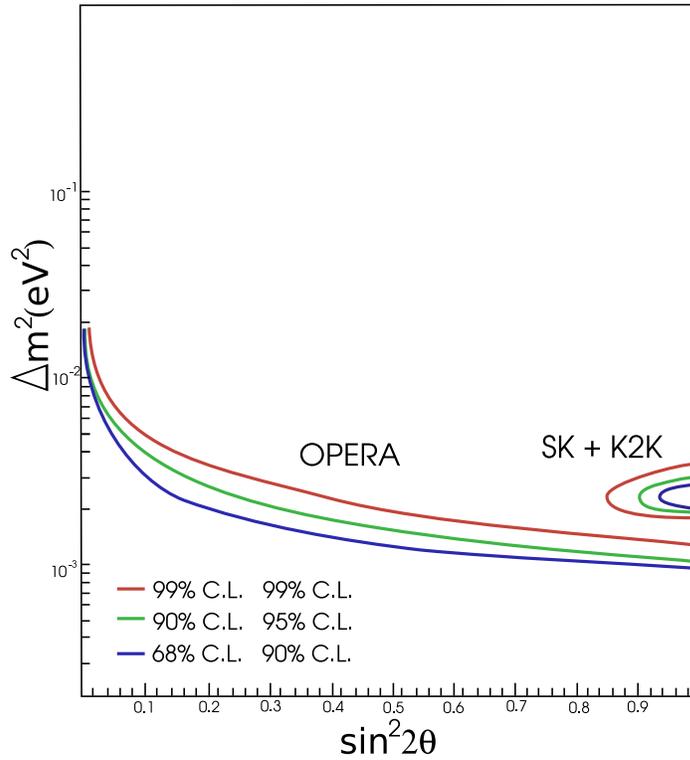


Figura 2.5: Sensibilità di OPERA nell’osservare oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. A confronto, è riportata la regione dei parametri ottenuta dagli esperimenti SuperKamiokande insieme a K2K.

dei canali di decadimento del τ ed esaminare l’efficienza di rivelazione.

Il τ può decadere in elettrone, in muone o in modo adronico, con uno o tre adroni carichi:

1. $\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ (BR = 17.8%)

La struttura dei mattoni permette di rivelare l’elettrone: le celle piombo-emulsione sono numerose e sufficientemente vicine per poter identificare l’elettrone generato in una cella tramite lo sciame osservabile in quella successiva. Dal numero di elettroni presenti all’inizio dello sciame è possibile ricostruire l’energia e scartare la possibilità di sciami provenienti da interazioni adroniche.

2. $\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$ (BR = 17.7%)

Nelle emulsioni il muone può essere separato dalla contaminazione pionica grazie al comportamento distinto a fine traccia. Se il muone ha sufficiente energia può essere identificato dai rivelatori elettronici degli spettrometri e dai TT. Il muone è infatti una particella pen-

etrante ed uno dei modi di identificarlo sarà quello di considerare la traccia più lunga. In OPERA saranno diversi i muoni rivelati al giorno: per la massa della targhetta di ~ 1.8 Kt, sono attesi circa 23 interazioni di ν_μ^{CC} al giorno. Dalla traccia identificata come muonica tramite i rivelatori elettronici si risale all'energia del muone (per esempio con lo spettrometro) ed al mattone che contiene il vertice. Una volta individuato il mattone sarà possibile fare una scansione per trovare il vertice di CC e distinguere il sapore di neutrino da θ_{kink} e dal momento trasverso.

3. $\tau^- \rightarrow (h^- h^+) h^- \nu_\tau (n\pi^0)$ (BR = 64.7%)

Per il decadimento adronico il problema è l'elevato fondo delle (re)interazioni adroniche nel piombo. Con forti tagli cinematici è possibile distinguere il τ ma, a dispetto del BR elevato, si ottiene un numero di eventi pari a quello degli altri canali, come è possibile osservare dalla tabella 2.4.

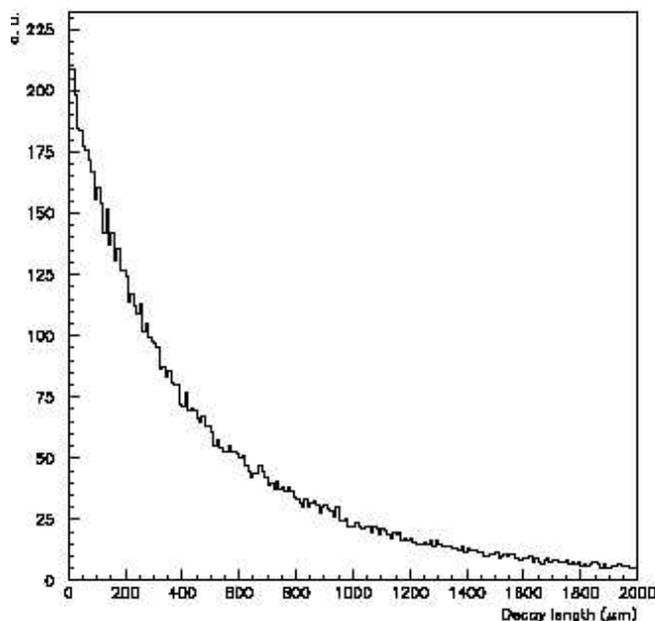


Figura 2.6: Distribuzione della lunghezza di decadimento del τ .

L'efficienza complessiva dipende dal canale analizzato, se il decadimento è short o long, se l'interazione è quasi elastica (QE) o fortemente inelastica

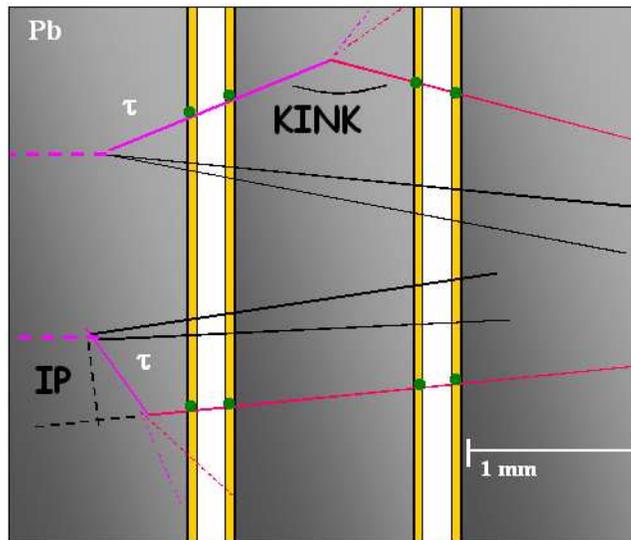


Figura 2.7: Rappresentazione schematica del decadimento lungo (in alto) e corto (in basso) del τ all'interno di un mattone. Sono messi in evidenza i parametri cinematici utili all'analisi.

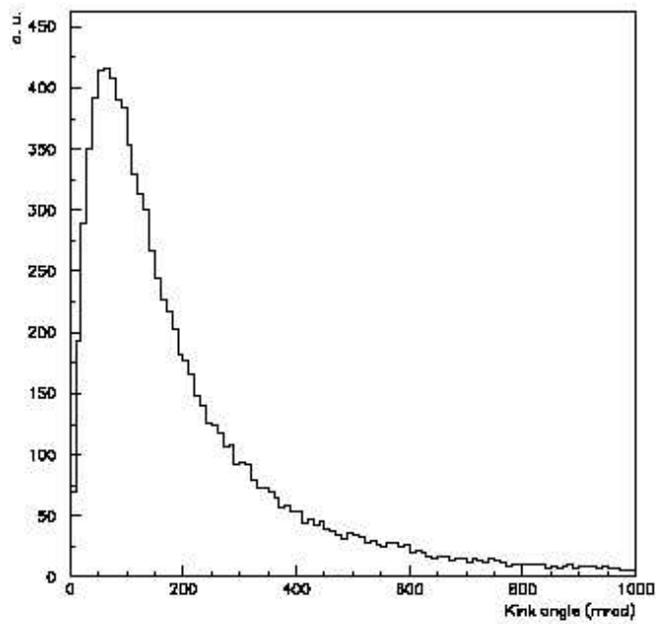


Figura 2.8: Distribuzione di θ_{kink} per il canale di decadimento $\tau \rightarrow e$.

	DIS long	QE long	DIS short	Comprehensive
$\tau \rightarrow e$	2.7%	2.3%	1.3%	3.4%
$\tau \rightarrow \mu$	2.4%	2.5%	0.7%	2.8%
$\tau \rightarrow h$	2.8%	3.5%	–	2.9%
Totale	8.0%	8.3%	1.3%	9.1%

Tabella 2.4: Efficienze di rivelazione di τ (il branching ratio è incluso). Per l'efficienze complessive l'apporto ottenuto da eventi tipo DIS e QE opportunamente pesati.

(DIS). Tenendo presente questa divisione, si stimano l'efficienze considerando i vari processi di ricostruzione:

- Trigger e ricerca del mattone
- Ricerca del vertice
- Rivelazione del decadimento
- Analisi cinematica

La descrizione dettagliata dei processi elencati si trova in [38].

2.3.2 Fondo

Le principali cause di fondo per rivelare τ sono:

- diffusione del muone a grandi angoli.
- re-interazioni adroniche,
- decadimento di particelle con charm.

Diffusione del muone a grandi angoli. Interessa esclusivamente il canale con decadimento in μ . Quando i muoni provenienti da ν_μ^{CC} interagiscono col piombo delle targhette possono essere erroneamente considerati τ . La frazione di muoni con un angolo di diffusione $\theta > 20$ mrad ed un $p_t > 250$ MeV è di $\sim 0.2 \times 10^{-4}$ (calcolato da simulazioni Monte Carlo). Dieci volte più grande di quello stimato da calcoli analitici dove sono stati considerati i fattori di forma nucleari del piombo. La contraddizione ha motivato delle misure riguardo il comportamento di muoni con nuclei pesanti (2 mm di Pb) nel range di interesse ($E_\mu \sim 9$ GeV) che hanno fornito una frazione di 0.6×10^{-5} muoni con $p_t > 250$ MeV. Con una frazione di muoni con

	$\tau \rightarrow e$	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow h$	total
Fondo da charm	0.210	0.010	0.162	0.382
Grandi angoli per diffusione di μ	–	0.116	–	0.116
Reinterazioni adroniche	–	0.093	0.116	0.209
Totale	0.210	0.219	0.278	0.707

Tabella 2.5: Numero di segnali di fondo attesi in 5 anni di presa dati divisi per canali di decadimento e per tipologie di fondo descritte nel testo.

diffusione a grande angolo pari a 10^{-5} (ipotesi conservativa) si attendono 0.116 eventi in 5 anni di presa dati.

Re-interazioni adroniche. È un fondo rilevante sia per il canale adronico che per quello muonico. Il fondo è costituito dalle reinterazioni adroniche nelle targhette dovute allo sviluppo della parte adronica dei vertici di ν_μ di corrente carica, quando il muone non viene identificato, e di corrente neutra. La frazione di fondo atteso nel canale adronico è di 4×10^{-6} . Il contributo al canale muonico avviene quando, in un evento da interazione di CC, un adrone è scambiato per muone e viceversa. Nel canale muonico il rapporto di fondo atteso è di 7×10^{-6} .

Decadimento di particelle con charm. Particelle con charm $c(\bar{c})$ possono essere prodotte dal vertice primario di ν_μ tramite i seguenti processi:

$$\begin{aligned}\nu_\mu N &\rightarrow c\mu X \\ \nu_\mu N &\rightarrow c\bar{c}\mu X \\ \nu_\mu N &\rightarrow c\bar{c}\nu_\mu X\end{aligned}$$

Le prime due reazioni sono di CC e viene prodotto un muone. Quando quest'ultimo non viene rivelato è possibile scambiare il charm per τ a causa delle masse e dei tempi di decadimento simili. La prima reazione fornisce il maggior contributo al fondo per charm. La riduzione di tale fondo è legato alla stima della sezione d'urto e dei branching ratio per i processi charmati. Grazie ai dati dei processi charmati ottenuti [43] dall'esperimento CHORUS è stato possibile ridurre il rumore per charm ai soli 0.382 eventi (0.01 nel canale muonico per l'efficienza di identificazione del muone ottenuta con lo spettrometro).

Nella tabella 2.5 sono esposti i risultati menzionati. Si nota come complessivamente OPERA sia libero dal rumore di fondo: è sufficiente avere pochi segnali di presenza di τ per provare l'avvenuta apparizione di ν_τ .

Fonti minori di rumore di fondo sono date dalla contaminazione di ν_τ nel fascio (dal decadimento del mesone D_s). È atteso una frazione trascur-

abile di ν_τ di circa 10^{-6} dal fascio CNGS⁴.

2.3.3 Ricerca di $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

Abbiamo visto come l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ sia piccola rispetto a $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ per i limiti su θ_{13} ottenuti dall'esperimento CHOOZ ($\sin^2 2\theta_{13} < 0.1$ [24]).

Grazie ad una contaminazione ridotta di ν_e nel fascio CNGS ed alla medesima efficienza nell'identificazione dell'elettrone sfruttata nel canale di decadimento $\tau \rightarrow e$, OPERA è in grado di fare apparizione di ν_e [45].

Il conteggio di ν_e è dato da $R(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{23}, \sin^2 2\theta_{13})$ definito come:

$$R(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{23}, \sin^2 2\theta_{13}) = S + B^{(\tau \rightarrow e)} + B^{(beam)} + B^{(NC)} + B^{(\nu_\mu CC \rightarrow \nu_\mu NC)} \quad (2.2)$$

con S il segnale cercato di apparizione di ν_e , ovvero

$$S = A \int \phi_{\nu_\mu}(E) \mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(E) \sigma_{\nu_e}^{CC}(E) \varepsilon^{signal} dE \quad (2.3)$$

l'integrale in energia del prodotto del flusso ν_μ per la probabilità di oscillazione $\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(E)$, per la sezione d'urto $\sigma_{\nu_e}^{CC}(E)$ riferita all'interazione neutrino-materia via CC, per ε^{signal} l'efficienza complessiva di rivelazione del segnale da parte di OPERA. In (2.3) A è una eventuale normalizzazione per tenere conto della massa effettiva (solo la parte di targhetta).

Il fondo è dato dai seguenti termini:

$$B^{(\tau \rightarrow e)} = A \int \phi_{\nu_\mu}(E) \mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(E) \sigma_{\nu_\tau}^{CC}(E) \varepsilon^{(\tau \rightarrow e)} dE, \quad (2.4)$$

è il segnale dove l'elettrone anzichè scaturire da oscillazione di sapore proviene dal decadimento del τ (il medesimo canale studiato per l'apparizione di τ).

$$B^{beam} = A \int \phi_{\nu_\mu}(E) \mathcal{P}_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(E) \sigma_{\nu_e}^{CC}(E) \varepsilon^{(beam)} dE \quad (2.5)$$

è il fondo dovuto alla contaminazione di ν_e del fascio ($\nu_e/\nu_\mu = 0.8\%$) con successiva interazione di CC.

$$B^{(NC)} = A \int \phi_{\nu_\mu}(E) \sigma_{\nu}^{(NC)}(E) \varepsilon^{(NC)} dE \quad (2.6)$$

è il fondo dato dal decadimento di pioni neutri creati da interazioni di NC, $\varepsilon^{(NC)}$ è l'opportuna efficienza.

$$B^{(\nu_\mu CC \rightarrow \nu_\mu NC)} = A \int \phi_{\nu_\mu}(E) \mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}(E) \sigma_{\nu_\mu}^{CC}(E) \varepsilon^{(\nu_\mu CC \rightarrow \nu_\mu NC)} dE \quad (2.7)$$

⁴Stima calcolata utilizzando precedenti calcoli per il CERN Wide Band Beam ed opportunamente riscritti con le specifiche del CNGS ([42]) ([44])

è il fondo dove il muone primario non è identificato ed $\varepsilon^{(\nu_\mu CC \rightarrow \nu_\mu NC)}$ è la probabilità che una interazione di CC sia considerata erroneamente come NC con una traccia che viene presa per elettronica.

A seconda del valore di θ_{13} è possibile valutare il numero di eventi

θ_{13}	$\sin^2 2\theta_{13}$	$\nu_e CC$ signal	$\tau \rightarrow e$	$\nu_\mu NC$	$\nu_e CC$ beam	$\nu_\mu CC \rightarrow \nu_\mu NC$
9°	0.095	9.3	4.5			
8°	0.076	7.4	4.5			
7°	0.058	5.8	4.6	5.2	18	1.0
5°	0.030	3.0	4.6			
3°	0.011	1.2	4.7			

Tabella 2.6: Segnale e fondo atteso nella ricerca di apparizione di e da oscillazione di $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ per differenti valori di θ_{13} assumendo $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ e $\theta_{23} = 45^\circ$.

aspettati dopo 5 anni di presa dati, numero che viene riportato in tabella 2.6. In OPERA il limite su θ_{13} risulta di $\sin^2 2\theta_{13} < 0.06$ al 90% di livello di confidenza, migliorando il limite ottenuto da CHOOZ.

2.4 Identificazione del muone

L'identificazione dei muoni è utile nell'investigare il canale del decadimento di τ in μ . Inoltre nel paragrafo 2.3.2 è stato mostrato come uno dei possibili segnali di fondo è dato dall'interazione di CC di ν_μ con produzione di charm. Se il muone primario non venisse rivelato la particella con charm C sarebbe scambiata per τ . La particella con charm può decadere in modi diversi. Se C decade in elettrone contribuisce al fondo del canale $\tau \rightarrow e$, analogamente per il canale $\tau \rightarrow h$. Nel caso in cui C decade in muone la determinazione della carica acquista rilevanza, infatti risulta favorita la produzione di μ^+ dal bosone W^+ del vertice off shell $\nu_\mu \rightarrow \mu^- + W^+$.

Se l'analisi della segnatura muonica è effettuata solo per una singola traccia (per esempio quella più lunga) sono possibili tre casi:

1. il muone primario μ_p è identificato.
2. né μ_p , né il muone secondario $\mu_{\bar{p}}$ sono identificati. μ_p viene scambiato per adrone.
3. $\mu_{\bar{p}}$ è identificato.

Nel caso 1) non vi è contributo al fondo. Il caso 2) contribuisce al fondo di $\tau \rightarrow h$ (non contribuisce al canale $\tau \rightarrow \mu$). Il caso 3) contribuisce al fondo

di $\tau \rightarrow \mu$ a meno che non si riesca ad assegnare correttamente la carica positiva del $\mu_{\bar{p}}$.

Dalla tabella (2.5) è possibile riscontrare come il contributo dal fondo del charm sia ridotto nel canale $\tau \rightarrow \mu$. Ciò è dovuto all'ottima efficienza ottenuta con i rivelatori elettronici e con gli spettrometri con cui viene identificato il muone con segno di carica.

È possibile sfruttare tale efficienza anche per un altro aspetto rilevante soprattutto nella fase iniziale dell'esperimento: il monitoraggio del fascio. Il numero di neutrini provenienti dal fascio, insieme alle informazioni spettrali, sono note per le specifiche tecniche del CNGS [41]. OPERA è in grado di testare la correttezza di tali specifiche poichè qualunque segnale proveniente dal fascio è dato dalla convoluzione del flusso di neutrini ϕ_ν .

Lo studio di ϕ_{ν_μ} è ottenuto dall'analisi del canale di maggior rilevanza statistica, quello di ν_μ^{CC} . L'intensità del fascio sarà ricondotta al numero di μ primari uscenti dai vertici di CC che sono rivelati in OPERA. Le informazioni spettrali saranno dedotte dall'energia ricostruita dei muoni.

Nel capitolo 5 sarà affrontato il monitoraggio del fascio arricchendo la statistica con i muoni rivelati che provengono da vertici di ν_μ^{CC} esterni ad OPERA. Per la grande quantità di roccia del complesso del Gran Sasso e per l'elevata efficienza dei rivelatori elettronici dello spettrometro, vedremo come sarà possibile ottenere informazioni sul fascio in pochi giorni di presa dati.

