

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI LECCE
FACOLTÀ DI SCIENZE MM. FF. NN.

Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA

**Studio delle caratteristiche
delle fibre scintillanti del
calorimetro magnetizzato di ICANOE**

Relatore:
Ch.mo Prof. G. Mancarella

Co-relatore:
Dott. I. De Mitri

Laureando:
Antonio Zilli

Anno Accademico 1998-1999

A mio padre

Introduzione

La ricerca scientifica dell'ultimo secolo ha avuto come obiettivo la formulazione di un modello capace di spiegare la natura intima delle particelle e delle loro interazioni. Nel 1969 questa ricerca produce il Modello Standard, una teoria che partendo dalla definizione delle proprietà delle particelle note spiega con un'unica causa due delle interazioni fondamentali: l'interazione elettromagnetica e l'interazione 'debole'. Oggi, dopo 30 anni di ricerche sperimentali, questo modello non sembra in grado di giustificare tutte le evidenze sperimentali raccolte e in particolare quelle riguardanti la fisica dei neutrini. Allo stesso tempo altri studi teorici, sviluppati nel tentativo di estendere il Modello Standard fino a comprendere anche l'interazione 'forte', spianano la strada verso una possibile soluzione delle incongruenze fra previsioni e risultati sperimentali. Ad esempio nuovi modelli prescrivono la presenza di neutrini massivi mentre nel Modello Standard questi vengono considerati particelle prive di massa. Numerosi esperimenti di rivelazione di neutrini attualmente danno risultati compatibili con l'ipotesi di neutrini massivi, in particolare sembrano indicare il manifestarsi del fenomeno dell'oscillazione dei neutrini tra stati di *sapore* diversi. Questo fenomeno sarebbe una diretta conseguenza della presenza di neutrini massivi e la sua previsione risale a periodi precedenti al Modello Standard, sebbene solo in quest'ultimo decennio si sia giunti a sviluppare un modello teorico capace di spiegarlo compiutamente e in grado di formulare delle previsioni. Una spiegazione semplice del fenomeno dell'oscillazione del neutrino verrà data nel I capitolo. Partendo dall'assunzione di neutrini massivi e dalla conservazione del numero quantico *sapore* si riesce a scrivere una semplice espressione per la probabilità di trovare un neutrino di un dato *sapore* avendone prodotto uno di un altro. Il confronto di questa relazione con i risultati sperimentali non è però cosa semplice, sia per le diverse sorgenti di neutrini studiate (neutrini solari, atmosferici, da reattore e da fascio), sia per il piccolo valore che la massa dei neutrini sembra assumere. Inoltre la rivelazione dei neutrini pone problematiche sperimentali complesse, la cui soluzione limita l'efficacia degli apparati. Ancora nel primo capitolo saranno presentati alcuni esperimenti e le rispettive conclusioni.

La parte centrale di questo studio riguarda le fibre scintillanti ed è

stato eseguito con l'attenzione rivolta all' esperimento ICANOE. Questo esperimento, dettagliatamente analizzato nel II capitolo, si propone di studiare sia i neutrini atmosferici contenuti negli sciame prodotti dalle interazioni dei raggi cosmici nell'alta atmosfera, sia i neutrini da fascio. È già stato approvato infatti il progetto di costruzione di un adeguato tunnel di decadimento ai laboratori del Cern di Ginevra. Il fascio di neutrini prodotto viaggerà per oltre 700Km passando attraverso il Gran Sasso, dove avrà sede l'apparato ICANOE. Questo apparato mette insieme due sistemi di rivelazione differenti, due evoluzioni di tecniche note. Da una parte delle grandi TPC (*Time Proportional Chamber*) ad argon liquido, dall'altra dei calorimetri magnetizzati. Attualmente gli esperimenti sul fenomeno dell'oscillazione del neutrino hanno il limite di non poter individuare quali transizioni avvengono in quanto i precedenti apparati non erano in grado di rivelare i ν_τ . La caratteristica innovativa di questo apparato sta proprio nella possibilità di individuare tra i neutrini da fascio eventuali ν_τ , la cui presenza, oltre un limite minimo, sarebbe da addebitare al fenomeno dell'oscillazione. I neutrini del fascio saranno infatti principalmente ν_μ , con una piccola contaminazione di ν_e . La presenza di ν_τ potrà essere evidenziata anche tra i neutrini atmosferici, ma attraverso uno studio indiretto degli eventi.

Nella prima parte del III capitolo saranno discusse alcune problematiche generali associate alla calorimetria al fine di capire la differenza tra calorimetri omogenei e calorimetri a *sampling*. Il progetto di esperimento ICANOE prevede che l'elemento attivo principale del calorimetro a *sampling* siano le fibre scintillanti. Il problema di questo tipo di elemento sensibile riguarda la relazione tra intensità del segnale luminoso prodotto ad una estremità e l'energia che le particelle hanno rilasciato al loro interno. La propagazione di un fascio di fotoni in un mezzo è infatti soggetta a fenomeni che ne diminuiscono l'intensità, per poter misurare l'energia dissipata nel calorimetro è quindi necessario conoscere come questi fenomeni intervengono nella propagazione del segnale luminoso. Nella seconda parte del capitolo si passerà quindi allo sviluppo di un modello che spieghi la fenomenologia della produzione, intrappolamento e propagazione della luce entro la fibra. Questo modello, che si fonda su considerazioni di carattere geometrico, si concluderà con la formulazione di una relazione tra la distanza percorsa entro la fibra dal segnale luminoso e la sua intensità caratterizzata dal parametro 'lunghezza d'attenuazione': la distanza dopo la quale l'intensità del segnale intrappolato si riduce di un fattore $\frac{1}{e}$.

Nel IV capitolo saranno presentate le misure eseguite sulle diverse fibre

a disposizione ed i risultati ottenuti. In particolare sono state confrontate le prestazioni delle fibre prodotte dalla POL.HI.TECH. e dalla BICRON, sia per individuare differenze e quindi effettuare una scelta opportuna per le fibre da utilizzare nell'apparato ICANOE, sia per individuare quali siano le più opportune dimensioni per queste fibre, tenendo presente le due richieste di una lunghezza di 9 metri e di un diametro di 2 millimetri poste dalle dimensioni dell'apparato e dalla risoluzione voluta. Inoltre leggendo il testo e seguendo le figure presentate si osserverà come il modello teorico, descriva bene il comportamento delle fibre.

Nel V capitolo viene presentata la misura di risoluzione temporale eseguita sulle stesse fibre, questa proprietà, tipica dei rivelatori di luce di scintillazione, sarà molto utile per l'esperimento ICANOE in quanto faciliterà lo studio dei neutrini atmosferici che interagiscono nel calorimetro e nella roccia circostante permettendo di individuare la direzione del neutrino interagente. Questa misura evidenzia le caratteristiche migliori delle fibre scintillanti: l'ottima risoluzione temporale. Questo studio sarà anche utile in previsione della scelta dei fotomoltiplicatori per l'apparato ICANOE.

Il lavoro eseguito, oltre ad essere stato estremamente proficuo per la mia formazione, ha permesso di chiarire quali sono le attuali prestazioni delle fibre scintillanti, conoscenza indispensabile per determinare le dimensioni trasverse ottimali del calorimetro di ICANOE, capire la precisione che il calorimetro di ICANOE può raggiungere, e per individuare le caratteristiche che possono ancora essere migliorate prima dell'eventuale progetto esecutivo.

Indice

1	Il neutrino: dal Modello Standard ai risultati sperimentali	1
1.1	Il neutrino nel Modello Standard	1
1.2	Le evidenze sperimentali	3
1.3	Il fenomeno di Flavour-Mass Mixing	5
1.3.1	Un quadro teorico	5
1.3.2	Il modello di oscillazione a due famiglie	8
1.3.3	Un passo verso gli esperimenti	9
1.4	Risultati sperimentali	12
1.4.1	Il problema dei neutrini solari	12
1.4.2	I neutrini atmosferici	19
1.4.3	Neutrini da reattore	24
1.4.4	I neutrini da acceleratore, 3 esperimenti SBL (ShortBaseLine)	26
1.5	Riepilogo	31
2	L'esperimento ICANOE	35
2.1	Gli obiettivi scientifici di ICANOE	35
2.2	ICANOE	36
2.2.1	Il luogo d'istallazione	36
2.2.2	Una descrizione generale	37
2.3	I moduli di LAr	40
2.3.1	Principio di funzionamento	40
2.3.2	I moduli di LAr di ICANOE	42
2.4	Il calorimetro	48
2.5	Le prestazioni dei moduli di LAr	50
2.5.1	Come misura l'energia	51
2.5.2	La misura del momento del μ	53
2.6	Le prestazioni del calorimetro	55

2.7	Misure e sensibilità ottenibile	59
2.7.1	ICANOE: un esperimento LBL (LongBaseLine)	59
2.7.2	ICANOE: rivelatore di neutrini atmosferici	64
2.7.3	L'analisi combinata dei dati da neutrini del fascio e atmosferici	70
2.8	Riepilogo	70
3	Le fibre scintillanti come elemento attivo per calorimetri	73
3.1	Elementi di calorimetria	74
3.1.1	Sciame elettromagnetici	75
3.1.2	Sciame adronici	77
3.1.3	Calorimetri compensati	79
3.1.4	Calorimetri omogenei	79
3.1.5	Calorimetri a <i>sampling</i>	80
3.2	Le fibre scintillanti	82
3.2.1	La produzione di luce	82
3.2.2	Intrappolamento della luce	87
3.2.3	La propagazione del segnale luminoso	92
3.3	Calorimetria e fibre scintillanti	95
3.3.1	Vantaggi e limiti	95
3.3.2	Un semplice modello	97
3.4	Le proprietà delle fibre per ICANOE	98
3.5	Le fibre scintillanti nei tracciatori	100
3.6	Riepilogo	101
4	Le misure di lunghezze di attenuazione	103
4.1	Le nostre misure	103
4.2	L'apparato sperimentale	104
4.3	Il posizionamento della sorgente	106
4.4	Il segnale dei fotomoltiplicatori	108
4.4.1	Che cos'è un fotomoltiplicatore	108
4.4.2	I fotomoltiplicatori nel nostro apparato	108
4.4.3	Il Costant Fraction	114
4.5	<i>Analog to Digital Converter</i>	116
4.6	Descrizione di una misura e previsioni	116
4.6.1	La sorgente	116
4.6.2	Cosa si misura	117
4.6.3	Analisi degli spettri di carica	122

4.6.4	Analisi dei risultati ottenuti	129
4.7	Un ulteriore controllo	134
4.8	Una semplice applicazione dei risultati	137
4.9	Riepilogo	140
5	Misure di risoluzione temporale	141
5.1	L'utilità di un buona risoluzione temporale	141
5.2	Che cosa misuriamo	142
5.3	Descrizione della misura	143
5.3.1	Il Costant Fraction	144
5.3.2	Calibrazione del TDC	145
5.4	L'esecuzione della misura	146
5.5	La misura della velocità di propagazione del segnale	153
5.6	Riepilogo	155
6	Conclusioni	157
A	Modello di oscillazione a tre famiglie	161

Capitolo 1

Il neutrino: dal Modello Standard ai risultati sperimentali

La storia di ogni particella è segnata da 2 tappe principali: la sua previsione teorica e la sua diretta osservazione. Per quanto riguarda il neutrino la sua previsione risale al 1930 quando Pauli [1], studiando il decadimento β dei nuclei radioattivi e osservando una sistematica violazione della conservazione dell'energia e della quantità di moto, propose l'introduzione di una nuova particella: un fermione neutro di massa inferiore a 500KeV . Nel 1956 la seconda tappa: il neutrino viene direttamente rivelato in un esperimento [2]. Così tanto tempo è giustificato dalle proprietà di questa particella: un leptone neutro. Ciò la rende invisibile a sonde sia adroniche sia elettromagnetiche. La proprietà più interessante è comunque la massa del neutrino: ipotizzata nulla nel Modello Standard, nelle più attuali Teorie di Grande Unificazione viene prevista piccola ma diversa da zero.

Lo scopo principale di ICANOE è approfondire questa ricerca, valutando se esistono e in che misura oscillazioni di *sapore*, diretta conseguenza di una massa non nulla.

1.1 Il neutrino nel Modello Standard

Nel Modello Standard le particelle vengono divise in 2 categorie, leptoni e quark, le cui interazioni sono mediate dai bosoni vettori, all'interno di

2 Il neutrino: dal Modello Standard ai risultati sperimentali

queste categorie le particelle vengono raggruppate in doppietti sinistrorsi e in singoletti destrorsi di $SU(2) \otimes U(1)$ ($SU(2)$ di isospin debole, $U(1)$ di ipercarica¹)

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$$

con $T = \frac{1}{2}$ e $Y = -1$

$$e_R \quad \mu_R \quad \tau_R$$

con $T = 0$ e $Y = -2$

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

con $T = \frac{1}{2}$ e $Y = \frac{1}{3}$

$$u_R \quad c_R \quad t_R \quad d'_R \quad s'_R \quad b'_R$$

con $T = 0$ e $Y = \frac{4}{3}$ per le prime tre e $Y = -\frac{2}{3}$ per le altre. I pedici L ed R stanno a ricordare che gli stati indicati sono solo stati sinistrorsi (momento e spin hanno stessa direzione e verso opposto) o destrorsi (momento e spin hanno stessa direzione e verso). Si nota l'assenza in questo quadro di neutrini destrorsi: con l'attuale modello di interazione debole non sono rivelabili, e d'altra parte non sarebbero neppure producibili. Il Modello Standard spiega sia l'interazione elettromagnetica che l'interazione debole partendo da uno stesso fondamento teorico: l'invarianza di *gauge* nello spazio $SU(2) \otimes U(1)$, la loro fenomenologia però è differente. L'interazione elettromagnetica è mediata dal fotone (γ) particella neutra di massa nulla e quest'ultima proprietà spiega il caratteristico *long-range* dell'interazione. L'interazione debole può essere mediata invece da 3 particelle W^+ , W^- , Z^0 manifestando così diverse proprietà: le W^\pm sono particelle elettricamente cariche il cui scambio (interazioni con Corrente Carica) implica la variazione della carica delle singole particelle, ciò non avviene con lo scambio della Z^0 (interazioni con Corrente Neutra) essendo questa neutra. Tutte e tre hanno masse molto grandi ($\sim 80, 90 GeV/c^2$) e questo determina il corto *range*

¹Fra carica elettrica Q , ipercarica Y e terza componente di isospin debole T_3 esiste questa relazione: $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$.

dell'interazione. Una cosa importante da osservare è che gli stati indicati, autostati dell'interazione debole, non sempre corrispondono ad autostati di massa. In particolare le particelle indicate con l'apice sono combinazioni lineari di autostati di massa ovvero usando una forma compatta possiamo scrivere:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

con U matrice 3×3 non diagonale (matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). Detto questo possiamo capire altre due proprietà dell'interazione debole. Viene violata la parità, cioè subiscono l'interazione debole solo particelle sinistrorse e antiparticelle destrorse. Inoltre nel settore dei quark, non si conserva il numero quantico *sapore*: per scambio di bosoni W avvengono transizioni tra le diverse generazioni di quark. Quest'ultima proprietà in particolare dipende dalla 1.1, e non è prevista nel settore dei leptoni proprio per la massa nulla associata ai neutrini.

Una delle grosse critiche mosse al Modello Standard è che necessita di numerose informazioni sperimentali, in particolare il modello sebbene contempi l'esistenza delle masse non è in grado di quantificarle e lo stesso neutrino viene trattato come una particella di massa nulla solo perchè non c'è una chiara evidenza sperimentale del contrario. Nuove Teorie di Grande Unificazione, tendenti a spiegare in unico modello anche l'interazione forte impongono invece che il neutrino sia una particella massiva.

1.2 Le evidenze sperimentali

Il primi tentativi di misurare un'eventuale massa del neutrino furono eseguiti sfruttando i decadimento β di atomi instabili. L'atomo più studiato è stato il trizio (${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}^+ + e^- + \bar{\nu}_e$): il basso valore dell'energia massima dell'elettrone rivelato ($E_0 = 18.6\text{KeV}$, nell'ipotesi che la massa del neutrino sia nulla), la breve vita media, la struttura nucleare (la piccola carica elettrica influenza poco l'elettrone uscente) rendono questo elemento il più adatto a questo studio. Chiaramente in questi esperimenti si misura l'energia E dell'elettrone emesso e si studia la distribuzione in energia del numero di

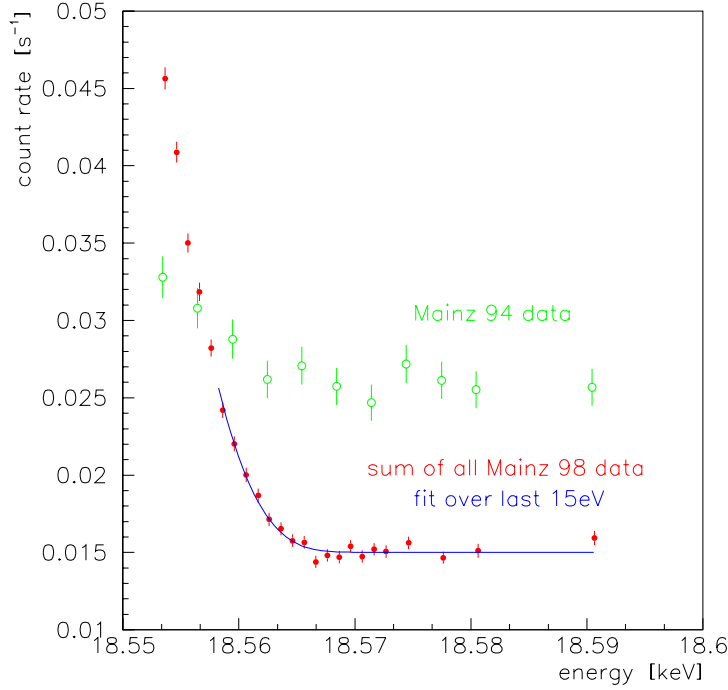


Figura 1.1: Spettro degli elettroni emessi nel decadimento del trizio misurata nell'esperimento di Mainz [7] nella zona di massima energia.

eventi. La distribuzione attesa è data dalla seguente:

$$N(E) = \frac{dN}{dE} \sim F(Z, W)pW\epsilon^2\sqrt{1 - \frac{m_\nu^2}{\epsilon^2}}(\epsilon > 0) \quad (1.2)$$

con $\epsilon = E_0 - E$, m_ν^2 è l'ipotetica massa del neutrino, p, E, W sono rispettivamente il momento, l'energia cinetica e l'energia totale dell'elettrone, $F(Z, W)$ funzione di Fermi, descrive l'influenza della carica atomica sull'elettrone uscente. La realizzazione di un esperimento di questo tipo dovrà tenere conto delle problematiche connesse: il numero di decadimenti è proporzionale a $\epsilon^2 = (E_0 - E)^2$ per $E \rightarrow E_0$, la risoluzione della misura deve essere minore della m_ν , gli elettroni perdono parte della loro energia interagendo con la materia prima che questa venga misurata. Con queste misure si riescono ad ottenere solo dei limiti massimi per il valore della massa del neutrino considerato, il limite più stringente impone $m_{\nu_e} < 4.3eV$ [12].

Per il ν_μ ed il ν_τ sono stati studiati questi altri decadimenti:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \tau &\rightarrow 5\pi + \nu_\tau\end{aligned}$$

con i seguenti risultati [6]:

$$\begin{aligned}m_{\nu_\mu} &< 0.17\text{MeV} \\ m_{\nu_\tau} &< 18.2\text{MeV}\end{aligned}$$

In conclusione le misure dirette della massa dei neutrini hanno avuto il solo esito di stabilire dei limiti superiori ai possibili valori delle masse, questo risultato sarà comunque utile nella formulazione di una teoria dell'oscillazione.

1.3 Il fenomeno di Flavour-Mass Mixing

1.3.1 Un quadro teorico

Alcuni esperimenti di rivelazione di neutrini hanno dato risultati inattesi, giustificabili con l'oscillazione ovvero la transizione tra stati di *sapore* diversi. Questo fenomeno può essere spiegato ipotizzando la presenza di neutrini massivi. Un neutrino in un autostato di *sapore* può essere descritto come una combinazione lineare di autostati di massa:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^N U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (1.3)$$

dove $|\nu_\alpha\rangle$ sono autostati di *sapore*, $|\nu_k\rangle$ sono autostati di massa ed U è la matrice *Flavour-Mass Mixing*; l'indice k scorre su tutti gli autostati di massa energeticamente producibili data l'energia dell'interazione che ha prodotto l'autostato $|\nu_\alpha\rangle$. Partendo dalla normalizzazione e dalla ortogonalità degli stati ν_α si ricava la relazione di unitarietà per la matrice U:

$$\sum_{k=1}^N U_{\beta k} U_{\alpha k}^* = \delta_{\alpha\beta}. \quad (1.4)$$

Chiaramente essendo noti 3 neutrini attivi devono esserci almeno 3 neutrini massivi (non è escusa la presenza di altri neutrini "sterili", non rivelabili

se non come scomparsa di neutrini attivi). Se nel punto $(0, \vec{0})$ dello spazio a 4 dimensioni (t, \vec{x}) viene prodotto un neutrino di *sapore* α , supponendo un'evoluzione tipo onde piane², il suo stato evolverà in questo modo:

$$| \nu_\alpha(t, \vec{x}) \rangle = \sum_{k=1}^N U_{\alpha k}^* e^{\frac{i}{\hbar}(p_k x - E_k t)} | \nu_k \rangle \quad (1.5)$$

se ora scriviamo $| \nu_k \rangle$ come combinazione lineare di autostati di sapore, ovvero invertiamo la 1.3, quest'ultima diventa:

$$| \nu_\alpha(t, \vec{x}) \rangle = \sum_{k=1}^N U_{\alpha k}^* e^{\frac{i}{\hbar}(p_k x - E_k t)} \sum_{\beta} U_{\beta k} | \nu_\beta \rangle \quad (1.6)$$

o più sinteticamente:

$$| \nu_\alpha(t, \vec{x}) \rangle = \sum_{\beta} A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) | \nu_\beta \rangle \quad (1.7)$$

dove

$$A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = \sum_k U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{\frac{i}{\hbar}(p_k x - E_k t)} \quad (1.8)$$

L'interpretazione che possiamo facilmente dare a quest'ultima relazione è che lo stato $| \nu_\alpha(t, \vec{x}) \rangle$ è una combinazione lineare di tutti gli autostati di *sapore*, il coefficiente $A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t)$ è l'ampiezza di transizione composto da 3 fattori: il primo è l'ampiezza dello stato $| \nu_k \rangle$ nell'autostato $| \nu_\alpha \rangle$, il secondo l'ampiezza dello stato $| \nu_\beta \rangle$ nello stato $| \nu_k \rangle$ e il terzo è l'evoluzione spazio-temporale dello stato $| \nu_k \rangle$. Data l'ampiezza di transizione è banale calcolare la probabilità di transizione nel punto (t, \vec{x}) :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = | \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle |^2 = \left| \sum_k U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{\frac{i}{\hbar}(p_k x - E_k t)} \right|^2 \quad (1.9)$$

Stesso ragionamento si deve fare per gli antineutrini con la sola modifica della 1.3 che diventa

$$| \bar{\nu}_\alpha \rangle = \sum_k U_{\alpha k} | \bar{\nu}_k \rangle \quad (1.10)$$

²In altre parole si considerano liberi i neutrini massivi che lo costituiscono.

e si arriva a

$$P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta} = \left| \sum_k U_{\alpha k} U_{\beta k}^* e^{\frac{i}{\hbar}(p_k x - E_k t)} \right|^2 \quad (1.11)$$

Domandiamoci ora che tipo di relazione esiste tra gli p_k e tra le E_k ; se i momenti son uguali fra loro ($p_1 = p_2 = \dots = p$), ovvero se il neutrino prodotto all'origine ha momento definito, si può continuare così:

$$E_k = \sqrt{p^2 c^2 + m_k^2 c^4} \sim pc + \frac{m_k^2 c^3}{2p} \quad (1.12)$$

avendo eseguito una semplice approssimazione dato che sicuramente $m_k \ll p$ e si ottiene:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \sum_k U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{m_k^2 c^2 x}{2p}} \right|^2. \quad (1.13)$$

Se invece il neutrino originario ha energia definita ($E_1 = E_2 = \dots = E$) [5] con la stessa logica si ha:

$$p_k = \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - m_k^2 c^2} \sim \frac{E}{c} - \frac{m_k^2 c^3}{2E} \quad (1.14)$$

con una approssimazione simile alla precedente ($m_k \ll E$) si ottiene:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \sum_k U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{m_k^2 c^3 x}{2E}} \right|^2. \quad (1.15)$$

Moltiplicando ogni elemento della sommatoria per $1 = e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{m_1^2 c^3 x}{2E}} e^{\frac{i}{\hbar} \frac{m_1^2 c^3 x}{2E}}$ possiamo scrivere la precedente in una nuova forma [11]:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \sum_k U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{\Delta m_{k1}^2 c^3 x}{2E}} \right|^2 \quad (1.16)$$

dove $\Delta m_{k1}^2 = m_k^2 - m_1^2$ e la differenza tra le masse dei due autostati indicati. Questa relazione esprime la probabilità di trovare un neutrino di *sapore* β ad una distanza x dal punto in cui è stato generato un neutrino di *sapore* α . Appare evidente che questa quantità ha una diretta dipendenza dalla massa del neutrino, se infatti si avesse $m_k = 0$ allora anche $\Delta m_{k1}^2 = 0$ e la 1.16 si ridurrebbe alla 1.4 con l'inevitabile conclusione che la probabilità di transizione è nulla.

1.3.2 Il modello di oscillazione a due famiglie

Diversi modelli teorici impongono per i valori delle masse dei neutrini una rigida gerarchia (*see-saw mechanism*), nell'appendice A viene spiegato come questa considerazione renda determinante nella relazione 1.16 solo la differenza tra i quadrati delle masse di due neutrini. È quindi utile studiare come si riduce questa formula nel caso di due sole famiglie di neutrini: ad esempio ν_e e ν_μ (autostati di *sapore*) composti di ν_1 e ν_2 (autostati di massa). In queste condizioni la matrice U^* diventa la nota matrice di rotazione in uno spazio bidimensionale, in cui l'angolo di rotazione è il parametro che determina il mixing e la 1.3 diventa:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Riprendendo la 1.16 e sviluppando si può ottenere:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, L) = \sin^2 2\vartheta \sin^2 \frac{c^3 \Delta m_{12}^2 L}{\hbar 4E} \quad (1.18)$$

che è la probabilità di osservare un ν_μ avendo prodotto un ν_e di energia E ad una distanza L , $\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2$ è la differenza dei quadrati delle masse dei due neutrini massivi presenti in questo semplice modello. Facendo le opportune semplificazioni nell'argomento della funzione *seno* si ottiene:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, L) = \sin^2 2\vartheta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{12}^2 (eV^2)}{E (GeV)} L (Km) \right) \quad (1.19)$$

In questo semplice caso abbiamo visto che la matrice U^* è reale e quindi vi è conservazione di CP; fra le varie conseguenze vi è la seguente uguaglianza: $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu)$. In questo caso la *survival probability* è data da:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) \quad (1.20)$$

essendo le transizioni indicate le uniche possibili. Dall'equazione 1.19 si può anche capire perchè questo fenomeno viene chiamato oscillazione; inoltre possiamo introdurre il parametro L_{osc} lunghezza di oscillazione

$$L_{osc} (Km) = \frac{2\pi E (GeV)}{1.27 \Delta m_{12}^2 (eV^2)}. \quad (1.21)$$

1.3.3 Un passo verso gli esperimenti

Si è trovata quindi una formula che spieghi il fenomeno dell'oscillazione fra due stati di *sapore* rispetto ad alcuni parametri, bisogna applicare ora questa formula, la 1.19, ai risultati di un esperimento. Una prima considerazione che si può fare è che i due parametri riguardano aspetti differenti del fenomeno: il parametro Δm^2 individua il periodo dell'oscillazione, il parametro $\sin^2 2\vartheta$ determina il valore massimo della probabilità di transizione, l'ampiezza dell'oscillazione. Un'altra osservazione riguarda l'ordine di grandezza del valore minimo di Δm^2 verificabile dall'esperimento; la probabilità d'oscillazione è massima per³

$$1.27 \frac{\Delta m^2}{E} L = \frac{\pi}{2} \quad (1.22)$$

quindi l'esperimento sarà sensibile a valori

$$\Delta m^2 \geq \frac{E}{L} \quad (1.23)$$

Per valori molto più piccoli di Δm^2 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \sim 0$, per valori molto più grandi invece $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \text{cost}$. Il risultato di un esperimento in generale viene dato come una superficie permessa o esclusa nello spazio dei parametri $\sin^2 2\vartheta$ e Δm^2 ottenuta partendo dalla 1.19. Bisogna tenere in conto però che tutte le sorgenti di neutrini non producono uno spettro monocromatico, ovvero il momento p dei neutrini è descritto da una distribuzione $\Phi(p)$ nota dalle condizioni sperimentali. La probabilità di oscillazione 1.19, ricordando che $p \sim E$, diventa

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, L) = \sin^2 2\vartheta \int \Phi(\vec{p}) \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 \frac{L}{p} \right) d^3 p. \quad (1.24)$$

Per capire meglio come sono legati i parametri di questa relazione ad un risultato sperimentale introduciamo la variabile

$$r_\Delta = 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{\langle p \rangle}$$

³Da ora in avanti le quantità Δm^2 , E ed L si intenderanno espresse in eV^2 , GeV ed Km rispettivamente.