Capitolo 3

Gli spettrometri di OPERA I: il magnete

3.1 Descrizione generale

In figura 3.1 vediamo il magnete dipolare costituito da due pareti verticali e dai gioghi di ritorno (return yokes o RY in seguito) posti sotto e sopra a chiudere. In figura 3.2 viene mostrato il disegno di un RY inferiore.

Nei RY sono disposte le bobine ognuna costituita da venti avvolgi-

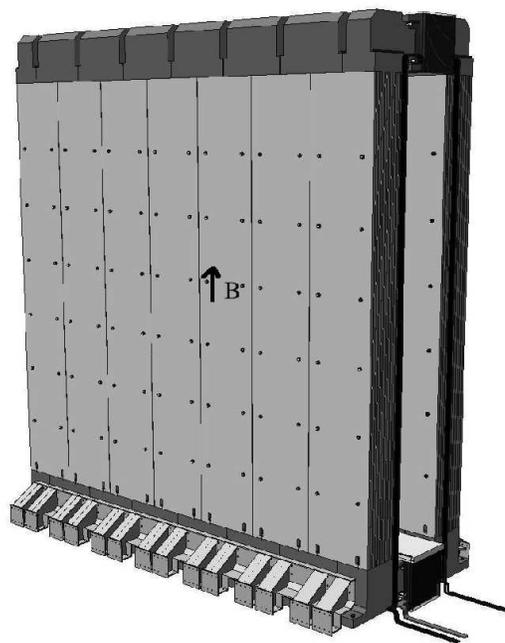


Figura 3.1: rappresentazione 3D di un magnete di OPERA.

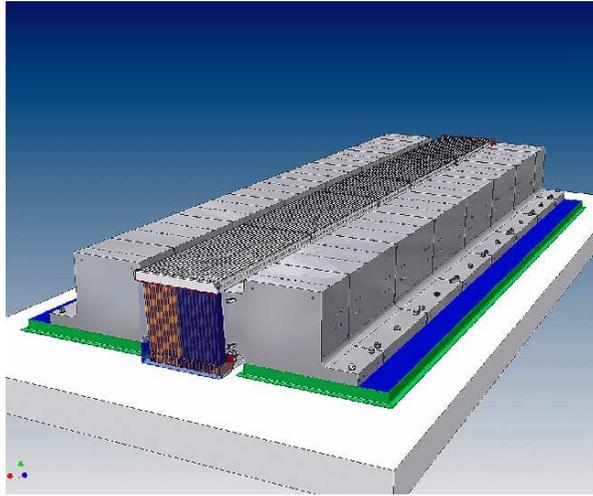


Figura 3.2: Rappresentazione 3D del giogo di ritorno inferiore con avvolgimento.

menti di rame con sezione $100 \times 20 \text{ mm}^2$ e resistività $\rho_{coil} = 0.017 \text{ } \Omega\text{mm}^2$. La lunghezza di un avvolgimento è di 20 m. Poichè la lunghezza media del circuito magnetico è di 22.34 m risulta un numero medio di avvolgimenti per unità di lunghezza pari a $n = 1.79 \text{ m}^{-1}$. Il campo magnetico sarà attivato da due generatori di corrente che erogheranno 1600 A alle due bobine poste nei gioghi. L'intensità di corrente sarà tale da fornire una forza magnetomotrice di 64000 A · turns. L'intensità media del campo magnetico B è di 1.57 T con una uniformità migliore del 5% lungo l'asse verticale.

Le due pareti sono costituite da 24 piani di ferro spessi 5 cm. Tra un piano di ferro e l'altro della stessa parete vi sono 20 mm occupati dagli RPC. Ogni piano di ferro è costituito da 7 lastre verticali (VS da *Vertical Slabs*) affiancate, ognuna dalle dimensioni di $50 \times 1250 \times 8200 \text{ mm}^3$ per una superficie totale di $875 \times 820 \text{ cm}^2$. La connessione tra le 7 lastre di ferro insieme alla giunzione delle pareti verticali con i gioghi di ritorno è realizzata in modo da ridurre al minimo le perturbazione del campo magnetico ed in modo tale da rendere la struttura assai compatta e stabile.

Gli spettrometri oltre a supportare il proprio peso di 990 t (per spettrometro) fungono da elementi portanti per gli altri rivelatori elettronici. Le proprietà meccaniche del ferro utilizzato sono importanti. Anche il procedimento di installazione ha dovuto assicurare un serraggio preciso e solido man mano che si procedeva nel montare alternativamente i piani di ferro e quelli di RPC. Pareti solide e compatte sono ottenute attraverso perni filettati dal diametro di 36 mm e lunghezza di 890 mm disposti su un reticolo di $625 \times 1150 \text{ mm}^2$ (orizzontale per verticale) che è possibile vedere nella foto 3.11. I bulloni che fissano le lastre servono anche da spaziatori

Elemento(%)	C	P	Mn	S	Si
Lastre Verticali	0.08 ± 0.01	0.011 ± 0.003	1.24 ± 0.13	0.005 ± 0.003	0.20 ± 0.03
Gioghi di Ritorno	0.004 ± 0.002	0.003 ± 0.001	0.24 ± 0.02	0.005 ± 0.002	0.84 ± 0.03

Tabella 3.1: Percentuali di peso relative ai vari elementi indicati che costituiscono le lastre verticali ed i gioghi di ritorno degli spettrometri.

per alloggiare gli RPC. I gioghi di ritorno sono costituiti da 6 blocchi larghi 1250 mm più due estremità di 625 mm di larghezza. Nel RY inferiore (figura 3.2) i 6 (+2) basamenti sono stati fissati ciascuno con 44 (22) perni dal diametro di 36 mm cementati al suolo.

Il ferro che costituisce il magnete è un metallo con bassa percentuale di C, P e S in modo che la permeabilità magnetica sia elevata. Le lastre verticali sostengono un peso elevato, maggiore rispetto a quello sopportato dai RY. Per questo, la percentuale di Mn, che conferisce maggiori proprietà meccaniche, è più ricca nel ferro delle VS che dei RY. Nel paragrafo successivo sarà mostrato come la diversa composizione del metallo costituente porterà ad avere differenti proprietà magnetiche. Minimizzare la possibilità di rottura, aumentare la resistenza agli sforzi e l'elasticità del ferro per le VS, coinciderà con una minor permeabilità magnetica. A confronto, il metallo usato per i gioghi di ritorno ha frazioni inferiori di C e Mn dovendo subire meno sforzi. In tabella 3.1 sono riportate le relative percentuali di C, P, Mn, S e Si costituenti i due metalli di ferro del magnete. L'analisi chimica è stata effettuata dai produttori stessi del ferro: la DUFERCO¹ per le lastre verticali e la FOMAS² per i RY.

3.2 Proprietà magnetiche

Le proprietà magnetiche del ferro utilizzato negli spettrometri sono state ottenute tramite test diretti su piccoli campioni toroidali realizzati con le stesse colate di ferro usate per le VS e per i RY³. Per i toroidi, dal diametro esterno di 11.4 cm, sono state ottenute le curve di prima magnetizzazione spingendo il campo di induzione magnetica fino ad $H \sim 24$ KA/m (in OPERA la forza magnetomotrice corrisponde ad $H \sim 2.8$ KA/m) e misurando la coercitività del ferro utilizzato.

Nella figura 3.3 sono riportate le distribuzioni della permeabilità relativa $\mu_r = \mu/\mu_0 = B/(\mu_0 H)$ per un campo magnetico attorno al valore nominale. Risulta $\mu_r(B = 1.57T) = 427.1 \pm 0.5$ per dodici differenti colate

¹Clabecq, Belgio.

²Osnago (LC), Italia.

³Tali misure sono state effettuate al CERN da G. Peiro della divisione LHC/MMS.

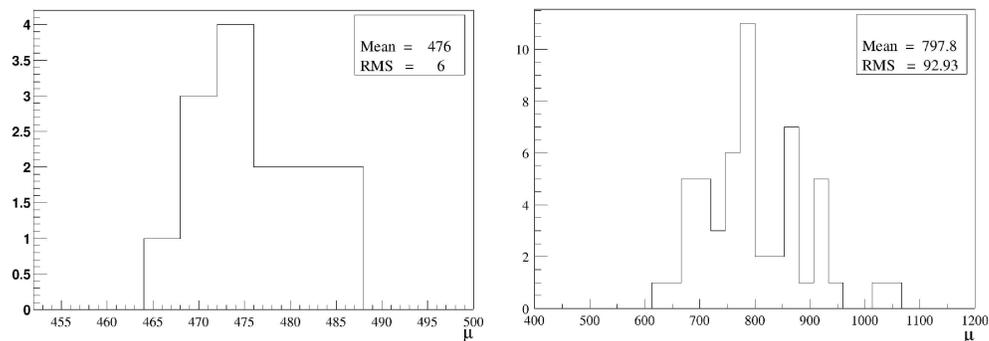


Figura 3.3: Distribuzione della permeabilità relativa μ_r con $B = 1.55$ T per campioni di ferro delle lastre verticali(a sinistra) e dei gioghi di ritorno(a destra).

di ferro destinato ai VS, mentre $\mu_r(B = 1.55T) = 767 \pm 70$ per le colate relative ai blocchi dei RY. Si nota come μ_r sia superiore nei RY con una distribuzione più larga rispetto ai dati riferiti alle VS. Il motivo è stato imputato alla minor percentuale di Mn e di C nei RY rispetto alle VS. Tuttavia, nelle VS la maggior concentrazione di C e Mn favorisce una stabilità ed una omogeneità del campo magnetico superiore rispetto ai RY. Le non uniformità nelle VS sono attorno allo 0.1%, mentre per i RY sono circa il 10%. In figura 3.4 viene mostrato l'andamento di μ_r in funzione

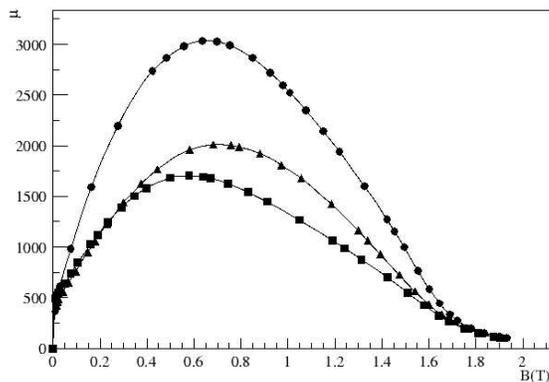


Figura 3.4: Andamento della permeabilità relativa μ_r rispetto al campo magnetico B per un campione di ferro proveniente dalle colate delle lastre verticali (quadrati), dei gioghi di ritorno (cerchi) e del prototipo (triangoli).

di B per un campione di ferro rappresentativo delle VS, uno rappresentativo dei RY ed uno rappresentativo del prototipo del magnete descritto

nel prossimo paragrafo. Per campioni rappresentativi si intende toroidi con una permeabilità relativa vicina al valore medio della distribuzione in figura 3.3.

3.3 Mappe di campo magnetico

Lo studio del campo magnetico atteso negli spettrometri di OPERA è iniziato con test effettuati su un prototipo realizzato ai LNF. La scala reale del prototipo (due bracci di 4 piani costituiti da due VS $50 \times 1250 \times 8200$ mm³ affiancate) ha permesso di avere una base per iniziare le simulazioni ed un riferimento per controllare i risultati di queste. Le misure dirette effettuate sul prototipo hanno permesso di comprendere come poter effettuare il monitoraggio degli spettrometri ad esperimento in corso. Gli studi realizzati sul prototipo sono descritti dettagliatamente in [46].

La stima del campo magnetico atteso nell'intero spettrometro è stata ottenuta tramite una simulazione[47] che ha utilizzato l'analisi fatta sui toroidi. La simulazione è stata realizzata con il codice agli elementi finiti TOSCA[48].

TOSCA viene utilizzato per risolvere problemi di elettrostatica e magnetostatica in 3 dimensioni. Insieme col software OPERA-3d è stato possibile modellare il magnete e visualizzarne i risultati. L'analisi in TOSCA è svolta tramite il calcolo agli elementi finiti. Il metodo è opportuno sia per la velocità che per la buona efficienza di risoluzione per problemi non lineari.

Le determinazioni delle curve $B-H$ ottenute dai toroidi sono state utilizzate per fornire a TOSCA la curva di prima magnetizzazione: TOSCA, infatti, non è in grado di gestire fenomeni di isteresi (in quanto descritti da curve poldrome). In figura 3.5 è riportato l'intensità di campo magnetico al centro (in figura è la coordinata $y=4500$) dei piani verticali in funzione dell'altezza, la coordinata z . Le tre curve nera, rossa e verde sono associate rispettivamente al piano del magnete più interno, a quello centrale ed a quello più esterno. Si può notare come il campo magnetico sia meno uniforme nelle lastre di ferro più interne, dove il flusso di B a metà altezza è impoverito dal vuoto centrale del dipolo. Ovviamente l'intensità è maggiore nei pressi delle bobine ovvero nella parte alta e bassa dello spettrometro. Complessivamente la disuniformità media è non superiore al 5%. Nella figura 3.6 sono mostrati i risultati di B al variare del piano di ferro di un braccio di magnete partendo dal più esterno, la direzione di arrivo del fascio (sulla sinistra), verso quello più interno (a destra). Le tre curve rappresentano diverse altezze dove sono registrati i valori del campo magnetico: corrispondono ad 1.2 m (linea nera), a 5 m (in rosso) e 8.8 m (in verde) da terra. A prescindere dall'altezza l'uniformità è superiore al

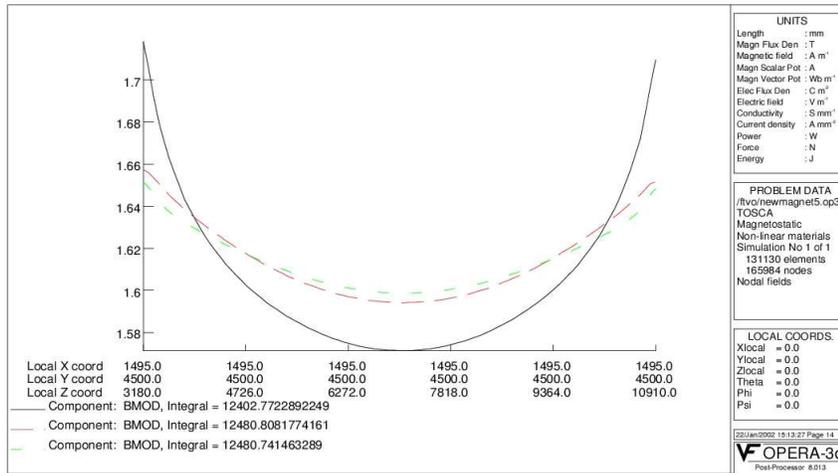


Figura 3.5: Campo magnetico lungo l'altezza delle lastre verticali per il piano di ferro più interno (linea nera), centrale (linea rossa) e più esterno (linea verde) di un braccio del magnete dipolare.

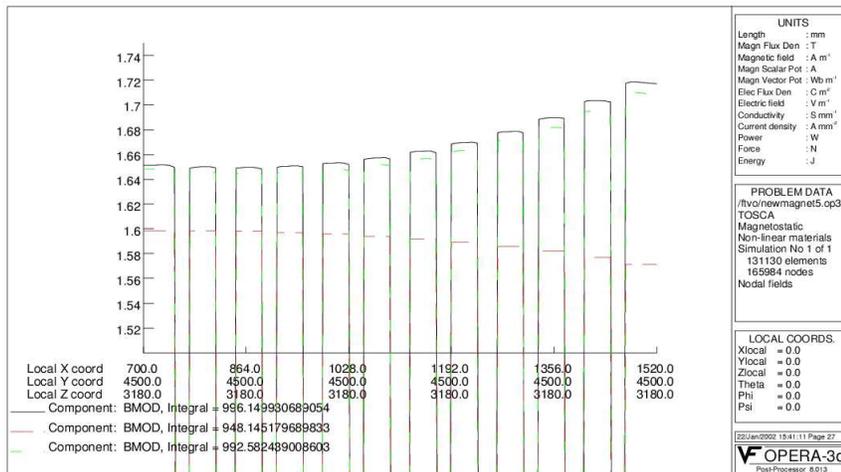


Figura 3.6: Campo magnetico lungo la direzione del fascio di neutrini dal piano di ferro più esterno (a sinistra) verso quello più interno (a destra) del magnete dipolare, ottenuto per tre diverse altezze riportate nel testo.

96%.

Attraverso le mappe è possibile attendersi un campo magnetico con una intensità $B = 1.54 - 1.57$ T per una corrente pari ad $i = 1600$ A.

3.4 Monitoraggio del campo magnetico

È possibile misurare il campo magnetico B degli spettrometri con l'esperimento in corso grazie ad una tecnica sperimentata sul prototipo [46] insieme alle mappe del campo magnetico che hanno portato alla stima di B in OPERA. La tecnica per il monitoraggio si basa sulla misura della tensione indotta su una serie di bobine di pickup all'accensione e allo spegnimento del generatore di corrente.

Su ogni piano di ferro, a metà altezza, sono stati disposti dei cavi piatti. Gli estremi dei cavi fuoriescono dal lato del magnete e possono essere collegati in modo differente per formare le bobine di pick up: il circuito elettrico formatosi può abbracciare uno o più piani di ferro, in modo da poter avere accesso alla media del campo magnetico dei singoli piani di ferro e/o alla media fatta su più piani.

La tensione indotta nella bobina di pick up, espressa in termini di variazione del flusso Φ di campo magnetico, risulta

$$V_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_{S_{bobina}} \mathbf{B} \cdot \mathbf{e}_\perp dS = -A_{turn} N \frac{d}{dt} B, \quad (3.1)$$

dove il flusso è pari al numero N di avvolgimenti della bobina per il flusso concatenato all'area A_{turn} del singolo avvolgimento e B si riferisce al valore del campo mediato su A_{turn} . Assumendo noto il campo residuo $B_r = B(t = t_i)$ con t_i l'istante iniziale (es: l'accensione del generatore) è possibile ottenere l'intensità dall'integrale della 3.1:

$$B \sim B_r - (A_{turn} N)^{-1} \int_{t_i}^{t_f} V_i dt, \quad (3.2)$$

con il periodo $\Delta T = t_f - t_i$ sufficientemente lungo da permettere il rilassamento dei domini di Weiss.

Finito il ramp up del generatore, quando la corrente ha raggiunto il valore stabile i_{max} , il campo associato $B_{max} \equiv B|_{i_{max}}$ è dedotto dalla 3.4 a meno di B_r . Poichè B_r è incognito, occorre fare un'ulteriore misura per sottrarlo: facendo fare al magnete un'intero ciclo di isteresi e assumendo $B_{max} = -B|_{-i_{max}}$ è possibile stimare B_{max} con una precisione del 97%. Per il prototipo un'oscilloscopio ha misurato la tensione indotta V_i tenendo sotto controllo la corrente tramite V_{shunt} . In figura 3.7 si vede come la tensione indotta V_i segua un profilo non lineare nonostante la crescita di corrente di/dt sia pressochè costante, come evidenzia la tensione V_{shunt} . Esprimendo la 3.1 in termini di i e di/dt risulta infatti:

$$V_i = -A_{turn} N \frac{d}{dt} (\mu H) = -A_{turn} N \left(\frac{d\mu}{di} \frac{di}{dt} H + \mu \frac{dH}{dt} \right) = \quad (3.3)$$

$$= -A_{turn} N n \frac{di}{dt} \left(i \frac{d\mu}{di} + \mu \right). \quad (3.4)$$

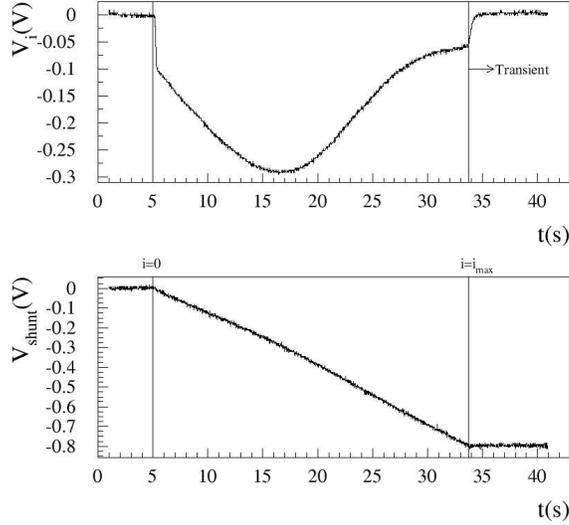


Figura 3.7: Tensione indotta V_i e di shunt V_{shunt} per una corrente che cresce da zero a 368 A. Le misure sono prese dal prototipo [46].

Il comportamento fortemente non lineare di V_i è il riflesso della non linearità della permeabilità μ nei materiali ferromagnetici: $d\mu/di$ è tutt'altro che costante.

Il campo magnetico B è ottenuto da una media sulla superficie tagliata dall'avvolgimento di pick up. Anche se viene inclusa la componente del campo esterna al ferro, presente nelle intercapedini di 2 cm che ospitano gli RPC, può comunque essere trascurata essendo $B_{gap} = O(10^{-3})B_{ferro}$:

$$\Phi = A_{gap}B_{gap} + A_{ferro}B_{ferro} \simeq A_{ferro}B_{ferro}$$

essendo A_{gap} dello stesso ordine di A_{ferro} . Il valore B_{gap} atteso è stato dedotto⁴ dalla simulazione. Con TOSCA è stato infatti possibile stimare l'intensità di campo magnetico altrove dal ferro: oltre che nelle intercapedini, anche lontano dal magnete, dove sono disposti i DT fino ai TT, oppure nella struttura metallica di supporto all'esperimento per eventuali campi parassiti.

Il campo magnetico nelle intercapedini è decisamente trascurabile rispetto a quello nell'anima di ferro del dipolo, ma misurabile. Nelle gap è possibile inserire delle sonde per la misura diretta del campo. Tale misura è utile per il monitoraggio del campo magnetico nel lungo arco di tempo che va dall'accensione allo spegnimento del generatore. In questo modo, nel pe-

⁴Una misura diretta non è realizzabile: man mano che lo spettrometro viene montato non è possibile accedere alle sue componenti installate. Ogni sistema di monitoring o di tracking deve essere stato opportunamente testato prima che il magnete sia acceso.

riodo in cui non è possibile utilizzare le bobine di pick up sopra descritte, è ancora possibile avere una stima di B e soprattutto poter osservare anomalie o variazioni di campo per tempi lunghi.

Per la misurazione di B_{gap} sono state scelte delle sonde Hall di elevata precisione e di dimensioni ridotte $10 \times 10 \times 3 \text{ mm}^3$ (dovendo essere disposte insieme agli RPC nelle intercapedini). Ai LNF sono stati effettuati dei test che hanno confermato le specifiche [49] fornite dalla SENTRON⁵, la ditta produttrice: in un range dinamico di 200 Gauss la precisione è di 1 Gauss. Il test utilizzava un magnete dell'esperimento DAFNE⁶ ed un'altra sonda di test (sempre di tipo Hall con precisione nota). In figura 3.8 è mostrata la misura del campo magnetico fornita da due sonde hall ($b9$ e $b7$) e dalla sonda di test " $TEST$ ". In figura 3.9 è stata graficata la risoluzione con segno ottenuta dal confronto della misura del campo magnetico ottenuta da alcune sonde Hall e dalla sonda di *test*.

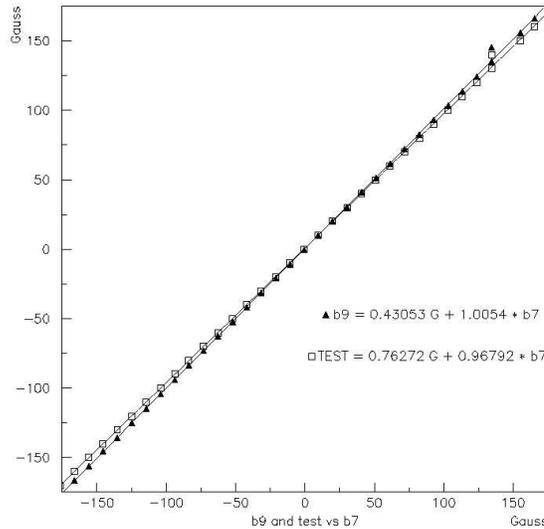


Figura 3.8: Misura del campo magnetico fornita dalle sonde Hall $b9$ e $b7$ insieme alla sonda di test $TEST$.

3.5 Installazione

L'installazione degli spettrometri di OPERA nella Hall C sono iniziate a Novembre del 2003 (figura 3.11). La struttura modulare degli spettrometri

⁵SENTRON AG, Baarerstrasse 73, CH-6300, ZUG.

⁶ $e^+ - e^-$ collider sito ai LNF.

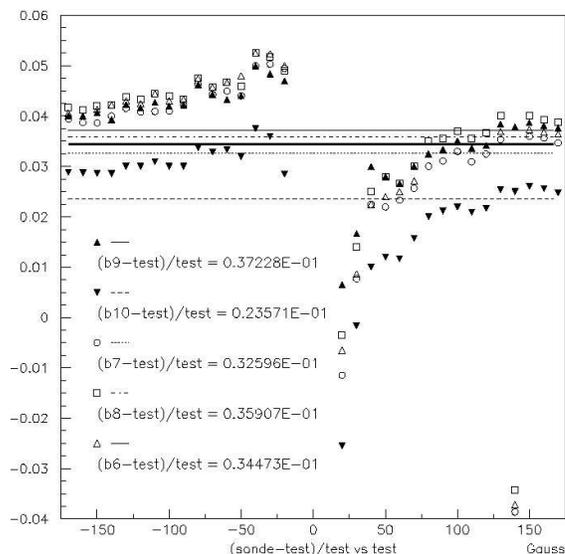


Figura 3.9: Risoluzione di alcune sonde Hall testate.

ha dettato la modalità di assemblaggio. Per ragioni di stabilità e precisione, sono stati montati in ordine: prima i due piani di ferro più interni del primo spettrometro, a seguire sono state posizionati i piani adiacenti costituiti dagli RPC opportunamente testati (capitolo 4). Il piano di RPC è formato da 21 camere disposte in 7 righe e 3 colonne come schematizzato in figura 3.10. Questa operazione si è ripetuta per 11 volte, procedendo dall'interno verso l'esterno del dipolo, fino agli ultimi due piani di ferro: quelli più esterni (il piano numero 1 e 24 se ordinati secondo il verso del fascio). Una volta terminato il primo spettrometro si è proceduto col secondo. L'installazione di un piano di ferro ed uno di RPC richiedeva in media una decina di giorni.

Di seguito sono riportate in modo schematico le operazioni di routine:

1. sulla lastra di ferro viene disposta una pellicola di materiale sintetico e morbido per colmare la differenza tra la gap lasciata tra due piani di ferro di 20 mm ed i 14 mm di spessore del piano di RPC. In questo modo gli RPC, insieme alle strip di read out, sono racchiusi dal ferro in modo più compatto.
2. La medesima lastra viene disposta in verticale sul basamento del dipolo.
3. Si ripetono i punti 1) e 2) per formare i due piani speculari, ciascuno di 7 lastre di ferro.



Figura 3.10: Piano di 7×3 RPC. Le camere poste nella fila in alto sono di tipo A. Le altre, di tipo B, si differenziano per il profilo con spazi ricurvi per fare spazio ai perni filettati da 36 mm su cui vengono imbullonate le lastre di ferro.

4. Sono disposte le strip verticali per il read out degli RPC.
5. Tre RPC sono disposti su un'impalcatura mobile che li tiene in piano su una riga.
6. In una canalina predisposta, che corre sulla lunghezza di ogni RPC, vengono inseriti i due cavi (polo + e -) per l'alta tensione.
7. Le camere sono collegate tra loro e riempite di gas (N_2). La tenuta degli RPC viene testata per la seconda volta⁷.
8. l'impalcatura viene fatta corrispondere al piano di ferro per installare la riga con le 3 camere. Una volta posizionati, gli RPC vengono ancorati ai perni e l'impalcatura è rimossa.
9. Sono ripetute le operazioni descritte in 4), 5), 6), 7) e 8) per le sette righe del piano di RPC (figura 3.10) procedendo dall'alto verso il basso.
10. Vengono disposte le strip orizzontali per il read out degli RPC.

⁷Il test di tenuta insieme ad altre prove per attestare la qualità degli RPC sono effettuati prima del trasporto in sala C, e saranno argomento del capitolo 4

11. Vengono disposti tutti i cavi elettrici per la misura del campo magnetico e della temperatura ed effettuato un check che tutte le connessioni siano state fatte correttamente.
12. I rivelatori sono riempiti di N_2 ad una tensione di 6.5 KV e sono monitorate le correnti. Se queste sono sotto la soglia del μA (per riga) il piano di RPC è considerato “buono” ed è possibile procedere. Altrimenti occorre individuare e sostituire una o più camere.
13. È installato il piano di RPC gemello nell’altro lato del dipolo.
14. Sono ripetute tutte le operazioni a partire da un nuovo piano di ferro monitorando le tensioni in azoto degli RPC progressivamente ricoperti.



Figura 3.11: Installazione del primo piano di 21 RPC, Novembre 2003.

Il primo spettrometro è stato completato a Maggio del 2004. I lavori sono proseguiti fino ad ultimare il secondo spettrometro a Marzo 2005. Nelle foto sono riportati alcune fasi importanti dell’assemblaggio, come il primo piano installato e la conclusione dei lavori, alcuni particolari dello spettrometro visibili sul fianco, le terminazioni dei cavi piatti per il monitoraggio e le stazioni per la verifica del flusso di gas per gli RPC. Nelle foto 3.14 3.15 è riportata la situazione nella Hall C a Novembre 2005.



Figura 3.12: Scorcio laterale del primo spettrometro, Maggio 2004. Sono visibili le estremità delle bobine di pick up per il monitoraggio del campo magnetico.



Figura 3.13: Fine dell'assemblaggio dei due spettrometri, Marzo 2005.

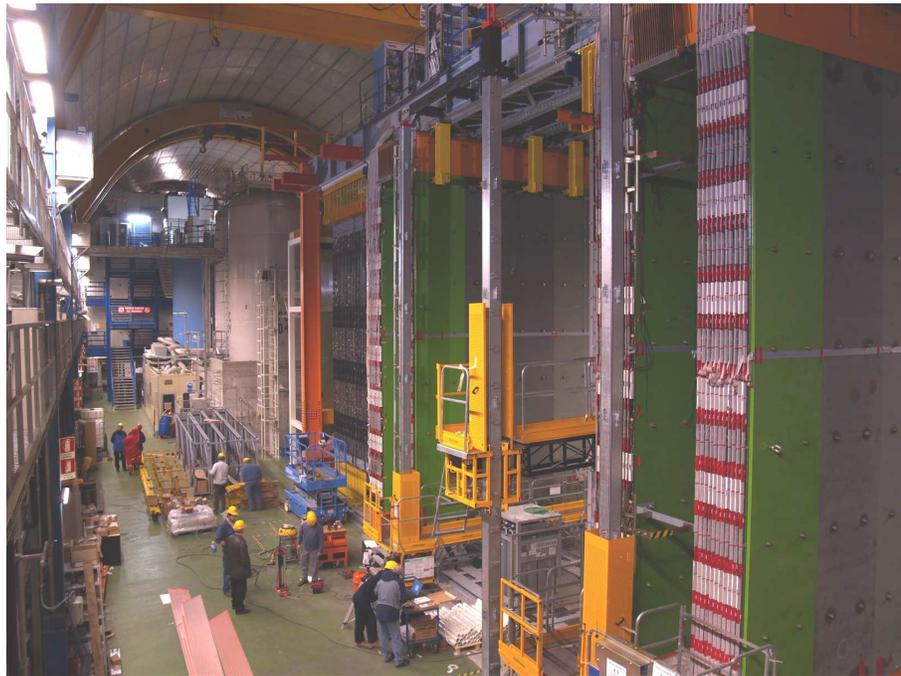


Figura 3.14: La galleria C e l'installazione di OPERA a Novembre 2005.



Figura 3.15: Avanzamento dei lavori di installazione per OPERA a Novembre 2005.

Capitolo 4

Gli spettrometri di OPERA II: gli RPC

4.1 Descrizione generale degli RPC

Gli RPC, sigla di Resistive Plate Chamber ovvero camere a elettrodi piani resistivi, sono rivelatori a ionizzazione in mezzo gassoso introdotte da R. Santonico e R. Cardarelli [50]. Il detector è schematizzato in figura 4.1 per illustrarne il funzionamento generale. I due elettrodi alimentati ad alta

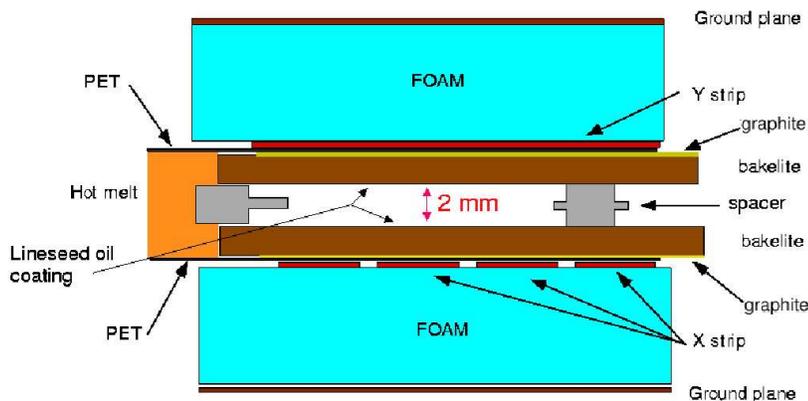


Figura 4.1: Sezione di un RPC in OPERA.

tensione sono solitamente di bakelite (una resina fenolica) e distanziati da spaziatori in policarbonato. L'alta tensione è applicata con l'utilizzo di una pellicola di grafite esterna alla camera che conferisce una resistività superficiale attorno ai $200 \text{ K}\Omega/\square$. Per l'alta tensione in gioco, di qualche KV, è necessario che la superficie interna sia estremamente piana. Una procedura che migliora su scala microscopica la levigatezza interna delle

camere è quella di riempire gli RPC con olio di semi di lino per farle poi scolare lentamente. Utilizzando la bakelite si arriva ad una resistività di circa $\rho = 10^{11\pm 1} \Omega cm$. Un foglio isolante di PET (polietilene tereftalato) riveste l'intera camera per proteggerla ed isolare l'alta tensione degli elettrodi dal sistema di pick-up.

All'interno l'RPC viene flussato con un gas a ricambio costante. Il passaggio di particelle cariche è rivelato tramite la ionizzazione della miscela di gas. Nel caso delle ionizzazioni primarie è la particella incidente che crea nel gas una coppia ione-elettrone, nel caso delle ionizzazioni secondarie sono gli elettroni precedentemente liberati che ionizzano a loro volta le molecole del gas. Un campo elettrico nella regione dove sono prodotte le coppie di cariche evita la ricombinazione. Gli elettroni seguono le linee di campo con una velocità di deriva dell'ordine dei 10^6 cm/s, tipicamente tre ordini di grandezza superiore alla velocità degli ioni che lentamente si allontanano nel senso opposto. A seconda del campo elettrico gli elettroni di deriva possono essere accelerati acquistando energia sufficiente per ionizzare ulteriormente il gas. Le ionizzazioni secondarie portano un incremento del numero di elettroni proporzionale al tratto percorso:

$$dn = n\alpha dx \implies n = n_0 e^{\alpha x}, \quad (4.1)$$

dove n_0 sono gli elettroni di prima ionizzazione e α è noto come il primo coefficiente di Townsend, l'inverso del libero cammino medio di un elettrone in un gas sottoposto ad una ddp. Si presenta una moltiplicazione a valanga di carica: $n = Mn_0$ con M il fattore di proporzionalità.

Fisicamente M non supera i 10^8 (limite di Raether) a causa di distorsioni del campo elettrico applicato quando una elevata quantità di carica è costretta in uno spazio ridotto, e della emissione ultravioletta di fotoni prodotti nelle ricombinazioni. La proporzionalità tra la carica incidente e le cariche prodotte dalle valanghe di ionizzazioni viene meno.

Da una sola valanga si passa a più valanghe prodotte per passaggio di carica. La modalità sarà detta a streamer con la formazione di un canale di gas ionizzato. Gli RPC possono lavorare in due modalità: sia in regione di valanga (avalanche) che di streamer. A prescindere dalla modalità di funzionamento, è possibile vedere l'RPC come una collezione di celle isolate grazie all'elevata resistività degli elettrodi. Per comprenderne il funzionamento è possibile analizzare solo la zona del rivelatore dove avviene la scarica conseguente al passaggio di carica. Se la carica rilasciata è Q , la tensione applicata V e la gap tra i piani resistivi g , allora la cella da considerare avrà una superficie $S = Qg/(\epsilon_0 V)$ e può venire rappresentata dal circuito equivalente in figura 4.2 a seconda che sia attivata o meno dal passaggio di carica. R_{el} e C_{el} sono la resistenza e la capacità ai capi degli elettrodi, R_{gap} e C_{gap} ai capi della gap. Il caso a) rappresenta il

rivelatore quando non è attivato e dal momento che $R_{gap} \gg R_{el}$, la tensione ai capi del rivelatore è interamente applicata alla gap gassosa. Nel caso b), quando vi è passaggio di carica, il detector viene attivato: la scarica nel gas è rappresentata da un generatore di corrente che cortocircuita la gap. Terminato il processo la gap (C_{gap}) si ricarica con

$$V(t) = V_0(1 - e^{-t/\tau}) . \quad (4.2)$$

ed un tempo caratteristico dell'ordine di

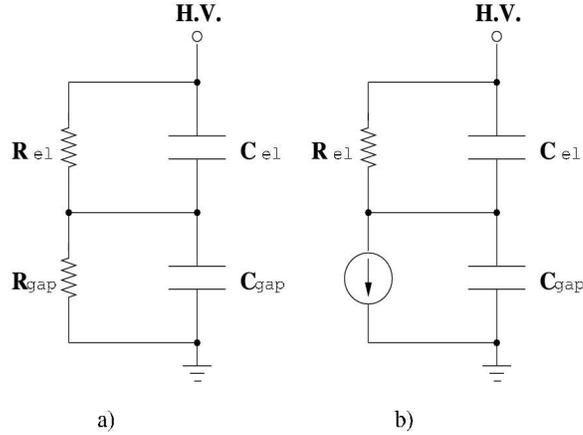


Figura 4.2: Circuito equivalente per una cella del rivelatore prima del passaggio di carica a) e dopo, quando avviene la scarica b). Gli elementi del circuito sono descritti nel testo.

$$\tau \sim R_{el}C_{el} = \rho_c \epsilon_0 \epsilon_r ,$$

dove ρ_c è la resistività della cella ed $\epsilon_r \sim 5$ la costante dielettrica relativa. τ è dell'ordine dei 20 ms per una resistività complessiva dell'ordine di $10^{10} \Omega \text{ cm}$. La capacità di conteggio di un RPC è dato da $f_\tau = (\tau S)^{-1}$. Risulta $f_\tau \sim 1 \text{ KHz/cm}^2$ in modalità *avalanche* e attorno i 10 Hz/cm^2 in streamer ($S \sim 1 \text{ cm}^2$).

Sebbene la tolleranza di rate sia inferiore in streamer, la forma del segnale in uscita è più larga e più ampia: $\sim 100 \text{ mV}$ come mostrato in figura 4.3. Ciò comporta una notevole semplificazione nell'elettronica di lettura.