($\langle p \rangle$: valor medio di p) con la quale possiamo riscrivere la precedente relazione

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\vartheta \int \Phi(\vec{p}) \sin^2 \left(r_\Delta \frac{\langle p \rangle}{p} \right) d^3p \quad (1.25)$$

Se ora fissiamo la probabilità di transizione $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P_0$ questa equazione individua una curva nel piano ($\sin^2 2\vartheta, \Delta m^2$). Il valore di P_0 viene determinato dall'esperimento. Nel caso di un esperimento di comparsa P_0 è il rapporto tra il numero di eventi da ν_β e il numero totale di eventi rivelati. Osserviamo che per valori particolari⁴ di r_Δ la 1.25 si può ridurre ad una forma più semplice. Per r_Δ grande (quindi per Δm^2 grande) riscriviamo la 1.25 in un'altra forma:

$$P_0 = \frac{1}{2} \sin^2 2\vartheta \int \Phi(\vec{p}) \left(1 - \cos 2r_\Delta \frac{\langle p \rangle}{p} \right) d^3p \quad (1.26)$$

il secondo addendo di questa equazione è approssimabile con zero in quanto l'intervallo d'integrazione contiene numerose oscillazioni della funzione *coseno* che danno contributi simili in modulo ma di segno opposto, ed essendo la $\Phi(\vec{p})$ normalizzata ad 1 si ottiene

$$\sin^2 2\vartheta = 2P_0. \quad (1.27)$$

Se invece r_Δ è piccolo (quindi anche Δm^2 è piccolo) nella 1.25 possiamo approssimare la funzione *seno* con il suo argomento ottenendo:

$$P_0 = r_\Delta^2 \sin^2 2\vartheta \langle p \rangle^2 \int \Phi(\vec{p}) \frac{1}{p^2} d^3p = r_\Delta^2 \sin^2 2\vartheta \langle p \rangle^2 \langle \frac{1}{p^2} \rangle \quad (1.28)$$

e ritornando al parametro Δm^2 otteniamo:

$$P_0 = \sin^2 2\vartheta \left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{\langle p \rangle} \right)^2 \langle p \rangle^2 \langle \frac{1}{p^2} \rangle \quad (1.29)$$

dalla quale, isolando i parametri dell'oscillazione, si ottiene

$$P'_0 = (\Delta m^2)^2 \sin^2 2\vartheta \quad (1.30)$$

⁴Stiamo supponendo di realizzare un rivelatore posto ad una distanza L dalla sorgente di neutrini, il cui spettro determina $\langle p \rangle$.

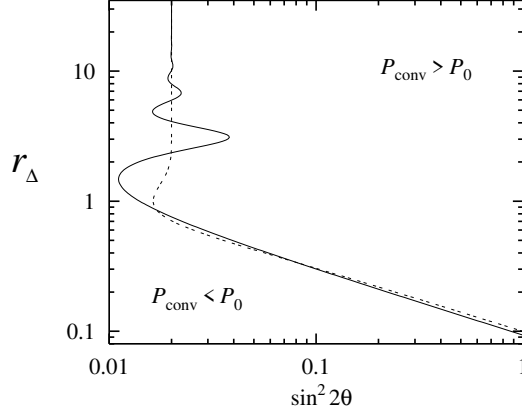


Figura 1.2: Grafico della zona esclusa ottenuta con un ipotetico esperimento in cui la distribuzione del momento dei neutrini è gaussiana e la probabilità di oscillazione trovata è $P_0 = 0.01$.

Generalmente il grafico risolutivo viene dato in scala logaritmica, la funzione riportata è quindi la seguente:

$$2 \ln(\Delta m^2) + \ln(\sin^2 2\vartheta) = \ln(P'_0) \quad (1.31)$$

da questa si può capire la caratteristica pendenza di questo grafico per Δm^2 piccolo (il coefficiente angolare è $m = -\frac{1}{2}$ per qualunque valore di P'_0). Dalla 1.30, ponendo $\sin^2 2\vartheta = 1$, otteniamo il valore minimo di Δm^2 sperimentalmente verificabile con un esperimento:

$$\Delta m_{min}^2 = \frac{1}{1.27L} \sqrt{\frac{P_0}{\langle \frac{1}{p^2} \rangle}} \sim \frac{\sqrt{P_0} E}{1.27 L}. \quad (1.32)$$

Ancora qualche osservazione sul fattore $\langle \frac{1}{p^2} \rangle$: se la $\Phi(p)$ è una distribuzione sufficientemente stretta allora si avrà: $\langle \frac{1}{p^2} \rangle \sim \frac{1}{\langle p \rangle^2} = \frac{1}{\langle E \rangle^2}$ ed otteniamo⁵:

$$\Delta m_{min}^2 = \frac{1}{1.27} \frac{\langle E \rangle}{L} \sqrt{P_0} \quad (1.33)$$

questo potrebbe essere il caso di neutrini da fascio. Se invece la $\Phi(p)$ è più ampia, come è per i neutrini atmosferici, si ha che $\langle p \rangle^2 \geq \frac{1}{\langle \frac{1}{p^2} \rangle}$ e la

⁵Possiamo effettuare anche la sostituzione di p con E .

seguinte disuguaglianza:

$$\Delta m_{min}^2 = \frac{1}{1.27L} \sqrt{\frac{P_0}{\frac{1}{\langle p \rangle^2}}} \leq \frac{1}{1.27} \frac{\langle E \rangle}{L} \sqrt{P_0} \quad (1.34)$$

Ne risulta che, a parità di condizioni sperimentali, avere uno spettro in energia ampio permette di verificare valori di Δm^2 minore che con uno spettro monocromatico.

Nelle due zone estreme discusse non è mai stata importante la forma della $\Phi(\vec{p})$, è chiaro che per valori intermedi questa diventa determinante.

1.4 Risultati sperimentali

Sono stati fatti (alcuni sono ancora in corso) 4 tipi di esperimenti diversi, classificabili per le diverse sorgenti di neutrini sfruttate. La prima sorgente studiata è stato il Sole, le diverse reazioni che avvengono nel nucleo del Sole infatti comprendono anche la produzione di neutrini. Sono oggetto di studi anche i neutrini atmosferici, ossia quelli che provengono dai decadimenti delle particelle prodotte nelle interazioni tra raggi cosmici e atomi dell'alta atmosfera. Un'altra sorgente di neutrini usata per esperimenti sono i nuclei instabili nei reattori e infine i neutrini da acceleratore: facendo incidere particelle energetiche su un bersaglio si generano le stesse catene di decadimento che portano ai neutrini atmosferici. Già oggi esistono dei risultati per tutte e quattro le categorie indicate ma ancora non si è riusciti a determinare i parametri dell'oscillazione.

1.4.1 Il problema dei neutrini solari

Tutti gli esperimenti sui neutrini, come vedremo anche successivamente, hanno una doppia complessità, non solo i neutrini sono le particelle più sfuggenti alla rivelazione, ma altrettanto difficile è capire quanti ne sono stati prodotti. Nel caso specifico dei neutrini solari il risultato di un esperimento con quale previsione va confrontato? Questo era il 'Problema dei neutrini solari' come si presentò sul finire degli anni '70. A conclusione dell'esperimento 'Homestake' non si poteva essere sicuri che il risultato dipendesse solo da una nuova fisica dei neutrini oppure se si stavano considerando previsioni basate su imprecisi modelli solari; tanto è vero che

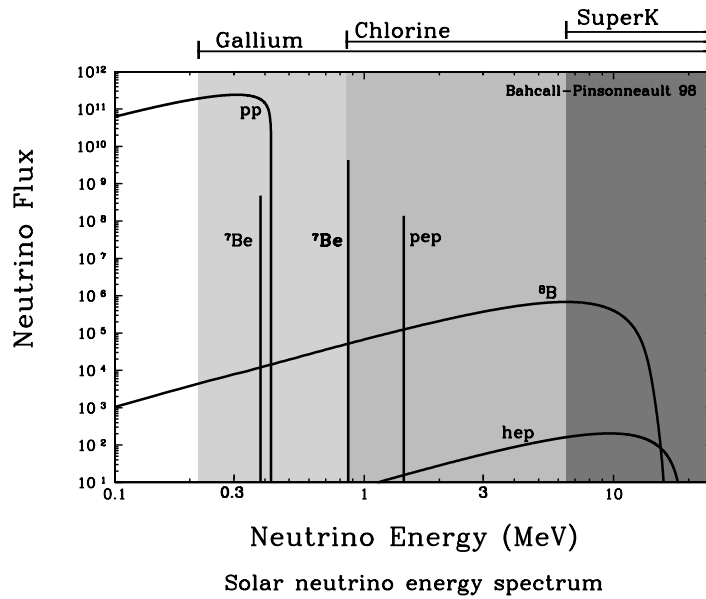


Figura 1.3: Flusso teorico dei neutrini solari misurato in numero di neutrini per cm^2 per secondo; sono indicate anche le diverse parti dello spettro rivelate dai diversi esperimenti.

nel 1978 Bahcall proponeva un nuovo esperimento che ampliasse la parte rivelabile dello spettro visibile dei neutrini solari [13].

L'origine dei neutrini solari

La ricerca sulle proprietà fisiche dei neutrini solari è andata fino ad oggi di pari passo con la ricerca sull'evoluzione delle stelle; i risultati di questi esperimenti si sono confrontati storicamente con previsioni sempre più aggiornate; oggi esistono diversi Modelli Solari, ovvero teorie che spiegano la fisica che avviene nel sole, ciò che conta osservare qui è che le differenze nella loro formulazione teorica quasi scompaiono nei risultati, cioè il flusso di neutrini varia poco passando da un modello all'altro (fig. 1.4). Non solo, esistono anche altri motivi per credere sostanzialmente a questi modelli, in particolare misure della luminosità del Sole sono in accordo con le previsioni teoriche [14]. Ciò che è certo è la complessità dello spettro in energia dei neutrini (fig. 1.3) questo perchè le reazioni che partecipano alla produzione di neutrini sono numerose.

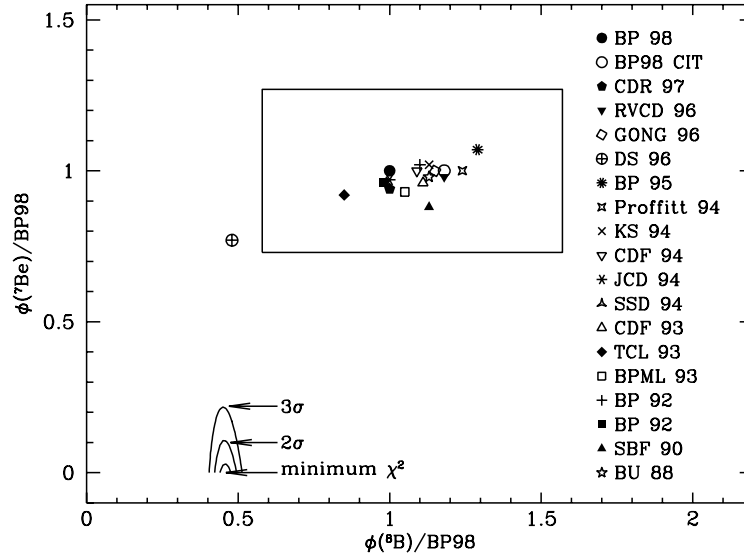
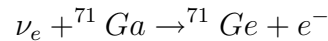


Figura 1.4: Confronto tra flussi di neutrini solari prodotti dal decadimento degli atomi di 8B e 7Be calcolati con i diversi modelli solari indicati. Le previsioni dei diversi modelli sono molto vicine fra di loro.

Galex

All'idea lanciata da Bahcall seguì nei primi anni '90 l'esperimento Galex (GALLium EXperiment), un esperimento molto complesso che ha permesso di rivelare i neutrini prodotti dalla fusione di 2 protoni ($p+p \rightarrow ^2H + e^+ + \nu_e$) nel sole. L'elemento attivo di questo esperimento era il gallio, precisamente il ^{71}Ga , in quanto la reazione che si voleva innescare con i neutrini solari era la seguente:



sostanzialmente un decadimento β inverso. Questa è una reazione endoergonica, ovvero parte dell'energia cinetica si trasforma in energia di riposo e di legame, questo significa che esiste un'energia minima del sistema perchè la reazione avvenga (energia di soglia, E_{th}). L'energia minima della reazione determina la parte visibile dello spettro dei neutrini. La differenza tra i risultati di 'Homestake'⁶ e Galex sta proprio nel valore dell'energia

⁶Il principio di funzionamento di questo esperimento è lo stesso ma l'atomo rivelatore però era il cloro.

di soglia: per 'Homestake' $E_{th} = 0.81 MeV$, per Gallex $E_{th} = 0.233 MeV$. La scelta del gallio seguiva infatti la logica di abbassare il livello minimo di energia dei neutrini rivelabili. Con l'energia di soglia indicata si è potuto vedere la parte predominante dello spettro. In realtà questo tipo di esperimenti non è in grado di dare informazioni sull'energia dei neutrini interagenti se non che sia maggiore di E_{th} . Raccogliendo per vaporizzazione gli atomi di ^{71}Ge dalla soluzione acida in cui si trova il gallio e miscelandolo opportunamente si riempie un sistema di contatori proporzionali. Gli atomi di germanio, decadono (con $\tau = 16.5$ giorni), emettendo elettroni Auger che vengono rivelati nei contatori. Dal numero di questi decadimenti, per estrapolazione si ricava il numero di atomi di germanio alla chiusura del RUN (periodo d'esposizione del gallio, tipicamente tra 1 e 4 settimane); a questo numero viene sottratto il valore stimato di eventi di fondo. Si ottiene quindi il numero di interazioni da neutrino nel periodo d'esposizione. Ovvero si ricava una stima del valore di N_T :

$$N_T = \int_{E \geq E_{th}} \left(\frac{dN}{dE} \right) dE \quad (1.35)$$

mentre non è possibile, con questo tipo di esperimenti, ottenere informazioni sulla forma dello spettro $\Phi(E) = \frac{dN}{dE}$ mostrata in fig. 1.3.

Gallex è stato attivo dal maggio del '91 all'aprile del '97 per un totale di circa 4 anni di *tempo vivo*, in quello stesso periodo sono stati fatti 3 test, per verificare le varie fasi dell'esperimento (il recupero del germanio, la lettura dei decadimenti nei contatori proporzionali). Questi test escludono la presenza di errori sistematici superiori al 10%. Nei quattro anni d'esposizione ai neutrini solari sono stati fatti 65 RUN per ognuno dei quali viene determinato un valore legato al flusso di neutrini solari, nella fig. 1.5 sono riportati i diversi risultati di Gallex. L'unità di misura correntemente usata è lo SNU (Solar Neutrino Unit = 10^{-36} interazioni per atomo al secondo). I 65 RUN danno un valore medio di 77.5 ± 7.7 SNU. Questo risultato va confrontato con il valore atteso considerando un modello solare standard che è un valore compreso tra 125 e 130 SNU. È evidente che si è di fronte ad un forte deficit di neutrini. Questo risultato conferma e avvalorata i precedenti esperimenti di neutrini solari ([16] [17] [18] [19] [20]).

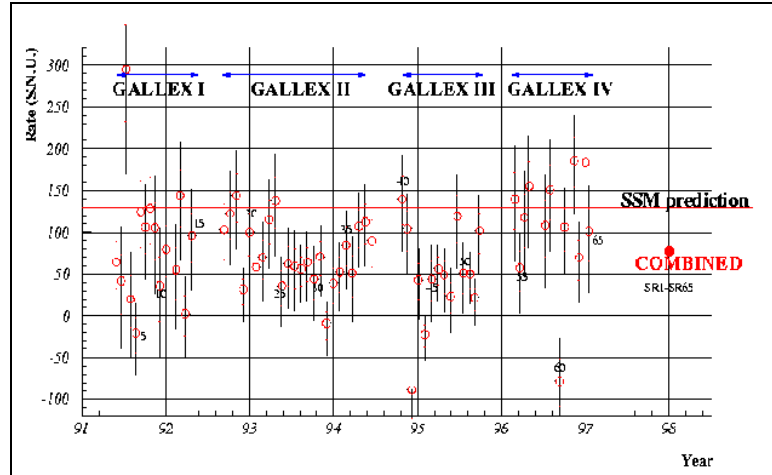


Figura 1.5: Risultati di Gallex, sono indicati i quattro periodi di funzionamento e la previsione teorica.

Super-Kamiokande

Un altro importante apparato che rivela i neutrini solari è Super-Kamiokande: un grande contenitore d'acqua ($\sim 50Kton$) diviso in una zona cilindrica centrale, il rivelatore vero e proprio, e in un guscio cilindrico esterno, che svolge il compito di proteggere il rivelatore da particelle entranti e di rivelare le particelle uscenti. I neutrini che attraversano il volume d'acqua possono interagire con gli elettroni sia attraverso interazioni CC sia NC. In entrambi i casi c'è un elettrone libero nello stato finale. Se l'energia è sufficientemente elevata questo emette luce Cherenkov⁷. È questo fenomeno quindi che introduce un'energia di soglia per la rivelazione dei neutrini. L'energia di soglia per i neutrini solari visti da SK è di $6.5MeV$, un valore abbastanza alto. Questo non diminuisce l'importanza dell'esperimento in quanto si riesce a ricostruire lo spettro differenziale in energia e la direzione dei neutrini (la sezione d'urto dell'interazione $(\nu_e, e) \rightarrow (\nu_e, e)$ a questa presenta un alto picco per piccoli angoli tra la direzione dell'elettrone uscente e quella del

⁷Il fenomeno di emissione di luce Cherenkov avviene quando particelle cariche elettricamente viaggiano ad una velocità v maggiore della velocità della luce in un mezzo. I fotoni vengono emessi nella stessa direzione del moto della particella con un'inclinazione ϑ tale che $\cos\vartheta = \frac{1}{\beta n}$, con $\beta = \frac{v}{c}$ ed n indice di rifrazione del mezzo, la direzione dei fotoni genera una superficie conica e l'intensità della luce (il numero di fotoni) dipende dall'energia della particella.

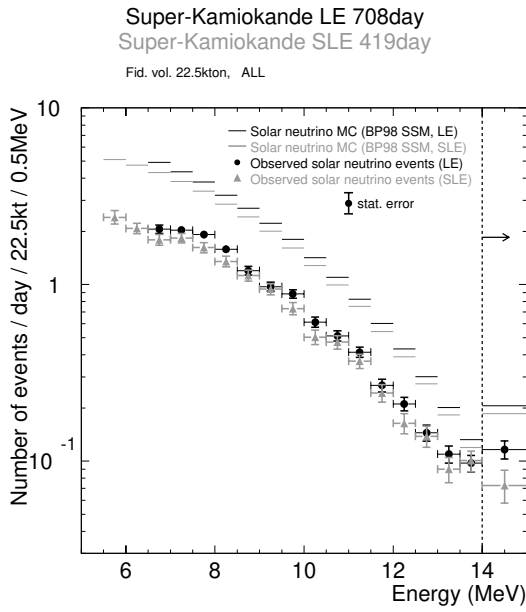


Figura 1.6: Distribuzione in energia degli elettroni per eventi da neutrini solari ottenuta dell'esperimento Superkamiokande.

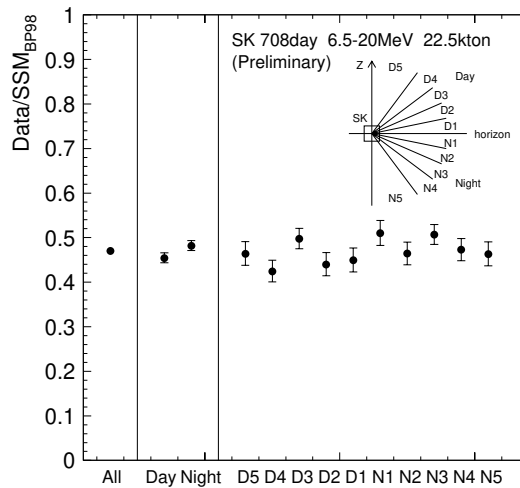


Figura 1.7: Flusso di neutrini solari misurato da SK. I dati sono suddivisi in modo da evidenziare variazioni di flusso fra il giorno e la notte.

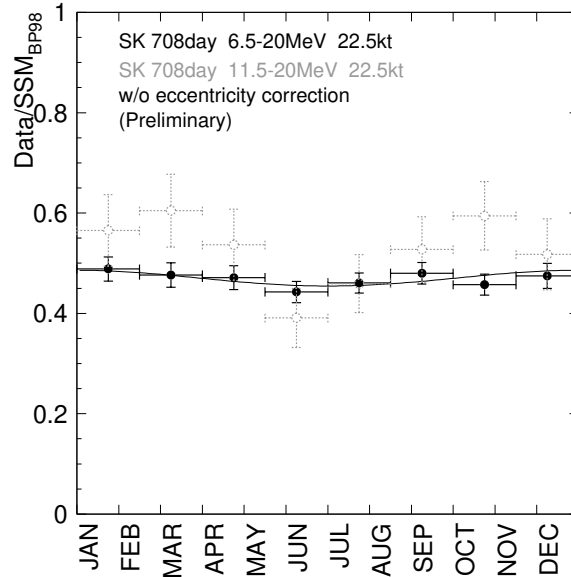


Figura 1.8: Variazioni stagionali del flusso di neutrini misurata da Superkamiokande. Questo fenomeno è dovuto alla forma ellittica della traiettoria terrestre.

neutrino entrante). Un ulteriore vantaggio di questo esperimento è che si conosce anche l'istante in cui avviene l'interazione e questa informazione permette di fare delle analisi in cui si tiene conto di 2 variazioni delle condizioni sperimentali legate al moto della Terra: la variazione giorno-notte e la variazione stagionale. In particolare le interazioni notturne riguardano neutrini che hanno attraversato la parte interna della terra (*core*), la differente distanza percorsa non è significativa ma si dovrebbe manifestare quello che viene chiamato 'effetto MSW' [15]. Tale effetto prevede sostanzialmente una diminuzione della lunghezza d'oscillazione, quindi un'accentuazione di questo fenomeno, per i neutrini che si propagano nella materia; un'analisi fatta in questo senso sui dati dei primi 504 giorni di SK però non evidenzia variazioni significative nella *rate* di eventi. Per quanto riguarda la variazione stagionale dobbiamo ricordare che l'orbita terrestre è ellittica è questo già introduce delle variazioni periodiche nel flusso di neutrini dal Sole, ma ciò che si vuole verificare con questa analisi è l'ipotesi chiamata 'Just so oscillation' la quale si fonda sull'ipotesi che la distanza Terra-Sole sia quasi uguale alla lunghezza d'oscillazione e quindi piccole variazioni (ovvero la variazione della distanza Terra-Sole tra l'afelio e il perielio) dovrebbe

produrre variazioni significative nel flusso dei neutrini, legate in questo caso all'oscillazione nel vuoto. Quest'ultimo tipo di analisi mostra che la *rate* di eventi segue bene le variazioni previste dalla forma dell'orbita terrestre. ([22] [23] [24] [28]).

1.4.2 I neutrini atmosferici

Da dove vengono

Anche in questo caso siamo di fronte ad uno stretto collegamento tra fisica delle particelle e astrofisica. I cosiddetti neutrini atmosferici infatti hanno come causa primitiva la radiazione cosmica, particelle cariche, soprattutto protoni ma anche nuclei di atomi più pesanti, che vagano nell'universo. Gli studi sui raggi cosmici danno oggi un quadro diviso in due zone: per energie minori di 100GeV è ben misurato sia lo spettro sia il tipo di particelle costituenti, per energie maggiori di 100GeV invece mancano misure dirette essendo la loro rivelazione effettuata a partire dallo studio degli sciami prodotti dalla loro interazione con gli atomi atmosferici. Questa stessa divisione può essere riportata quando andiamo a studiare l'interazione tra i raggi cosmici e l'atmosfera terrestre. Per le particelle di bassa energia infatti non si possono trascurare due fenomeni: il vento solare e il campo geomagnetico. Il loro effetto è diverso: mentre il vento solare tende semplicemente a ricacciare lontano dal sole la radiazione cosmica, quindi a diminuirne isotropicamente il flusso, il campo geomagnetico introduce un'anisotropia. Per la forza di Lorenz il campo magnetico tende ad aumentare il flusso proveniente da est e a diminuire il flusso proveniente da ovest (in realtà quest'effetto dipende anche dalla latitudine). All'aumentare dell'energia dei primari entrambi questi effetti diventano delle perturbazioni trascurabili. I raggi cosmici interagiscono con gli atomi nell'alta atmosfera producendo principalmente pioni e kaoni ed è dal decadimento di queste particelle che vengono prodotti i neutrini, più in dettaglio si hanno queste catene di decadimento:

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \\ K^\pm &\rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \\ K^\pm &\rightarrow \pi^\pm \pi^0 \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm \nu_e (\bar{\nu}_e) \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)\end{aligned}$$

(per i kaoni sono indicati solo i due decadimenti più probabili). Una prima osservazione è che seguendo i decadimenti dei diversi mesoni si trova un rapporto costante tra il numero dei neutrini-*muone* e il numero dei neutrini-*elettrone*, in particolare si ha $\frac{N_{\nu\mu}}{N_{\nu e}} \sim 2$. È chiaro che questa osservazione è fin troppo semplicistica, è necessario tenere conto del fatto che i mesoni possono interagire ancora con altri nuclei atmosferici e del fatto che i muoni con energie più alte ($E > GeV$) possono raggiungere il suolo senza decadere in volo. Inoltre questo fenomeno dipende anche dall'inclinazione con cui viaggiano i muoni, ovvero da quanto è lungo il percorso nell'atmosfera. Esistono diverse simulazioni che producono il valore del rapporto $\frac{N_{\nu\mu}}{N_{\nu e}}$ in funzione dell'energia dei neutrini, e, sebbene differenti nella loro impostazione, sono quantitativamente simili [25].

Gli esperimenti

Due validi esperimenti che osservano i neutrini atmosferici sono Super-Kamiokande e MACRO; di SK ho già parlato riguardo ai neutrini solari, il principio di funzionamento è lo stesso, il riconoscimento di eventi da neutrini atmosferici viene effettuato misurando l'energia dell'evento e la direzione di provenienza. L'analisi risulta però più complessa per due motivi:

1. lo spettro in energia degli eventi è molto più ampio e presenta inevitabilmente problematiche diverse (a basse energie gli eventi sono contenuti nell'apparato, per alte energie alcune particelle prodotte possono sfuggire);
2. gli sciami sono costituiti da diverse particelle: aumentando l'energia dell'interazione aumenta il numero di particelle diverse che possono essere prodotte (e, μ, π).