4.2 Gli RPC in OPERA

Nel singolo spettrometro sono installati 22 piani di rivelazione ognuno costituito da 7 righe di 3 RPC per un totale di $21 \text{ RPC} \times 22$ piani con una

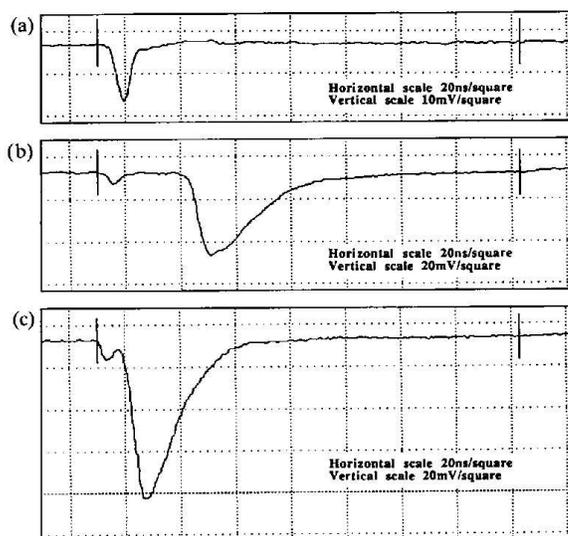


Figura 4.3: Esempio di segnale indotto dal passaggio di carica per diverse tensioni di lavoro. In a) il segnale in avalanche ($V_{op} = 9.4$ KV) ha una durata tipica di $FWHM \sim 5$ ns. In b) il segnale in avalanche è seguito da uno streamer ($V_{op} = 9.6$ KV). Il ritardo tra i segnali in avalanche e streamer si attenua con l'aumentare della tensione: in c) $V_{op} = 10.2$ KV. Con la miscela $C_2H_2F_4/n - C_4H_{10}/Ar$ (83/7/10).

superficie di rivelazione di 1500 m^2 : 462 RPC di superficie $2.9 \times 1.1 \text{ m}^2$. In figura 3.10 è mostrato l'intero piano di rivelazione e come vengono suddivisi gli RPC a seconda del profilo rettangolare, se regolare tipo A, o meno tipo B. Le camere sono flussate con una miscela di Ar, TFE, Isobutano ed SF_6 [51] in proporzione 75.4:20.0:4.0:0.6. L'Argon è un gas nobile per il quale la moltiplicazione di carica avviene a tensioni inferiori rispetto ad altri gas. Inoltre Ar è un gas di facile reperibilità e meno costoso del Krypton e dello Xenon. Come quencher viene utilizzato l'isobutano, anche se in piccola percentuale a causa dell'alta infiammabilità. L'isobutano, essendo una molecola poliatomico complessa, riesce infatti ad assorbire i fotoni UV eccitando livelli rotovibrazionali. In tal modo contiene la delocalizzazione della scarica. Un'altra componente della miscela che riduce gli elettroni uscenti dalla zona interessata dalla scarica e favorisce la formazione di un canale ionizzato è il TFE, un gas elettronegativo che svolge anche la funzione di quencher. L'aggiunta di isobutano, TFE e meno dell'1% di SF_6 , un'altra componente che riduce ulteriormente il numero di cariche indesiderate, aumenta la capacità di conteggio dell'RPC.

4.3 Controllo di Qualità degli RPC di OPERA

Gli RPC montati all'interno dello spettrometro non sono rimovibili. Occorre quindi verificare la loro "qualità" prima dell'installazione così da utilizzare solo i migliori RPC. Per l'elevato numero di camere da provare è stato necessario organizzare un sistema di controlli di qualità (QC) efficiente e rapido, che permettesse di rispettare i tempi stabiliti per passare dalla produzione all'assemblaggio degli RPC negli spettrometri [52]. I test sugli RPC si sono svolti presso i laboratori esterni del Gran Sasso, più precisamente all'interno del *Lab2*. Qui sono stati effettuati tre tipi di test per controllare diverse proprietà dei rivelatori:

- test meccanici per accertare che le perdite di gas fossero contenute, che gli spaziatori fossero ben incollati e che le camere non si fossero eccessivamente incurvate durante i trasporti e nello stoccaggio.
- test elettrici e di condizionamento in cui per ogni camera sono state misurate le caratteristiche corrente-tensione in Argon e con la miscela di OPERA. Inoltre sono state monitorate le correnti ad una tensione mantenuta stabile nel tempo, operazione nota come "condizionamento".
- test di risposta degli RPC ai raggi cosmici per ottenere le curve di efficienza e le mappe di rumore.

4.3.1 Test meccanici

I test pneumo-meccanici hanno permesso di verificare le caratteristiche strutturali degli RPC assemblati dalla ditta fornitrice¹.

La procedura per RPC inizia con una ispezione visiva della camera. In seguito, viene misurata la curvatura. I margini di curvatura sono dettati dalla possibilità di disporre l'RPC nei 2 cm di intercapedine tra due lastre di ferro del magnete. Le camere sono scartate se presentano un profilo curvo di 15.0 mm e oltre. Gli RPC sono progettati con uno spessore di 7.0 mm.

Dopo la misura la camera viene disposta su un apposito tavolo mostrato in figura 4.4. Un flussimetro ed un sensore di pressione sono collegati a due dei quattro beccucci per l'immissione e/o fuoriuscita del gas. La

¹General Tecnica s.r.l., Colli (FR), Italia.



Figura 4.4: Banco per i test meccanici sul quale è disposto un RPC. In fondo sono visibili i pistoni per l'ispezione degli spaziatori.

temperatura interna viene monitorata. I restanti beccucci sono collegati ad un dispositivo che regola l'immissione e la fuoriuscita di Argon. Il gas viene introdotto finchè la differenza con la pressione esterna non raggiunge un valore stabilito, solitamente di 6.0 mbar (nell'arco dell'anno si sono riscontrate condizioni metereologiche tali da cambiare tale soglia). Viene misurata la variazione di pressione al secondo. Perchè sia una buona camera deve risultare $dP/dt \sim 0.3$ mbar/sec, come risulta dal rapporto tra velocità di flusso di gas e volume interno (figura 4.5.a). Nei ~ 200 sec che occorrono per arrivare alla soglia prefissata dei 6.0 mbar è possibile riscontrare alcuni difetti. Se gli spaziatori non sono bene incollati si possono staccare durante l'erogazione. Conseguentemente il volume aumenta e con esso si ha una brusca depressione. L'aumento di volume implica un tempo più lungo per raggiungere la soglia dei 6.0 mbar. È possibile quindi accorgersi di spaziatori non bene incollati o direttamente staccati dalla semplice velocità di pressione (figura 4.5.b).

Una volta a livello la pressione viene monitorata per misurare eventuali perdite della camera. Se l'RPC testato mostra un abbassamento di pressione che supera i 0.05 mbar al minuto allora la perdita è strutturale e la camera ritorna alla casa produttrice per essere riparata.

Per controllare che gli spaziatori interni alla camera siano bene incollati o meno occorre sottoporli ad una pressione maggiore di quella fin'ora fornita. Il tavolo su cui è disposta la camera piena di Argon ha a disposizione una barra di acciaio mossa per l'intera lunghezza del RPC da un motore. Tale barra è dotata di 11 pistoni equidistanziati con un passo di 10 cm pari alla distanza tra due spaziatori all'interno del RPC. Un pro-

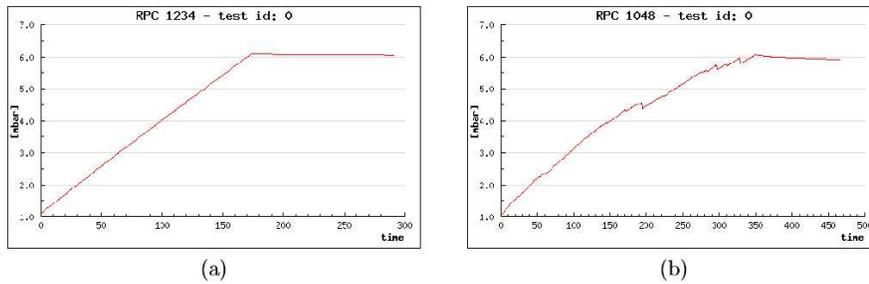


Figura 4.5: Esempi di tenuta di gas delle camere in funzione del tempo, per una camera “buona” (a) e per una dove alcuni spaziatori si sono staccati durante il riempimento di gas (b).

gramma automatizza la seguente procedura. Inizialmente la barra è mossa di 10 cm per incontrare la prima fila di spaziatori disposti sul lato corto. Il motore abbassa leggermente la barra per avvicinare i pistoni alla camera. Quando tutti i pistoni vengono azionati si registra la reazione della camera, ovvero un brusco innalzamento della pressione che dura finchè i pistoni non vengono rilasciati. La barra si alza e percorre altri 10 cm dove si trova la seconda fila di spaziatori. Il tutto si ripete per 29 volte: il numero di *righe* di ogni RPC. In questo modo si ottiene il grafico riportato in figura 4.6. Se gli spaziatori sono bene incollati la pressione aumenterà di poco (centesimi di mbar); al contrario per spaziatori staccati, male incollati o male posizionati si noterà una maggiore differenza di pressione dell'ordine di alcuni decimi di mbar. Se capita una riga con più di uno spaziatore difettoso la differenza di pressione sarà ancora maggiore, dell'ordine del mbar. Una volta registrate le eventuali righe difettose si passa ad ispezionarle in dettaglio: si procede per *colonne*. La barra riparte fino a posizionarsi su ciascuna delle righe difettose, abbassa gli 11 pistoni in modo che una volta azionati 10 degli 11 cilindri questi forniscano una pressione di riferimento per l' RPC. Dalle differenze di pressione misurate è possibile (figura 4.7), anche in questo caso, riconoscere quali spaziatori di una riga siano difettosi. Alla fine si ha una mappa (righe,colonne) di spaziatori difettosi. Vengono scartati gli RPC con due spaziatori difettosi adiacenti, o con più di due a prescindere dalla loro posizione.

4.3.2 Test elettrici

I test descritti di seguito permettono di misurare le proprietà elettriche degli RPC, come la resistività, la corrente a bassa tensione e quella alla tensione di lavoro [53].

I test elettrici sono effettuati su 48 RPC alla volta sulla racchettiera

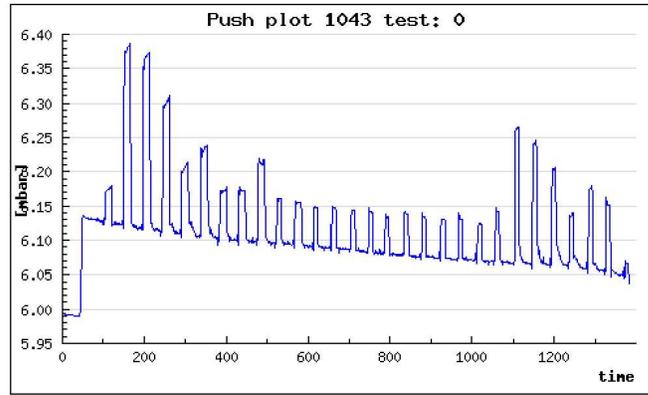


Figura 4.6: Esempio dell'andamento della pressione di una camera quando sono ispezionate le file costituite da 11 spaziatori. Nel caso particolare occorre ispezionare ulteriormente le file 1, 2, 3, 5, 19, 20, 21, 23 e 24 per vedere quali spaziatori di ogni riga sono staccati. La camera in oggetto viene quindi rifiutata per i tagli imposti e descritti nel testo.

mostrata in figura 4.8. Gli RPC sono flussati con gas per un ricambio totale di 5 volte in un giorno. Per la prova vengono impiegati due gas: l'Argon e la miscela $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{i-C}_4\text{H}_{10}=76/20/4$ con l'aggiunta di 0.5% di SF_6 . Questa miscela è riferita come *standard*. Il sistema di alta tensione è composto da due alimentatori che forniscono 48 canali positivi e 6 negativi a loro volta divisi in 48 da 8 distributori di tensione. Ognuno di questi distributori contiene un nanoamperometro che misura la corrente dei canali negativi. I canali positivi sono misurati con una risoluzione del decimo di μA . Un'interfaccia tra il sistema CAMAC utilizzato ed un codice di LABVIEW² permette l'automatismo delle operazioni: il cambiamento di tensione e la misura delle correnti. Anche i parametri esterni quali ora, umidità, pressione e temperatura, sono acquisiti automaticamente dal computer tramite una porta seriale connessa ad una centralina meteo.

La prova si divide in tre fasi:

1. misura della corrente per differenti tensioni applicate con le camere flussate in Argon;
2. come sopra con la miscela standard al posto dell'Argon

²<http://www.ni.com/labview/>

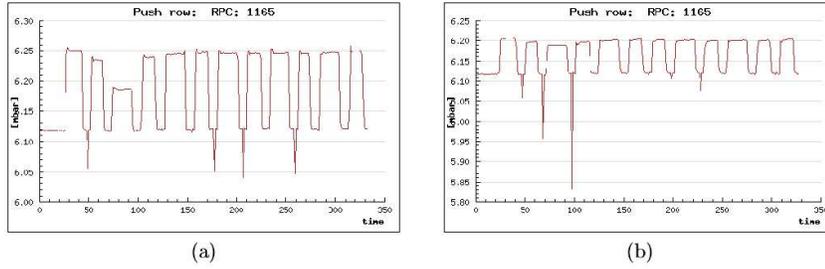


Figura 4.7: Esempio dell'andamento della pressione di una camera quando viene ispezionata la singola fila di 11 spaziatori. Il primo picco è di riferimento, in (a) si vede come il secondo spaziatore della fila esaminata sia staccato. In (b) la fila ispezionata (la consecutiva della medesima camera) ha tutti gli spaziatori ben posizionati e ben incollati.

3. sempre con la miscela standard si misura la corrente, corrispondente ad una tensione fissata, al variare del tempo (condizionamento)

Si impiegano 36 ore per il riempimento delle 48 camere per ognuno dei due gas; il condizionamento è utile se la corrente è misurata per un minimo di 48 ore. In totale il test ha una durata di circa 5-6 giorni.

Nella prima fase della prova, dove è usato solo Ar, le camere mostrano una curva corrente-tensione come in figura 4.9. Si nota come la camera risulti isolante per tensioni basse. In questa regione la corrente è estremamente bassa e lineare rispetto l'aumento di tensione. È la corrente ohmica residua che circola nei materiali che costituiscono l'RPC (come gli spaziatori ed i bordi ed imperfezioni nella planarità delle pareti interne), il gas è isolante. Il rapporto tra corrente e tensione I_o , misurato in $\text{nA} \times \text{kV}^{-1}$, fino a tensioni $\leq 1.8 \text{ V}$, viene considerato indice di un buon oliaggio se basso: la gap è stata ben ripulita dell'olio di semi di lino che se rimanesse depositato attorno agli spaziatori farebbe aumentare la corrente ohmica residua. Per l'assenza del quencher, la risalita di corrente è rapida appena viene superata la tensione che permette alle cariche di propagarsi nel gas. Vengono misurate le tensioni corrispondenti alle correnti³ 100 nA e 500 nA, chiamate rispettivamente hve100 e hve500. Questi parametri sono connessi con la levigatezza delle superfici interne. Incrementando ulteriormente la tensione il gas produce continue scariche e la corrente torna ad essere lineare, con la gap gassosa in corto. L'inverso della pendenza riportata in figura 4.9 risulta proporzionale alla resistività media degli elettrodi.

Quando il test è ripetuto con la miscela standard viene misurata la

³Il contributo ohmico delle correnti è stato sottratto.



Figura 4.8: La racchettiera che ospita i 48 RPC per i test elettrici.

Parametri	Ottimi	Buoni	Rifiutati
I_0	$I_0 < 30 \text{ nA/KV}$	$30 \text{ nA/KV} < I_0 < 40 \text{ nA/KV}$	$I_0 > 40 \text{ nA/KV}$
hve100	$\text{hve100} > 1.9 \text{ KV}$	$\text{hve100} < 1.9 \text{ KV}$	-
I_{ef}	$I_{ef} < 0.75\mu\text{A}$	$0.75\mu\text{A} < I_{ef} < 1.0\mu\text{A}$	$I_{ef} > 1\mu\text{A}$

Tabella 4.1: Criteri per selezionare la qualità delle camere sottoposte ai test elettrici per temperature inferiori a 24°C . I parametri I_0 , hve100 e I_{ef} , su cui sono effettuati i tagli, sono descritti nel testo.

corrente operativa I_{ef} quando la tensione applicata V_{app} raggiunge i 5.85 KV, scelta come tensione di lavoro. In figura 4.10 la freccia indica la corrente I_{ef} .

Per finire, la tensione è mantenuta attorno i 5.5 KV, al di sotto della tensione di lavoro, per qualche giorno e le correnti sono monitorate ogni 10 minuti. Questa procedura è il consueto condizionamento delle camere. Le camere sono buone se le correnti registrate sono basse e stabili.

La classificazione delle camere è realizzata con tagli sui parametri misurati. Essendo nota la dipendenza dei parametri elettrici con la temperatura [54], sono state scelte due regioni di temperatura, T maggiore o minore di 24°C con tagli differenti. In tabella 4.1 sono riportati i tagli che classificano gli RPC in ottimi, buoni oppure rifiutati per $T < 24^\circ\text{C}$. Per temperature maggiori vengono applicati tagli meno stringenti.

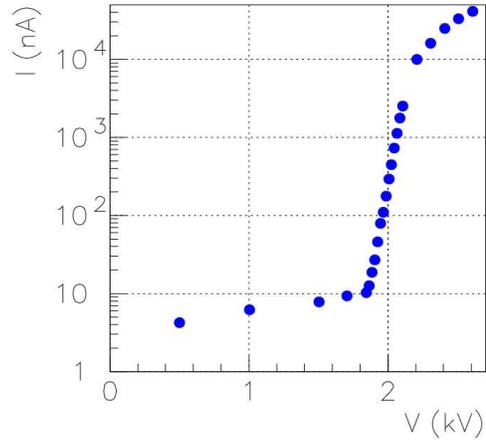


Figura 4.9: Esempio dell'andamento della corrente di un RPC riempito con solo Argon al variare della tensione applicata.

4.3.3 Test con i raggi cosmici

L'ultimo test a cui sono state sottoposte le camere ha permesso di misurare l'efficienza, il rate di singola e le mappe di rumore per ciascun RPC. L'apparato sperimentale è costituito da due pareti di RPC con elettrodi di vetro aventi la funzione di trigger: 64 rivelatori disposti in 16 righe per 4 colonne per una superficie totale occupata di $\sim 17 \text{ m}^2$. Tra le due pareti di trigger vengono posizionate tre casse con gli RPC da testare, come mostrato in figura 4.11.

Ogni cassa contiene 12 RPC per un totale di 36 RPC testati contemporaneamente. Per ogni camera viene predisposto un sistema di read out: due piani di strip di 3.5 cm, uno per la lettura della coordinata verticale (32 strip), l'altro per quella orizzontale (96 strip). Il sistema per l'immissione di gas prevede un flusso seriale ogni 3 camere⁴ con un ricambio di $\sim 40 \text{ l/h}$. Il gas scelto è una miscela di 48% Ar, 48% TFE e 4% isobutano. I sistemi di alimentazione e di lettura delle correnti sono identici a quelli utilizzati nei test elettrici. La temperatura, l'umidità e la pressione sono registrate ed i valori delle tensioni sono normalizzati opportunamente a $P = 900 \text{ mbar}$ e $T = 20^\circ\text{C}$ per tener conto della densità del gas. Durante i test vengono monitorate le correnti.

Per determinare l'efficienza al variare della tensione viene utilizzato per trigger il segnale letto in 4 RPC specifici: il primo ed il dodicesimo RPC della prima e della terza cassa. Contando gli RPC da 1 a 36, i 4 RPC di trigger sono i rivelatori numero 1, 12, 25, 36. In figura 4.12 sono mostrate

⁴Il medesimo sistema è usato nello spettrometro.

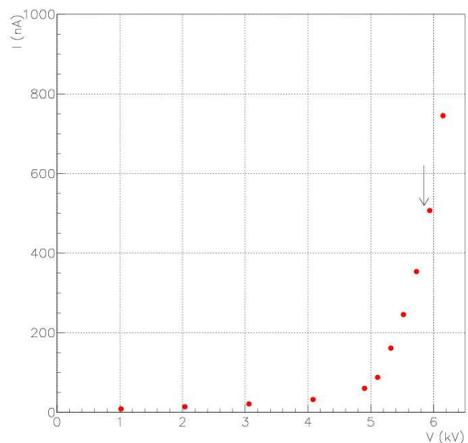


Figura 4.10: Esempio dell’andamento della corrente di un RPC riempito con la miscela standard ($Ar/C_2H_2F_4/i - C_4H_{10} = 76/20/4$ con l’aggiunta di 0.5% di SF_6) al variare della tensione applicata. La freccia indica la corrente corrispondente alla tensione di lavoro scelta (5.85 KV).

le curve di efficienza misurate per un gruppo di 32 camere. L’efficienza ϵ ottenuta è messa in relazione con una inefficienza costante S dovuta agli spaziatori e con il numero N di ionizzazioni primarie effettive⁵. Per ogni curva di efficienza è stato effettuato⁶ il fit con $\epsilon = 1 - S - e^{-N}$ in modo da classificare gli RPC.

Per misurare l’efficienza locale in celle da $10 \times 10 \text{ cm}^2$ occorre maggiore statistica. Con 2 milioni di eventi l’incertezza statistica è stata ridotta a meno dell’1%. In questi run ad alta statistica il trigger è fornito dall’AND delle pareti (GlassRPC) in OR con l’AND di 4 RPC in bakelite considerati in precedenza. In figura 4.13 è mostrata una mappa di efficienza (ed inefficienza) di un RPC.

In ultimo sono state ricavate le mappe di rumore per ogni RPC, autottriggerando ogni singola camera e scalando il numero di hits ricostruiti alla sua rate di conteggio in singola. Ai fini di questa misura, la camera risulta suddivisa in pixel di area $3.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$. In figura 4.14 è mostrata una camera dove il rumore è concentrato in un singolo pixel. In tal caso il rumore è imputato ad un difetto strutturale, chiamato *hot spot*. Gli RPC con hot spot vengono rifiutati in quanto nel tempo è possibile un deterioramento complessivo delle prestazioni dell’intero rivelatore.

I tagli imposti per la qualità delle camere sono rispetto al conteggio

⁵A sua volta N cresce linearmente con la tensione (quando gli elettrodi sono paralleli come per gli RPC): $N = A + B \cdot V$

⁶L’analisi è stata svolta da S. Dusini e A. Longhin.



Figura 4.11: Apparato sperimentale per effettuare i test con i raggi cosmici. Sono indicate le tre casse contenenti 12 RPC ciascuna e le due pareti di RPC in vetro per il trigger.

relativo delle singole celle, se questo risultava inferiore ai 2.5 Hz/cella la camera era considerata di prima categoria. Fino a 5 Hz/cella era di seconda categoria, altrimenti era rifiutata.

4.3.4 Risultati dei test

Gli RPC adatti allo spettrometro sono stati divisi in ottimi (1° qualità) e buoni (2° qualità), secondo i tagli descritti nei precedenti paragrafi, gli altri sono stati rifiutati.

In tabella 4.2 sono riassunti i risultati delle tre prove di QC a cui sono stati sottoposti gli RPC di OPERA divisi in tipo A e tipo B.

Per i test pneumatici o meccanici, su 1012 RPC testati solo il 10% è risultato affetto a perdite di gas superiori agli 0.05 mbar/min; la perdita media di gas è risultata, infatti, ottima: 0.024 mbar/min. Gli RPC di prima qualità, ovvero quelli con nessuno spaziatore difettoso, sono l'81%. Quelli scartati sono solo l'8%.

Anche ai test per le proprietà elettriche le camere scartate sono poche, solo il 6%, a causa di una corrente operativa elevata e/o di una pendenza I_0 eccessiva. Con i tagli scelti il 65% delle camere è risultato di ottima qualità.

La soppressione maggiore di circa il 18% è dovuta ai test con i cosmici ed in particolare alla presenza di hot spots. Nei test ai cosmici gli RPC considerati ottimi sono il 45%, quelli buoni il restante 37%.

Alla fine dei test, come caratteristica comune, è stato riscontrato come

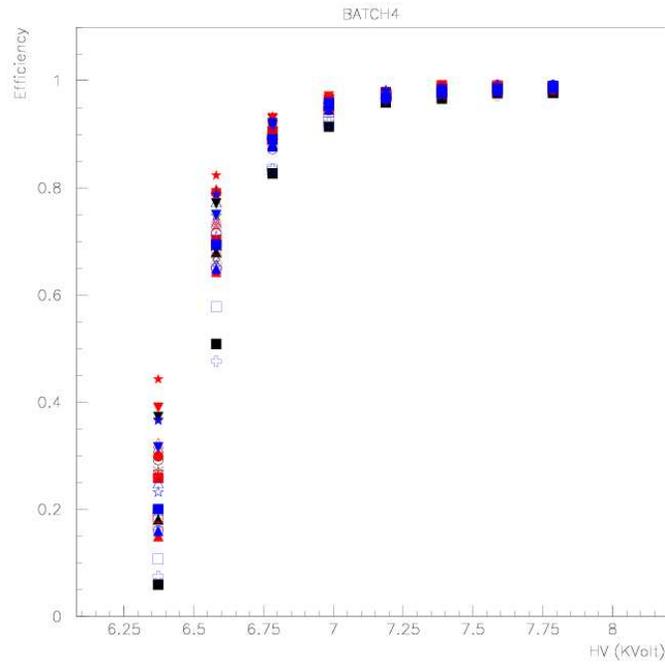


Figura 4.12: Efficienza media per 32 RPC in funzione della tensione applicata. Le curve sono normalizzate ad una temperatura di 20°C ed una pressione di 900 mbar.

siano stati accettati solo gli RPC con una elevata resistività agli elettrodi $\rho > 5 \times 10^{11} \Omega\text{cm}$.

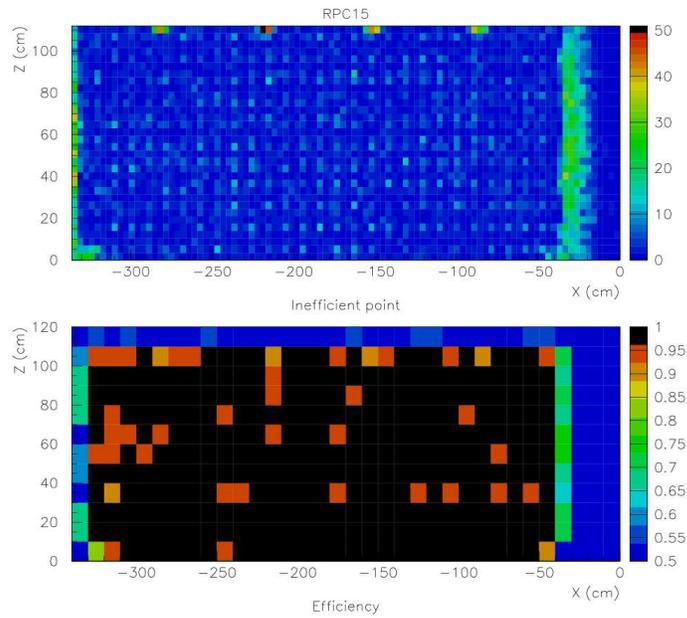


Figura 4.13: Esempio di distribuzione di eventi dove la camera considerata mostra inefficienza (in alto) ed efficienza (in basso) con bin di $10 \times 10 \text{ cm}^2$. La misura è stata eseguita con una tensione di 7.6 KV ($T = 20^\circ\text{C}$ e $P = 911 \text{ mbar}$). In alto è visibile come l'inefficienza sia dovuta essenzialmente agli spaziatori (il reticolo quadrato di passo 10 cm). Le zone calde in alto corrispondono alle rientranze curve dello spigolo del RPC di tipo B considerato.

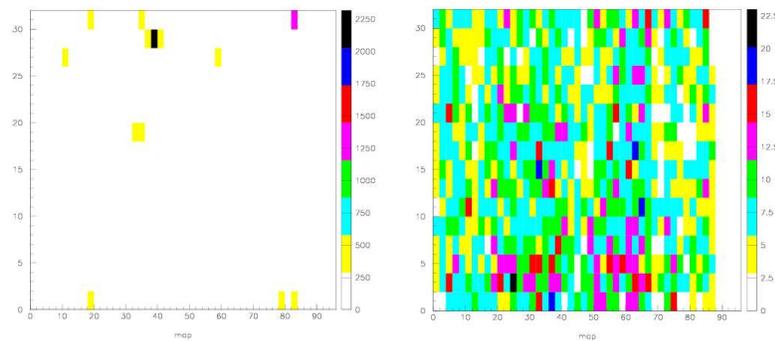


Figura 4.14: Esempio di distribuzione di rumore per due RPC. A sinistra è mostrato un RPC dove la maggior parte di rumore è localizzato in un singolo pixel, a destra una mappa di rumore per un RPC “buono” dove il segnale è omogeneo (il numero di eventi è lo stesso per i due grafici).

Test Meccanici	Tipo A	Tipo B
RPC testati	276	1077
rifiutati	16	152
percentuale di reiezione	6%	14%
Test Elettronici	Tipo A	Tipo B
RPC testati	257	925
rifiutati	1	83
percentuale di reiezione	< 1%	9%
Test Elettronici	Tipo A	Tipo B
RPC testati	215	808
rifiutati	20	170
percentuale di reiezione	9%	21%

Tabella 4.2: Risultati dei test di controllo sulla qualità degli RPC. Sono indicati il numero di quanti RPC sono stati sottoposti ai vari test insieme alla percentuale di reiezione. Gli RPC sono divisi nei due tipi A e B. Si può notare come siano migliori le camere appartenenti al primo tipo.

Capitolo 5

Ricostruzione dei Muoni

5.1 La simulazione

La simulazione dell'esperimento per studiare la segnatura muonica è realizzata in diverse fasi. Inizialmente occorre generare gli eventi, ogni evento rappresenta un vertice di interazione neutrino materia: è compito del generatore di eventi fornire la lista delle possibili particelle fuoriuscenti dal vertice. Queste particelle vengono seguite grazie ad un software che si occupa della loro propagazione nei mezzi che attraversano. I materiali coinvolti sono differenziati in attivi o passivi a seconda che siano parte di un rivelatore o meno. Nel caso di rivelatori il passaggio di una particella in una zona attiva farà registrare un *hit*. Rispetto al segnale di uscita da un rivelatore reale, l'*hit* rappresenta il segnale di un rivelatore dove la risoluzione e la sensibilità sono ideali.

5.1.1 Generatore di eventi

OPERA utilizza NEG-N [55] come generatore di eventi di neutrino. Creato per l'esperimento NOMAD [56] è stato appositamente adattato alle caratteristiche di OPERA. È un programma scritto in Fortran il cui output è un file formato ASCII con le informazioni del numero di particelle in uscita dal vertice e per ognuna di queste un identificatore, l'energia e le tre componenti del momento.

Il compito del generatore è di descrivere fedelmente l'interazione del neutrino con i nuclei. Occorre diversificare l'interazione in *deep inelastic scattering* (DIS), produzione di risonanze (RES) e diffusione quasi elastica (QE). In NEG-N le DIS sono descritte sfruttando una versione modificata del software LEPTO 6.1 [57]: la frammentazione adronica è gestita dal codice JETSET 7.4 [58] insieme a FZIC (Formation Zone Intranuclear Cascade) tratto da DPMJET-II-4.1 [59]. Per quel che riguarda la diffusione QE il codice si attiene alla formulazione di Lewellyn Smith [60], mentre per

le RES fa uso del modello di Rein-Sehgal [61].

L'esperienza con l'esperimento NOMAD ha fornito ottimi dati funzionali al test di NEG-N; in particolare il modo di trattare le reinterazioni nucleari [62] ha aumentato l'accordo tra dati sperimentali e simulati.

5.1.2 Propagatore di Particelle

Il software utilizzato che ha il compito di seguire l'evolversi nel tempo delle particelle che fuoriescono da un vertice è GEANT 3.21 [63], un software utilizzato nei principali esperimenti delle alte energie.

Geant è strutturato in diversi pacchetti tra cui: quelli che caratterizzano gli oggetti ed i materiali coinvolti con specifiche che vanno dalle proprietà chimico-fisiche alla descrizione geometrica, fino alla possibilità di caratterizzare il materiale in oggetto se dotato di proprietà traccianti o meno. Una volta descritto il campo dove la propagazione ha luogo occorre specificare quali particelle tenere sotto controllo e come simularle. Questo avviene con pacchetti che gestiscono la cinematica, la generazione di particelle, i processi fisici di interazione. Tutti i processi di interazione, radiazione-materia e materia-materia sono considerati. Per quel che riguarda la simulazione di processi adronici Geant fa uso di alcuni metodi di FLUKA [64] (GFluka).

A seconda di quanto si voglia spingere la simulazione a seguire le particelle considerate, occorre inizializzare dei tagli cinematici. I tagli impostati di default per i processi che interessano i fotoni sono di 1 MeV, così come per gli elettroni ed i positroni. Per i muoni e gli adroni il taglio è invece di 10 MeV.

Infine viene simulata la risposta dei rivelatori per avere gli hit che raccolti daranno luogo ad una traccia.

5.1.3 Il codice OpRoot

Per uniformare i vari processi di simulazione è stato svolto un impegnativo sforzo nello sviluppare un codice specifico per OPERA. Il generatore di eventi è stato incorporato in OpNegn, la propagazione in OpRoot un codice che riprende con le opportune modifiche il software AliRoot [65] realizzato dalla collaborazione Alice. OpRoot prende come input il file formato ASCII prodotto dal generatore e procede tramite Geant alla simulazione dell'esperimento. Crea un file di uscita formato "root", ovvero che possa essere letto dalla piattaforma per l'analisi dei dati *Root* [66].

Usufruire dei pacchetti di Geant ha reso OpRoot molto completo, ma anche complesso, con classi che riguardano la generazione, la geometria, la fisica, il tracking e persino il formato dati.

Le parti costituenti OPERA sono descritte e riunite per classi a seconda

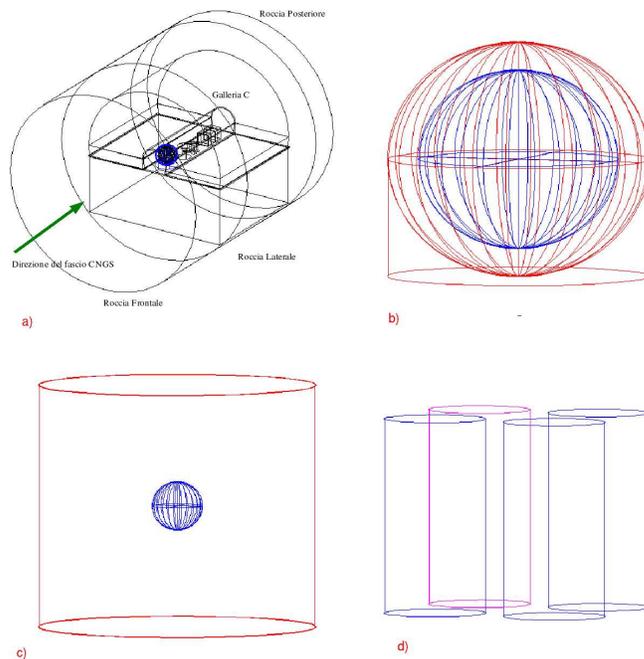


Figura 5.1: Rappresentazione dei volumi esterni ad OPERA considerati nella simulazione. In (a) è mostrato come la roccia del complesso del Gran Sasso sia divisa in frontale, laterale e posteriore rispetto alla Galleria C (che si intravede all'interno) e rispetto alla direzione del fascio rappresentata dalla freccia. In (b) il rivelatore Borexino, in (c) ed in (d) la Counting Test Facility (CTF) e le Taniche connesse all'esperimento Borexino. In (b), (c) e (d) le parti in blu rappresentano i volumi contenenti Pseudocumene, le parti rimanenti sono riempite con acqua (tranne la tanica vuota colorata di rosa).

dei vari tipi di rivelatori: con i nomi VETO, TTRAC, BRICK, DRIFT, SRPC, XRPC si intendono rispettivamente gli RPC di vetro costituenti il sistema di veto, i Target Tracker (TT) ovvero gli scintillatori, le ECC, i tubi a deriva (DT), gli Inner Trackers dello spettrometro (RPC) e gli RPC con le strip orientate in modo diagonale (a " X ") per favorire la ricostruzione della traccia.

La geometria impostata in OpRoot prevede anche la descrizione dei volumi esterni ad OPERA. Nella Galleria C dei LNGS è presente l'esperimento Borexino, così sono considerati il rivelatore e le parti connesse ad esso come la *counting test facility* (CTF) e le taniche che contengono lo pseudocumene. Nelle figure 5.1 e 5.2 è possibile vedere come tali volumi sono rappresentati [67] e come sono disposti [68] all'interno della Galleria

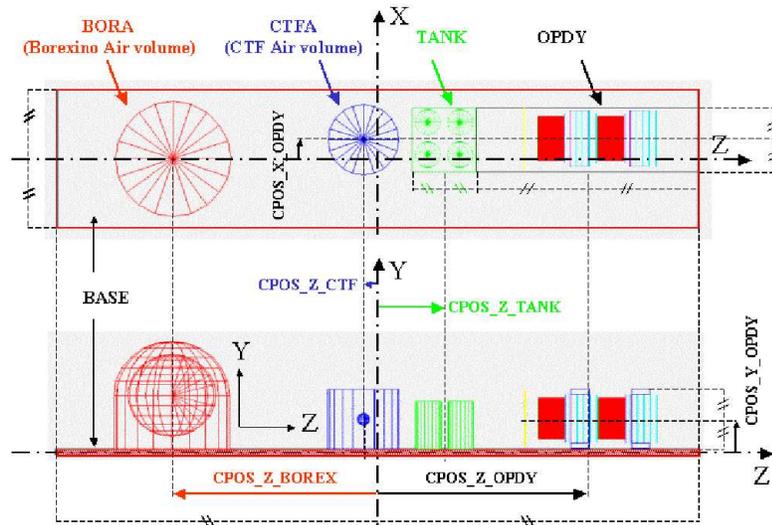


Figura 5.2: Disposizione di OPERA e di Borexino (con le sue componenti) all'interno della Galleria C, impostata nella simulazione.

C nella simulazione.

È stata considerata anche una vasta porzione di roccia circostante i laboratori. Questa è stata divisa in tre parti come è possibile comprendere dalla figura 5.1.a: roccia frontale, laterale e posteriore.

5.2 Monitoraggio del fascio CNGS

Il numero di neutrini provenienti dal fascio, insieme all'energia di questi, è una informazione nota per le specifiche tecniche del CNGS [41]. Considerando la forma del flusso ϕ_{ν_μ} nota e ben descritta dalla simulazione del CNGS, OPERA è in grado di investigare su una possibile discrepanza dell'intensità: in [69] è mostrato come una imprecisione di 0.1 mrad nell'allineamento del fascio corrisponda al 3% di attenuazione dell'intensità del fascio.

Per monitorare il fascio è utilizzato il canale di maggior rilevanza statistica, ovvero quello di interazione di CC da parte dei ν_μ . Questo canale è contrassegnato dalla presenza di un muone (primario) che OPERA è in grado di riconoscere con elevata accuratezza, in parte grazie alle caratteristiche dello spettrometro. Per conoscere l'intensità del fascio occorrerà sapere il numero di muoni primari (da vertice di CC) che arrivano in OPERA al giorno. Per poterli contare servirà quindi una procedura per identificarli. Inoltre per avere informazione sullo spettro sarà importante ricostruire

l'energia del neutrino dalle informazioni energetiche che OPERA sarà in grado di raccogliere.

Nel caso di assenza di oscillazioni il numero di muoni primari uscenti dal vertice di CC sarà

$$S^{\mu p} = \int \phi_{\nu_\mu}(E_\nu) \sigma_{\nu_\mu}^{CC}(E_\nu) \epsilon^{\mu p}(E_\nu) dE_\nu. \quad (5.1)$$

Con l'ipotesi che siano note ϕ_{ν_μ} e $\sigma_{\nu_\mu}^{CC}$, l'incognita da stimare tramite simulazione sarà l'efficienza $\epsilon^{\mu p}$. Dal vertice di CC deriva un muone primario con una probabilità determinata di avere una energia E_μ ed impulso \mathbf{p}_μ , occorre capire e stimare quantitativamente se i rivelatori di OPERA sono in grado di rivelare tale muone ed identificarlo correttamente come tale.