Nell'analisi dei dati di questo esperimento è determinante il riconoscimento delle particelle prodotte nell'interazione (e, μ) che definiscono il *sapore* del neutrino interagente; il criterio usato per il riconoscimento delle particelle si basa sulla distribuzione degli HIT (fotomoltiplicatori che danno un segnale oltre un certa soglia), in particolare si basa sull'osservazione che il cono di luce emesso dagli elettroni produce un 'cerchio' diffuso mentre il segnale da un muone è un cerchio ben definito. Un test per verificarne l'efficienza è stato fatto ai laboratori del KEK con un prototipo di SK, i risultati sono soddisfacenti[26]: solo per un piccolo intervallo di energia e in alcune zone

del volume (fuori dal volume fiduciale) c'è una piccola probabilità di errato riconoscimento. La distinzione si limita però a riconoscere eventi di tipo *elettrone* ed eventi di tipo *muone*, l'apparato non è in grado di misurare il segno della carica, non si distinguono quindi neutrini da antineutrini ma come visto nel paragrafo precedente questo non è un problema grave. Dalla distribuzione degli HIT e dalla sequenza temporale dell'evento si ricava anche la posizione del vertice dell'interazione. L'energia rilasciata nel detector

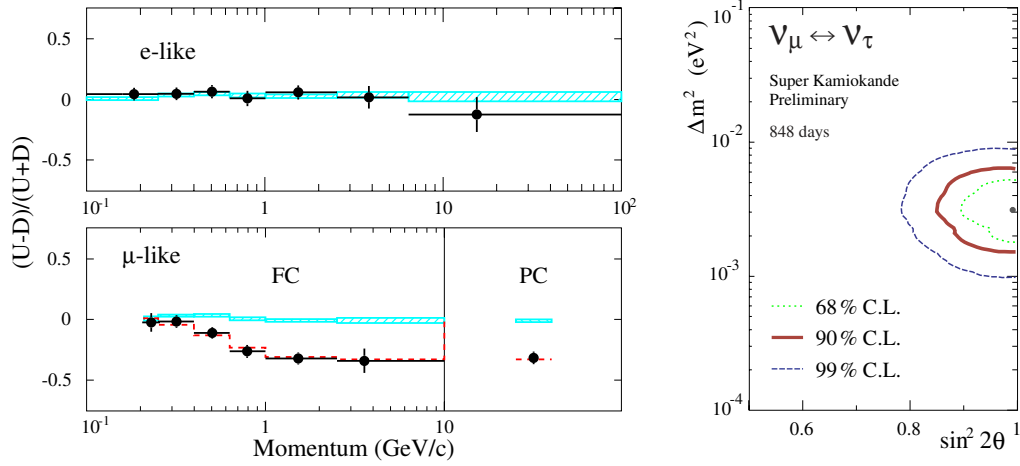


Figura 1.9: Distribuzione degli eventi rispetto al momento ottenuta da Superkamiokande e zona permessa ai parametri nel caso che si stia verificando l'oscillazione indicata.

viene calcolata a partire dalla carica prodotta nei fotomoltiplicatori che chiaramente è legata al numero di fotoni. In generale dobbiamo osservare che elettroni e muoni hanno un comportamento differente: gli elettroni producono uno sciame elettromagnetico, mentre i muoni possono anche uscire dal rivelatore centrale in questo caso si riesce a seguire ancora il segnale nella zona esterna. Le analisi correnti dei dati di SK usano dividere il corpo degli eventi in due categorie rispetto all'energia rivelata, per $E_{vis} < 1.33\text{GeV}$ si parla di neutrini sub-GeV per $E_{vis} > 1.33\text{GeV}$ si parla di multi-GeV, a questa seconda categoria appartengono anche i muoni che escono dall'apparato (*Partially-Contained*); il parametro usato per il confronto con le previsioni teoriche è il seguente [27]:

$$R = \frac{\left(\frac{\mu}{e}\right)_{data}}{\left(\frac{\mu}{e}\right)_{MC}} \quad (1.36)$$

(con il nome delle particelle si intende il flusso dei relativi neutrini). Attuali analisi danno i seguenti risultati:

$$R_{sub-GeV} = 0.63 \pm 0.03(stat.) \pm 0.05(sis.) \quad (1.37)$$

$$R_{multi-GeV} = 0.65 \pm 0.05(stat.) \pm 0.08(sis.) \quad (1.38)$$

Questi risultati dicono chiaramente che l'interpretazione teorica del flusso dei neutrini atmosferici non tiene conto di qualche fenomeno fisico (fig. 1.9).

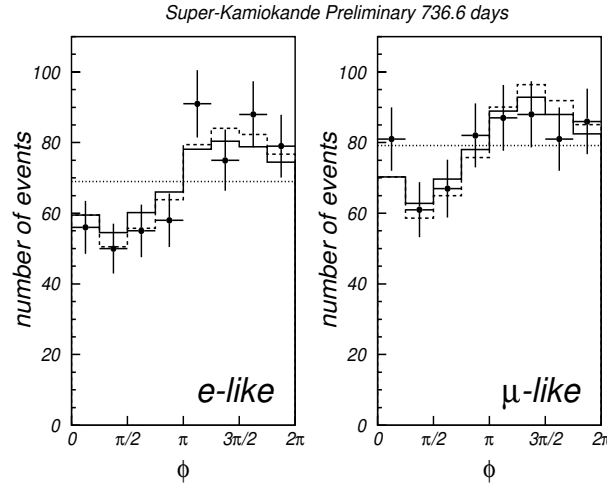


Figura 1.10: Distribuzione degli eventi di Super-Kamiokande rispetto l'angolo azimutale, si vede chiaramente l'anisotropia est-ovest.

Un altro tipo di analisi che viene eseguito sui dati di SK, punta a verificare l'isotropia del flusso dei neutrini su tutto l'angolo solido. Un'analisi degli eventi provenienti dalla linea d'orizzonte ($\vartheta \sim 90^\circ$) e di basso momento dimostrano chiaramente l'effetto del campo geomagnetico: la distribuzione di questi eventi rispetto l'angolo azimutale non è compatibile con una distribuzione piatta (Fig. 1.10). Ad energie superiori questo effetto non è più visibile. Studiando però le distribuzioni degli eventi rispetto all'angolo di zenith (fig. 1.11) si è osservato che mentre per eventi da elettrone la distribuzione sperimentale è compatibile con le simulazioni, la distribuzione per eventi da muone presenta un'asimmetria non prevista: il numero degli eventi da neutrino provenienti dal basso (dall'altro emisfero) è minore numero

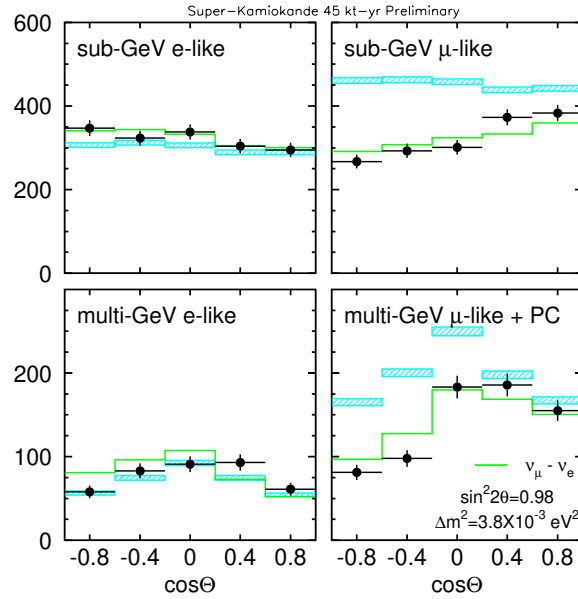


Figura 1.11: Distribuzione degli eventi rispetto angolo di zenith, gli spazi pieni rappresentano il flusso atteso, gli istogrammi sono ottenuti nell'ipotesi di oscillazione con i parametri indicati.

degli eventi da neutrino provenienti dall'alto; questo fenomeno potrebbe essere legato alla maggiore distanza percorsa attraversando per intero la terra ($\sim 12000Km$) e quindi al diverso valore del rapporto $\frac{L}{E}$ [27].

Un'osservazione importante da fare a proposito di queste analisi è che il confronto tra dati e modello si limita alla forma delle distribuzioni; il flusso assoluto di neutrini non è una quantità nota con la stessa precisione (20 – 30%) che si ha per il rapporto (5 – 7%) in quanto non è noto con sufficiente precisione il flusso dei raggi cosmici primari e le diverse sezioni d'urto dei processi coinvolti. I dati raccolti da SK in conclusione si accordano bene con le previsioni per i ν_e , mentre il deficit di ν_μ indica una possibile transizione del tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ come specificatamente viene indicato in fig. 1.9.

Il secondo esperimento menzionato, MACRO, è completamente differente nel suo principio di funzionamento, il bersaglio è sia la roccia della montagna all'interno dalla quale si trova, sia la roccia sbriciolata presente nell'apparato stesso, gli elementi rivelatori sono costituiti da scintillatori e da tubi a streamer. Con questo apparato vengono rivelati i muoni prodotti da interazioni nella roccia dai neutrini atmosferici. Anche in questo caso il parametro che si studia è il rapporto tra il flusso atteso e il flusso misurato,

questo numero è sensibilmente minore di 1, inoltre ancora più interessante è l'analisi della distribuzione degli eventi in funzione dell'angolo di zenith, il risultato è simile a quello di Super-Kamiokande, cioè si manifesta una diminuzione del flusso in funzione della distanza percorsa attraverso la terra [29].

1.4.3 Neutrini da reattore

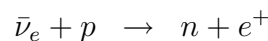
I reattori nucleari usati per produrre energia elettrica per uso civile risultano essere una sorgente di neutrini sufficientemente intensa per approntare un esperimento; il più interessante è l'esperimento CHOOZ che usa come sorgente una centrale elettrica nelle Ardenne della società elettrica francese.

La sorgente

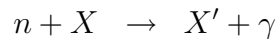
Gli isotopi radioattivi usati in questa centrale sono il ^{235}U , il ^{239}Pu , il ^{238}U e il ^{241}Pu , l'energia proviene dal decadimento di questi nuclei e fra i loro prodotti vi sono anche $\bar{\nu}_e$ con energie di pochi MeV . In queste condizioni l'emissione è isotropa, il flusso varia quindi come $\frac{1}{r^2}$ dove r è la distanza dalla sorgente di neutrini. Simulazioni del flusso di neutrini sono state fatte tenendo conto della potenza della centrale e delle *rate* di decadimento.

L'apparato

CHOOZ è un rivelatore a scintillatore liquido (fig. 1.12) distante circa 1Km dalla sorgente ed è diviso in diverse zone con diverse funzioni. Una zona centrale contiene l'elemento attivo, il liquido scintillante arricchito di protoni e con una piccola percentuale di Gadolinio (per aumentare la sezione d'urto fra neutroni e atomi del liquido). In questa zona si cercano interazioni da neutrino di questo tipo:



seguita dalla cattura nucleare del neutrone:



Il segnale di un'interazione da neutrino quindi è costituito dalla correlazione temporale del segnale prodotto per scintillazione dal positrone con il

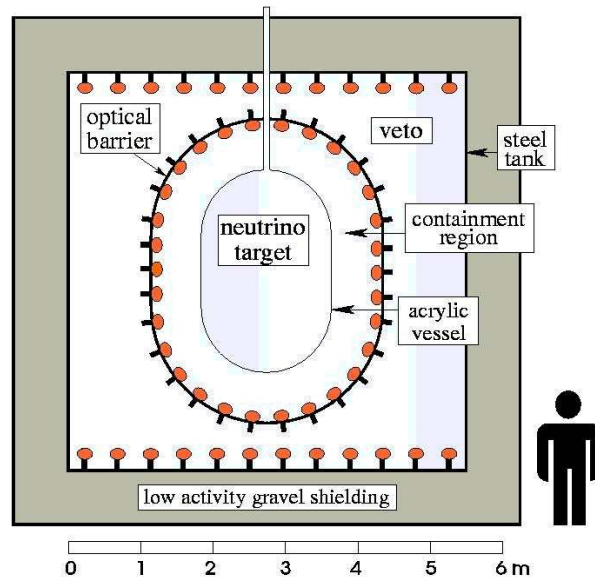


Figura 1.12: Apparato rivelatore CHOOZ, sono ben evidenti le diverse zone descritte nel testo.

segnale prodotto dall'assorbimento nucleare del neutrone. Questa parte attiva del rivelatore è protetta da particelle entranti con uno strato di liquido trasparente nel quale sono immersi i fotomoltiplicatori. La terza zona, otticamente separata dalla precedente, serve a rivelare le particelle entranti (è anch'essa osservata da fotomoltiplicatori) e funziona da VETO nell'acquisizione dati. Tutto quest'apparato è circondato da uno strato di materiale assorbente a bassa radioattività naturale con lo scopo di diminuire ulteriormente la *rate* di particelle entranti. Le condizioni sperimentali sono abbastanza favorevoli, in quanto sono stati acquisiti dati con i reattori spenti, ovvero solo segnali di fondo, e con i reattori accesi a diversa potenza. I dati di questo esperimento non presentano alcuna anomalia, al 90% di livello di confidenza non c'è evidenza di oscillazione nel canale osservato ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$) [30].

1.4.4 I neutrini da acceleratore, 3 esperimenti SBL (ShortBaseLine)

NOMAD e CHORUS

NOMAD e CHORUS sono due rivelatori posti su un fascio di neutrini prodotti dall'SPS (SuperProtonSinchrotron) del laboratorio del Cern di Ginevra. Più in dettaglio un fascio di protoni di $E \sim 450 GeV$ viene fatto incidere su un bersaglio di berillio, dalle interazioni vengono prodotti sia kaoni sia pioni che dopo aver attraversato un sistema di collimatori e riflettori entrano in un tunnel a vuoto e dal loro decadimento in volo viene prodotto il fascio di neutrini-*muone* con una contaminazione dell'ordine dell'1% di neutrini-*elettrone*. Questi due rivelatori sono installati sullo stesso asse, uno dopo l'altro. La distanza tra i rivelatori e il bersaglio è di $835m$ (NOMAD), la distanza media tra i rivelatori e il punto di produzione dei neutrini è di $\sim 620m$. Entrambi sono costruiti per individuare eventi da ν_τ , ovvero per studiare l'oscillazione nel canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

NOMAD e' costituito da una zona definita bersaglio attivo (*target*) composta da 44 camere a deriva piane di sezione trasversa $3 \times 3m^2$ e perpendicolari alla direzione del fascio separate da strati di carbonio. In questa zona vengono ricercati i vertici delle interazioni. In coda si trovano 9 moduli di TRD (*transition Radiation Detector*) preceduti e seguiti da due piani di scintillatori usati per costruire il *trigger*, all'interno dei 9 moduli altre 5 camere a deriva permettono di seguire le tracce delle particelle. In successione ai TRD un '*preshower*': uno strato in piombo (di spessore pari a $1.6 X_0$ - X_0 è la lunghezza di radiazione di cui si parlerà nel prossimo capitolo-) e due piani di tubi proporzionali disposti perpendicolarmente tra di loro. In ultimo un calorimetro elettromagnetico costituito da contatori Cherenkov; tutto quest'apparato è immerso in un campo magnetico. Fuori dal campo magnetico segue un calorimetro adronico e due rivelatori di muoni separati da uno strato di assorbitore [31]. Quest'apparato permette un buon riconoscimento delle particelle interessate nelle interazioni e una accurata misura del momento (con una risoluzione di circa il 3% per particelle con $E \sim 20 GeV$) e dell'energia. Le interazioni cercate sono del tipo CC con un neutrino τ :

$$\nu_\tau + X \rightarrow \tau^- + X'$$

evidentemente seguita dal decadimento leptonic a adronico del τ . Per ogni evento vengono ricostruite le tracce e misurate alcune grandezze cinematiche

tramite le quali si può riconoscere quel tipo di eventi. Una necessaria considerazione è che questi eventi avranno una struttura a doppio jet: uno prodotto dalla particella con cui il ν_τ interagisce ed uno prodotto dal leptone τ . Le variabili cinematiche misurate sono: la componente del momento della presunta particella prodotta dal decadimento del τ perpendicolare al momento totale dell'evento e il momento trasverso mancante. La prima variabile permette di individuare eventi CC, mentre la seconda riconosce meglio il decadimento del τ evidenziando la presenza di neutrini nello stato finale [32]. NOMAD riconosce sia decadimenti leptonici sia adronici del τ , ma con i dati raccolti non c'è nessuna evidenza di oscillazione nella zona di $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ cui l'esperimento è sensibile e che sarà indicata più avanti, si pone quindi questo limite massimo alla probabilità d'oscillazione:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) < 6 \cdot 10^{-4}. \quad (1.39)$$

L'apparato CHORUS si basa su un principio di rivelazione completamente differente; il bersaglio è costituito da 770Kg di emulsione nucleare che permette di individuare anche le tracce di particelle di breve vita media, il leptone τ appunto. Il bersaglio è diviso in 4 parti ognuna costituita in successione da un volume sensibile (una successione di fogli di emulsione), da un piano sottile anch'esso ricoperto sulle due facce da emulsione e 4 piani di fibre scintillanti di diametro di $500\mu m$ e lunghe $2.3m$ (di cui solo $1.6m$ di materiale attivo). Nella successione dei 4 piani le fibre sono disposte perpendicolarmente in modo da dare un visione tridimensionale dell'evento. Dietro al bersaglio uno spettrometro adronico: un modulo di fibre, un volume in cui è presente un campo magnetico e due altri moduli di fibre. Ancora in successione 6 moduli costituiti ciascuno da uno strato di materiale assorbitore magnetizzato, una camera a deriva piana, un piano di tubi a streamer, un piano di scintillatori. Quest'ultima parte del rivelatore è attraversata principalmente da muoni con energie maggiori di $2GeV$ [33]. Ogni evento viene ricostruito partendo dalla zona calorimetrica del rivelatore, le tracce delle particelle rivelate vengono seguite a ritroso nella zona del bersaglio, il vertice dell'interazione viene individuato nel volume di emulsione nel quale scompaiono le tracce; all'interno di questo volume, nella successione di fogli, vengono ricercate eventuali tracce 'piegate'⁸. Neanche con questo rivelatore

⁸La traccia prodotta direttamente dal leptone τ dovrebbe essere lunga circa: $L = \gamma \cdot c\tau_\tau \sim 100 - 400\mu m$. I rivelatori ad emulsioni permettono di individuare tracce di questa lunghezza.

si è riusciti ad evidenziare eventi da ν_τ [34], si pone quindi un limite alla probabilità di oscillazione praticamente uguale a quello ottenuto da NOMAD:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) < 6 \cdot 10^{-4}. \quad (1.40)$$

Entrambi questi due esperimenti sondano una superficie dello spazio dei parametri dell'oscillazione limitata inferiormente da $\Delta m^2 > 1eV^2$ mentre il valore minimo di $\sin^2 2\vartheta$ è dell'ordine di 10^{-3} avendo raccolto questi due esperimenti un altissimo numero di eventi ($\sim 10^6$).

LSND

Anche quest'apparato è costituito da due parti: l'acceleratore con il *beam-stop* e il rivelatore. L'acceleratore produce un fascio di protoni di energia $E = 800MeV$ che viene fatto incidere su dei bersagli composti da carbonio o da acqua, dall'interazione tra i protoni ed i nuclei del bersaglio vengono prodotti principalmente pioni positivi e dal loro decadimento in volo (in una piccola percentuale) e a riposo, dopo essere stati decelerati nel *beam-stop*, viene prodotto un fascio di (anti)neutrini-*muone*. In particolare il decadimento dei pioni a riposo⁹ produce ν_μ , il cui flusso è noto con un errore del 7% (fig 1.14), mentre i decadimenti in volo producono un fascio di ν_μ . Le transizioni che si studiano con questo esperimento sono $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Dovendo essere sensibili a pochi eventi da (anti)neutrino-*elettrone* è necessario che le contaminazioni di questo tipo di neutrini nel fascio siano ben controllate. Il rivelatore è posto a circa 30 metri dal *beam-stop* relativo

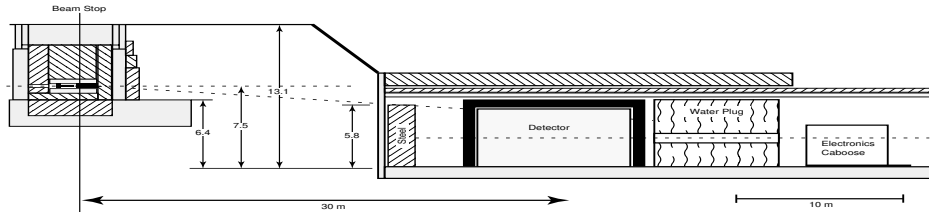


Figura 1.13: Schema dell'acceleratore e dell'apparato LSND.

⁹Il decadimento del pione positivo ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) è seguito chiaramente dal decadimento del muone ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$), ecco quindi spiegata la complessità della figura 1.14.

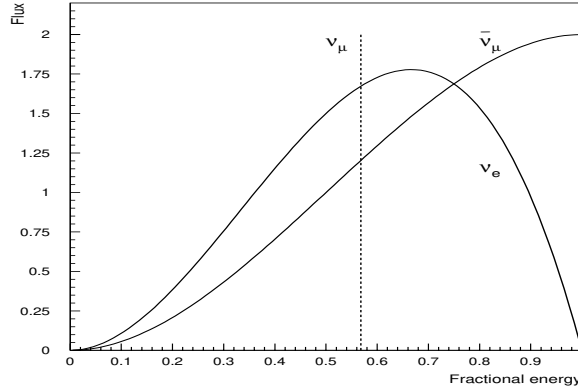
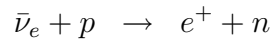
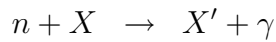


Figura 1.14: Flusso di neutrini dal decadimento a riposo dei pioni.

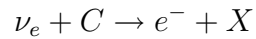
al bersaglio d'acqua, un po' più lontano dal *beam-stop* rispetto ai bersagli in carbonio ed è anche per questo, oltre che per la minor *rate* di interazioni nel carbonio, che i neutrini osservati sono originati principalmente nel primo bersaglio (fig. 1.15). L'apparato, di forma sostanzialmente cilindrica con asse quasi parallelo al fascio, è protetto da una schermatura dai raggi cosmici, l'elemento attivo è un particolare liquido scintillante che ha la proprietà di far produrre anche luce Cherenkov, questa caratteristica permette un buon riconoscimento sia delle particelle in gioco sia del vertice dell'interazione. La luce viene raccolta dai fotomoltiplicatori posti sulla superficie interna. Anche in questo esperimento, come in CHOOZ, è ben nota la distribuzione dei segnali di fondo, il rapporto tra il *tempo vivo* del detector con l'acceleratore in funzione e non in funzione è pari a 0.070. Le reazioni che si vanno a cercare nel detector sono di due tipi: interazioni da $\bar{\nu}_e$ con i protoni del liquido,



seguita dall'assorbimento nucleare del neutrone:



riconosciute dalla correlazione temporale e spaziale tra i fotoni prodotti per scintillazione dal positrone e quelli dell'assorbimento del neutrone; e interazioni da ν_e con gli atomi di carbonio, anch'essi presenti nel liquido:



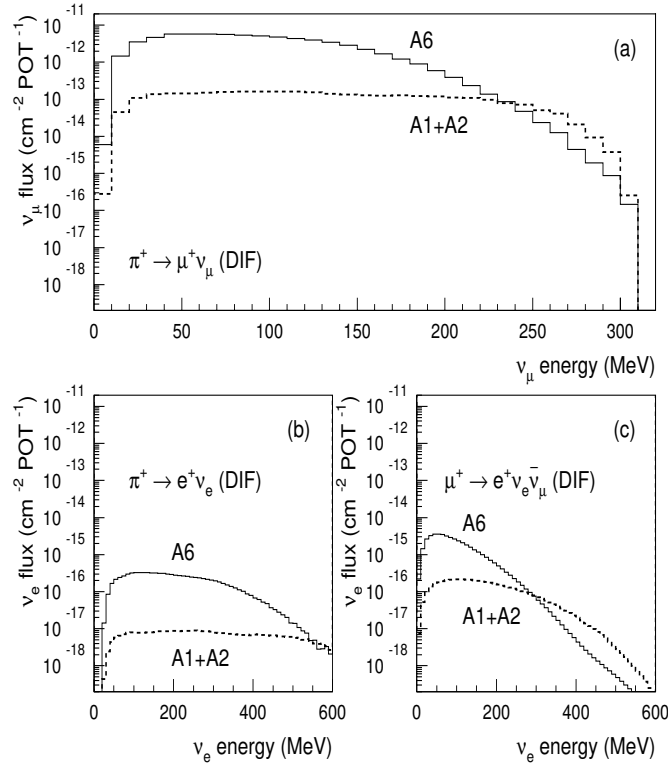


Figura 1.15: Flusso dei neutrini dal decadimento in volo. Le sigle A_1 ed A_2 si riferiscono ai bersagli in carbonio, mentre A_6 al bersaglio d'acqua.

in questo caso si vede solo luce di scintillazione e Cherenkov prodotta dall'elettrone. Questi due tipi di eventi hanno anche *range* di energia differenti. La prima ha un energia massima di 52 MeV : l'energia massima del $\bar{\nu}_\mu$ dal decadimento del μ^+ a riposo¹⁰. La seconda viene cercata in un intervallo di energia tra 60 e 200 MeV , il limite inferiore proprio per scartare i ν_e del decadimento del μ , il limite massimo perchè oltre quel valore i segnali di fondo aumentano. Per questo esperimento oltre all'individuazione del campione di dati è importante individuare qualsiasi fenomeno fisico che potendo avvenire nell'apparato produrrebbe segnali entro le richieste dell'analisi; lo studio dei dati di questo esperimento si basa sul confronto tra il numero di eventi trovati entro le richieste formulate e il numero di

¹⁰Chiaramente si suppone che il $\bar{\nu}_\mu$ sia prodotto dalla transizione $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

eventi previsti entro le stesse richieste sia per effetto di fenomeni fisici noti sia come segnali di fondo. Per entrambe le categorie di eventi questi due numeri sono differenti e questa differenza è tanto significativa da non poter essere considerata un fluttuazione statistica. Questo risultato è correntemente interpretato come transizione tra (anti)neutrini-*muone* in (anti)neutrini-*elettrone* [35][36][37]:

$$\begin{aligned}\nu_\mu &\rightarrow \nu_e \\ \bar{\nu}_\mu &\rightarrow \bar{\nu}_e.\end{aligned}$$

1.5 Riepilogo

In questo capitolo sono stati presentati alcuni problemi teorici e sperimentali legati alla fisica dei neutrini. È qui opportuno riportare brevemente alcune conclusioni.

- La verifica del fenomeno dell'oscillazione dei neutrini sarebbe un'avidenza certa della presenza di neutrini massivi.
- Per quanto riguarda i neutrini atmosferici sembra assodato un deficit di ν_μ mentre il flusso di ν_e non presenta alcuna anomalia. Attualmente si pensa che il ν_μ oscilli in neutrino di altro *sapore*: ν_τ oppure $\nu_{sterile}$; lo spazio permesso ai parametri dell'oscillazione sono $10^{-3} \leq \Delta m^2 \leq 7 \cdot 10^{-3}$, $\sin^2 2\vartheta \geq 0.8$. Con gli esperimenti in corso non è possibile capire quale transizione avvenga sebbene alcune complesse considerazioni sulla distribuzione degli eventi NC rispetto all'angolo di zenith favoriscono la $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.
- Tutti i rivelatori di neutrini solari (ν_e) misurano un flusso minore rispetto quello atteso, qualunque transizione potrebbe spiegare questo deficit.
- CHOOZ conferma che i ν_e atmosferici non dovrebbero oscillare.
- LSND è al momento l'unico esperimento che osserva ν_e e $\bar{\nu}_e$ in un fascio di ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$, il valore di Δm^2 ricavato per questa oscillazione è dell'ordine di $1eV^2$; un altro esperimento, KARMEN II, trova risultati opposti sondando quasi gli stessi valori dei parametri. Entrambi questi esperimenti hanno avuto ulteriori sviluppi e hanno ripreso l'acquisizione dati.

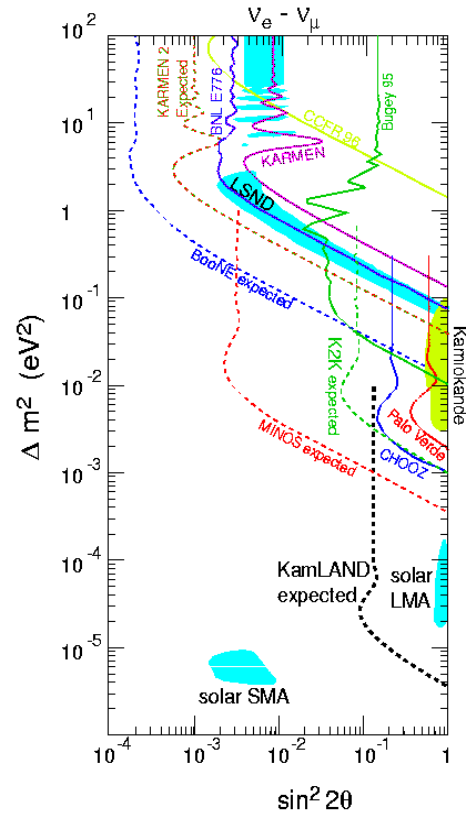


Figura 1.16: Analisi complessiva dell'oscillazione $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$.

- Nè NOMAD nè CHORUS hanno evidenziato oscillazioni del tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ per $\Delta m^2 > 1eV^2$.