Nel caso più semplice si trova una stima per l'efficienza complessiva, non dipendente dall'energia iniziale del neutrino, dove il segnale risulta direttamente proporzionale al numero di interazioni di correnti cariche N^{CC} dato in (2.1). Infatti per

$$N^{CC} = \int d\mathcal{N}^{CC} = \int \phi_{\nu_\mu}(E_\nu) \sigma_{\nu_\mu}^{CC}(E_\nu) dE_\nu \quad (5.2)$$

e

$$\bar{\epsilon}^{\mu p} = \frac{\int \epsilon^{\mu p} d\mathcal{N}^{CC}}{\int d\mathcal{N}^{CC}} \quad (5.3)$$

risulta

$$S^{\mu p} = \bar{\epsilon}^{\mu p} N^{CC}. \quad (5.4)$$

Nella determinazione di $\bar{\epsilon}^{\mu p}$ il problema si divide in due casi: se il vertice di interazione è contenuto nel volume di OPERA o se è esterno. In quest'ultimo caso sarà possibile disporre di un insieme statistico elevato (l'idea è stata suggerita da [70]). Infatti, la probabilità di interazione neutrino materia è pressochè proporzionale alla massa del bersaglio ovvero il numero di CC dentro OPERA (*in*) rispetto alle interazioni di CC fuori OPERA (*out*) rispetteranno la proporzione $N_{in}^{CC}/N_{out}^{CC} = M_{in}/M_{out} \ll 1$ con M_{in} la massa di OPERA di circa 4 kt ed M_{out} notevolmente superiore dato che l'esperimento è situato all'interno del complesso montuoso del Gran Sasso.

Il primo problema sarà quello di determinare la massa M_{out} o meglio il volume fiduciale V_{out} di roccia da considerare (la densità di roccia $\rho_{rock} = 2.71 \text{ gr/cm}^3$ è nota insieme alla composizione grazie a rilievi effettuati per l'esperimento MACRO [71]). Nonostante si possa disporre di una massa pressochè infinita l'efficienza per un muone primario di raggiungere OPERA andrà a zero con l'aumentare della distanza del vertice dai rivelatori. È quindi il caso di contenere il volume da impostare nella simulazione.

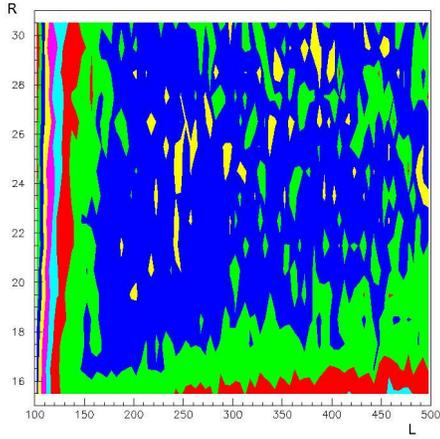


Figura 5.3: (a)

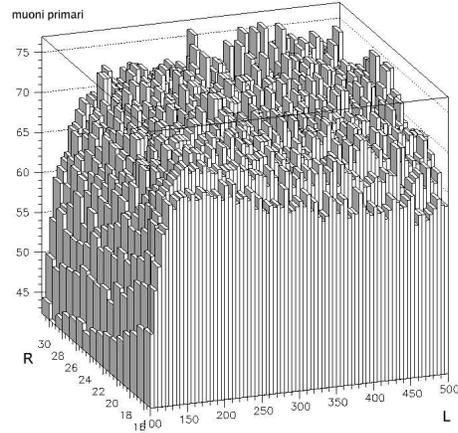


Figura 5.4: (b)

Figura 5.5: Plateau del numero di muoni che viene rivelato da OPERA al variare del volume di roccia. In (a) il plateau è colorato in blu, le isole in giallo (più muoni) ed in verde (meno muoni) rappresentano fluttuazioni statistiche. In (b) è mostrato il numero di muoni rivelati da OPERA al variare del raggio e della lunghezza di roccia considerata.

In termini di segnale

$$S^{\mu_p} = S_{in}^{\mu_p} + S_{out}^{\mu_p} = \bar{\epsilon}_{in}^{\mu_p} N_{in}^{CC} + \bar{\epsilon}_{out}^{\mu_p} N_{out}^{CC} \quad (5.5)$$

sarà importante determinare per quale volume di roccia il contributo esterno ad OPERA $S_{out}^{\mu_p}$ raggiungerà un plateau (modulo fluttuazioni statistiche).

5.2.1 Determinazione del volume di roccia fiduciale

Con l'idea di operare una simulazione completa dell'esperimento e quindi un Monte Carlo che descriva tutti i processi fisici coinvolti, risulta necessario prendere il volume più piccolo tra l'insieme dei volumi che rendono $S_{out}^{\mu_p}$ estrema, in modo da ridurre i tempi macchina di elaborazione.

Per la determinazione del volume fiduciale è stata approntata una simulazione veloce ovvero una simulazione che sia in grado in tempi brevi di contare il numero di muoni primari, che giungono in OPERA, creati nel vertice (CC) generato in un volume di roccia con dimensioni variabili: si sono fatti variare il raggio R e la lunghezza L di un cilindro di roccia (cavo per ospitare la galleria C). La scelta della forma cilindrica è stata dettata

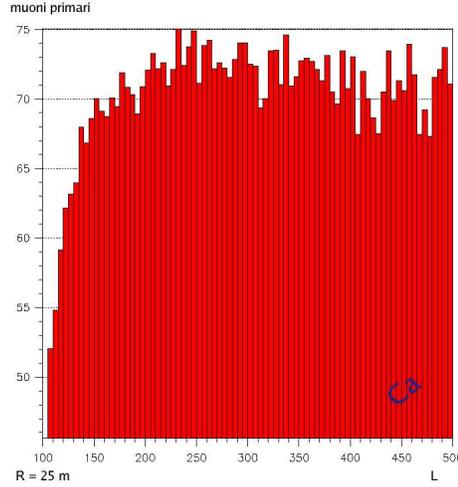


Figura 5.6: Numero di muoni rivelati da OPERA provenienti da vertici (in Ca) generati in un volume cilindrico di roccia di raggio costante ($R = 25$ m) ed una lunghezza L variabile.

dalla simmetria del problema: l'asse del fascio CNGS differisce di soli 3.2° rispetto all'asse della galleria. Oltre alla roccia del Gran Sasso ed OPERA, rappresentato da una scatola di dimensioni $8.75 \times 8.2 \times 17.4$ m³, sono stati considerati i volumi posti all'interno della galleria C: il rivelatore Borexino, la CTF (*counting test facility*) e le quattro voluminose taniche poste di fronte ad OPERA, come in figura 5.1.b.c.d.

Una volta impostata la geometria sono state assegnate le probabilità di interazione neutrino materia che nell'approssimazione isoscalare sono proporzionali alle densità dei mezzi costituenti i volumi considerati. Sono stati considerati solo i muoni primari uscenti da CC. Inoltre non è stata considerata la diffusione multipla (MS da *multiple scattering*) né altri fenomeni più rari come la *brhemstrahlung* visto che l'energia massima dei muoni coinvolti è di ~ 200 GeV. I muoni sono considerati ultrarelativisti: la perdita di energia di questi nell'attraversare la materia è stata considerata costante a seconda del mezzo attraversato. Questa approssimazione è valida per i muoni che hanno superato la risalita relativistica nella curva di Bethe e Block (E_μ superiore a qualche GeV) [72]. In unità di lunghezza espressa in gr/cm² ¹ risulta: $dE/dt_{rock} \sim -2$ MeV/(gr/cm²) nella roccia, ovvero circa mezzo GeV a metro per $\rho_{rock} = 2.71$ gr/cm³. Per quel che riguarda la propagazione in Borexino e negli apparati connessi sono state considerate le perdite di energia associate all'acqua ed allo pseudocumene: $\rho_{H_2O} = 0.998$ gr/cm³ e $\rho_{PC} = 0.876$ gr/cm³, da cui $dE/dt_{H_2O} \sim -5.4$

¹La distanza x moltiplicata per la densità ρ_i del mezzo i -esimo: $t_i = \rho_i \times x$

MeV/(gr/cm²) e $dE/dt_{PC} \sim -6.2$ MeV/(gr/cm²).

I vertici di CC con le informazioni cinematiche dei muoni uscenti sono stati presi da due *beamfile* appositamente prodotti da NEG-N con interazioni in Calcio (Ca) ed in Carbonio (C), atomi leggeri come quelli costituenti parte della roccia. Dalla simulazione non sono apparse differenze apprezzabili tra i risultati ottenuti con i due beamfile. È per questo che non si è avuto bisogno di ulteriori generazioni di vertici in atomi diversi da Ca e C.

Il volume massimo di roccia considerato ha una lunghezza ed un raggio massimo rispettivamente pari a $L_{max} \sim 500$ m e $R_{max} \sim 30$ m. Entrambi i valori sono stati scelti considerando il massimo impulso longitudinale e trasversale (rispetto al fascio) dei muoni negli stessi beamfile. I parametri R ed L del cilindro di roccia sono fatti variare, per ciascuna coppia di valori sono generati 2×10^6 vertici di interazione di CC per poi seguire i muoni primari. Se questi, nel procedere, intersecano il volume rappresentante OPERA, con un energia superiore ad una energia di taglio pari a $E_{cut} = 0.5$ GeV, sono considerati rivelati. In pratica si pone ad 1 l'efficienza di rivelazione e di identificazione dei muoni. Sono stati così contati il numero di muoni primari rivelati da OPERA $S^{\mu p}$. Questi dipendono dalla scelta del volume di roccia considerato $S^{\mu p} = S^{\mu p}(L, R)$ ma, come prevedibile, raggiungono presto un plateau (figura 5.5): l'efficienza di far pervenire un muone da un vertice troppo lontano si attenua fino a diventare trascurabile oltre una certa dimensione del cilindro di roccia. È così possibile tenere in conto ciò che accade al fascio nell'interagire con la materia circostante i laboratori simulando solo una parte relativamente piccola della montagna del Gran Sasso. Dalla figura 5.5 si vede il contorno del plateau atteso (la parte in blu con all'interno isole colorate che rappresentano le fluttuazioni statistiche). Per L è stato scelto il valore di 175 m e per R il valore di 25 m (il numero di muoni rimane stabile per un ampio spettro di valori di R).

Nonostante il fine della simulazione veloce sia stato quello di delimitare un volume di contenimento, i risultati sono stati utilizzati per un paragone con quelli ottenuti con la simulazione completa descritta dal prossimo paragrafo; dalla simulazione veloce risulta che il numero di muoni attesi in OPERA, che fuoriescono da vertici di CC in roccia, è di ~ 70 al giorno (figura 5.6) che vedremo essere confermato.

5.2.2 Simulazione completa

Configurato OpRoot con il volume di roccia ottenuta dalla simulazione veloce si sono processati, per un totale di 9×10^5 vertici di CC ed altrettanti di NC, i file generati da OpNegn per vertici di interazione ν_μ con il Calcio ed il Carbonio rappresentativi degli atomi leggeri costituenti i mezzi esterni ad OPERA. La simulazione tramite OpRoot è completa nel senso

che vengono considerate e registrate tutte le informazioni utili riferite al vertice, alla propagazione ed ai rivelatori di OPERA.

Poichè sono stati considerati solo i vertici esterni ad OPERA l'informazione energetica che è possibile dedurre dagli hit che arrivano in OPERA è parziale. La parte adronica di vertici di CC solitamente è assorbita dalla roccia, anche se avvolte è possibile rivelare le code di pioni delle cascate adroniche quando i vertici sono comunque vicini ai rivelatori. Ciò accade soprattutto per i vertici generati nelle componenti dell'esperimento Borexino. Nel caso in cui un evento produca più tracce in OPERA, la traccia candidata ad appartenere ad un muone è quella più penetrante: non interagendo in modo forte i muoni perdono energia praticamente solo tramite Bethe e Block (5.11). Inoltre non è possibile ricostruire l'energia al vertice dei muoni non sapendo l'energia perduta nell'attraversare la roccia.

L'energia dei muoni che può essere ricostruita è quella in ingresso ad OPERA. Tale energia può essere determinata con precisione dal range percorso dai muoni in OPERA se questi si fermano all'interno del rivelatore. Nel caso in cui non si fermino possibile stimarne l'energia solo se attraversano gli spettrometri. Risulta così importante classificare le tracce in fermate (o *stopped*) e passanti (o *through-going*) oltre che specificare se attraversano o meno per lo spettrometro.

Muoni che si fermano in OPERA

Per identificare i muoni come fermati in OPERA si estrapola dall'ultimo hit della traccia e da un'altro ad esso vicino la possibile direzione della traccia. Se questa direzione non interseca alcun rivelatore il muone è considerato uscente, se invece interseca un rivelatore viene considerato fermato a causa dell'assenza di ulteriori hit.

Può comunque accadere che la particella attraversi zone non sensibili alla rivelazione. Queste zone buie, costituite spesso dai bordi dei rivelatori e dai materiali che li sorreggono, sono simulate in OpRoot e rappresentano l'inefficienza geometrica dei singoli rivelatori. In questo modo una particella che non si ferma può venire considerata come fermata e viceversa; se la particella si ferma in una zona presso i bordi del rivelatore può capitare di classificarla erroneamente come *through going*. Vedremo nel paragrafo 5.2.5 come la procedura per classificare le particelle in fermate o passanti possa venire implementata proprio dagli spettrometri.

Muoni che attraversano lo spettrometro

Il muone attraversa lo spettrometro se lascia traccia di se negli RPC contenuti all'interno dei bracci del magnete oppure se oltre a questi hit è

segnalato il suo passaggio nei tubi di deriva posti appena prima e subito dopo i bracci del magnete. Grazie alla distanza tra due gruppi adiacenti di DT ed alla loro elevata precisione è possibile determinare la traiettoria entrante ed uscente dal magnete con una incertezza di $\epsilon \sim 300\mu\text{m}$ [74]. Dalle traiettorie di ingresso e di uscita si può dedurre la curvatura subita dalla particella nell'attraversare il campo magnetico noto e dipendente dall'impulso in ingresso.

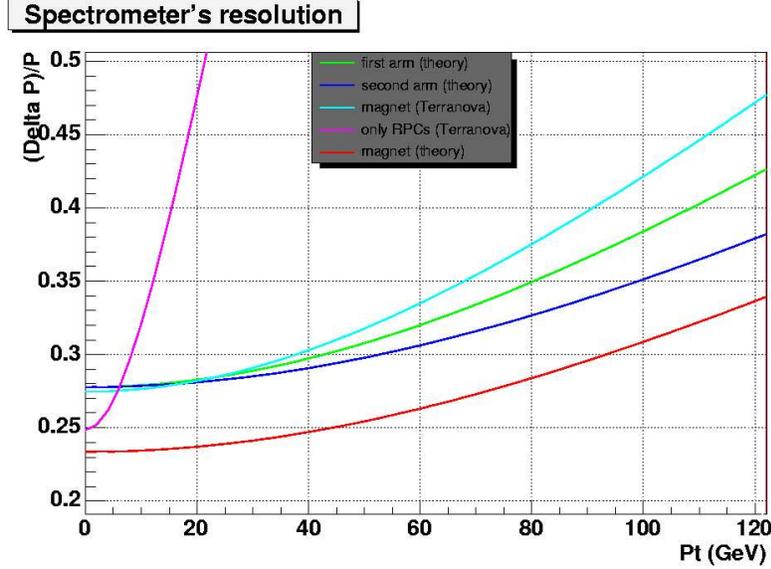


Figura 5.7: Risoluzione del momento del muone ottenuta con un singolo spettrometro nel caso in cui sono attivati solo gli RPC (linea rosa da [75]), quando sono attivati i DT del primo braccio (linea verde), del secondo (linea blu) e con i DT di entrambi i bracci (linea rossa).

In genere la risoluzione del momento è dato dai due contributi:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \sqrt{\delta_\theta^2 + \delta_{ms}^2}, \quad (5.6)$$

con δ_{ms}^2 il contributo dovuto alla diffusione multipla e δ_θ^2 dovuto alla precisione dei rivelatori. Il MS prevale a basse energie ed è espresso dalla costante [73]:

$$\delta_{ms} \approx \frac{(0.0136)(GeV)(1 + 0.038 \ln(x/X_0))}{0.3BLv} \sqrt{\frac{L}{X_0}}, \quad (5.7)$$

con $v \sim 1$ la velocità della particella incidente ed $X_0 = 1.76 \times 10^{-2}$ m la lunghezza di radiazione del ferro.

uno spettrometro	entrambi gli spettrometri	percentuale di eventi
entrambi i bracci con DT	entrambi i bracci con DT	36.3%
entrambi i bracci con DT	solo un braccio con DT	2.6%
entrambi i bracci con DT	solo con RPC	8.5%
solo un braccio con DT	solo un braccio con DT	/
solo un braccio con DT	solo con RPC	0.4%
solo con RPC	solo con RPC	1.3%
entrambi i bracci con DT	/	27.0%
solo un braccio con DT	/	3.2%
solo con RPC	/	20.9%

Tabella 5.1: Percentuale di tracce che attraversano uno o entrambi gli spettrometri, ripartite a seconda della differente risoluzione nella ricostruzione del momento come è possibile comprendere insieme alla figura 5.7.

L'errore relativo alla determinazione dell'angolo di curvatura è lineare nell'impulso in modo da prevalere al crescere dell'energia. Poichè dipende dalla precisione dei rivelatori occorre distinguere se la traccia viene risolta dal passaggio del primo braccio di magnete, dal secondo, da entrambi oppure solo con gli RPC. La differenza nella precisione tra il primo braccio ed il secondo dipende dalla distanza differente dei gruppi di DT posti prima e dopo il dipolo, rispettivamente di 70 cm e di 100 cm. Con tali distinzioni ed una risoluzione angolare approssimata da

$$\delta_{\theta,i} \approx a_i \frac{p\epsilon}{0.3BL} , \quad (5.8)$$

la risoluzione totale risulta

$$\frac{\Delta_i p}{p} \approx \sqrt{a_i^2 \left(\frac{p\epsilon}{0.3BL} \right)^2 + \delta_{ms}^2} , \quad (5.9)$$

dove si è assunto un campo magnetico costante $B = |\mathbf{B}| = 1.55$ T, $L = 1.20$ m lo spessore del magnete, $\epsilon = 300\mu\text{m}$ [74] e rispettivamente $a_1^2 \sim 24.3$, $a_2^2 \sim 16.0$, $a_3^2 \sim 14.1$, $a_4^2 \sim 1463.3$ a seconda che la particella attraversi il primo braccio, il secondo, entrambi oppure se la determinazione di \mathbf{p} è realizzata con solo l'informazione degli RPC. In figura 5.7 sono tracciate le risoluzioni per un singolo spettrometro ottenute da stime teoriche confrontate con simulazioni. È possibile notare come la risoluzione ottenuta con i soli RPC sia scarsa, al contrario, la risoluzione ottenuta con i gruppi di DT di entrambi i bracci (6 gruppi) risulta al di sotto del 25% fino a ~ 40 GeV.

Una risoluzione maggiore può essere ottenuta considerando il passaggio di entrambi gli spettrometri. In tabella 5.1 viene mostrato come sono

suddivise per risoluzione le tracce associate ai muoni che nella simulazione attraversano gli spettrometri.

5.2.3 Ricostruzione dell'energia dei muoni

Abbiamo già accennato come sia possibile ricostruire l'energia grazie al range, ovvero tramite la formula di Bethe-Block che esprime la perdita di energia di una particella carica nell'attraversare un mezzo

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{BB} = 2\pi N_a r_e^2 m_e \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{v^2} \left[\log\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2v^2 - \delta \right] \quad (5.10)$$

con

$$2\pi N_a r_e^2 m_e = 0.1535 \text{ MeV cm}^2 / \text{gr} ,$$

e ρ la densità, I il potenziale di eccitazione medio, Z il numero atomico ed A il peso atomico del materiale assorbente, z la carica della particella incidente in unità di e , v la sua velocità e γ pari a $(1-v^2)^{-1/2}$, W_{max} è l'energia massima trasferita in un singolo urto e δ la correzione della densità. δ , I ed ovviamente Z , A e ρ sono da riferire essenzialmente agli elementi pesanti che costituiscono OPERA come il piombo ed il ferro. Il contributo di elementi meno pesanti è marginale ma non trascurabile nel caso dell'alluminio che viene considerato. Le costanti fisiche sono state prese da [72].

L'energia ricostruita tramite il range $E_{rec}(range)$ dei muoni che si fermano in OPERA viene calcolata dal seguente integrale:

$$E_{rec}(range) = E_0 - \int_{range} -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{BB}(E) dx \quad (5.11)$$

dove per range si intende il percorso della traccia dal primo fino all'ultimo hit rilasciato ed E_0 è una energia di riferimento. Nel caso considerato il muone si ferma e l'energia associata all'ultimo hit risulta pressochè nulla, $E_0 \sim 0$. In realtà, E_0 viene posto pari a 0.275 GeV: il valore medio letto direttamente dalla simulazione dell'energia dell'ultimo hit per i muoni che si fermano. Al primo hit rilasciato viene associata l'energia $E_{rec}(range)$ come stima dell'energia in ingresso E_{sim} .

La 5.11 è utilizzata anche per tracce identificate come through going anche se l'energia ottenuta dal range fornisce un limite inferiore alla stima della energia in ingresso: $E_{sim} > E_{lower}(range)$.

Riassumendo è possibile associare diverse energie ricostruite a seconda di come sia stata classificata la traccia:

1. Se la traccia è stopped ed attraversa almeno uno spettrometro allora la stima dell'energia in ingresso E_{sim} è ottenuta sia dal range $E_{rec}(range)$ che dallo spettrometro $E_{rec}(spettr.)$.

2. Se la traccia è stopped ma non attraversa nessuno spettrometro, E_{sim} è stimata solo da $E_{rec}(range)$.
3. Se la traccia è through-going ed attraversa almeno uno spettrometro, E_{sim} è stimata solo da $E_{rec}(spettr.)$. Il range fornisce solo un limite inferiore dell'energia: $E_{lower}(range)$.
4. Se la traccia è through-going e non attraversa nessuno spettrometro, E_{sim} non viene stimata. L'unica informazione è quella ottenuta dal range, $E_{lower}(range)$.

Nel caso 1) e 3) è possibile effettuare un cross check tra l'energia ottenuta dal range e quella ottenuta dallo spettrometro (o dagli spettrometri). Inoltre, solo per il fatto che attraversa uno o più spettrometri, è possibile assegnare il segno di carica alla particella. Solo nel caso 4) non è possibile associare alla traccia una energia in ingresso. È comunque possibile da $E_{lower}(range)$ verificare che si tratti o meno di un muone come sarà mostrato nel prossimo paragrafo.

In figura 5.8 è mostrata l'energia in ingresso ricostruita E_{rec} e simulata E_{sim} nel caso la traccia sia stopped, ovvero per i casi 1) e 2), con vertici provenienti da Borexino. È visibile la disposizione lungo la diagonale che mostra qualitativamente come sia ben fatta la ricostruzione. Quantitativamente la risoluzione in energia per tracce stopped è di $\sim 14\%$ se ottenuta con la (5.11). Sempre dalla figura è possibile notare quali eventi non sono ben ricostruiti: la scia di tracce disposte in orizzontale con $E_{rec} \sim 1$ GeV. Tra queste tracce sono presenti muoni con una energia E_{sim} troppo bassa per applicare la (5.11) a causa del valore scelto per E_0 . Invece, le tracce con una $E_{sim} > E_{rec}$ possono essere sia muoni che non si fermano erroneamente considerati stopped, sia pioni (o altri adroni) che sono erroneamente considerati muoni. Nel primo caso sarà utile effettuare il cross check con l'eventuale energia ricostruita con gli spettrometri. Nel secondo caso accade che le particelle adroniche non possono avere l'energia ricostruita dalla sola (5.11) dato che dissipano la loro energia soprattutto nelle interazioni forti. Risulta chiaramente come con un taglio in energia di 1.2 GeV è possibile ridurre il rumore ed identificare i muoni.

In figura 5.9 è mostrata la ricostruzione dell'energia in ingresso realizzata tramite lo spettrometro per i muoni, provenienti da vertici generati in Borexino, che non si fermano in OPERA. Per i through going il taglio in energia è poco significativo. In figura 5.10 si comprende come la risoluzione in energia sia attorno al 15% fino ad energie dell'ordine dei 40 GeV. Il motivo per cui si ottiene una risoluzione così elevata è che la maggior parte degli eventi attraversano entrambi gli spettrometri. L'energia viene ricostruita

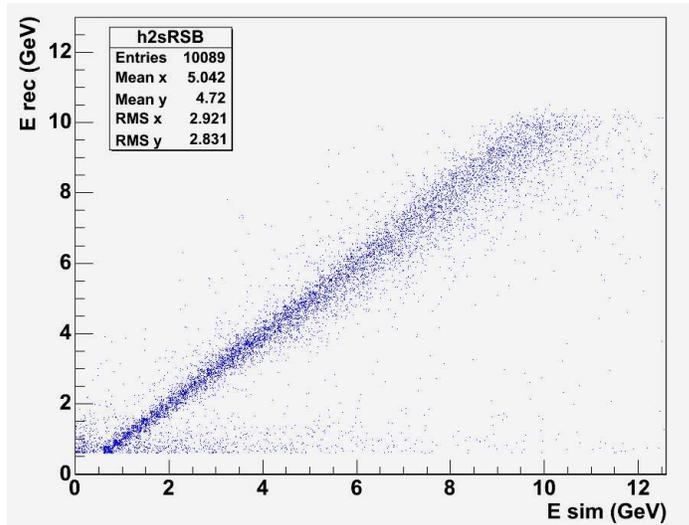


Figura 5.8: Energia in ingresso ricostruita e simulata per tracce che provengono da vertici generati in Borexino e che si fermano in OPERA. La ricostruzione avviene tramite il range delle tracce.

all'ingresso di ogni spettrometro, le due misure vengono considerate indipendenti riducendo di $\sqrt{2}$ l'errore relativo.

Risultati analoghi a quelli mostrati nelle figure 5.8 e 5.9 sono stati ottenuti per vertici generati nella roccia laterale e frontale alla galleria e verranno riassunti nel paragrafo 5.2.7.

5.2.4 Identificazione dei muoni

L'identificazione del muone è rilevante per selezionare la corretta traccia nei vertici di CC e per evitare di contare i vertici di NC. Occorre separare il muone dalla contaminazione adronica.

La traccia più lunga di un evento è considerata appartenere ad un muone se, fissata una energia di taglio E_{cut} , risulta che

a) la traccia è stopped ed

$$E_{rec}(range) > E_{cut}$$

b) la traccia è through-going, attraversa gli spettrometri ed

$$E_{rec}(spettr.) > E_{cut}$$

c) la traccia è through-going, non attraversa gli spettrometri ed

$$E_{lower}(range) > E_{cut}$$

I criteri di identificazione del muone sono più semplici rispetto a quelli effettuati nel caso di vertici interni ad OPERA. Effettivamente quando il

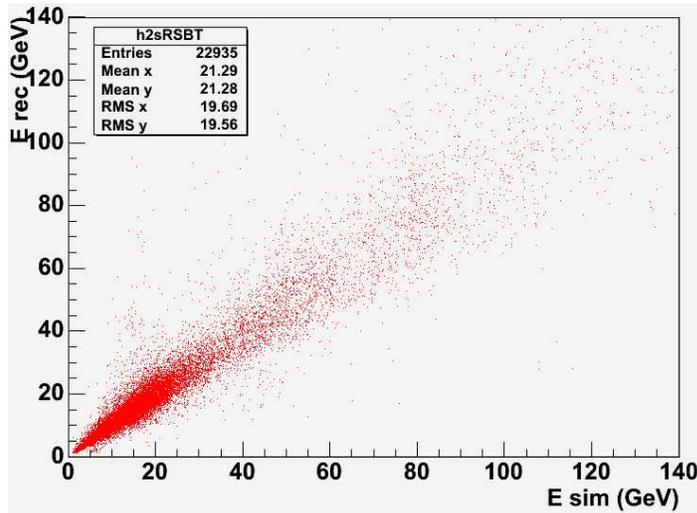


Figura 5.9: Energia in ingresso ricostruita tramite gli spettrometri rispetto quella simulata per tracce che provengono da vertici generati in Borexino e che non si fermano in OPERA.

vertice è esterno arrivano ad OPERA solo le tracce più lunghe, la maggior parte delle volte solo il muone è in grado di raggiungere i rivelatori di OPERA.

Per i vertici interni il software ufficiale di OPERA prevede un codice chiamato “MuonID” [76] con due procedure di identificazione chiamate IdLong ed IdShort. La procedura IdLong è del tutto simile alle condizioni **a)** e **c)**. La procedura IdShort si basa su tagli riferiti all’angolo di diffusione del muone al vertice di interazione neutrino-materia rispetto alla direzione di insieme della parte adronica: la traccia del muone primario tende ad essere separata dalle altre. IdShort è utile per tracce corte; nel caso di vertici esterni un criterio analogo non serve, le tracce corte sono assorbite dal mezzo esterno.

Una differenza rilevante nel confronto dei due metodi di identificazione è data nella condizione **b)** assente in MuonID. Lo spettrometro fornisce informazioni cinematiche della traccia e diventa rilevante nella identificazione del muone soprattutto nel caso in cui $E_{rec}(spettr.) > E_{cut} > E_{lower}(range)$.

L’energia di taglio $E_{cut} = 1.2$ GeV è stata scelta perchè permette di ridurre molto (oltre il 98%) la contaminazione pionica e poco il numero di eventi ricostruiti (meno del 15% degli stopped, per i through-going la riduzione è irrisoria). I risultati con il taglio ad 1.2 GeV sono comunque confrontati con il taglio meno selettivo di 0.5 GeV.

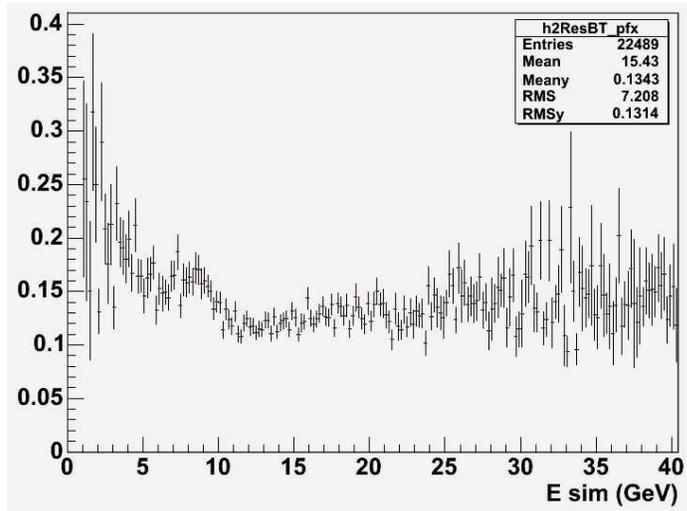


Figura 5.10: Risoluzione in energia ricostruita tramite gli spettrometri a seconda dell'energia simulata.

5.2.5 Cross check per la classificazione degli eventi

È stato mostrato come l'analisi degli eventi sia differente nel caso di tracce stopped o through going. Il criterio con cui si è riconosciuta una traccia come stopped è basato su informazioni esclusivamente geometriche. Nel caso la traccia da classificare attraverso gli spettrometri è possibile utilizzare anche le informazioni cinematiche.

Nel caso di tracce considerate stopped che attraversano gli spettrometri è stato introdotto il parametro α_1 definito da:

$$\alpha_1 = \frac{E_{rec}(spettr.) - E_{rec}(range)}{\Delta E(spettr.)}, \quad (5.12)$$

ovvero la differenza tra l'energia ricostruita dal range (le tracce sono considerate stopped) e quella ricostruita con gli spettrometri², diviso per la precisione degli spettrometri, che abbiamo visto dipendere da quali e quanti rivelatori elettronici siano attivati. Imponendo che le tracce con $\alpha_1 > 2$ vengano considerate passanti anziché fermate è possibile ridurre pressoché a zero (dal 2% che era) la contaminazione di tracce through going tra le tracce considerate stopped. In figura 5.11 è mostrato l'andamento di α_1 insieme alla corrispondente cumulativa.

Questo confronto tra le energie ricostruite può venire utilizzato anche per migliorare l'identificazione del muone: la ricostruzione tramite il

²Le energie sono confrontate quando sono riferite al primo hit all'ingresso del primo spettrometro colpito.

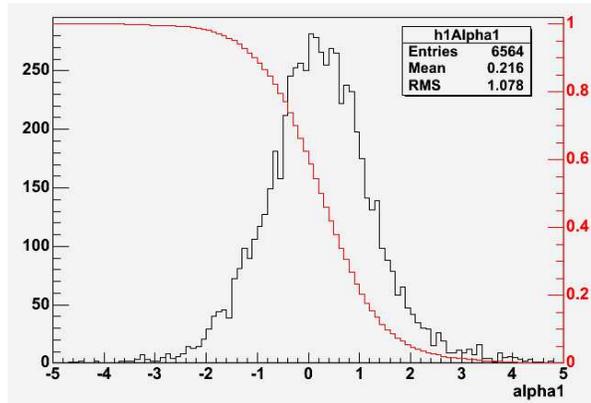


Figura 5.11: Distribuzione di α_1 definito nel testo, insieme alla corrispondente cumulativa.

range è corretta solo per muoni, se applicata ai pioni ci sarebbe una netta discrepanza con la misura effettuata dagli spettrometri, con α_1 che si discosterebbe da zero. Nel caso considerato, con vertici esterni, le tracce adroniche che attraversano anche lo spettrometro sono comunque così poche da non incidere sull'analisi; diverse sarebbero le conclusioni nel caso di vertici interni ad OPERA.

Analogamente alle tracce che si fermano, per quelle through going che attraversano gli spettrometri si definisce il parametro α_2 nel seguente modo:

$$\alpha_2 = \frac{E_{lower}(range) - E_{rec}(spettr.)}{\Delta E(spettr.)}. \quad (5.13)$$

In figura 5.12 è mostrato l'andamento di α_2 , l'aspetto asimmetrico è dovuto al fatto che l'energia ricostruita con lo spettrometro è confrontata con l'energia minima ottenuta dal range. La contaminazione di tracce che si fermano tra quelle considerate through-going è ridotta dal 6% al 3% se vengono considerate fermate le tracce con $\alpha_2 > 0$; con un taglio più selettivo la contaminazione può essere annullata.

5.2.6 Spettri ricostruiti

Nella figura 5.13 è riportato lo spettro di energia in ingresso dei muoni simulati (linea nera) e ricostruiti (marker rossi) provenienti da vertici di CC generati in Borexino (linea rossa), nella roccia laterale (linea blu) e nella roccia frontale (linea rosa) rispetto la galleria C. La forma schiacciata a sinistra è conseguenza dell'energia perduta attraversando la roccia che impoverisce l'energia al vertice dei muoni primari. In figura 5.14 è mostrato lo spettro di energia al vertice dei neutrini che hanno generato i muoni

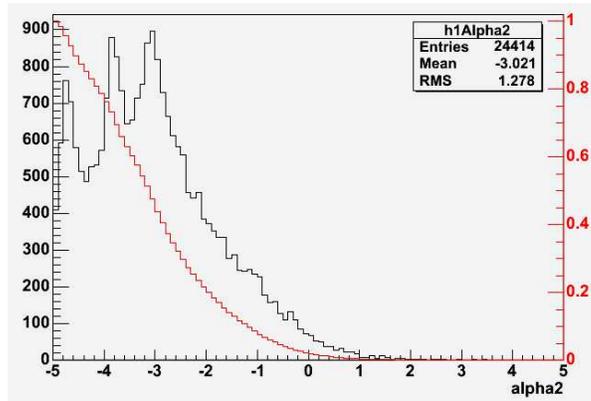


Figura 5.12: Distribuzione di α_2 definito nel testo, insieme alla corrispondente cumulativa. La distribuzione asimmetrica mostra i picchi riferiti alle tre zone distinte dove sono generati i vertici: rispettivamente partendo da destra la roccia frontale, la roccia laterale e l'perimento Borexino.

primari ricostruiti. Confrontando i due spettri è possibile dedurre la correlazione tra l'energia del neutrino al vertice e quella del muone ricostruito. La correlazione è mostrata in figura 5.15. Il muone ricostruito mantiene informazione dell'energia iniziale del neutrino anche se l'energia perduta nell'attraversare la quantità incognita di materia compresa tra il vertice ed OPERA causa un forte allargamento negli scarti quadratici medi riportati.

Per energie superiori ai 60 GeV l'insieme statistico è troppo povero e la risoluzione in energia è troppo scarsa per poter risalire all'energia del neutrino al vertice. Per energie inferiori è possibile: nella figura 5.16 è mostrato lo spettro simulato e quello ricostruito dopo appena 22 giorni di fascio corrispondente ad una collezione di circa 1300 muoni. La coda delle distribuzioni innalzano l'energia media del neutrino fino a 38.6 GeV. Con un taglio a 40 GeV la coda viene tagliata ed il valore medio di 21.86 GeV si avvicina all'energia del picco pronunciato. Sempre nei 22 giorni di presa dati risulta possibile stimare l'energia media (con taglio a 40 GeV) con una incertezza inferiore al 5%(2%).

5.2.7 Conteggi

Nella tabella 5.2 sono riportati i conteggi complessivi della simulazione. Il numero di eventi al giorno complessivo viene diviso tra proveniente da vertici di corrente carica (CC) e da vertici di corrente neutra (NC). Dalla simulazione è riportato il numero di eventi che lascia almeno un hit, e tra questi sono contati quelli con un energia superiore alle due energie di taglio

Numero di eventi al giorno	Simulati		Identificati con $E_{cut} = 1.2(0.5)$ GeV			
	Almeno 1 Hit	Con $E_{sim} > E_{cut}$	Fermati	Fermati + Spettr.	Passanti	Passanti + Spettr.
da CC	91.37	77.55(85.10)	21.29(27.12)	13.21(13.66)	37.66(39.28)	36.53(36.65)
da NC	3.11	1.14(1.78)	0.08(0.52)	0.01(0.02)	0.03(0.15)	0.02(0.02)
da CC+NC	94.49	78.69(86.88)	21.37(27.64)	13.22(13.68)	37.69(39.43)	36.55(36.67)

Tabella 5.2: Risultati della simulazione completa. Le tracce sono divise per vertici di CC o di NC (esterni ad OPERA), nella seconda colonna è indicato il numero di tracce che lasciano in OPERA almeno un hit, nella terza colonna quelle con una energia in ingresso letta dalla simulazione superiore all'energia di taglio di 1.2(0.5) GeV con cui è possibile identificare i muoni e ripartirli in quelli che si fermano (4° colonna), che si fermano ed attraversano gli spettrometri (5° colonna), che non si fermano (6° colonna) e che non si fermano ma attraversano gli spettrometri (7° colonna).

Zone	Eventi al giorno	1 Hit	Sim.	Rec.	Id.	qId
Borexino, CTF	da CC	18.56	16.91	11.84	12.04	10.86
e Tanniche	da CC+NC	19.71	17.41	11.90	12.13	10.87
Roccia	da CC	40.24	30.85	23.88	24.31	20.03
Laterale	da CC+NC	42.18	31.49	23.91	24.33	20.04
Roccia	da CC	32.58	29.78	22.10	22.59	18.85
Frontale	da CC+NC	32.61	29.79	22.10	22.59	18.85

Tabella 5.3: Risultati della simulazione completa divisi in zone di generazione di vertici (1° colonna), differenziati per vertici di CC o NC (2° colonna), con tracce che lasciano almeno 1 hit (3° colonna), per quelle che nella simulazione hanno un energia in ingresso superiore a 1.2 GeV (4° colonna) e le tracce dove è stato possibile ricostruire l'energia, identificare la segnatura muonica ed assegnare il segno di carica (rispettivamente la 5°, 6° e 7° colonna) con una energia di taglio di 1.2 GeV.