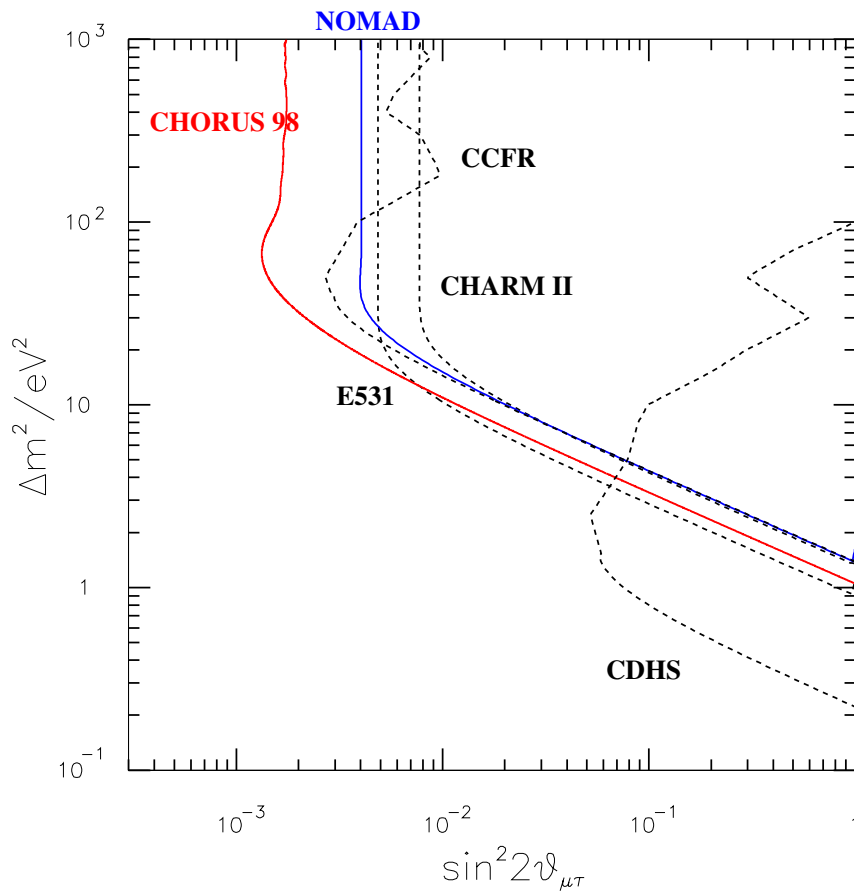


Figura 1.17: Analisi complessiva dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ per esperimenti SBL. Lo stesso canale di oscillazione viene sondato anche da Super Kamiokande, si veda fig. 1.9.

Capitolo 2

L'esperimento ICANOE

Il lavoro fatto per questa tesi sulle fibre scintillanti, discusso nei successivi capitoli è legato all'esperimento ICANOE [38], un apparato che sarà in grado di rivelare sia neutrini atmosferici sia i neutrini da fascio. È già stato approvato infatti il progetto per la produzione di un fascio di neutrini che partirà dal SuperProtonSynchrotron del laboratorio del Cern a Ginevra e passerà dai Laboratori Nazionali del Gran Sasso che appunto ospiterà quest'apparato rivelatore. Oltre a questa ricerca, grazie al 'silenzio cosmico' (la montagna sovrastante riduce di un fattore 10^6 il flusso di muoni cosmici) ICANOE potrà riconoscere anche segnali da decadimento del protone.

2.1 Gli obiettivi scientifici di ICANOE

Le potenzialità di ICANOE potranno risolvere alcune delle problematiche presentate nel capitolo precedente. Le caratteristiche costruttive, discusse più avanti, permettono il riconoscimento di leptoni τ sia fra i neutrini atmosferici sia fra i neutrini del fascio inoltre queste due misure potranno essere combinate in quanto fatte con lo stesso rivelatore e gli spettri in energia dei due tipi di neutrini hanno una zona in comune. Assumendo i valori dei parametri indicati da Superkamiokande ($\Delta m^2 = 3.5 \cdot 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\vartheta \sim 1$) il massimo della probabilità di oscillazione per i neutrini del fascio si ha per energie di poco inferiori alla soglia di produzione del τ ($E = 3.5 GeV$). In questo caso si possono fare ulteriori approssimazioni alla relazione 1.18. Per $E \geq 10 GeV$ l'argomento della funzione *seno* nella 1.18 è piccolo e si può

ridurre così:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} = \sin^2 2\vartheta \left(1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E}\right)^2. \quad (2.1)$$

Con i neutrini del fascio si potranno studiare anche le transizioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \nu_{sterile}$.

Per quanto riguarda la rivelazione dei neutrini atmosferici ICANOE si pone l'obiettivo di migliorare le prestazioni di SK sia per il più efficace riconoscimento degli eventi sia per le maggiori informazioni raccolte per ogni evento (tipo di particella, momento) sia per la possibilità di misurare l'energia anche per gli eventi non totalmente contenuti. Queste prestazioni, riportate nelle simulazioni della risposta dell'apparato, permetteranno anche di diminuire l'incertezza nel rapporto $(\frac{\mu}{e})_{MC}$ previsto per ICANOE rispetto quello previsto per SK. Dalla composizione dello sciame si potrà risalire alla carica della particella generatrice quindi si potrà distinguere tra ν e $\bar{\nu}$. Nell'ipotesi che esista un effetto MSW la probabilità di oscillazione nella materia per ν e $\bar{\nu}$ dovrebbe essere differente, manifestandosi in una diversa distribuzione rispetto all'angolo di zenith. Migliore rispetto a SK è anche la capacità di visualizzare gli eventi da Corrente Neutra e i muoni provenienti dal basso.

ICANOE potrebbe rivelare anche neutrini solari e da Supernova. Bisogna però tenere conto dell'energia in gioco in questo tipo di eventi che è dell'ordine di qualche MeV . Questo implica che anche la soglia di accettazione degli eventi (*trigger*) deve essere bassa con il pericolo di accettare anche numerosi eventi di fondo, una soluzione potrebbe essere schermare l'apparato per proteggerlo dalla radioattività naturale.

Un ulteriore tema di ricerca possibile con ICANOE è la rivelazione del decadimento del protone, un evento previsto nelle Teorie di Grande Unificazione. Fino ad oggi non è stato mai identificato, si pone un limite minimo di $\tau_p \geq 10^{33}$ anni.

2.2 ICANOE

2.2.1 Il luogo d'installazione

Le interazioni da neutrino sono da considerarsi eventi rari, è necessario quindi ridurre al minimo qualsiasi fonte di eventi simili (radioattività) e proteggere l'apparato dalla pioggia di raggi cosmici. È bene sottolineare comunque che

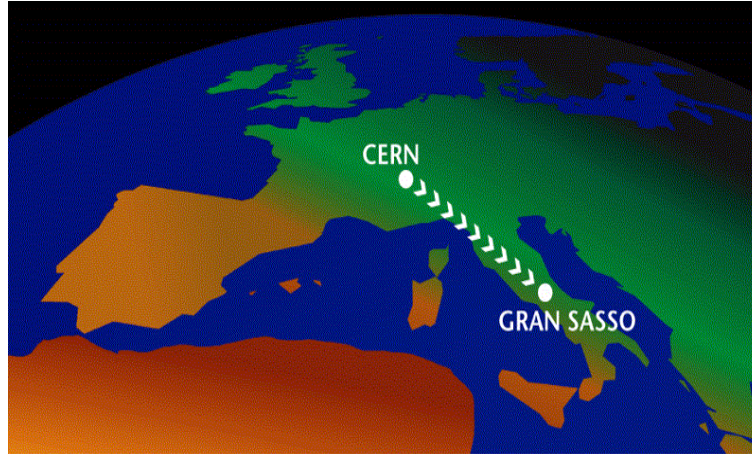


Figura 2.1: Visione geografica del progetto del fascio di neutrini.

per lo studio di neutrini da fascio non è indispensabile il 'silenzio cosmico', in questo caso infatti gli eventi vanno ricercati in intervalli di tempo e con una direzione noti. Il progetto di ICANOE prevede che il rivelatore venga installato nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso. In questi laboratori sono già stati installati altri due rivelatori di neutrini (Gallex, MACRO) per questi stessi motivi. La roccia di questa montagna presenta un basso livello di radioattività naturale, inoltre più di $1400m$ di roccia (equivalenti a $3800m$ d'acqua) proteggono gli apparati dai raggi cosmici, raggiungono infatti quella profondità solo muoni con $E \geq 2TeV$ il cui flusso è di $1m^{-2}h^{-1}$, mentre lo spettro dei neutrini resta praticamente invariato. Un'ultima cosa utile da sapere in merito è che le tre sale di questi laboratori hanno uno sviluppo longitudinale praticamente parallelo alla direzione di propagazione del fascio di neutrini provenienti dal Cern. ICANOE, avendo anch'esso uno sviluppo longitudinale, si adatta benissimo a questi spazi e garantisce che gli eventi da neutrino del fascio siano ben contenuti nella parte sensibile dell'apparato.

2.2.2 Una descrizione generale

Come tutti i rivelatori di neutrini anche ICANOE deve avere una massa sufficientemente grande per raccogliere in poco tempo (qualche anno) un sufficiente numero di eventi, in questo caso inoltre vi è la difficoltà legata al fascio di neutrini: essendoci una distanza di circa $700Km$ tra sorgente

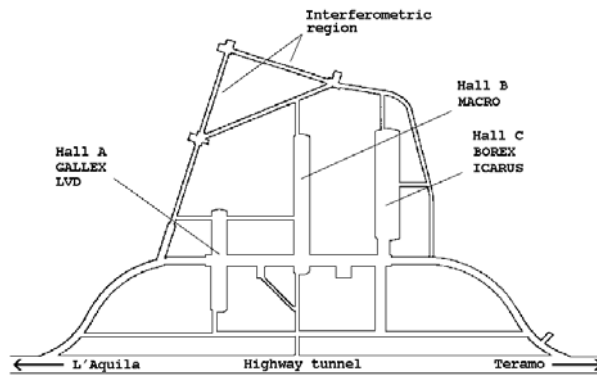


Figura 2.2: Schema dei laboratori dell'INFN sotto il Gran Sasso, il fascio ha una direzione di propagazione parallela all'asse delle sale.

e rivelatore il flusso attraverso il rivelatore è abbastanza piccolo rispetto al flusso totale. D'altra parte anche la ricerca del decadimento del protone richiede rivelatori molto massivi. Oltre ad essere un bersaglio massivo ICANOE deve essere anche un buon rivelatore, permettere cioè una fine ricostruzione tridimensionale degli eventi e una accurata misura delle caratteristiche cinematiche (energia e momento) con cui si può più facilmente risalire alle particelle in gioco. Il progetto ICANOE prevede la combinazione di due tipi di rivelatori: da una parte camere a deriva che usano argon liquido (LAr) come elemento sensibile, dall'altra un calorimetro magnetizzato il cui segnale è prodotto dalle fibre scintillanti e da tubi a deriva; queste due parti rispecchiano in parte i precedenti progetti di ICARUS e NOE. Il progetto di ICANOE si basa, per quanto riguarda le dimensioni e la realizzabilità, sulla prospettiva di essere installato nella HALL B dei laboratori dell'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) al Gran Sasso. La struttura modulare consentirà di utilizzare al meglio lo spazio disponibile. L'attuale progetto prevede una sezione frontale massima di $11.3 \times 11.3 m^2$ che lascierebbe comunque spazi sufficienti per servizi collaterali; il modulo calorimetrico avrà una dimensione trasversa più piccola ($8.5 \times 8.5 m^2$) maggiore comunque della sezione del volume sensibile dei moduli di LAr. La lunghezza dei moduli di LAr non è stata ancora fissata dipendendo dallo spazio disponibile (al massimo $\sim 100 m$), varia comunque fra 8 e 16 m, la lunghezza di un

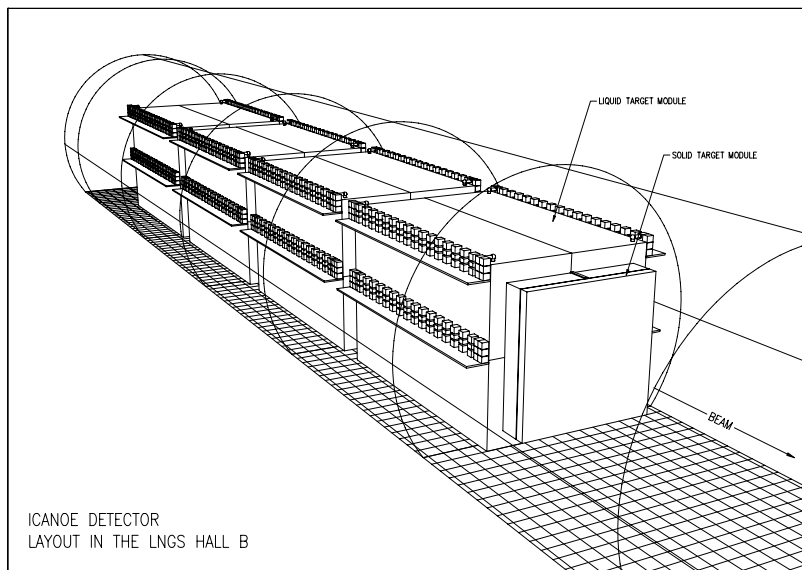


Figura 2.3: L'apparato ICANOE all'interno della galleria.

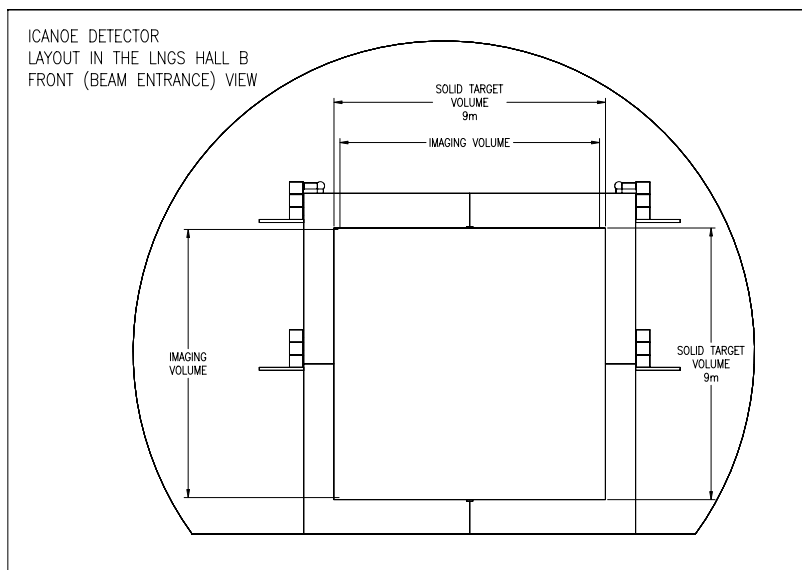


Figura 2.4: L'apparato ICANOE, sezione trasversa.

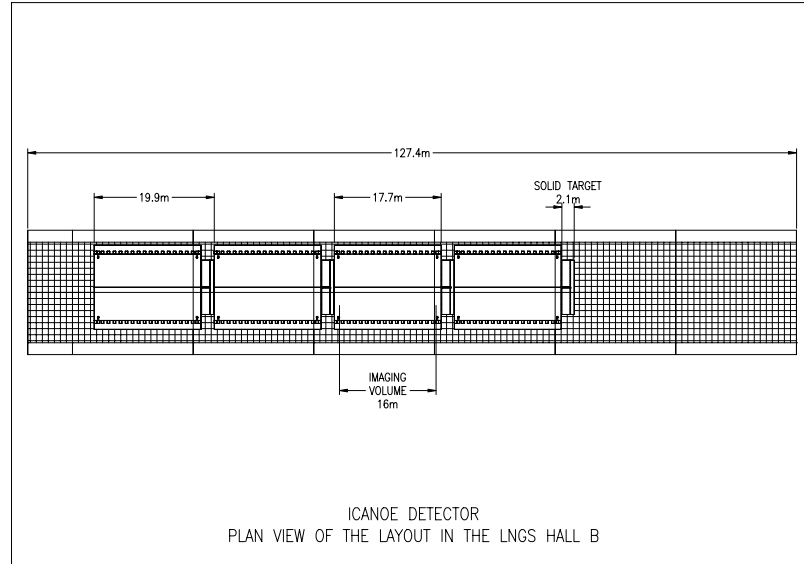


Figura 2.5: L'apparato ICANOE, visione dall'alto.

calorimetro sarà di $3.30m$. Un calorimetro ha una massa di $0.7Kton$, un modulo di LAr di dimensioni esterne di $18 \times 11.3^2m^3$ ha una massa totale di $1.9Kton$ e una massa attiva di $1.4Kton$. Un modulo di LAr ed un calorimetro costituiscono un 'Supermodulo' di ICANOE, la proposta dell'esperimento prevede 4 Supermoduli per una lunghezza totale di $85.6m$ e una massa attiva di $8.4Kton$.

2.3 I moduli di LAr

2.3.1 Principio di funzionamento

Le camere a deriva sono dei rivelatori in cui due elettrodi generano un campo elettrico in un volume pieno di gas o liquido. Le particelle elettricamente cariche, attraversando il volume sensibile, ionizzano alcuni atomi, cioè producono coppie $e^-/ione^+$, queste sotto l'azione del campo migrano verso il relativo elettrodo. Il lavoro fatto dal campo elettrico per spostare queste due cariche è dato da:

$$dw = eE(v^+ + v^-)dt = V_0i_0dt \quad (2.2)$$

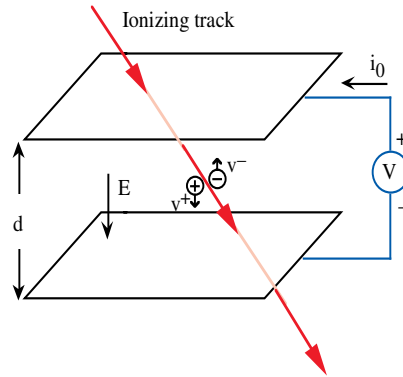


Figura 2.6: Schema di funzionamento di una camera a deriva.

dove i_0 è la corrente che si sviluppa nel circuito esterno. Questa può essere scritta:

$$i_0 = e(v^+ + v^-)/d \quad (2.3)$$

dove v^- e v^+ sono le velocità con cui si muovono l'elettrone e lo ione e d è la distanza tra gli elettrodi, è chiaro che: $v^+ \ll v^-$ per cui $i_0 \simeq e \cdot v^- \cdot d$. Possiamo calcolare ora la carica del segnale prodotto dalla migrazione di un elettrone dal punto in cui è stato prodotto all'elettrodo:

$$Q(x) = i_0 \Delta t = e \frac{(d-x)}{d}. \quad (2.4)$$

dove x è la distanza dall'anodo del punto di produzione della coppia $e^-/ione$. Non ci interessiamo al segnale prodotto dallo ione in quanto il tempo che impiega per svilupparsi è molto maggiore del tempo di migrazione dell'elettrone. Purtroppo non tutti gli elettroni prodotti raggiungono gli elettrodi; atomi elettronegativi (impurità) possono assorbire parte del segnale. Diventa quindi determinante la presenza di un sistema di purificazione del LAr, tenendo anche conto che l'ossigeno presente nell'aria è un atomo elettronegativo ed è la principale fonte di impurità. Se il campo elettrico è abbastanza intenso gli elettroni accelerati possono produrre altre coppie $e^-/ione^+$ intensificando così il segnale. Si distinguono diverse categorie di camere a deriva a seconda dell'intensità del campo elettrico, in particolare le camere a deriva di ICANOE sono camere a ionizzazione: solo gli elettroni primari raggiungono gli elettrodi.

2.3.2 I moduli di LAr di ICANOE

Il progetto qui discusso prevede un modulo di camere a deriva lungo 18 metri. Il modulo è diviso al suo interno in 4 volumi longitudinali, che chiameremo moduli elementari (fig. 2.7) uguali fra di loro e simili al prototipo attualmente in costruzione di 600ton (T600) permettendo un più diretto passaggio delle conoscenze acquisite nella costruzione e nella messa in funzione del prototipo al rivelatore vero e proprio. I primi problemi derivanti dall'uso di grandi

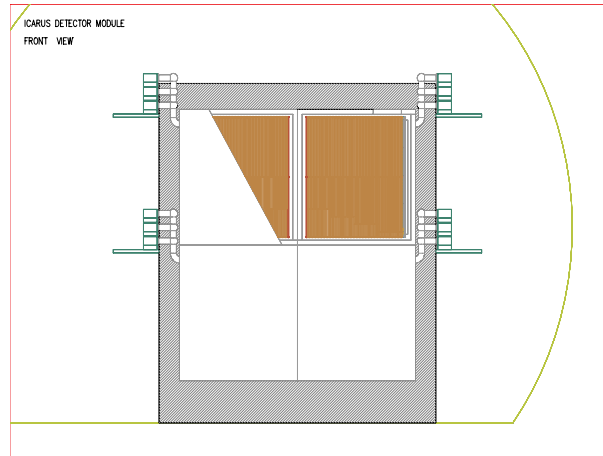


Figura 2.7: Visione frontale di un modulo di LAr, è chiara la disposizione dei 4 moduli elementari.

volumi di argon liquido sono la temperatura e la purezza del liquido; da questo punto di vista il rivelatore offre soluzioni più semplici del prototipo: spostando sulle due superfici piccole (anteriore e posteriore) le boccole per l'immisione e l'espulsione del LAr si diminuisce lo spazio escluso dal volume sensibile e un rapporto maggiore tra volume e superficie diminuisce percentualmente lo scambio di calore con l'esterno. Un ultimo elemento positivo è che anche il rapporto tra volume di argon e superficie sorgente di impurità (superfici metalliche interne, fili) è maggiore garantendo così un più efficace processo di purificazione e una maggiore lunghezza di deriva. La geometria della parte interna di ciascun sotto-modulo è la stessa del T600 salvo nelle dimensioni opportunamente riscalate (fig. 2.8): sul lato verticale al centro del modulo si affaccia il catodo, parallelamente, ma all'esterno, 3 piani di fili di diametro di $150\mu m$ di cui un piano con i fili orizzontali e

Numero di moduli indipendenti	4
Dimensioni interne di un modulo elementare:	
lunghezza	16.6 m
larghezza	4.6 m
altezza	4.6 m
volume interno	351 m ³
Dimensioni esterne di un modulo elementare:	
lunghezza	16.9 m
larghezza	4.9 m
altezza	4.9 m
Materiale del contenitore (Struttura a 'nido d'ape')	alluminio
Spessore delle pareti	≈150 mm
Spessore delle pareti dell'isolante termico	750 mm
Peso di un modulo elementare	≈23.0 ton
Dimensioni esterne di un modulo:	
lunghezza	18.05 m
larghezza	11.3 m
altezza (supporti esclusi)	11.3 m
Volume interno (refrigerato) totale	1381 m³
Massa totale di LAr	1904 ton

Tabella 2.1: Caratteristiche geometriche dei moduli di LAr con una lunghezza di 16 metri del volume sensibile.

gli altri con i fili rispettivamente a $\pm 60^\circ$. La distanza tra i fili è di 3mm . Elettrodi cilindrici di diametro di 35mm spazati di 50mm invece rendono uniforme ed omogeneo il campo elettrico all'interno del volume sensibile. Con questa geometria la massima lunghezza di deriva è di 4m . Questa distanza non è un problema, precedenti misure con un prototipo di 50 litri hanno dimostrato che gli elettroni possono attraversare una distanza di 3.75m con un campo elettrico di 500V/cm e che il circuito elettrico della camera risponde ottimamente fino ad una tensione di 150kV ; il resto dipenderà dal sistema di purificazione del LAr. Dalle particelle che escono fuori dal volume sensibile si può avere ancora qualche informazione: un sistema di 'strip' (elettrodi piani di 5mm di spessore) racchiude il campo elettrico all'esterno della camera (tranne che sul lato dei fili rivelatori). La carica prodotta per ionizzazione in questa zona (uno spessore di 30cm tutt'intorno al volume sensibile) viene così raccolta portando con sé informazioni sull'energia rilasciata in quel

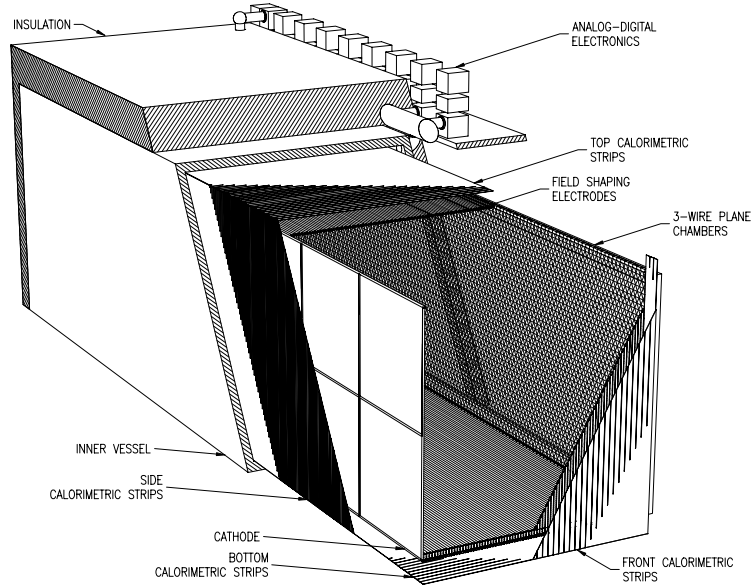


Figura 2.8: L'apparato ICANOE, la struttura dei fili rivelatori e il volume sensibile di un modulo elementare di LAr.

volume. La geometria dei fili permette di avere due coordinate (x, y) , il tempo di volo della carica dà la terza: $z = vt$ con v velocità degli elettroni ($v \sim 1 \frac{mm}{\mu s}$ per $E \approx 200 \frac{V}{cm}$) nota dalle condizioni fisiche del liquido e dalla configurazione del campo elettrico, e t tempo di volo degli elettroni. Appare quindi evidente la necessità di conoscere con buona precisione l'istante in cui avviene l'interazione. A questo scopo può essere usata la luce di scintillazione prodotta in gran quantità dall'argon ($\sim 25000 \text{ fotoni/MeV}$). Dietro il piano dei fili rivelatori sarà sistemata una matrice di 17×5 fotomoltiplicatori. Una piccola concentrazione di Xenon nel LAr è sufficiente ad assorbire la luce emessa dalla diseccitazione dell'argon ($\lambda = 128nm$) e rimetterla ad altra lunghezza d'onda ($\lambda = 175nm$) (si comporta quindi come un *wavelength shifter*) evitando ulteriori ionizzazioni nel LAr; con lo stesso metodo la luce che raggiunge i fotomoltiplicatori viene assorbita da un'apposita pellicola e rimessa ad una opportuna lunghezza d'onda per aumentare l'efficienza quantica¹ del fotocatodo. La lunghezza di attenuazione della luce con

¹Con efficienza quantica di un fotocatodo si intende il rapporto tra il numero di fotoelettroni emessi e il numero di fotoni che lo raggiungono, chiaramente dipende dalla lunghezza d'onda della luce.

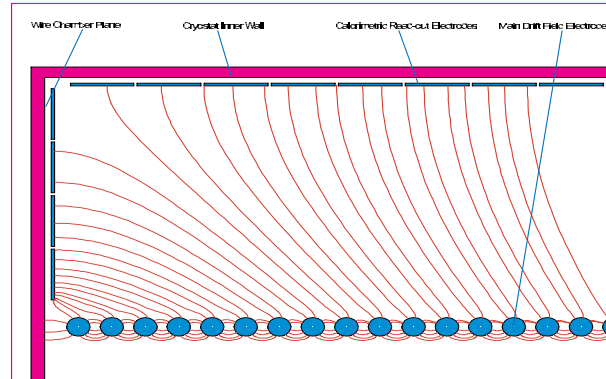


Figura 2.9: Modulo di LAr: campo elettrico fuori dal volume sensibile tra gli elettrodi di modolazione del campo e le 'strip'.

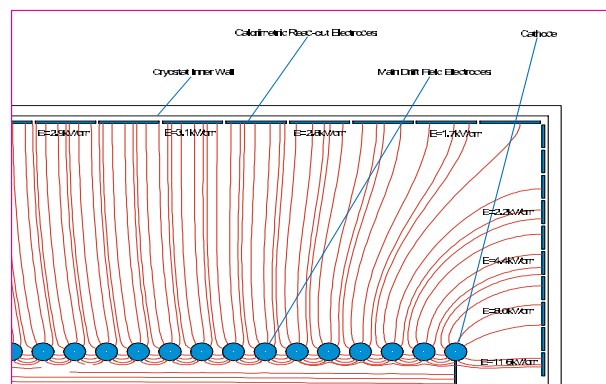


Figura 2.10: Modulo di LAr: campo elettrico fuori dal volume sensibile tra gli elettrodi di modolazione del campo e le 'strip' nella zona del piano catodico.

$\lambda = 175nm$ in LAr è di $1.8m$, un evento di energia di $50MeV$ a 4 metri di distanza produce più di 8 fotoelettroni su 4 fotomoltiplicatori.