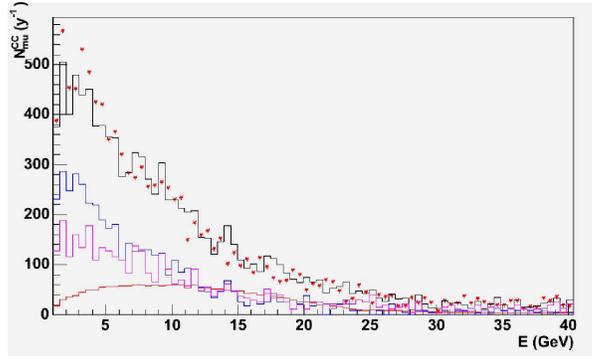


Figura 5.13: Spettro di energia in ingresso dei muoni simulati (linea nera) e ricostruiti (marker rossi) provenienti da vertici di CC generati in Borexino (linea rossa), nella roccia laterale (linea blu) e nella roccia frontale (linea rosa).

considerate: E_{cut} pari a 0.5 GeV o 1.2 GeV.

Tra gli eventi che arrivano in OPERA sono contati quelli che sono identificati come muoni con le medesime energie di taglio viste sopra. I muoni sono quindi divisi nelle quattro categorie descritte nei precedenti paragrafi:

- i** tracce che si fermano,
- ii** tracce che si fermano ed attraversano almeno uno spettrometro,
- iii** tracce che non si fermano,
- iv** tracce che non si fermano ma che attraversano almeno uno spettrometro.

Dalla tabella 5.2 è possibile leggere il numero di tracce identificate come muoni pari alla somma di **i** e **iii**, ovvero $N_{\mu Id}^{CC+NC} = 59.06(67.07)$ al giorno per un taglio in energia di 1.2(0.5) GeV. Con lo stesso taglio risultano ricostruiti $N_{\mu Rec}^{CC+NC} = 57.92(64.23)$ muoni al giorno, somma di **i** e **iv**. Infine il numero di muoni di cui è possibile ricostruire il segno di carica è di circa 50 al giorno pari alla somma di **ii** e **iv**.

La contaminazione pionica è comunque ridotta per entrambi i tagli considerati e la purezza del campione è di 99.4% e di 96.9% rispettivamente per $E_{cut} = 1.2$ GeV e 0.5 GeV.

Nella tabella 5.3 i medesimi risultati (per $E_{cut} = 1.2$ GeV) sono ripartiti nelle diverse zone considerate nella simulazione: vertici provenienti dal rivelatore Borexino (insieme alla CTF e le taniche con pseudocumene), dalla roccia laterale e dalla roccia frontale. Con tale ordine il rapporto del numero di muoni che arrivano in OPERA è indicativamente di 1 : 2 : 2.

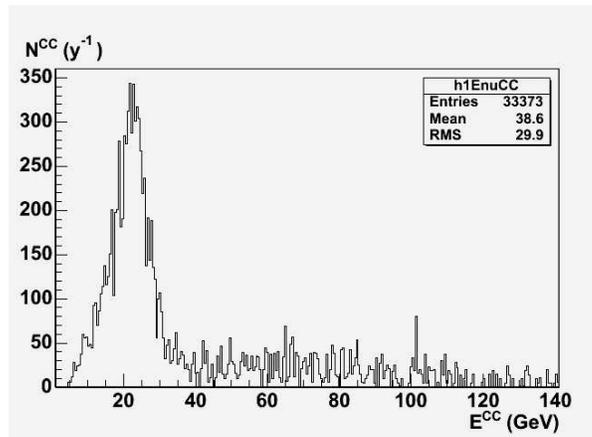


Figura 5.14: Spettro di energia dei neutrini che dai vertici di interazione di CC esterni ad OPERA hanno generato tracce identificate come muoni e ricostruite.

Con 60 muoni al giorno provenienti da vertici esterni ad OPERA è possibile valutare l'intensità del fascio al 3%, che corrisponde ad un errore nell'allineamento di 0.1 mrad, dopo solo 18 giorni. Se ai vertici esterni vengono aggiunti i vertici interni bastano solo 13 giorni per avere la medesima precisione.

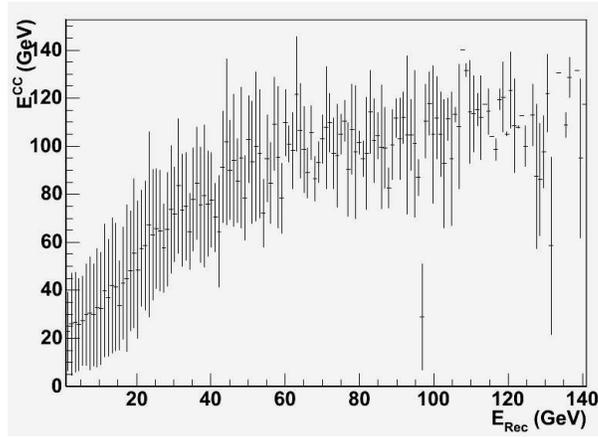


Figura 5.15: Correlazione tra l'energia del neutrino al vertice di CC esterno ad OPERA e la corrispondente energia in ingresso della traccia prodotta, identificata come muone e ricostruita. Gli scarti quadratici medi sono elevati a causa dell'energia incognita perduta nell'attraversare la roccia.

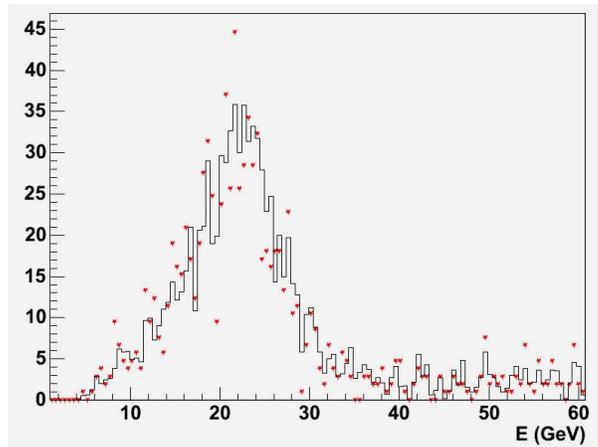


Figura 5.16: Spettro del neutrino al vertice ricostruito dopo 22 giorni di presa dati (marker rossi) rispetto allo spettro atteso dalla simulazione del CNGS (linea continua). La risoluzione dell'energia media di 21.86 GeV è superiore al 98% (con un taglio a 40 GeV).

Conclusioni

Nella presente tesi è stato affrontato lo studio delle proprietà e delle performance degli spettrometri di OPERA, esperimento che investiga sull'apparizione di sapore τ dal meccanismo di oscillazione di neutrino $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Gli spettrometri sono stati descritti all'inizio del 3° capitolo dedicato al magnete dipolare. In figura 3.4 sono stati riportati gli andamenti della permeabilità relativa μ_r rispetto al campo magnetico B ottenute da toroidi realizzati col ferro delle stesse colate delle pareti del magnete, dei giochi di ritorno e del prototipo, quest'ultimo realizzato ai Laboratori Nazionali di Frascati (LNF). Da queste curve è stato possibile ottenere la mappatura di B in OPERA: nel ferro delle pareti, nelle intercapedini del dipolo, dove sono inseriti i Resistive Plate Chambers (RPC) per il tracking interno, e vicino i giochi di ritorno. Come esempio dell'elevata omogeneità di B sono state mostrate le mappe del campo magnetico nelle pareti di ferro nelle figure 3.5 e 3.6.

È stato descritto come avverrà il sistema di monitoraggio che prevede la stima di B nel ferro tramite la misura della tensione indotta (V_i in figura 3.7) su apposite bobine di pick up, oltre alla misura diretta di B nelle intercapedini ottenuta da specifiche (in dimensione e precisione) sonde Hall opportunamente testate ai LNF (figure 3.8 e 3.9).

Alla fine del capitolo sono state mostrate in foto alcune delle fasi seguite durante l'installazione degli spettrometri avvenuta tra Novembre 2003 e Marzo 2005 (foto 3.11-13).

Dato che i piani di rivelazione di RPC una volta installati non sono più accessibili, sono stati eseguiti test per il controllo di qualità delle camere da montare. La descrizione delle prove è stata riportata nel 4° capitolo. Le prove a cui gli RPC sono stati sottoposti consistevano in:

- test meccanici (paragrafo 4.3.1),
- test elettrici (paragrafo 4.3.2) e
- test con i raggi cosmici (paragrafo 4.3.2).

I risultati in termini di numero di camere testate e percentuale di reiezione sono riportati in tabella 4.2. I test più selettivi sono risultati quelli che

sottoponevano le camere ai raggi cosmici per dedurne le mappe di rumore (figura 4.14) dove sono stati osservati degli *hot spot*: quasi tutto il rumore viene contato in piccole zone ($3.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$) del rivelatore.

Dai test elettrici gli RPC sono risultati essenzialmente buoni (secondo i tagli descritti in tabella 4.1). In definitiva solo quelli con una elevata resistività agli elettrodi $\rho > 5 \times 10^{11} \text{ } \Omega\text{cm}$ sono stati installati negli spettrometri.

Infine nel 5° capitolo è stata descritta la simulazione dell'esperimento ai fini del monitoraggio del fascio di neutrini ν_μ dal CERN ai Laboratori del Gran Sasso (LNGS), il fascio di long baseline CNGS. Con il Monte Carlo (MC) sono state messe in luce le performance degli spettrometri nell'identificazione, nella ricostruzione e nell'assegnazione del segno di carica dei muoni.

Per avere informazioni sull'intensità e sulla forma spettrale del fascio in poco tempo è stata aumentata la statistica utilizzando i vertici di interazione neutrino-materia generati nei volumi esterni ad OPERA, ad esempio nella roccia del complesso montuoso del Gran Sasso che circonda l'esperimento.

Dai risultati del MC, sintetizzati nelle tabelle 5.2 e 5.3, è possibile notare come grazie alla precisione degli spettrometri (figura 5.10) possano venire identificati 59 muoni al giorno con una purezza del 99.4%, per 58 di questi è possibile ricostruire l'energia in ingresso ad OPERA se superiore all'energia di taglio ottimizzata al valore di $E_{cut} = 1.2 \text{ GeV}$.

È stato mostrato come sia possibile ricavare l'intensità del CNGS con una precisione del 3% (corrispondente ad una incertezza nell'allineamento di 0.1 mrad) in soli 13 giorni di fascio..

Le informazioni spettrali sono state mostrate nelle figure 5.13-16 che evidenziano la possibilità di una buona ricostruzione dell'energia del neutrino anche per vertici esterni ad OPERA. Nonostante sia perduta l'informazione riguardo l'energia dissipata dai muoni prima di arrivare in OPERA, è stato mostrato come si riesca a valutare l'energia media dello spettro di neutrino con una precisione del 98% in soli 22 giorni.

Bibliografia

- [1] E. Eskut et al. (CHORUS Coll.), Nucl. Instr. and Meth. A **401** (1997) 7.
- [2] K. Kodama et al., Phys. Lett. B **504** (2001) 218-224.
- [3] M. Fukugita, T. Yanagida, *Physics of Neutrinos*, Springer (2003), 348.
- [4] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **20** (1979) 2634-2635.
S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 913.
S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, Nuovo Cim. C **9** (1986) 17.
- [5] Z. Maki, N. Nakagawa, S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 870.
- [6] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JEPT **26** (1968), 984.
V. N. Gribov and B. Pontecorvo, Phys. Lett. B **28** (1969), 493.
- [7] L. Chau and Y. keung, Phys. Rev. Lett. **53** (1984), 1802.
C. Jarlskog, Z. Phys. C **29** (1985), 491.
C. Jarlskog, Phys. Rev. D **35** (1987), 1685.
- [8] M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky in *Supergravity, Proceedings of the Workshop*, Stony Brook, New York (North-Holland, Amsterdam, 1979).
- [9] D.E. Groom et al. (Particle Data Group), Eur. Phys. J. C **15**, 1 (2000).
- [10] R. Barate et al., Phys. Rev D **53** (1996), 6065.
- [11] C. Weinheimer, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **118** (2003), 279.
J. Bonn et al., Nucl. Phys. Lett. B (Proc. Suppl.) **91** (2001), 273.
- [12] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Eur. Phys. J. A **12** (2001), 147.

- [13] J. N. Bahcall and C. A. Barnes, Phys. Lett. **12** (1964) 48.
- [14] J. N. Bahcall, Astrophys. J. **467** (1996) 475.
J. N. Bahcall, S. Basu, M. H. Pinsonneault, Phys. Lett. B **433** (1998) 1.
- [15] R. Davis, Prog. Part. Nucl. Phys. **32** (1994) 13.
B. T. Cleveland et al., Astrophys. J. **496** (1998) 505.
K. Lande et al., Proc. of the XIX Intern. Conf. on Neutr. Phys. and Astr., Sudbury, Canada, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **91** (2001) 50.
- [16] J. N. Abdurashitov et al., J. Exp. Theor. Phys. **95** (2002) 181.
- [17] P. Anselmann et al., Phys. Lett. B **285** (1992) 376.
W. Hampel et al., Phys. Lett. B **388** (1996) 384.
W. Hampel et al., Phys. Lett. B **447** (1999) 127.
- [18] E. Bellotti, Proc. of TAUP 2003, University of Washington, Seattle, Washington.
- [19] K. S. Hirata et al., Phys. Rev. D **38** (1991) 448.
K. S. Hirata et al., Phys. Rev. D **38** (1991) 2241.
K. S. Hirata et al., Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1683.
- [20] S. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5651.
S. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5656.
- [21] A. Hallin et al., Nucl. Phys. A **663** (2000) 787.
- [22] S.N. Ahmed et al., Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 181301
- [23] K. Eguchi et al., Phys. Rev. Lett. **90** (2003).
- [24] M. Apollonio et al., Phys. Lett. B **466** (1999) 415.
- [25] G. L. Fogli et al., Talk given at Physics in Collision (2003),
G. Altarelli and F. Ferruglio, New J. Phys. **6** (2004) 106
- [26] T. J. Haines et al., Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1986.
R. Becker-Szendy et al., Phys. Rev. D **46** (1992) 3720.
D. Casper et al., Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2561.
R. Becker-Szendy et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 331.
- [27] K. S. Hirata et al., Phys. Lett. B **205** (1988) 416.
K. S. Hirata et al., Phys. Lett. B **280** (1992) 146.
Y. Fukuda et al., Phys. Lett. B **335** (1994) 237.

- [28] M. Aglietta et al., Europhys. Lett. **8** (1989) 611.
- [29] C. Barger et al., Phys. Lett. B **227** (1989) 489.
C. Barger et al., Phys. Lett. B **245** (1990) 305.
K. Daum et al., Z. Phys. C **66** (1995) 417.
- [30] W. W. M. Allison et al., Phys. Lett. B **391** (1997) 491.
- [31] S.H. Ahn et al., Phys. Lett. B **511** (2001) 178.
S.H. Ahn et al., Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 041801.
- [32] C. Athanassopoulos et al., Nucl. Instr. Meth. A **388** (1997) 149.
- [33] C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2650.
- [34] S. Eidelman et al., (Particle Data Group) Phys. Lett. B **592** (2004) 445.
- [35] G. McGregor et al., AIP Conf. Proc. **655** (2003) 58.
- [36] B. Armbruster et. al., Phys. Rev. D **65** (2002) 112001.
- [37] T. Araki et al., hep-ex/0406035 (2004).
- [38] M. Guler et al., OPERA experiment proposal, CERN/SPSC 2000-028. (2000)
- [39] G. Acquistapace et al., CERN 98-02 (1998).
- [40] R. Bailey et al., CERN-SL/99-034 (1999).
- [41] A. E. Ball et al., CERN-SL/2000-063 (2000).
- [42] B. Van de Vyver and P. Zucchelli, Nucl. Instr. Meth. A **385** (1997) 91.
- [43] G. De Lellis et al., Phys. Rep. **399** (2004) 227.
- [44] M. C. Gonzalez-Garcia and J.J. Gomez-Cadenas, Phys. Rev. D **55** (1997) 1297.
- [45] M. Komatsu et al., J. Phys. G **29** (2003) 443
- [46] G. Di Iorio et al., OPERA note, LNF-01/028.
- [47] F. Terranova, *Magnetic field maps of the OPERA spectrometer*, OPERA note.
- [48] OPERA-3d, OPERA 2-d e TOSCA sono prodotti della Vector Field Ltd., Oxford, UK (www.vectorfield.co.uk).

- [49] F. Terranova, *Specifications for the Hall-probe system of the OPERA iron spectrometer*, OPERA note.
- [50] R. Santonico and R. Cardarelli, Nucl. Instr. Methods A **187**, 377 (1981).
R. Santonico and R. Cardarelli, Nucl. Instr. Methods A **263**, 20 (1988).
- [51] A. Paoloni, talk presentato al Collaboration Meeting di OPERA (19-23/5/2003) LNGS.
- [52] A. Garfagnini, talk presentato al VII Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors (Clermont-Ferrand) 20-22/10/2003.
- [53] E. Carrara et al. *Electrical tests on OPERA RPCs*, OPERA note (2004)
- [54] M. Abbrescia et al., Nucl. Instr. Methods A **359** (1981), 603.
P. Camarri et al., Nucl. Instr. Methods A **414** (1998), 317.
- [55] D. Autiero, talk presentato alla conferenza “NUINT ’04” 20/3/2004 LNGS.
- [56] J. Altegoer et al., Nucl. Instr. Methods A **404**, 96 (1998).
- [57] sito web <http://www3.tsl.uu.se/thep/mc/lepto>
G. Ingelman. Workshop on Physics at HERA, (1992) , 1366.
- [58] T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.
- [59] S. Roesler, R. Engel eand J. Ranft, Talk presentato alla conferenza “Monte Carlo 2000”, Lisbon, Portugal, 23-26 Oct. 2000, arXiv:hep-ph/0012252.
- [60] C. H. Llewellyn Smith, Phys. Rept. **3** (1972) 261.
- [61] D. Rein and L. M. Sehgal, Annals Phys. **133** (1981) 79.
- [62] J. Ranft, Zeit. Phys. C **43** (1989) 439.
H. J. Morig and J. Ranft, Zeit. Phys. C **52** (1991) 643.
A. Ferrari et al., Z. Phys. C **70** (1996) 413.
- [63] GEANT 3.21, CERN Program Library Long Writeup W5013.

- [64] A. Fasso et al., FLUKA: Status and Prospective for hadronic applications, invited talk in the Proceedings of the Montecarlo 2000 Conference, Lisbon, (2000), October 23-26.
- [65] Sito web <http://alisoft.cern.ch/offline/>
- [66] Sito web <http://root.cern.ch>
- [67] A. Marotta, Talk presentato al OPERA Physics Coordination, CERN 23/09/2003.
- [68] L. Chaussard, *OpGeom, software model of the OPERA detector*, OPERA note (2005).
- [69] A.E. Ball et al., CERN-EP-2001-037/CERN-SL-2001-016 EA
- [70] M. Selvi, Talk presentato alla conferenza “TAUP 2003”, Washington, Seattle.
M. Aglietta et al., Nucl. Instr. Methods A **516**, (2004) 96.
- [71] P.G. Catalano et al., Mem. Soc. Geol. Ital. **35**, (1986) 647.
- [72] S. Eidelman et al.,(Particle Data Group), Phys. Lett. B **592** (2004) 242.
- [73] G.R. Lynch and O.I. Dahl, Nucl. Instr. Methods B **58**, (1991) 6; e referenze contenute.
- [74] J. Erbert et al. *The Precision Tracker of the OPERA Detector*, OPERA note (2005).
- [75] F. Terranova, *A full simulation of charge and momentum reconstruction in the OPERA spectrometers*, OPERA note (2003).
- [76] A. Cazes, *Etude du faisceau CNGS et identification des muons dans l'exprience OPERA. Optimisation de la ligne de faisceau du projet SPL-Frjus* Tesi di PhD, Parigi (2004), e referenze contenute.