In figura 2.12 viene riportato un evento visto con il prototipo di $10m^3$ dei moduli di LAr. Il campo elettrico era fissato ad $E = 280 \frac{V}{cm}$ mentre le dimensioni del volume sensibile erano confrontabili con la lunghezza media di deriva. Questa figura è ottenuta con i dati 'grezzi' ovvero non è stata eseguito alcuna eliminazione del fondo: i fili accesi casualmente verranno successivamente eliminati studiando l'intensità del segnale. Come si vede la visione dell'evento è sufficientemente precisa, d'altra parte la risoluzione spaziale che si potrà ottenere con i moduli di LAr è dell'ordine di un

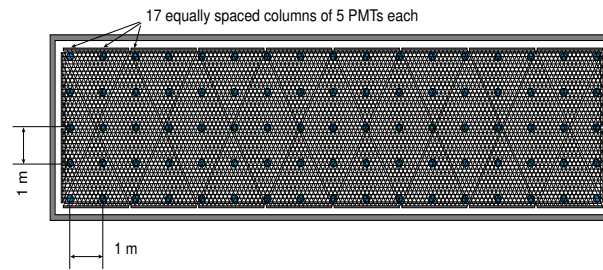


Figura 2.11: La matrice di fotomoltiplicatori dietro i fili sensibili.

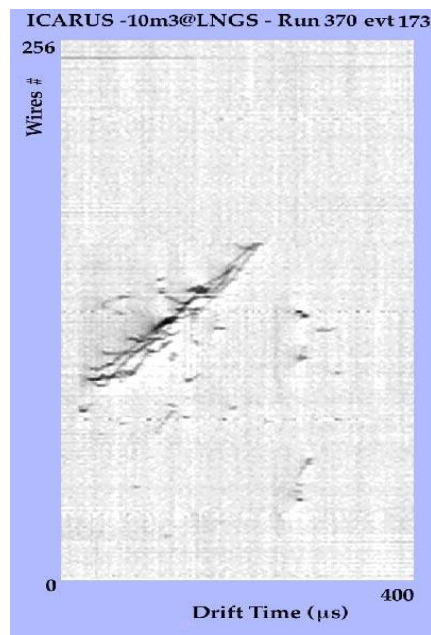


Figura 2.12: Evento visto con il prototipo di $10m^3$ del modulo di LAr, esposto al flusso di raggi cosmici.

Pressione del LAr	Min.: 0 bar abs Max.: 1.5 bar abs
Pressione di lavoro del LAr	1.25 bar abs
Liquido refrigerante	LN ₂ @ 2.7 bar abs
Velocità di circolo del LN ₂	18 m ³ / hr
Massimo gradiente di temperatura alle pareti del criostato	1 °C
Perdita di calore nominale attraverso le pareti dell'isolante termico (750 mm)	10.4 W / m ²
Consumo di LN ₂ (per l'intero modulo):	
Perdita di calore attraverso l'isolante termico	250 lt / hr
Perdita di calore attraverso il cablaggio	40 lt / hr
Perdita di calore nelle pompe, nelle line di trasferimento e nelle valvole	140 lt / hr
Consumo totale di LN ₂	430 lt / hr
Riempimento con LAr/ velocità di purificazione	2 m ³ / hr
Tempo di riempimento con LAr/modulo elementare	175 hr
Unità di ricircolo del LAr per modulo elementare	1
Velocità di ricircolo del LAr	2 m ³ / hr
Tempo necessario per migliorare di un fattore 10 la purezza del liquido	17 days
Unità di ricircolo del GAR per modulo elementare	2
Velocità massima di ricircolo del GAR	100 m ³ / hr
Purezza del LAr (concentrazione di impurità elettronegative)	0.05 ppb O ₂ equiv. vita media ≈ 5 ms

Tabella 2.2: Parametri di lavoro del sistema di criogenia e di ricircolo del LAr per ciascun modulo elementare.

millimetro quadro sul piano dei fili sensibili, mentre è di circa $200\mu\text{m}$ lungo la direzione di deriva.

2.4 Il calorimetro

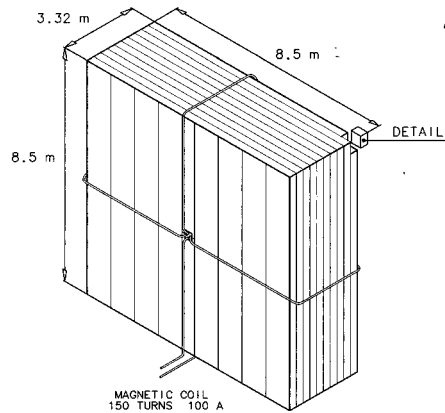
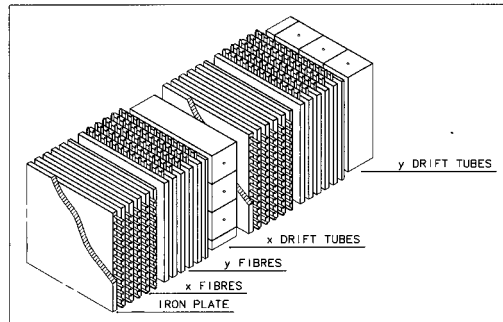


Figura 2.13: Rappresentazione schematica del calorimetro: le fascie verticali indicano i wafer, il particolare chiarisce come si ottiene una visione tridimensionale dell'evento.

Il calorimetro messo in coda ad ogni modulo di LAr (rispetto la direzione del fascio) data la maggiore densità della materia solida si comporta come un focalizzatore restringendo, rispetto al LAr, le dimensioni trasversali e longitudinali degli sciami. La struttura proposta è costituita da una successione di strati di elementi rivelatori (fibre scintillanti) e di strati di

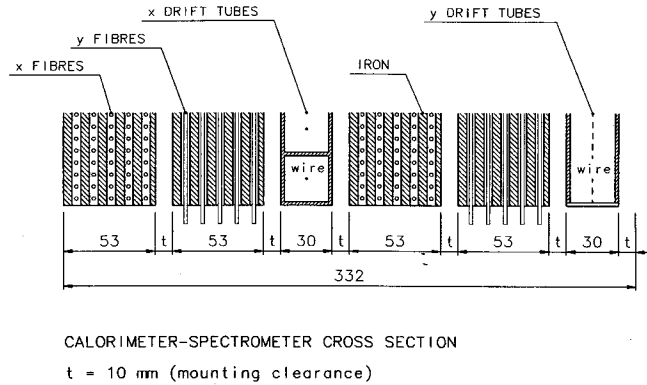


Figura 2.14: Dettaglio della struttura del calorimetro: sono riportate le successioni dei diversi elementi.

5mm di spessore di assorbitore magnetizzato; una successione di 6 strati di assorbitore e di 5 strati di rivelatore verrà chiamato 'piano' e ogni 2 piani vi è uno strato di tubi a deriva, (una successione di 4 piani viene rappresentata in fig. 2.14) questa sottostruttura sarà ripetuta 20 volte. Ogni piano è diviso in 9 parti larghe 1m (quella centrale larga 0.5m) chiamate *wafer* (fig 2.15), le fibre corrono lungo un wafer, 2 piani successivi hanno fibre ruotate di 90° permettendo una migliore localizzazione dello sciame; il wafer centrale ha un buco al centro per alloggiare un circuito elettrico che genererà il campo magnetico necessario. Ogni wafer è diviso lungo il lato piccolo in 20 celle elementari (unità calorimetriche) di sezione $5 \times 5\text{cm}^2$ e lunghe 8.5m, le fibre contenute in una cella saranno lette su un unico fotomoltiplicatore. Le fibre, lunghe² 9m, di diametro di 2mm, saranno montate su un sostegno plastico che le manterrà fisse e parallele fra di loro e distanziate di 7mm. Ogni piano rivelatore contiene 5 strati di fibre parallele fra di loro traslate di mezzo passo rispetto al precedente. I tubi a deriva di sezione $3 \times 3\text{cm}^2$ con un filo di $150\mu\text{m}$ serviranno a costruire le tracce delle particelle penetranti e quindi misurarne la curvatura dovuta al campo magnetico. Particolare accorgimento sarà necessario nell'assemblaggio dei piani: piccoli strati d'aria tra due wafer hanno come effetto la riduzione del campo magnetico (fig.2.17). Allo stesso tempo il campo magnetico impone l'uso di adeguati fotomoltiplicatori per avere le prestazioni ricercate in termini di carica prodotta (rispetto all'energia

²Le fibre sono un po' più lunghe per essere collegate ai fotomoltiplicatori.

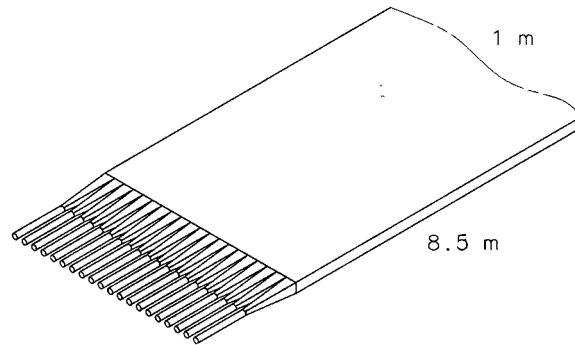


Figura 2.15: Wafer: ogni wafer è costituito da 20 celle elementari, le fibre contenute in ogni cella sono lette su un unico fotomoltiplicatore per estremo.

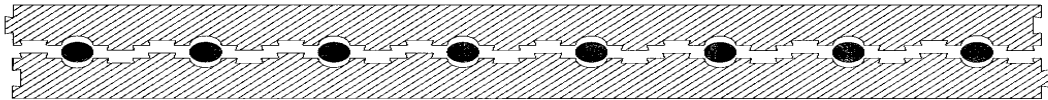


Figura 2.16: Sezione delle fibre all'interno di un supporto.

persa dalla particella) e in risoluzione temporale.

2.5 Le prestazioni dei moduli di LAr

Chiaramente sono state fatte delle simulazioni e diversi test su prototipi con una struttura simile ma semplificata per capire quanto in dettaglio e con che risoluzione si riesce a vedere e a misurare ogni evento.

Per la parte liquida di ICANOE la prima informazione necessaria è la relazione tra la carica letta sui fili della camera a ionizzazione e l'energia persa dalla particella, questa relazione è riprodotta dalla formula semiempirica di Birks:

$$dQ = \frac{dE}{1 + k_1 \frac{dE}{dx} + k_2 \left(\frac{dE}{dx}\right)^2} \quad (2.5)$$

dove k_1 e k_2 sono dei parametri che dipendono fondamentalmente dalla composizione del liquido. Nella figura 2.18 la relazione e i dati ottenuti

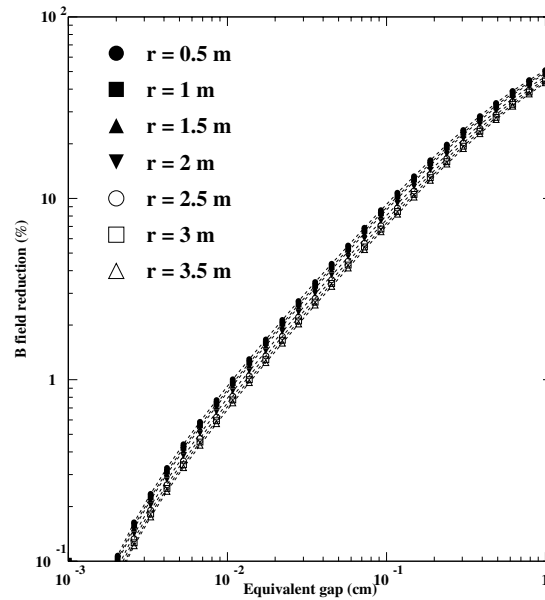


Figura 2.17: Riduzione del campo magnetico in funzione dell'ampiezza dello strato d'aria tra i wafer di un piano.

col prototipo tra $\frac{dQ}{dE}$ e $\frac{dE}{dx}$ ottenuta dalla relazione 2.5. Una delle curve in figura è stata ottenuta introducendo nell'argon una piccola percentuale di TMG (TETRA-METHYL-GERMANIUM), il vantaggio evidente è che la carica letta dipende quasi linearmente su un'intervallo maggiore di $\frac{dE}{dx}$, questa caratteristica semplificherebbe il processo di riconoscimento delle particelle, purtroppo il funzionamento di questo dopante si basa sull'assorbimento dei fotoni emessi dall'argon e la successiva emissione di elettroni rendendo così problematica la determinazione dell'istante iniziale dell'evento attraverso la rivelazione della luce di scintillazione.

2.5.1 Come misura l'energia

Data la piccola distanza tra i fili di lettura ($3mm$) la camera ha le caratteristiche di un detector di alta granularità, ovvero permette di visualizzare e misurare la carica liberata dallo sciame in volumi molto piccoli garantendo così la possibilità di separare la parte adronica da quella elettromagnetica. Definiti i parametri della 2.5, una volta misurata la carica elettrica che raggiunge i fili rivelatori si può risalire all'energia persa dalla

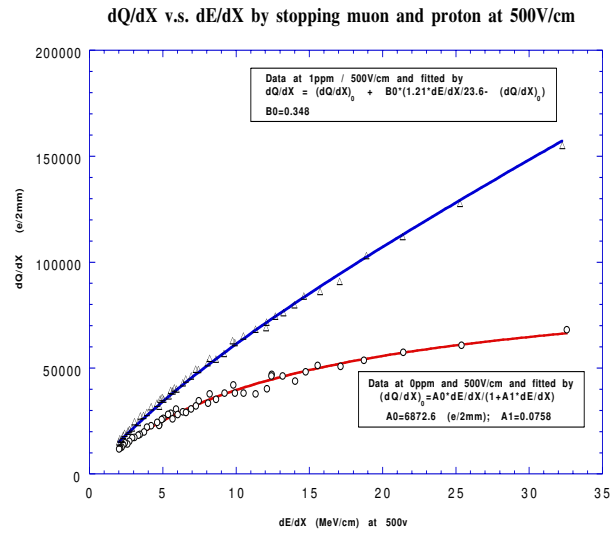


Figura 2.18: Relazione tra carica depositata ed energia persa dalla particella. I dati si riferiscono al prototipo dei moduli di LAr. La curva superiore è stata ottenuta miscelando una piccola percentuale di TMG. I parametri k_1 e K_2 sono ottenuti dal fit dei punti sperimentali.

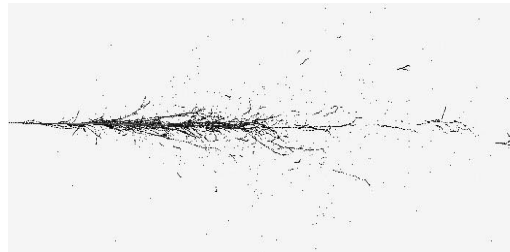


Figura 2.19: Sciame prodotto da un elettrone di 10GeV nell'argon (simulazione).

particella; l'energia totale liberata in un'interazione è data da:

$$E = w(Q_{em} + \alpha Q_{adr}) \quad (2.6)$$

dove Q_{em} e Q_{adr} sono l'energia portate dalla componenti elettromagnetica e adronica dello sciame rispettivamente mentre α è un fattore di compensazione che tiene conto di tracce sovrapposte e delle perdite anomale di energia (energia di legame dei nuclei, particelle neutre) per la componente adronica. La risoluzione in energia raggiungibile con i moduli di LAr per la componente adronica è:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{15\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\% \quad (2.7)$$

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{20\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\% \quad (2.8)$$

(l'energia è misurata in GeV) rispettivamente con una soluzione di argon e TMG e solo con argon. La risposta comunque è lineare fino ad energie superiori a $30GeV$.

Per la componente elettromagnetica la risoluzione è nettamente migliore in quanto da una parte le fluttuazioni nello sviluppo degli sciami sono minori dall'altra le particelle prodotte sono tutte rivelabili (particelle cariche e fotoni):

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%. \quad (2.9)$$

2.5.2 La misura del momento del μ

Per la misura del momento dei muoni nella camera a ionizzazione si possono usare due metodi, ciascuno relativo a due tipologie di eventi diversi. Se il muone si ferma nel rivelatore (nel volume sensibile) si può semplicemente misurare la lunghezza della traccia; questa è chiaramente legata al momento della particella. Gli eventi da neutrini atmosferici di energia inferiore ad $1GeV$ possono rientrare in questa categoria. Il II metodo è più complesso, riguarda i muoni che escono dal rivelatore ma è necessaria una traccia lunga

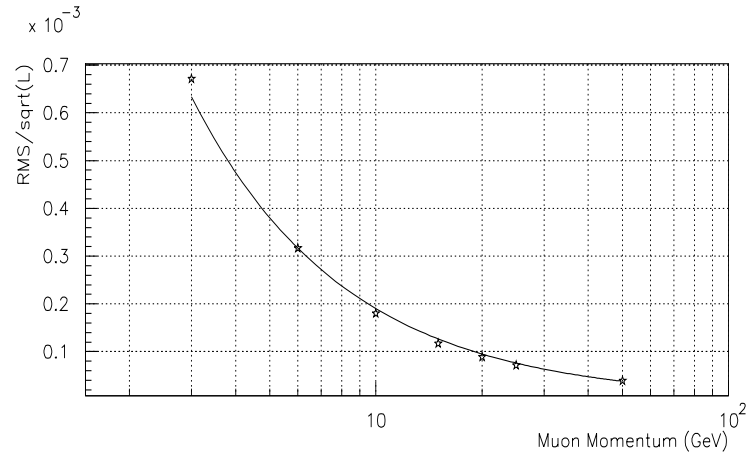


Figura 2.20: Angolo medio di scattering normalizzato ad una traccia di lunga 5 metri in argon in funzione del momento della particella.

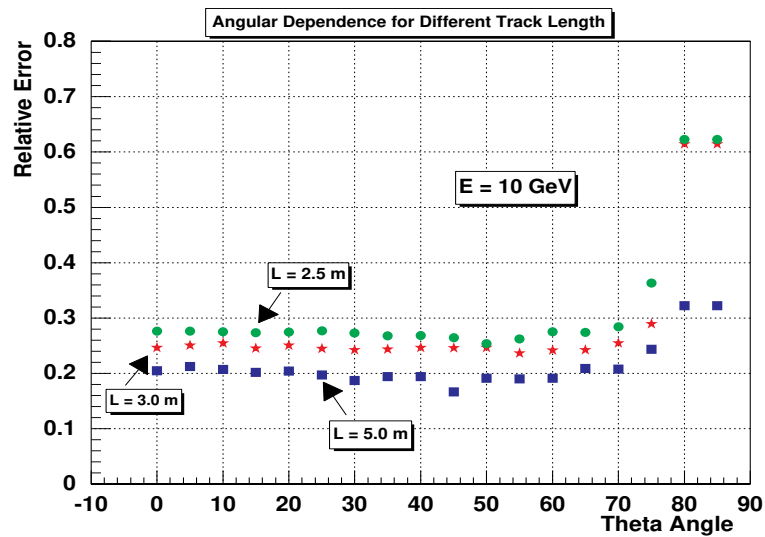


Figura 2.21: Risoluzione ottenuta sulla misura del momento della particelle penetranti (relazione 2.11) per diversi valori della lunghezza di traccia e in funzione dell'angolo formato dalla direzione della traccia e dal piano dei fili rivelatori.

almeno alcuni metri. Questo metodo è stato provato su tracce simulate e si basa sul fenomeno del *multiple scattering*, ovvero le numerose interazioni coulombiane con i nuclei di LAr. La proiezione della traccia su un piano parallelo ai fili rivelatori viene divisa in segmenti uguali, quindi si misurano tutti gli angoli (ϑ_i) fra due segmenti successivi e si può usare la relazione seguente:

$$\langle \vartheta_i \rangle = \frac{13.6(MeV)}{\sqrt{3}\beta cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} (1 + 0.038 \ln(\frac{x}{X_0})) \quad (2.10)$$

dove x è la lunghezza della traccia ed X_0 è la lunghezza di radiazione (in argon puro $X_0 = 14cm$). La risoluzione raggiungibile è

$$\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{\frac{5}{x}} (0.109 + 0.043 \ln(p(GeV))) \quad (2.11)$$

e dipende dalla lunghezza della traccia proiettata (quindi anche dall'angolo di incidenza tra il muone e il piano di proiezione) e dalla capacità di misurare i ϑ_i .

2.6 Le prestazioni del calorimetro

I calorimetri posizionati dietro ogni modulo di LAr sono ottimizzati per rivelare eventi da neutrino del fascio. Sono stati fatti dei test con un prototipo del calorimetro e dalle misure effettuate si sono ottenute le seguenti risoluzioni:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{em} \sim \frac{22\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \quad (2.12)$$

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{adr} \sim \frac{48\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%. \quad (2.13)$$

(l'energia è misurata in GeV) tali risoluzioni sono ottenute con la tecnica dei calorimetri a fibre scintillanti il cui principio di funzionamento sarà descritto nel capitolo successivo. Una misura importante che deve eseguire il calorimetro è la misura del momento dei muoni provenienti dai neutrini del fascio. Le tracce di queste particelle vengono ricostruite con i segnali

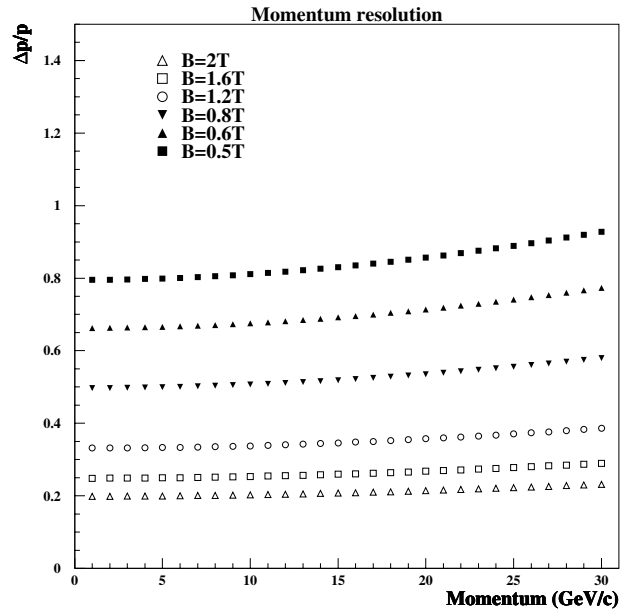


Figura 2.22: Risoluzione ottenuta in funzione dell'energia per valori diversi del campo magnetico B (simulazioni). Il campo magnetico B nel calorimetro di ICANOE sarà compreso tra 1 e 1.5 *Tesla*.

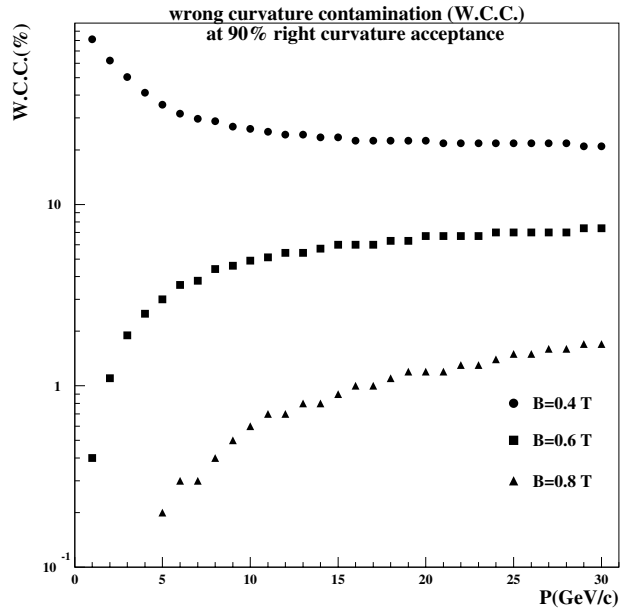


Figura 2.23: Percentuale di errato riconoscimento della carica delle particelle che entrano nel calorimetro in funzione dell'energia e per valori diversi del campo magnetico B (simulazioni).

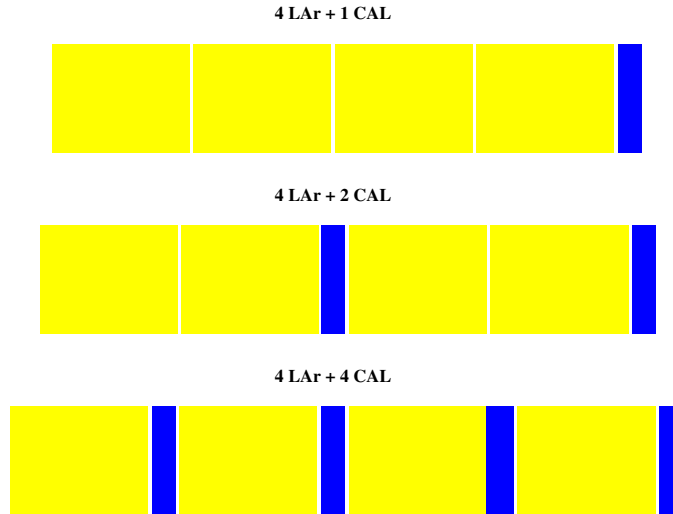


Figura 2.24: Diverse soluzioni possibili per la sistemazione dei moduli di argon liquido e calorimetrici.

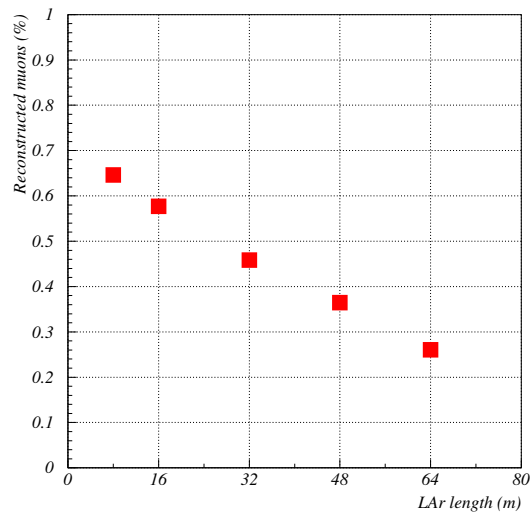


Figura 2.25: Percentuale dei muoni ricostruiti in funzione della lunghezza di camere a deriva prima di un modulo calorimetrico.

dei piani di tubi proporzionali, dalla curvatura della traiettoria indotta dal campo magnetico si risale al momento ed alla carica. Nelle figure 2.22-2.23 sono riportate le risoluzioni e la probabilità di errato riconoscimento della carica per diversi valori del campo magnetico. L'utilità di avere i calorimetri fra i moduli (fig. 2.24) di LAr può essere intesa dalla fig. 2.25 dove viene riportata la percentuale di eventi con muoni con vertice nel LAr e con il momento e la carica misurati nel calorimetro in funzione della lunghezza della camera a deriva prima del calorimetro. Nella fig. 2.26 viene invece evidenziata la differenza fra gli spettri ottenuti con l'analisi dei soli muoni contenuti nel caso di 1 e 4 calorimetri. Da questa serie di figure risulta chiara l'utilità di 4 calorimetri magnetizzati in ICANOE.

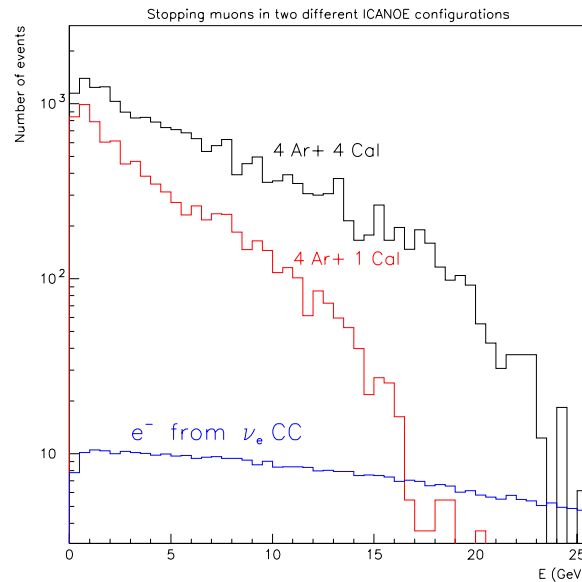


Figura 2.26: Spettro dei muoni ricostruiti per le 2 configurazioni dei moduli indicate. Si tratta di muoni prodotti da interazioni CC da ν_μ .

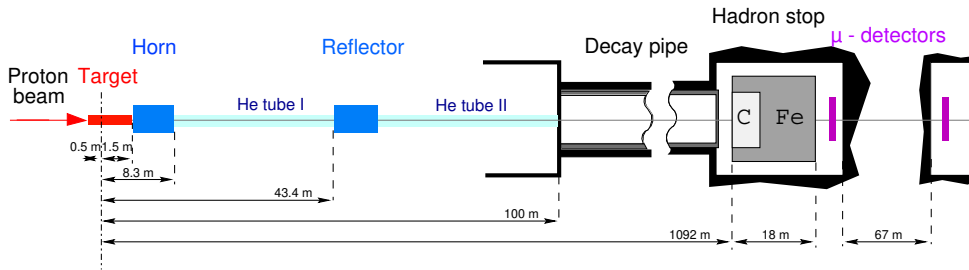


Figura 2.27: Il progetto per la produzione del fascio di neutrini.

2.7 Misure e sensibilità ottenibile

2.7.1 ICANOE: un esperimento LBL (LongBaseLine)

Il fascio

Il fascio di neutrini studiato per ICANOE sarà prodotto dall'acceleratore del CERN di Ginevra. Dal SPS (SuperProtonSynchrotron) vengono prodotti dei pacchetti di protoni con energia $E \sim 400\text{GeV}$ e vengono fatti incidere su dei bersagli di grafite, dei cilindretti di 3mm di diametro per una lunghezza totale di 3 lunghezze d'interazione; nell'interazione vengono prodotti pioni e kaoni (in rapporto $\sim 10:1$), con un sistema di collimatori e magneti le particelle con carica ed energia desiderata vengono focalizzate³, questo è il punto più delicato della produzione del fascio: un'apertura angolare di 1mrad corrisponde ad una sezione trasversa di 700m alla posizione di ICANOE, contro una superficie di circa $11 \times 11\text{m}^2$ del rivelatore. Il fascio di pioni e kaoni prodotto attraversa un tunnel in cui è stato fatto il vuoto e lungo 1000m , questa lunghezza è un compromesso tra due richieste opposte: contenere la maggior parte dei decadimenti desiderati (il cammino medio dei pioni con $E \sim 120\text{GeV}$ e dei kaoni con $E \sim 60\text{GeV}$ è rispettivamente di 6600 e 450 metri) e contemporaneamente evitare che i muoni prodotti dai decadimenti decadano in volo aumentando la contaminazione dei ν_e . Al termine del tunnel di decadimento uno strato di ferro assorbirà i protoni del fascio che non hanno interagito nella grafite e le particelle secondarie che non sono decadute, inoltre

³La successione di lenti elettromagnetiche e collimatori permette anche di selezionare particelle cariche negativamente. Si è presa in considerazione anche l'ipotesi di produrre un fascio di $\bar{\nu}_\mu$, essendo sufficiente invertire la polarità dei magneti.

un sistema di rivelatori al silicio, permetterà un primo monitoraggio del flusso e dello spettro dei muoni (e quindi dei neutrini) prodotti.

Interazioni da ν_τ provenienti da $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

La più importante categoria di eventi da ricercare in questa configurazione (fascio+ICANOE) sono le interazioni CC da ν_τ . Se interazioni NC da ν_τ non sono distinguibili, la produzione e il successivo decadimento del leptone- τ è stato oggetto di dettagliate simulazioni al fine di individuare le caratteristiche cinematiche (e non) capaci di isolare questo tipo di interazioni. La contaminazione di neutrini *tau* nel fascio è sufficientemente piccola da non richiedere particolare attenzione, il numero di eventi attesi prodotti dal fenomeno dell'oscillazione è legato al flusso di neutrini, alle caratteristiche del detector e, chiaramente, alla probabilità di transizione secondo questa formula:

$$R_\tau = A \int \Phi_{\nu_\mu}(E) P_{osc}(E) \sigma_\tau(E) \epsilon(E) dE \quad (2.14)$$

dove A è il numero di bersagli elementari nel detector, Φ_{ν_μ} è il flusso di neutrini-*muone*, P_{osc} è la probabilità di transizione (supponendo la transizione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$), σ_τ è la sezione d'urto di ν_τ ed ϵ è l'efficienza di rivelazione. Gli eventi più in dettaglio studiati sono i decadimenti elettronici⁴ ($\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$). Nella tabella 2.3 alcuni valori di R_τ calcolati per diversi valori di Δm^2 all'interno dell'intervallo individuato da SK, per $\sin^2 2\vartheta = 1$. Il modello usato per queste simulazioni è stato verificato con i dati dell'esperimento NOMAD, l'ottimo accordo ottenuto ha dimostrato la validità delle simulazioni. Il problema successivo è quindi individuare le categorie di eventi che possono avvenire nel detector e che producono segnali simili e confrontarli con i segnali attesi da ν_τ . La prima fonte di *background* (segnali di fondo) sono le interazioni da (anti)neutrino-*elettrone* presenti nel fascio. Il confronto di questi eventi rispetto ad alcune variabili (energia, momento trasverso) hanno evidenziato una serie di differenze: gli elettroni da decadimento del τ hanno generalmente energia e momento trasverso (rispetto alla direzione del neutrino) minori (fig. 2.28). Altre due variabili confrontate sono il momento trasverso dell'elettrone rispetto allo sciame e il momento trasverso mancante (dal decadimento del τ infatti due neutrini sfuggono alla rivelazione). In entrambi questi due casi le distribuzioni per eventi

⁴Il decadimento $\tau \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$ è soggetto ad un fondo molto alto: i muoni del fascio.

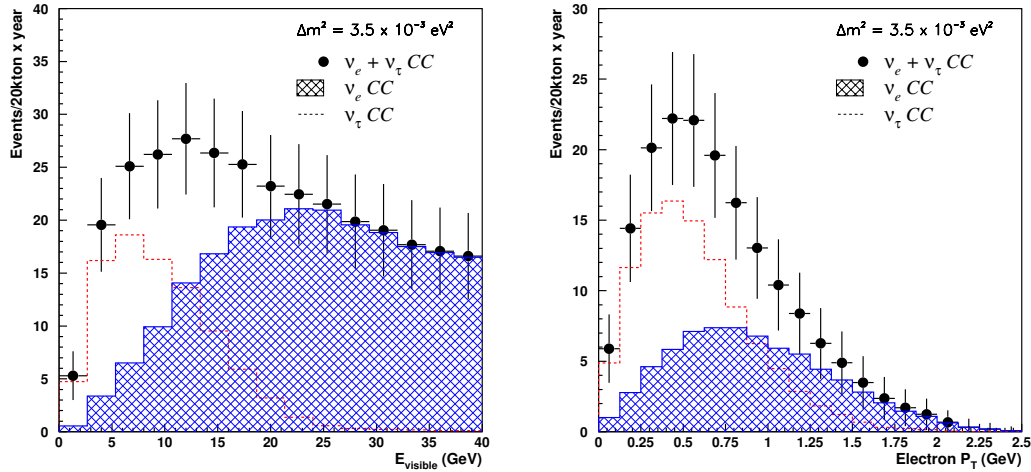


Figura 2.28: Energia visibile e momento trasverso degli elettroni da decadimento del τ e da interazione con ν_e .

da ν_e hanno picchi a valori più bassi. Un'altra fonte di segnali di fondo sono eventi NC in cui pioni carichi o fotoni dai decadimenti di π^0 vengono scambiati per elettroni, un'analisi accurata delle simulazioni di questi tipi di eventi riduce a valori accettabili la probabilità di errato riconoscimento e quindi il numero di segnali di fondo nel campione di eventi da ν_τ selezionato. Anche particolari eventi da ν_μ possono somigliare alle interazioni NC prima descritte, in particolare nei casi in cui il muone prodotto esce dalle camere a deriva dai lati (se rientra nel calorimetro viene riconosciuto) o il muone poco energetico decade rapidamente. Un altro tipo di eventi da ν_μ che possono essere confusi con eventi da ν_τ sono quelli in cui viene prodotto un quark *charm* ($\nu_\mu N \rightarrow \mu c X$) con c che decadendo produce un positrone e un neutrino e il muone non viene riconosciuto. Opportune richieste di carattere cinematico, unite a più efficaci metodi di riconoscimento di muone, riducono il numero di segnali di fondo di questo tipo ad un livello accettabile. Il leptone τ può decadere anche in adroni, in questo caso la principale fonte di segnali di fondo sono le interazioni NC in cui il neutrino porta via parte del momento; la variabile che può essere usata per separare le due categorie di eventi è il momento trasverso dell'adrone considerato rispetto al momento totale dello sciame, l'efficienza di questo taglio però è bassa. Per concludere il discorso sul neutrino τ alcune parole sulla figura 2.29 in cui viene riportato il valore statistico dei segnali positivi in funzione del tempo d'esposizione per $Kton$ di

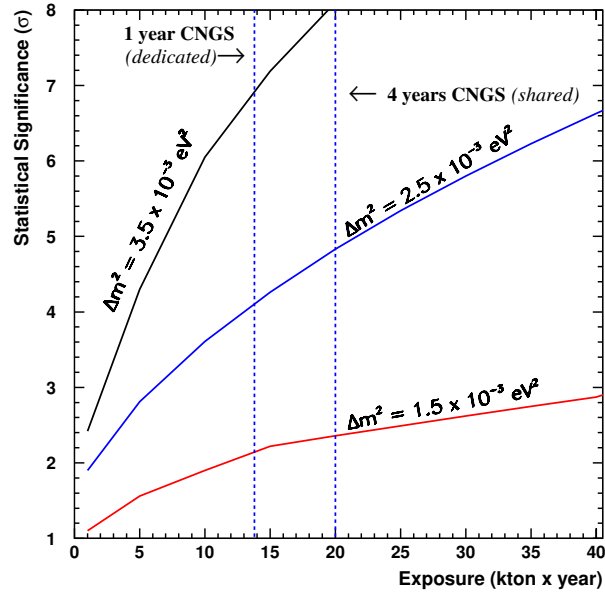


Figura 2.29: Significatività statistica della comparsa del leptone τ .

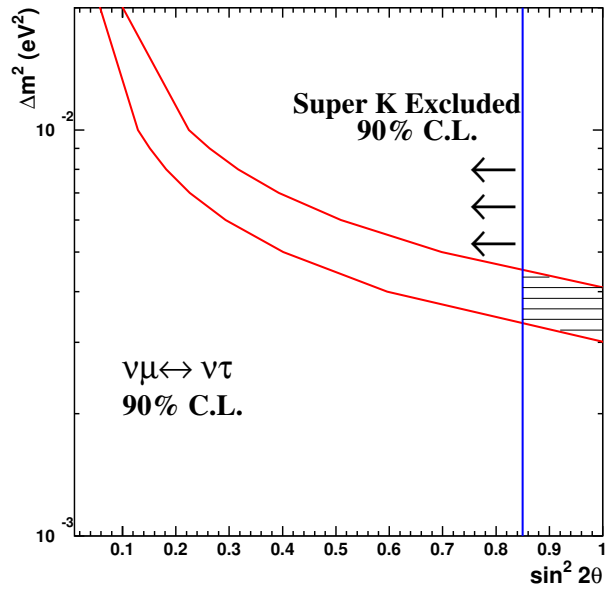


Figura 2.30: Zona permessa ai parametri dell'oscillazione nel caso di rivelazione di 35 eventi da neutrino- τ .

evento	moduli di LAr	regione di transizione	calorimetro
ν_μ CC	54300	10200	27150
$\bar{\nu}_\mu$ CC	1090	200	545
ν_e CC	437	80	219
$\bar{\nu}_e$ CC	29	5	15
ν NC	17750	3330	8875
$\bar{\nu}$ NC	410	77	205
ν_τ CC, Δm^2 (eV ²)			
1×10^{-3}	52	10	26
2×10^{-3}	208	40	104
3.5×10^{-3}	620	115	310
5×10^{-3}	1250	235	625
7.5×10^{-3}	2850	535	1425
1×10^{-2}	4330	810	2165

Tabella 2.3: *Rate* di eventi attesi per un'esposizione di $20kton \times anno$ per i moduli di LAr e di $10kton \times anno$ per il calorimetro. Per gli eventi CC da ν_τ si è considerato $\sin^2 2\vartheta = 1$.

materia attiva del detector, le barre verticali indicano il risultato ottenibile per alcuni valori del parametro Δm^2 (con $\sin^2 2\vartheta \sim 1$) dopo il periodo e con le condizioni di funzionamento dell'acceleratore indicate. La conclusione che possiamo trarre è che dopo 4 anni di funzionamento di ICANOE e del fascio, un valore di Δm^2 all'interno dell'intervallo individuato da SK con i neutrini atmosferici, darebbe risultati significativi almeno al livello di 2σ . Nella figura 2.30 viene indicata la superficie permessa ai parametri ($\sin^2 2\vartheta, \Delta m^2$) nel caso di 35 eventi da ν_τ (ottenibili nel caso i parametri corrispondono ai valori di *best fit* di SK) confrontato con la superficie esclusa da SK.

Altri canali d'oscillazione

Oltre alla ricerca di eventi da ν_τ provenienti presumibilmente dalla transizione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, anche altri canali d'oscillazione possono essere sondati. Studiando il canale di transizione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, data l'efficienza di rivelazione di elettroni e l'alto numero di eventi attesi, dopo un periodo di 4 anni di funzionamento l'errore dipenderebbe principalmente dall'errore sul flusso di neutrini. In figura 2.31 la zona esclusa ai parametri d'oscillazione per questo canale, è interessante notare che si sovrappone alla zona permessa da LSND.

Δm^2 (eV ²)	ν_τ CC	$\nu_e, \bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ CC	ν_μ NC
1×10^{-3}	3	4.1	1.0	< 1
2×10^{-3}	12			
3×10^{-3}	26			
3.5×10^{-3}	35			
5×10^{-3}	71			
7×10^{-3}	121			
1×10^{-2}	248			

Tabella 2.4: Risultati attesi per un tempo d'esposizione totale di $20kton \times anno$ nel canale di decadimento $\tau \rightarrow e$ e per diversi valori di Δm^2 .

Canale	Fondo	ν_τ CC $\Delta m^2 =$ 10^{-3} eV ²	ν_τ CC $\Delta m^2 =$ 3.5×10^{-3} eV ²	ν_τ CC $\Delta m^2 =$ 10^{-2} eV ²
$\tau \rightarrow \pi$	0.25	0.26	3	22
$\tau \rightarrow \rho$	0.4	0.29	3	24
$\tau \rightarrow 3\pi$	0.25	0.10	1	9
$\tau \rightarrow h$	0.9	0.6	7	55

Tabella 2.5: Risultati attesi per un tempo d'esposizione di $20kton \times anno$ studiando i decadimenti adronici del leptone τ e per diversi valori di Δm^2 .

In ultimo si potrà anche valutare la scomparsa di ν_μ , l'osservazione di questo fenomeno darebbe anche una conferma forte, nel caso di rivelazione di ν_τ , dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$; l'efficacia di questa analisi è legata molto più fortemente alla conoscenza del flusso all'origine, la presenza di un detector nei pressi del *beam-Stop* sarebbe quindi molto utile in questo caso.

2.7.2 ICANOE: rivelatore di neutrini atmosferici

Nonostante lo sviluppo longitudinale dell'apparato, disegnato per ben contenere eventi da neutrini del fascio, ICANOE è in grado di rivelare e misurare eventi da neutrini atmosferici. I moduli di LAr misurano egualmente gli eventi contenuti indipendentemente dalla direzione mentre per i muoni uscenti, come visto nel paragrafo 2.5.2, è necessaria una traccia sufficientemente lunga. Nel calorimetro si potrà riconoscere la direzione

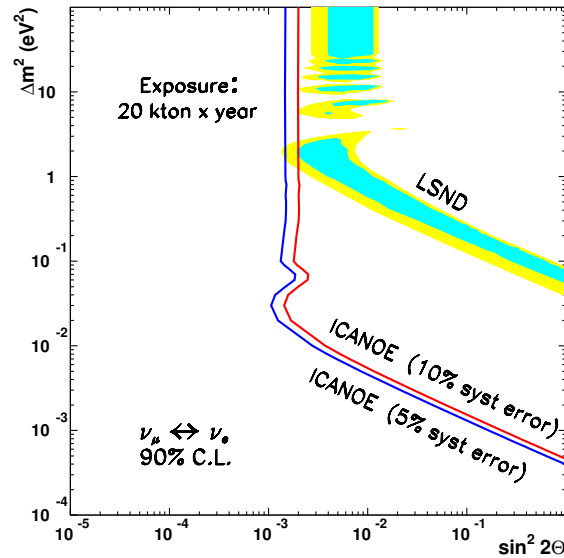


Figura 2.31: Zona esclusa ai parametri dell'oscillazione in caso di assenza sperimentale dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

dello sviluppo dello sciame grazie alla buona risoluzione temporale delle singole celle calorimetriche e in generale dalla forma dello tesso sciame. La particolarità di ICANOE sta nella possibilità di riconoscere ν_τ anche fra gli eventi da neutrini atmosferici, in questo caso però il riconoscimento avverrà dallo studio cinematico degli sciame. Più difficile sarà distinguere il leptone τ a causa dell'elevata fondo di ν_e . Oltre a questo si potrà misurare il flusso in funzione della direzione verificando quindi l'ipotizzata scomparsa di ν_μ , ma fondamentalmente non sarà necessaria la conoscenza del flusso assoluto di neutrini. La rivelazione di ν_μ e ν_e presenta problematiche differenti. I muoni prodotti in un'interazione CC da ν_μ di elevata energia ($\sim 1\text{GeV}$) sono particelle altamente penetranti, misurarne l'energia (o il momento) impone il contenimento della particella, quindi rivelatori molto grandi o densi. Per rivelare e misurare le grandezze cinematiche degli elettroni prodotti in un'interazione CC da ν_e sono necessari rivelatori con alta granularità. Per costruire un rivelatore si deve quindi individuare quale categoria di eventi si vuole misurare con maggiore precisione. ICANOE invece presenta il vantaggio di riuscire ad avere una buona risoluzione sul momento dei muoni nonostante la bassa densità dell'argon liquido sfruttando per i muoni uscenti

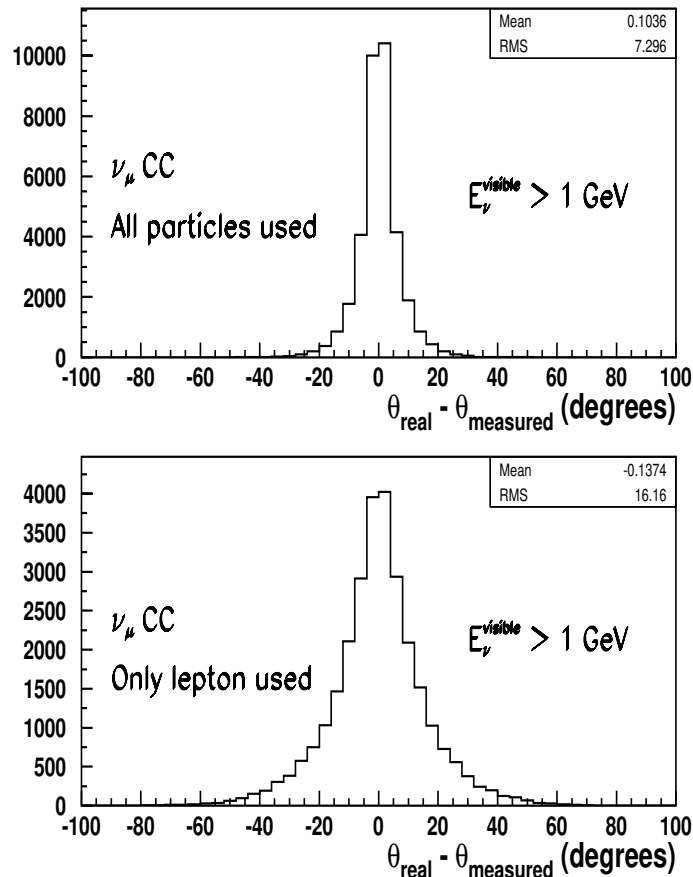


Figura 2.32: Risoluzione angolare della misura dell'angolo di zenith del neutrino.

la relazione 2.10 tra angolo di scattering e il momento.

Le attuali ricerche con ICANOE

Chiaramente ICANOE potrà sviluppare anche gli attuali metodi di indagine sui neutrini atmosferici che si basano sul doppio rapporto $(\frac{e}{\mu})_{\text{data}}/(\frac{e}{\mu})_{\text{MC}}$ e sull'asimmetria Up-Down; per fare questa è necessario riconoscere il *sapore* dei neutrini, ovvero distinguere elettroni da muoni. La differenza che si sfrutta è che gli elettroni producono sciame elettromagnetici, mentre i muoni producono una traccia lunga nel rivelatore. Per lo studio della simmetria Up-Down è necessario conoscere la direzione di provenienza dei neutrini, la risoluzione sulla misura dell'angolo di zenith che si è ottenuta con le simulazioni è mostrata in figura 2.33 e viene calcolata a partire da tutte le

particelle prodotte nell'interazione. Vi è indicata anche una soglia in energia dei neutrini in quanto per energie minori il moto delle particelle bersaglio non è trascurabile. Inoltre, essendo differente il campo geomagnetico in cui è immerso ICANOE rispetto SK, si potrà verificare ulteriormente il modello d'interazione tra campo geomagnetico e raggi cosmici. Lo studio di eventi da muone rispetto al parametro $\frac{L}{E}$ (L viene calcolato a partire da $\cos\vartheta_{zenith}$) sarà un test efficace per la probabilità di transizione. Si potrà infatti confrontare la distribuzione con la 1.19 e ricavarne il parametro Δm^2 , permettendo anche di distinguere, data la buona risoluzione della misure di $\frac{L}{E}$ (fig. 2.33), fra l'ipotesi dell'oscillazione e quella del decadimento del neutrino massivo (fig. 2.34).

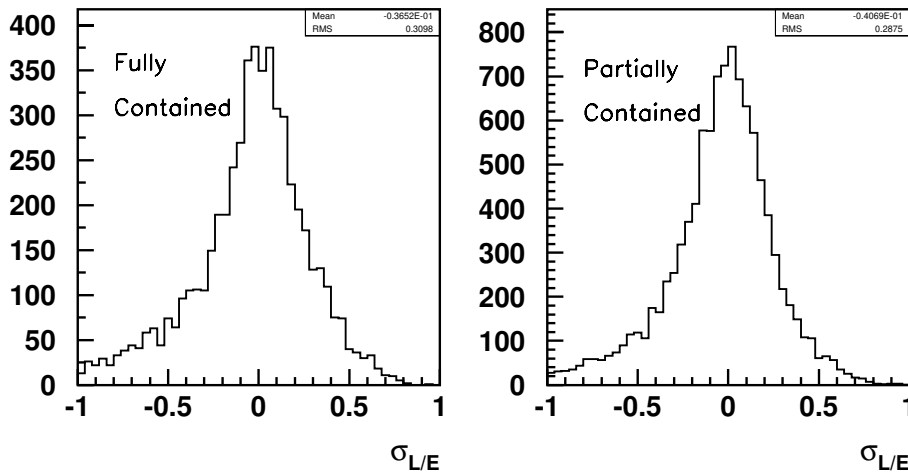


Figura 2.33: Risoluzione ottenuta per la misura del rapporto $\frac{L}{E}$ per i neutrini atmosferici.

Come distinguere il ν_τ

Abbiamo visto come ICANOE può riconoscere il ν_τ fra i neutrini del fascio. Per quanto riguarda i neutrini atmosferici però esistono maggiori difficoltà: la presenza di un elevato numero di ν_e rende impossibile riconoscere il decadimento leptonic del τ . Si potrà comunque discriminare fra le due possibili oscillazioni ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_{sterile}$) facendo alcune considerazioni sulla *rate* di eventi NC. Un neutrino sterile si suppone non intervenga neanche in questo tipo di interazioni mentre il decadimento $\tau \rightarrow \text{adroni}$ verrà riconosciuto come evento NC. Inoltre simulazioni hanno evidenziato

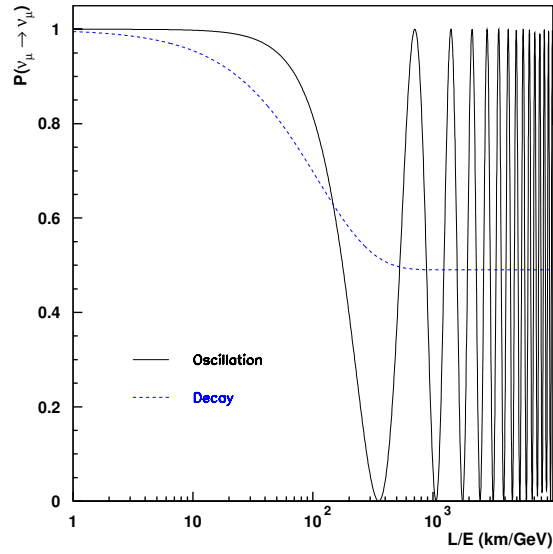


Figura 2.34: Probabilità di oscillazione e probabilità di decadimento a confronto in funzione del parametro $\frac{L}{E}$.

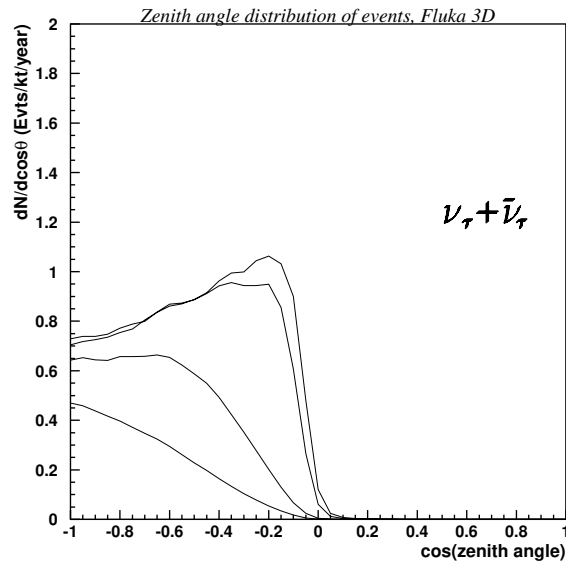


Figura 2.35: *Rate* di eventi da ν_τ in funzione dell'angolo di zenith e per 4 diversi valori di Δm^2 : da $5 \cdot 10^{-4}$ ad $1 \cdot 10^{-2} eV^2$.

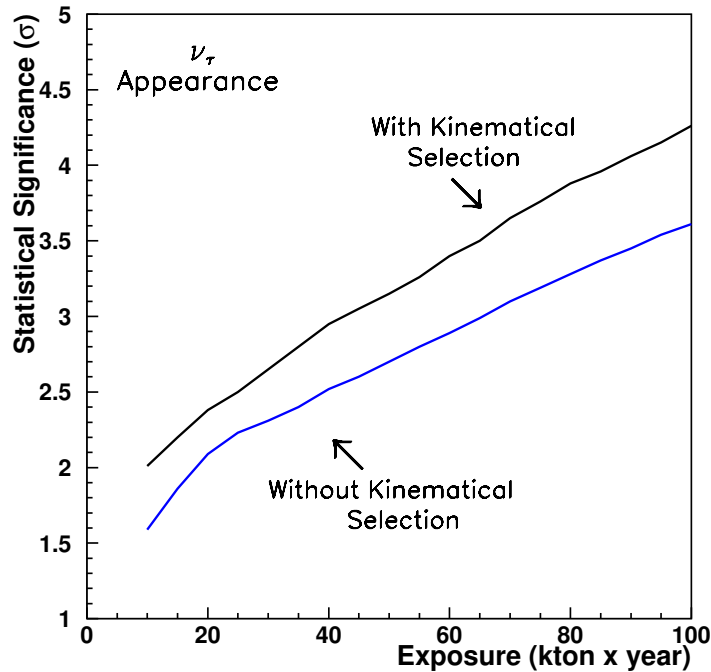


Figura 2.36: Significatività statistica per la rivelazione di ν_τ tra i neutrini atmosferici.

come le transizioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, se avvengono, si manifestano solo per neutrini provenienti dal basso (fig. 2.35); un'asimmetria Up-Down di eventi NC potrebbe quindi essere giustificata con l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Altre variabili possono essere usate per riconoscere interazioni CC da ν_τ : il rapporto tra energia visibile e momento trasverso (momento del possibile τ rispetto al momento totale). Nel caso di neutrini atmosferici questa misura richiede tempi d'esposizione maggiori per avere un valore statistico significativo (fig. 2.36).

I muoni dal basso

Chiaramente i neutrini possono interagire anche con la materia intorno al rivelatore, particolarmente utili risultano i muoni provenienti dal basso⁵ in quanto avendo generalmente energia maggiore (fino al TeV) da una parte l'eventuale processo d'oscillazione dovrebbe essere modulato differentermente

⁵Un muone proveniente dall'alto può essere sia prodotto nella roccia da un neutrino sia nell'alta atmosfera dal decadimento di pioni e kaoni di altissima energia.

essendo diverso in questo caso il rapporto $\frac{E}{L}$ ($E(\text{GeV}) \geq L(\text{Km})$), dall'altra essi presentano diverse problematiche sperimentali (il bersaglio è la roccia che è composta da altro tipo di atomi rispetto l'apparato). Il problema principale in questa misura è riconoscere il verso del muone. Questa misura può essere eseguita nei moduli di LAr sfruttando i raggi δ emessi lungo la traccia con energie maggiori di 10MeV , la misura del momento può essere effettuata misurando l'angolo di *multiple scattering* per tracce lunghe almeno 3 metri. Nel calorimetro questa misura può essere eseguita grazie alla buona risoluzione temporale delle fibre scintillanti come si evincerà dalle misure esposte nel capitolo 5. La transizione di ν_μ in altro neutrino diminuirebbe la *rate* di questi eventi.

2.7.3 L'analisi combinata dei dati da neutrini del fascio e atmosferici

Con quest'apparato combinando i risultati ottenuti dai neutrini atmosferici e del fascio si potrà studiare la matrice dell'oscillazione completa [40], sarà necessario quindi produrre un modello che tenga conto di tutte e tre le famiglie di neutrini, quest'approfondimento teorico è riportato nell'appendice A. I parametri da determinare sperimentalmente sono tre: $\sin^2 2\vartheta_{23}$, $\sin^2 2\vartheta_{13}$ e Δm_{32}^2 . Prendendo come valori di riferimento $\sin^2 2\vartheta_{23} = 1$, $\sin^2 2\vartheta_{13}$, $\Delta m^2 = 3.5 \cdot 10^{-3} eV^2$ i risultati dell'esperimento sarebbero

$$\Delta m_{32}^2 = (3.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} eV^2 \quad (2.15)$$

$$\sin^2 2\vartheta_{23} = 0.90 \pm 0.12 \quad (2.16)$$

$$\sin^2 2\vartheta_{13} = 0.10 \pm 0.04 \quad (2.17)$$

le zone permesse ottenute sono indicate nelle figure 2.37 e 2.38

2.8 Riepilogo

In questo capitolo sono state riportate le caratteristiche costruttive dell'apparato ICANOE, un rivelatore di interazioni da neutrino che sarà installato nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso. Quest'apparato è stato progettato in previsione del fascio di neutrini che partirà dal SPS (SuperProtonSynchrotron) di Ginevra. La proposta di costruzione dell'apparato necessario alla produzione del fascio è già stata approvata e si

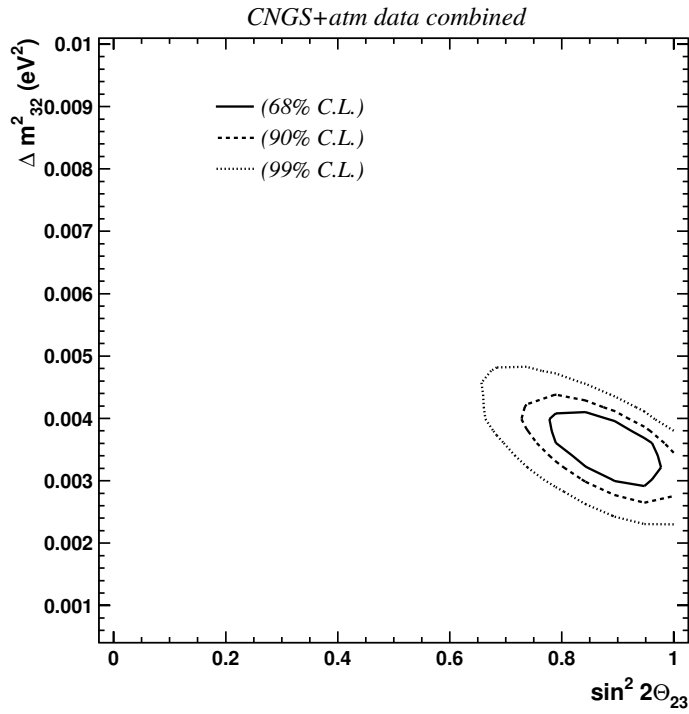


Figura 2.37: Zona dei parametri esplorata analizzando insieme i dati dei neutrini atmosferici e da fascio.

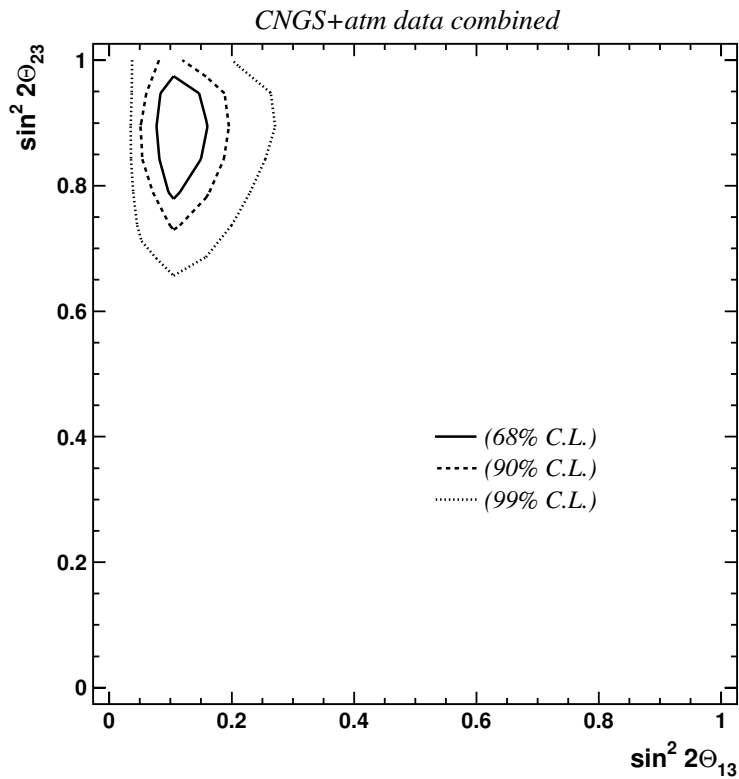


Figura 2.38: Zona dei parametri esplorata analizzando insieme i dati dei neutrini atmosferici e da fascio.

prevede la conclusione dei lavori per il 2005, l'apparato ICANOE potrà essere operativo in quello stesso periodo. L'apparato ICANOE mette insieme 2 tipi di elementi rivelatori:

- Camere a deriva riempite di argon liquido; queste permetteranno un tracciamento preciso degli sciami sia elettromagnetici sia adronici.
- Calorimetri a *sampling* che usano le fibre scintillanti e tubi a deriva come elementi rivelatori e tracciatori rispettivamente; l'ulteriore presenza di un campo magnetico permetterà di misurare il momento e di riconoscere il segno della carica elettrica dei muoni che vi entrano.

Lo scopo principale di questo esperimento è lo studio dell'oscillazione del neutrino sia fra i neutrini del fascio sia fra i neutrini atmosferici. Particolarmente utile sarà a questo scopo l'individuazione del leptone ν_τ fra gli eventi da fascio, questo potrà essere riconosciuto dallo sviluppo trasverso degli sciami. Un altro interessante canale di ricerca sarà la misura del flusso di neutrini atmosferici in funzione dell'angolo di zenith, permettendo così di superare le problematiche associate alla previsione teorica del flusso assoluto. Inoltre data la grande massa totale e il lungo periodo di presa dati (almeno 5 anni) sarà possibile anche contribuire alla ricerca del decadimento del protone.

Capitolo 3

Le fibre scintillanti come elemento attivo per calorimetri

Un calorimetro è uno strumento sensibile all'energia delle particelle che lo attraversano per mezzo di un segnale misurabile e ad essa proporzionale. Se opportunamente costruito può dare informazioni sul tipo di particella entrante e sul punto in cui è stata liberata l'energia. Una possibile classificazione separa calorimetri omogenei da calorimetri a campionamento (a *sampling*). Nei primi la materia con cui le particelle interagiscono (assorbitore) e l'elemento sensibile coincidono: è questo il caso dei moduli di LAr di ICANOE. Nei secondi invece il materiale assorbitore e l'elemento attivo sono diversi, come nel caso del calorimetro magnetizzato di ICANOE. Negli ultimi 10 anni sono stati costruiti diversi calorimetri a *sampling* che usano come elemento rivelatore le fibre scintillanti sia per la loro maneggevolezza e semplicità di lettura sia per le buone risoluzioni che permettono di ottenere (H1 SPACAL[42], KLOE[43]). Il limite principale per questi rivelatori è la lunghezza delle fibre: il segnale luminoso infatti si disperde attraversandola. Le fibre sono usate anche per individuare e separare tracce vicine, avendo la possibilità di distinguere due tracce separate da distanze dell'ordine di qualche centinaio di micron [33]. Nella seconda parte del capitolo si presenterà un modello che descrive la produzione, l'intrappolamento e la propagazione della luce all'interno delle fibre scintillanti. Si arriverà a scrivere una relazione tra l'attenuazione del segnale luminoso e la distanza che ha percorso entro la fibra, questa relazione sarà poi usata nel capitolo successivo per determinare le prestazioni delle fibre a disposizione.

3.1 Elementi di calorimetria

I primi strumenti usati per misurare l'energia delle particelle sono stati gli spettrometri e si basavano sulla deflessione indotta da un campo magnetico sulle particelle elettricamente cariche. Il principale limite di questi strumenti è che l'errore associato alla misura effettuata aumenta con l'energia della particella in quanto il tempo di attraversamento, e quindi la deflessione della traiettoria, diminuisce all'aumentare della velocità. Un altro limite più profondo è che questi apparati non riescono a dare informazioni sulle caratteristiche globali delle interazioni e dei prodotti. Ad entrambi questi due problemi i calorimetri danno una efficace soluzione. Il funzionamento di un calorimetro si basa sulle interazioni tra le particelle entranti e la materia che lo costituisce. Elettroni e fotoni, entrando in un corpo massiccio, entro pochi centimetri producono uno sciame elettromagnetico, la sua causa risiede nell'interazione elettrica. Gli adroni invece, interagendo 'fortemente' con i nuclei della materia producono sciami adronici con caratteristiche diverse dai precedenti tanto che è possibile costruire calorimetri che rivelino con maggiore precisione un tipo di interazione piuttosto che l'altro. Inoltre in un calorimetro può avvenire anche un'interazione tra un neutrino entrante e particelle dell'apparato con la produzione di leptoni carichi e/o di adroni che produrranno il relativo sciame. L'attuale uso di calorimetri è dettato da alcune importanti proprietà:

- La risoluzione della misura migliora all'aumentare dell'energia, una normale parametrizzazione della risoluzione è la seguente:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + b^2} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (3.1)$$

il coefficiente a è una misura delle fluttuazioni intrinseche nello sviluppo dello sciame e nella risposta dello strumento. Sono queste fluttuazioni che pesano nella risoluzione complessiva inversamente all'energia della particella, b invece riguarda limitazioni strumentali ed è indipendente dall'energia.

- I calorimetri possono misurare anche l'energia di particelle neutre.
- Molti calorimetri, riuscendo a distinguere e seguire le diverse particelle che costituiscono gli sciami, permettono uno studio delle proprietà generali delle interazioni che li producono.

3.1.1 Sciami elettromagnetici

Gli sciami elettromagnetici sono generati sia da elettroni che da fotoni, con energie maggiori di una certa energia di soglia. Per gli elettroni si introduce il parametro energia critica ϵ_c che dipende dal numero medio di protoni, Z , del materiale in cui interagiscono:

$$\epsilon_c(\text{MeV}) \approx \frac{800}{Z + 1.2}. \quad (3.2)$$

Gli elettroni con $E > \epsilon_c$ emettono fotoni di *bremstrahlung*¹ perdendo così parte della loro energia iniziale, i fotoni con energia sufficiente ($E > 2m_e$) invece possono creare coppie e^+e^- (in fig. 3.1 è la sezioni dei fotoni in funzione della loro energia). I fotoni e gli elettroni continuano a liberare energia in questo modo finchè $E > \epsilon_c$, sviluppando uno sciame di particelle. Un altro effetto dell'interazione elettromagnetica è la ionizzazione degli atomi, la liberazione cioè di elettroni lungo la traccia della particella, questo fenomeno è stato determinante per la costruzione di rivelatori a gas e rivelatori di luce di scintillazione². L'energia critica ϵ_c individua, in un semplice modello, il valore dell'energia per cui la perdita di energia per ionizzazione e per radiazione si equivalgono. La perdita di energia degli elettroni può essere trattata analiticamente (sebbene sia un fenomeno statistico) usando il parametro lunghezza di radiazione X_0 , che dipende dalla materia costituente il calorimetro, e viene introdotta con la seguente relazione:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \quad (3.3)$$

una lunghezza di radiazione è la distanza alla quale l'energia E di un elettrone si riduce di un fattore $\frac{1}{e}$. Per i fotoni si introduce una grandezza simile X_γ per determinare lo spazio percorso prima di produrre una coppia e^+e^- , questi due parametri sono legati dalla:

$$X_0 = \frac{9}{7}X_\gamma. \quad (3.4)$$

¹La probabilità di emissione di fotoni di *bremstrahlung*, letteralmente 'frenamento', oltre a dipendere dall'energia, è inversamente proporzionale al quadrato della massa della particella, è per questo che i muoni e le altre particelle cariche non producono sciami elettromagnetici se non ad energie dell'ordine di 100GeV .

²In generale la luce di scintillazione viene prodotta dalla diseccitazione atomica o molecolare, quindi non è strettamente necessaria la ionizzazione.

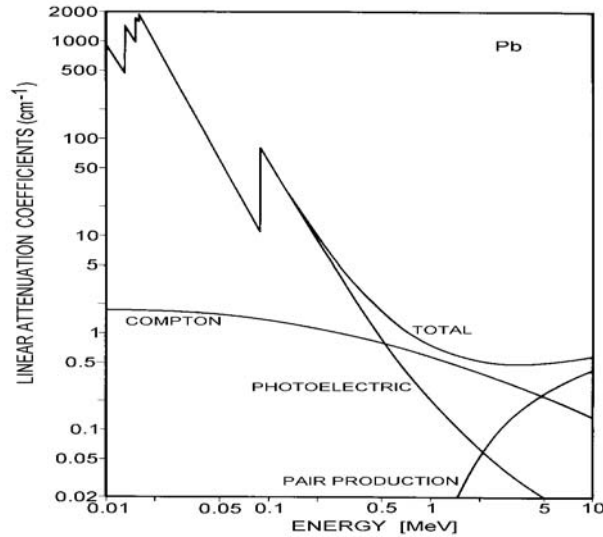


Figura 3.1: Perdita di energia dei fotoni in funzione dell'energia. Si vede che a basse energie predomina l'effetto fotoelettrico, mentre per energie superiori ad 1MeV diventa sempre maggiore la produzione di coppie e^+e^- .

Ignorando il fattore $\frac{9}{7}$ si può svolgere una trattazione molto semplice degli sciami elettromagnetici. In questa assunzione possiamo immaginare che ogni elettrone con $E > \epsilon_c$ dopo aver percorso una distanza pari ad X_0 emette un fotone di *bremstrahlung* dimezzando la sua energia. Similmente un fotone di energia sufficiente dopo ad una distanza pari ad X_0 produce una coppia e^+e^- . In prima approssimazione la somma delle distanze T percorse da ogni particella di uno sciame è legato all'energia E della particella che lo ha generato tramite questa relazione:

$$T = X_0 \frac{E}{\epsilon_c}. \quad (3.5)$$

Si può ottenere quindi una misura dell'energia misurando lo spazio percorso dalle particelle. Un altro parametro che limita le prestazioni di un calorimetro è l'energia minima rivelabile, ovvero l'energia minima necessaria per produrre un qualche segnale, questo parametro introduce un ulteriore fattore nella 3.5 lasciandone inalterata la forma. È bene comunque osservare esplicitamente che il fenomeno della perdita di energia è un fenomeno statistico e casuale,

ovvero i parametri X_0 ed X_γ danno soltanto la lunghezza media della distanza percorsa dalle particelle ed è per questo che maggiore è l'energia della particella entrante, quindi maggiore è il numero di particelle che compongono lo sciame, minori sono le fluttuazioni sul valore di T e migliore è la risoluzione della misura effettuata. Nella 3.1 è presente però un termine costante che determina il valore minimo per la risoluzione. Esso dipende dal fatto che parte dello sciame può non essere contenuto, da un'imprecisa calibrazione e da limitazioni strumentali in genere.

Una caratteristica interessante degli sciami elettromagnetici è la loro compattezza, il profilo dello sciame normalmente assume una tipica forma a 'goccia' (si veda la figura 2.19) le cui dimensioni sono legate ai parametri X_0 ed ϵ_c del materiale entro cui si sviluppa:

$$\begin{aligned}\rho_m &= X_0 \frac{E}{\epsilon_c} \\ t_{max} &= \ln \frac{E}{\epsilon_c} + C_i\end{aligned}$$

ρ_m (raggio di Molire) è il raggio della sezione trasversa dello sciame nel punto di massimo sviluppo, t_{max} (misurata in unità di lunghezza di radiazione) è la distanza dall'inizio dello sciame in cui si raggiunge il massimo sviluppo; C_i è una costante che dipende dalla particella che genera lo sciame.

3.1.2 Sciami adronici

Lo studio degli sciami prodotti da un'interazione fra due adroni è un po' più complesso in quanto avvengono normalmente fenomeni che rendono non rivelabile parte dell'energia dissipata. La liberazione di nucleoni dal nucleo atomico richiede l'assorbimento di un'energia maggiore dell'energia di legame soltanto in parte resa visibile nel rivelatore (dai neutroni per emissione di fotoni quando vengono riassorbiti, dai protoni per ionizzazione). La produzione di mesoni introduce altre cause di perdita di energia non rivelata: i mesoni carichi possono decadere in neutrini e muoni, i primi sicuramente non rivelati, i secondi possono uscire dall'apparato portando con sé parte dell'energia. Inoltre i pioni neutri decadendo elettromagneticamente ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) danno origine ad una componente elettromagnetica nello sciame adronico. Infine in uno sciame adronico ci sono numerose particelle di bassa energia la cui dissipazione avviene localmente (fig. 3.2). Questa, in qualche caso (calorimetri a gas o a scintillazione) produce fenomeni di saturazione che

rendono la risposta del calorimetro non lineare con l'energia che ha prodotto il segnale, mentre in altri casi non viene rivelata per motivi costruttivi (calorimetri a *sampling*). Per lo studio della componente adronica si può introdurre una grandezza equivalente alla lunghezza di radiazione: la lunghezza d'interazione λ_i , ossia la distanza media percorsa da un adrone prima di interagire. Anch'essa dipende dal materiale con cui è assemblato il calorimetro: generalmente si ha $\lambda_i > X_0$. La lunghezza d'interazione può essere utile per definire le dimensioni di un calorimetro conoscendo l'energia media delle particelle che si vuole rivelare, ma non permette lo sviluppo di un modello come è stato fatto con X_0 . In uno sciame adronico quindi esistono diversi fenomeni che introducono delle fluttuazioni poco controllate: la produzione di pioni neutri, la produzione di neutrini non rivelati nei decadimenti dei mesoni carichi, la rottura di nuclei atomici. Inoltre per misurare l'energia dell'adrone che genera lo sciame è necessario misurare l'energia delle singole particelle costituenti, e non solo la distanza percorsa.

Data la normale presenza di una componente elettromagnetica la risposta del calorimetro ad uno sciame adronico è costituita da 2 termini:

$$R_h = \epsilon_h E_h + \epsilon_e E_e \quad (3.6)$$

dove $\epsilon_{e/h}$ è l'efficienza di rivelazione rispettivamente della componente elettromagnetica e adronica dello sciame, ed $E_{e/h}$ è l'energia dissipata dalle due componenti. La risoluzione globale dipende quindi da quanta energia rispetto al totale portano le due componenti, ovvero da quanti mesoni neutri sono stati prodotti; se però $\epsilon_h = \epsilon_e$ questa fluttuazione viene meno, in queste condizioni si parla di calorimetri "compensati". Il valore del rapporto $\frac{\epsilon_h}{\epsilon_e}$ dipende dalle caratteristiche costruttive e può essere misurato a partire dalla risposta ad elettroni e pioni della stessa energia.

Per un generico calorimetro la risoluzione può essere parametrizzata così:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b + \left| \frac{\epsilon_e}{\epsilon_h} - 1 \right|. \quad (3.7)$$

con un chiaro significato per i parametri. In generale le risoluzioni per sciame elettromagnetici sono migliori che per sciame adronici, più in dettaglio valori tipici per il parametro a sono: $a_{em} \sim 5 - 10\%$, $a_h \sim 30 - 40\%$; questa differenza dipende dalle differenti fluttuazioni intrinseche a cui sono soggetti due tipi di sciame.

3.1.3 Calorimetri compensati

Con il nome di calorimetro compensato si intende un apparato per cui il rapporto $\frac{\epsilon_e}{\epsilon_h}$ è prossimo ad 1. Esistono diverse strategie per raggiungere questo risultato. Un primo metodo può essere migliorare ϵ_h . Per questo fine occorre migliorare la risposta del calorimetro alla componente neutra e di bassa energia dello sciame adronico. Per una efficace rivelazione di neutroni si è sfruttata la fissione indotta per assorbimento negli atomi d'uranio per produrre segnali visibili, oppure elementi rivelatori ricchi di protoni (scintillatori principalmente) in cui per interazioni elastiche i protoni assorbono parte dell'energia cinetica dei neutroni dello sciame e la dissipano per ionizzazione. Un secondo metodo si basa sulla diminuzione di ϵ_e costruendo apparati che non rivelano fotoni o elettroni di bassa energia ($E < 1MeV$), questi perdono la loro energia per ionizzazione o eccitamento degli atomi del mezzo: nei calorimetri a *sampling* l'elettrone o il fotone emesso (per diseccitamento) può restare nello strato d'assorbitore non producendo così alcun segnale.

3.1.4 Calorimetri omogenei

Un calorimetro omogeneo è un calorimetro in cui l'elemento assorbitore e l'elemento rivelatore coincidono. Generalmente questi apparati rivelano fotoni che possono essere prodotti diversamente a seconda del tipo di elemento rivelatore: possono essere fotoni Cherenkov o fotoni prodotti dal diseccitamento degli atomi ionizzati lungo la traccia. Un ulteriore strumento, generalmente fotomoltiplicatori, trasforma i fotoni in elettroni e da globalmente un segnale proporzionale alla luce prodotta. Sia il fenomeno di produzione di fotoni sia il fenomeno di produzione di fotoelettroni sono fenomeni statistici, ed entrambi questi fenomeni contribuiscono alla risoluzione totale dell'apparato.

Anche le camere a deriva possono essere considerate calorimetri omogenei, in questo caso, come detto in altre occasioni, viene rivelata la carica prodotta per ionizzazione.

La risoluzione di questo tipo di calorimetri ottenuta per sciami elettromagnetici è molto buona: $\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{5-10\%}{\sqrt{E}}$. Questo tipo di calorimetri non è preferenzialmente usato per sciami adronici perchè le fluttuazioni intrinseche degli sciami ne riducono la risoluzione mentre non è possibile 'compensarli' nei modi spiegati precedentemente.

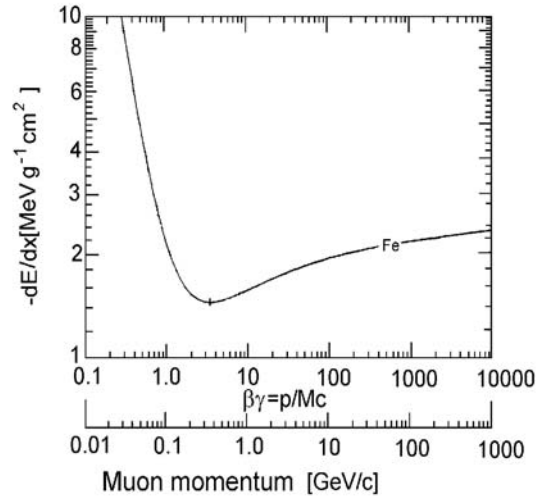


Figura 3.2: Perdita di energia di muoni in un corpo di ferro in funzione dell'energia del muone stesso. Questo è il tipico andamento della funzione chiamata 'Bethe-Block'. Particelle che hanno l'energia tale che la perdita sia minima vengono chiamate *minimum ionizing particle*.

3.1.5 Calorimetri a *sampling*

Un calorimetro a *sampling* è un calorimetro in cui si succedono con regolarità zone di materiale inerte, in genere costituito da atomi con alto numero di protoni, e zone di materiale sensibile in cui le particelle vengono rivelate e (possibilmente) viene misurata anche l'energia dissipata. In questo modo non si riesce a seguire tutto lo sciame ma viene rivelata la sua composizione in diverse fasi dello sviluppo. Chiaramente questo introduce un'ulteriore fonte di fluttuazioni nella misura in quanto parte dell'energia viene dissipata nella parte non attiva del rivelatore: particelle non relativistiche, in particolare elettroni e protoni, perdono localmente la loro energia, questo si può capire osservando l'andamento della 'Bethe-Block' (fig. 3.2) per bassi valori del momento della particella. Queste fluttuazioni, dovute al campionamento, sono comunque trascurabili quando la misura viene effettuata su sciame adronici. Un'altra caratteristica positiva è la possibilità di compensare la risposta di questi strumenti sia aumentando ϵ_h (o con un materiale rivelatore

ricco di protoni o aggiungendo una piccola dose di uranio nell'assorbitore) sia diminuendo ϵ_e (elettroni e fotoni di bassa energia generalmente non vengono rivelati). Questa proprietà, insieme alla maggiore semplicità costruttiva, ha fatto dei calorimetri a *sampling* strumenti molto usati.

Seguendo il modello precedentemente descritto possiamo calcolare la risoluzione della misura dell'energia di uno sciame elettromagnetico effettuata con questo tipo di calorimetro. Bisogna ricordare che le particelle subiscono *multiple scattering* nel materiale assorbitore quindi lo spazio percorso nel volume attivo sarà maggiore del suo spessore; introduciamo lo 'spessore effettivo'

$$t_{eff} = \frac{t}{\langle \cos \vartheta \rangle} \quad (3.8)$$

dove t è lo spessore dello strato di materiale sensibile in unità di lunghezze di radiazione e ϑ è l'angolo di scattering. Ora possiamo utilizzare la 3.5 per ricavare il numero di particelle prodotte in questo sciame:

$$N_e = \frac{T}{t_{eff}} = \frac{\alpha E_{inc} \langle \cos \vartheta \rangle}{\epsilon_c t} \quad (3.9)$$

dove α è un parametro che tiene conto dell'esistenza di un valore minimo di energia misurabile per ogni singola particella. A questo punto otteniamo:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{1}{\sqrt{N_e}} = \sqrt{\frac{\epsilon_c (MeV) t (X_0)}{\alpha \langle \cos \vartheta \rangle E (GeV)}} = \sqrt{\frac{\Delta E (MeV)}{\alpha \langle \cos \vartheta \rangle E (GeV)}}. \quad (3.10)$$

Il parametro $\Delta E (MeV)$ è l'energia dissipata nella zona attiva del calorimetro mentre il fattore \sqrt{t} è tipico della struttura a *sampling* del calorimetro. Per quanto riguarda sciami adronici invece una buona parametrizzazione è la seguente:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{smp} \sim \sqrt{\frac{\Delta E (MeV)}{E (GeV)}} \quad (3.11)$$

oppure, nel caso che la perdita di energia nello strato rivelatore segua una distribuzione di Landau:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{landau} \simeq \frac{3}{\sqrt{N_e}} \ln(1.3 \cdot 10^4 \delta) \quad (3.12)$$

dove δ è l'energia dissipata nello strato attivo [41].

3.2 Le fibre scintillanti

Un'evoluzione dei piani di scintillatori usati in numerosi esperimenti sono proprio le fibre scintillanti. Il nome indica ciò che li accomuna ovvero il principio di funzionamento, ma quest'ultime sembrano avere un margine d'utilizzo maggiore. Le fibre scintillanti sono sostanzialmente dei fili di scintillatore plastico di diametro variabile fra un centinaio di micron e qualche millimetro. Fibre sottili sono state efficacemente usate in apparati tracciatori, fibre più spesse invece come elementi attivi di calorimetri. Il limite principale è la lunghezza delle fibre. Inevitabilmente infatti la luce che viaggia in un mezzo subisce qualche fenomeno che ne diminuisce l'intensità: fibre troppo lunghe potrebbero non produrre agli estremi alcun segnale.

3.2.1 La produzione di luce

Le fibre scintillanti comunemente usate sono costituite principalmente da *polystyrene* (PS), una molecola complessa (fig. 3.3) contenente un anello di benzene. Il corpo di PS è contenuto in una o due guaine (*cladding*) con uno spessore totale di qualche micron e con indice di rifrazione (n_{cl}) inferiore all'indice di rifrazione del *core* di PS (n_{co}): questo sia per aumentare l'efficienza di intrappolamento, come successivamente vedremo, sia per proteggere la fibra. Fibre in cui l'indice di rifrazione varia attraversando una superficie vengono chiamate fibre a *step-index*, per distinguerle da fibre in cui l'indice di rifrazione diminuisce uniformemente allontanandosi dall'asse (*gradient-index*). Le particelle ionizzanti che attraversano il corpo delle fibre interagiscono con la molecola di PS, in particolare la molecola di benzene contenuta, per la sua configurazione elettronica, si presta ottimamente all'assorbimento di energia. La molecola di benzene contiene una coppia di elettroni nel livello π più esterno (S_0), e numerosi altri livelli eccitati S_{ij} (l'indice i relativo a livelli elettronici, l'indice j a sotto-livelli roto-vibrazionali molecolari). Per interazione con particelle ionizzanti la molecola di benzene viene eccitata, il diseccitamento fino allo stato S_1 avviene in maniera non radiativa, mentre il diseccitamento dallo stato S_1 allo stato S_0 , che avviene in tempi inferiori al nanosecondo (fluorescenza), produce fotoni. Fra gli stati S_1 ed S_0 c'è un livello intermedio T_1 (stato di tripletto) ma la transizione $T_1 \rightarrow S_0$ avviene in tempi maggiori (fosforescenza). L'esistenza di numerosi stati roto-vibrazionali determina uno spettro non monocromatico. Altri fenomeni che avvengono normalmente nelle interazioni con particelle

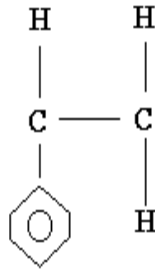


Figura 3.3: Molecola di *Polystirene*, l'agglomerato esagonale rappresenta la molecola di benzene contenuta.

ionizzanti sono: ionizzazione degli elettroni dello stato π e l'eccitazione o ionizzazione degli elettroni interni. Questi ultimi fenomeni concorrono fortemente all'assorbimento di energia ma normalmente non partecipano alla produzione di luce fluorescente, col risultato che solo il 3% dell'energia assorbita viene riemessa radiativamente, come si può capire questa è una percentuale troppo bassa. Un ulteriore problema connesso alla luce prodotta dal PS è che lo spettro ha un massimo per $\lambda \sim 330nm$, fuori dallo spettro di assorbimento dei normali fotomoltiplicatori. L'aggiunta di una concentrazione di un 'dopante' può risolvere entrambi i problemi. L'elemento usato come dopante deve avere lo spettro di assorbimento grossomodo sovrapposto allo spettro di emissione del PS ed un'efficienza quantica quanto più alta possibile. Inoltre le molecole eccitate del PS scambiano energia con le molecole intorno attraverso processi non radiativi: urti, transizione Foster³. Se la concentrazione del dopante è abbastanza alta ($\sim 2\%$ della massa totale), così da ridurre la distanza media tra queste molecole e quelle del PS eccitato, questo processo di trasferimento di energia può anche predominare su quello radiativo [41]. Le molecole del dopante eccitate emettono fotoni per diseccitamento. In questo modo dopo una qualche distanza dal punto in cui la particella ionizzante ha interagito nella fibra tutti i fotoni appartengono allo

³Con transizione Foster si intende un processo di scambio di energia non radiativo tra due molecole, in questo caso le molecole di PS e quelle del dopante. Perché questo processo sia significativo è necessario che la concentrazione del dopante sia alta, la probabilità di scambio energetico dipende infatti dalla distanza tra le molecole.

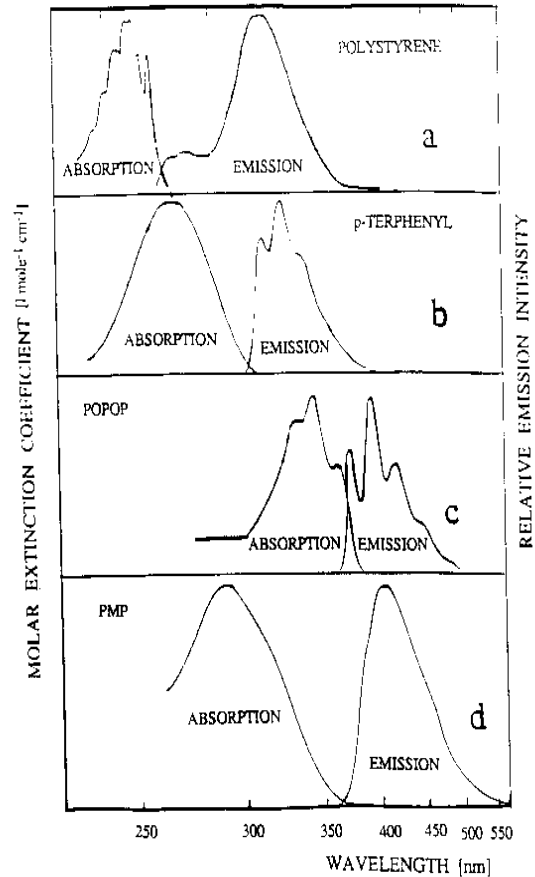


Figura 3.4: Spettri di assorbimento e di emissione del PS (a) e di altre molecole usate come dopanti: p-terphenyl, POPOP, PMP [44].

spettro di emissione della molecola dopante. Restano però due problemi, questo spettro, generalmente piccato intorno a $\lambda \sim 400\text{nm}$, ha solo una piccola intersezione con la curva di risposta spettrale dei fotomoltiplicatori, e il blocco di PS è molto opaco per fotoni di questa lunghezza d'onda: per fotoni di $\lambda < 400\text{nm}$ la lunghezza d'attenuazione dovuta solo al 'Rayleigh scattering' è inferiore ad 1 metro e si riduce a qualche millimetro per $\lambda < 350\text{nm}$. Anche questo problema viene risolto introducendo un altro dopante, anch'esso con alta efficienza quantica. In questo caso la concentrazione può essere bassa in quanto il trasferimento di energia dal primo dopante avviene per assorbimento di fotoni, ciò implica che lo spettro di emissione di quest'ultimo e lo spettro di assorbimento del secondo dopante devono essere

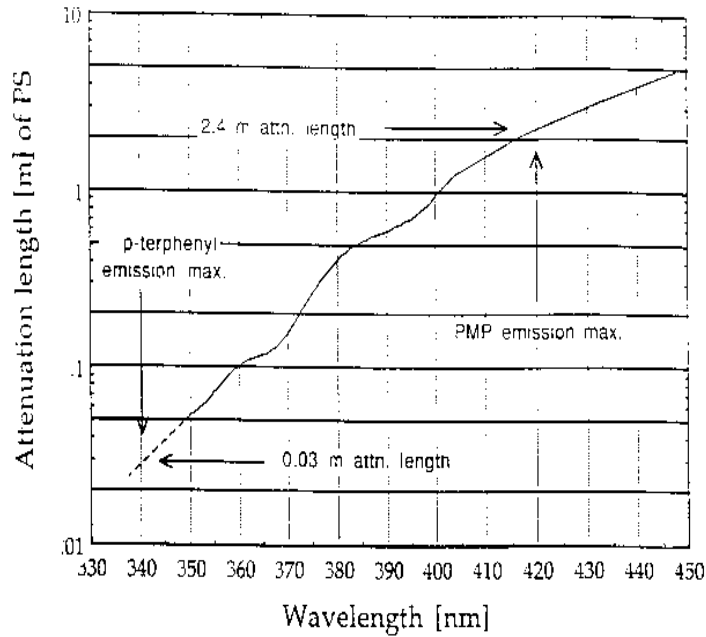


Figura 3.5: Lunghezza d'attenuazione misurata in un corpo di *polystirene* dovuta principalmente al 'Rayleigh scattering' [44].

possibilmente sovrapponibili, inoltre una bassa densità evita il problema dell'autoassorbimento. La proprietà principale richiesta al secondo dopante è di avere uno spettro di emissione piccato per valori di lunghezza d'onda superiori a 400nm così da poter attraversare una lunga distanza nel corpo di PS e da essere visibili dai comuni fotomoltiplicatori.

L'efficienza quantica di tutto il composto è dato dal prodotto di 3 termini:

$$\epsilon = \eta_1 \eta_2 \eta_3 \quad (3.13)$$

dove η_1 è l'efficienza del trasferimento di energia dal PS al primo dopante, η_2 ed η_3 sono l'efficienze quantiche dei dopanti, stiamo però supponendo che tutti i fotoni emessi dal primo dopante vengano assorbiti dal secondo, mentre in realtà possono anche sfuggire dalla fibra. Non sempre però la configurazione a due dopanti è attuabile; normalmente i fotoni prodotti dal primo dopante percorrono una distanza dell'ordine di $200 - 300\mu\text{m}$ o più, una distanza irrimediabilmente lunga nel caso di fibre sottili (diametro $\sim 300\mu\text{m}$) in quanto questi fotoni sfuggirebbero dalla fibra. In questo caso è necessario

usare un unico dopante [44]. Alcuni tipi di molecole usate come dopanti sono

Tipo di dopante	Picco d'assorbimento (nm)	Picco d'emissione (nm)	Efficienza quantica	Tempo di decadimento (ns)
bPBD	305	365	0.51	1.83
POPOP	370	430	0.85	1.5
PBBO	328	395	0.79	2.1
PMP450	305	435	0.74	3.6
3HF	340	530	0.40	8
PTerphényl	275	340	0.93	0.95

Tabella 3.1: Proprietà ottiche di alcune molecole usate come dopanti per fibre scintillanti [47].

riportate nella tabella 3.1 con le loro proprietà ottiche più importanti. È utile osservare che i tempi di decadimento sono molto brevi, inoltre anche gli altri fenomeni di trasferimento di energia (transizione Foster) sono altrettanto rapidi, questo è alla base di una proprietà importante degli scintillatori in generale ed anche di queste fibre; vedremo infatti che le fibre testate mostrano una risoluzione temporale inferiore ad $1ns$.

Qualunque sia la composizione chimica delle fibre possiamo introdurre un parametro, E_γ , energia media necessaria per produrre un fotone così che il numero di fotoni prodotti dal passaggio della particella ionizzante è:

$$n_{\gamma 0} = \frac{\Delta E_R}{E_\gamma} \quad (3.14)$$

dove ΔE_R è l'energia rilasciata dalla particella nella fibra, in genere calcolabile a partire dalla Bethe-Block. Valori tipici per fibre di un millimetro di diametro sono:

$$E_\gamma \sim 100 - 150eV$$

$$E_R \sim 300KeV$$

$$n_{\gamma 0} \sim 1500 - 2000$$

il numero di fotoni prodotti quindi è abbastanza alto, purtroppo solo una piccola parte di questi raggiungono lo strumento sensibile (fotomoltiplicatore) in quanto esistono numerose cause di dispersione.

3.2.2 Intrappolamento della luce

Come visto nel precedente paragrafo il numero di fotoni prodotti è abbastanza alto e la lunghezza d'onda è piccola in confronto con le dimensioni della fibra ($d \sim 1mm$), questo è sufficiente per usare l'approssimazione dell'ottica geometrica e trattare la radiazione luminosa come raggi che si propagano lungo una linea retta. Un'altra informazione necessaria è il valore degli indici di rifrazione dei materiali in questione, questi sappiamo che in generale dipendono dalla lunghezza d'onda λ della luce che li attraversa, possiamo scrivere:

$$\begin{aligned} n_{co} &= 1.5640 + \frac{0.0100}{\lambda^2(\mu m)} \\ n_{cl} &= 1.4795 + \frac{0.0045}{\lambda^2(\mu m)}. \end{aligned}$$

Stiamo considerando il PS come materiale del *core* e il PMMA (*Polymethymetacrilate*) come materiale della prima guaina. Per $\lambda \sim 450nm$ otteniamo $n_{co} = 1.613$, $n_{cl} = 1.502$. Le particelle ionizzanti attraversano la fibra in qualsiasi direzione e l'emissione di fotoni può avvenire in un qualsiasi punto della traiettoria della particella, con i parametri fissati in figura 3.6 si ha che la distanza minima tra il raggio luminoso e l'asse della fibra è:

$$r_{ic} = r \sin \psi \quad (3.15)$$

(r distanza del punto di produzione del fotone dall'asse della fibra) e facendo alcune considerazioni puramente geometriche si trova la relazione tra l'angolo ϑ (formato dalla direzione del raggio proiettato sul piano contenente l'asse della fibra e l'asse stesso) e l'angolo Ω tra il raggio e la normale alla superficie nel punto d'incidenza:

$$\cos^2 \vartheta + \left(\frac{r_{ic}}{\rho}\right)^2 \sin^2 \vartheta = \sin^2 \Omega \quad (3.16)$$

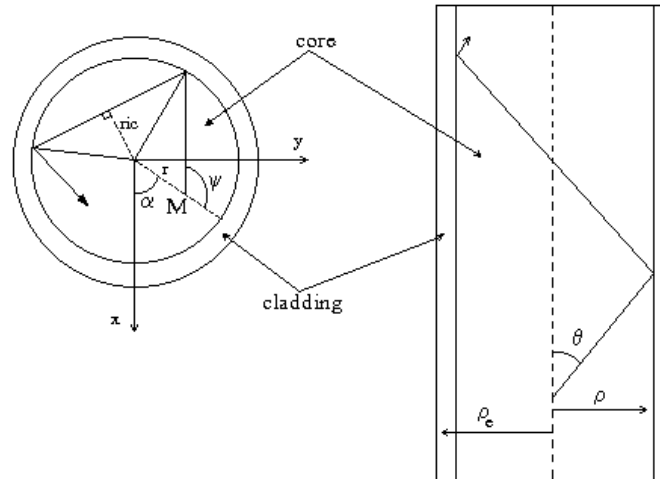


Figura 3.6: Sezioni della fibra: sono indicati anche i parametri dei raggi luminosi come usati nel testo.

dove ρ è il raggio del *core* di PS. Sempre per motivi geometrici si ha che gli angoli ϑ ed Ω ed il parametro r_{ic} sono costanti durante la propagazione del raggio, anche nel caso uscisse dal *core*, possiamo quindi introdurre due variabili invarianti:

$$\beta = n(r) \cos \vartheta \quad (3.17)$$

$$l = \frac{r_{ic}}{\rho} n(r) \sin \vartheta \quad (3.18)$$

dove $n(r)$ è l'indice di rifrazione del mezzo ad una distanza r dall'asse. A questo punto possiamo dire qual'è la condizione perchè il raggio si propaghi all'interno della fibra. Sappiamo che un raggio luminoso che incide su una superficie di separazione tra due mezzi (con indice di rifrazione diversi) rispetta la legge di Snell:

$$n_1 \sin \vartheta_1 = n_2 \sin \vartheta_2 \quad (3.19)$$

dove ϑ_1 e ϑ_2 sono gli angoli fra la direzione del raggio e la normale alla superficie nel punto d'incidenza rispettivamente nel mezzo 1 e nel mezzo 2.

Il raggio viene riflesso nel mezzo di provenienza se:

$$\vartheta_1 > \sin^{-1} \frac{n_2}{n_1}. \quad (3.20)$$

Applicando questa relazione al caso in esame il raggio luminoso rimane intrappolato se è verificata la seguente:

$$\Omega > \Omega_c = \sin^{-1} \frac{n_{cl}}{n_{co}} \quad (3.21)$$

Se $r_{ic} = 0$, ovvero il raggio luminoso interseca l'asse della fibra, questa insieme alla 3.16 da un limite all'angolo ϑ di emissione del raggio:

$$\vartheta < \vartheta_c = \cos^{-1} \frac{n_{cl}}{n_{co}} \quad (3.22)$$

nel caso più generale in cui $r_{ic} \neq 0$ possiamo sfruttare le 3.16, 3.18, 3.21 per ottenere la seguente:

$$\cos^2 \vartheta + \left(\frac{r_{ic}}{\rho}\right)^2 \sin^2 \vartheta \geq \sin^2 \Omega_c \quad (3.23)$$

che scritta in un'altra forma è:

$$\beta^2 + l^2 \geq n_{cl}^2 \quad (3.24)$$

dalle quali appare evidente che per $\vartheta < \vartheta_c$ il raggio viene intrappolato indipendentemente da r_{ic} mentre se $r_{ic} \neq 0$ anche raggi con $\vartheta > \vartheta_c$ possono restare intrappolati, per quest'ultimi però la condizione d'intrappolamento diventa⁴:

$$r_{ic} \geq r_c(\vartheta) = \rho \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \vartheta_c}{\sin \vartheta}\right)^2} \quad (3.25)$$

ovvero se $\vartheta > \vartheta_c$ non tutta la sezione trasversa della fibra può essere sorgente di luce intrappolabile, in particolare si può calcolare la superficie utile⁵:

$$S(\vartheta) = \pi \rho^2 \left(1 - \frac{2}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{r_c}{\rho}\right) - \frac{2}{\pi} \frac{r_c}{\rho} \sqrt{1 - \left(\frac{r_c}{\rho}\right)^2}\right). \quad (3.26)$$

⁴Riscrivendo la 3.23 in questa forma: $n_{co}^2 \cos^2 \vartheta + n_{co}^2 \left(\frac{r_{ic}}{\rho}\right)^2 \sin^2 \vartheta \geq n_{cl}^2$, si ottiene: $r_{ic}^2 \geq \frac{\rho^2}{\sin^2 \vartheta} (\cos^2 \vartheta_c - \cos^2 \vartheta)$, e usando la relazione trigonometrica otteniamo la 3.25.

⁵È utile osservare esplicitamente che $S(\vartheta) = \pi \rho^2$ per $\vartheta \rightarrow \vartheta_c$, possiamo quindi prolungare la $S(\vartheta)$ per $\vartheta < \vartheta_c$ definendo in questo intervallo $S(\vartheta) = \pi \rho^2$.

Considerazioni del tutto simili si possono fare riguardo i fotoni che vengono rifratti entro la prima guaina ed incidono sulla sua superficie esterna; indicato con n_a l'indice di rifrazione del materiale esterno si può ottenere la relativa condizione d'intrappolamento e superficie utile:

$$\beta^2 + l^2 \geq n_a^2 \quad (3.27)$$

$$S'(\vartheta) = \pi \rho^2 \left(1 - \frac{2}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{r_a}{\rho}\right) - \frac{2 r_a}{\pi \rho} \sqrt{1 - \left(\frac{r_a}{\rho}\right)^2}\right) - S(\vartheta) \quad (3.28)$$

dove r_a è il relativo di r_c .

Dopo queste considerazioni possiamo individuare le diverse categorie di raggi luminosi, un procedimento formale richiede l'introduzione della funzione $g(r)$ [45] che descrive la propagazione della luce nella fibra:

$$g(r) = \left(\beta \frac{dr}{dz}\right)^2 = n^2(r) - \beta^2 - l^2 \left(\frac{\rho}{r}\right)^2 \quad (3.29)$$

un qualsiasi raggio luminoso potrà raggiungere la distanza r dall'asse della fibra se sarà:

$$g(r) \geq 0. \quad (3.30)$$

Questa disuguaglianza individua 4 categorie di raggi luminosi:

1. $g(r) \geq 0$ entro il *core* della fibra (raggi contenuti).
2. $g(r) \geq 0$ entro il *core* della fibra ed oltre un certa distanza dall'asse ma non nel *cladding* (sono raggi con $r_{ic} \neq 0$ e $\vartheta > \vartheta_c$). Questi raggi possono sfuggire dalla fibra per una sorta di effetto 'tunnel', questo fenomeno è comunque trascurabile per diametri della fibra dell'ordine del *mm*.
3. Raggi che vengono rifratti nel *cladding* e vengono poi riflessi sulla superficie con la terza guaina o con l'esterno, questi continuano a propagarsi entro i due ambienti ma, data la maggiore opacità del *cladding*, dopo una distanza di alcune decine di centimetri il loro contributo all'intensità totale di luce è pressochè nullo.
4. Raggi che vengono rifratti attraverso tutte le superfici di separazione e sfuggono dalla fibra. Fibre di nuova generazione hanno una terza

guaina, chiamata EMA -*Extra Mural Absorber*-, che oltre ad assorbire i fotoni che vi entrano impedendo che possano raggiungere una fibra vicina riflettono verso l'interno un numero maggiore di fotoni intensificando la precedente categoria 3.

Il passo successivo è calcolare l'efficienza d'intrappolamento, ovvero la frazione di fotoni che rimane intrappolata nella fibra; il numero di fotoni prodotti sull'elemento di superficie $rdrd\alpha$ e che si propaga lungo la direzione contenuta nell'elemento di angolo solido $d\omega$ è:

$$dn_\gamma = n_{\gamma 0} \frac{d\omega rdrd\alpha}{4\pi \pi\rho^2}. \quad (3.31)$$

($n_{\gamma 0}$ numero totale di fotoni prodotti dalla particella entro la fibra). Se consideriamo i raggi totalmente contenuti, la precedente categoria 1, l'intervallo di variazione di $d\omega$ è limitato da $\vartheta < \vartheta_c$, e l'efficienza d'intrappolamento è data da:

$$\epsilon_{ri} = \frac{1}{n_{\gamma 0}} \int_{\vartheta < \vartheta_c} dn_\gamma = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n_{cl}}{n_{co}}\right) \quad (3.32)$$

il fattore $\frac{1}{2}$ dipende dal fatto che stiamo considerando fotoni che si propagano verso uno dei due estremi della fibra. Come visto anche raggi con $\vartheta > \vartheta_c$ contribuiscono alla luce intrappolata, l'efficienza per questi è data da:

$$\epsilon_{rs} = \frac{1}{n_{\gamma 0}} \int_{\vartheta_c \leq \vartheta \leq \vartheta_e} dn_\gamma = \frac{1}{2\pi\rho^2} \int_{\vartheta_c \leq \vartheta \leq \vartheta_e} S(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta \quad (3.33)$$

dove ϑ_e è l'angolo limite della superficie di separazione tra il *core* di PS e l'elemento esterno (elemento rivelatore all'estremità della fibra) di indice di rifrazione n_e ; se avessimo $n_e = n_{co}$, ovvero un accoppiamento ottico perfetto, si otterrebbe:

$$\epsilon_t = \epsilon_{ri} + \epsilon_{rs} = \frac{1}{2} \left(1 - \left(\frac{n_{cl}}{n_{co}}\right)^2\right) \quad (3.34)$$

Per una fibra di 1mm di diametro costituita da un *core* di PS e il *cladding* di PMMA si hanno questi valori [46]:

$$\epsilon_{ri} = 3.44\% \quad (3.35)$$

$$\epsilon_t = 6.64\%. \quad (3.36)$$

Si vede che $\epsilon_{ri} \sim \epsilon_{rs}$ e quindi i raggi che si propagano con $\vartheta > \vartheta_c$ non sono 'a priori' trascurabili.

Ottenuta l'efficienza d'intrappolamento possiamo calcolare il numero di fotoni che si propagano, almeno inizialmente, nella fibra:

$$n_\gamma = n_{\gamma 0} \epsilon_t. \quad (3.37)$$

3.2.3 La propagazione del segnale luminoso

Abbiamo appena visto che più del 90% dei fotoni prodotti da una particella ionizzante entro la fibra ne sfuggono. Ci sono ancora due fenomeni che portano alla diminuzione del numero di fotoni effettivamente rivelati all'estremità della fibra:

1. Perdita per riflessioni. I raggi luminosi vengono riflessi numerose volte sulla superficie di separazione tra *core* e *cladding* prima di raggiungere lo strumento rivelatore di luce.
2. Perdita per assorbimento. I fotoni possono interagire con gli atomi del materiale. Possono essere assorbiti e eventualmente riemessi ad un altro angolo in quanto in generale gli spettri di assorbimento e di emissione hanno una intersezione non nulla. Possono anche avvenire urti $\gamma e \rightarrow \gamma e$, sia di tipo Rayleigh sia di tipo Compton. Pur essendo fenomeni diversi in entrambi i casi il fotone subisce una deviazione.

La perdita per riflessione dipende dal numero di riflessioni che il raggio luminoso subisce, questo numero è dato da:

$$n = \frac{z}{z_{rif}} \quad (3.38)$$

dove z è la distanza tra il punto di produzione della luce e l'estremo della fibra, z_{rif} è la distanza tra due riflessioni consecutive proiettata sull'asse della fibra. Considerazioni geometriche portano a questa parametrizzazione per il numero di riflessioni:

$$n_R(z, \vartheta, r_{ic}) = \frac{z \tan(\vartheta)}{2\rho} \left(1 - \left(\frac{r_{ic}}{\rho}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (3.39)$$

Introduciamo poi il parametro $q(\Omega, \lambda) = (1 - \epsilon(\Omega, \lambda))$ coefficiente di riflessione, (ϵ coefficiente di dispersione), il flusso dei fotoni diminuisce con il numero di

riflessioni secondo la seguente:

$$n_{\gamma R} = n_{\gamma} q^{n_R} = n_{\gamma} e^{n_R \ln(1-\epsilon)} = n_{\gamma} e^{-\epsilon \frac{z \tan(\vartheta)}{2\rho} (1 - (\frac{r_{ic}}{\rho})^2)^{-\frac{1}{2}}} \quad (3.40)$$

(essendo $\epsilon \ll 1$ abbiamo approssimato il logaritmo con $-\epsilon$).

La parametrizzazione della perdita di fotoni per assorbimento è più semplice dipendendo semplicemente dalla lunghezza del percorso entro il *core* della fibra; il flusso di fotoni soggetto solo a questo fenomeno varia con la seguente:

$$n_{\gamma abs} = n_{\gamma} e^{-\frac{z}{\cos \vartheta} \frac{1}{\Lambda_{core}(\lambda)}} \quad (3.41)$$

dove $\frac{z}{\cos \vartheta}$ è lo spazio realmente percorso entro la fibra da un raggio emesso con un angolo ϑ (la relazione 3.41 è vera solo per fotoni assiali), il parametro $\Lambda_{core}(\lambda)$, lunghezza d'attenuazione per assorbimento può essere interpretato come il libero cammino medio dei fotoni nel *core* della fibra, λ è la lunghezza d'onda della luce considerata.

Nello studio del segnale prodotto dalla fibra non si può prescindere dallo strumento sensibile usato e dal fatto che i fotoni devono attraversare un'altra superficie di separazione. Introduciamo i parametri ρ_f , frazione di luce dispersa nella rifrazione all'uscita della fibra, e la distribuzione $\eta(\lambda, \vartheta)$, efficienza spettrale dello strumento che rivela i fotoni (generalmente fotomoltiplicatori). Introduciamo ancora $\psi(\lambda)$ distribuzione dei fotoni rispetto alla loro lunghezza d'onda, in questo modo possiamo calcolare il numero di fotoni di lunghezza d'onda compresa tra λ e $\lambda + d\lambda$ rivelati ed emessi con angolo compreso tra ϑ e $\vartheta + d\vartheta$:

$$dn_{\gamma} = n_{\gamma 0} \psi(\lambda) (1 - \rho_f) \eta(\lambda, \vartheta) \frac{S(\vartheta)}{\pi \rho^2} e^{-\frac{z}{\cos \vartheta} \frac{1}{\Lambda_{core}(\lambda)}} e^{-\epsilon \frac{z \tan(\vartheta)}{2\rho} (1 - (\frac{r_{ic}}{\rho})^2)^{-\frac{1}{2}}} dA d\lambda \quad (3.42)$$

dove dA è l'elemento di superficie in cui sono stati prodotti i fotoni. Se ora consideriamo le condizioni reali possiamo semplificare questa formulazione: possiamo sostituire l'integrazione in $d\lambda$ con $\bar{\lambda}$, valore medio della lunghezza d'onda in quanto lo spettro è indipendente dal punto di produzione della luce, ρ_f varia poco per $\vartheta < \vartheta_c$ ⁶ e può essere considerato costante, in particolare

⁶I raggi emesso con $\vartheta > \vartheta_c$ sono normalmente trascurabili in quanto vengono emessi all'uscita della fibra ad angoli maggiori, dove la $\eta(\lambda, \vartheta)$ è piccola.

possiamo scrivere:

$$\rho_f \approx \left(\frac{n_{co} - n_e}{n_{co} + n_e} \right)^2 \quad (3.43)$$

Dopo opportune semplificazioni la 3.42 si può ridurre così:

$$dn_\gamma \sim \frac{1}{2} n_{\gamma 0} \eta(\bar{\lambda}, \vartheta) (1 - \rho_f) e^{-\frac{z}{\cos \vartheta} \frac{1}{\Lambda_{core}(\lambda)}} e^{-\frac{4}{\pi} \frac{z \epsilon(\vartheta) \tan(\vartheta)}{2\rho}} \sin(\vartheta) d\vartheta. \quad (3.44)$$

In opportune condizioni questa si può integrare: se $\frac{z}{\Lambda_{core}} \ll 1$ e $\frac{z \epsilon \tan(\vartheta)}{2\rho} \ll 1$ ed approssimando ϵ con $a \tan(\vartheta)$, valida per piccoli angoli (ci troviamo nel caso $\vartheta < \vartheta_c$) si ottiene

$$n_{\gamma co} \sim \frac{n_{\gamma 0}}{2} (1 - \cos \vartheta_c) \eta(\bar{\lambda}) (1 - \rho_f) e^{-\frac{z}{\Lambda_{ATT}}} \quad (3.45)$$

con

$$\frac{1}{\Lambda_{ATT}} = \frac{1}{\Lambda_{core}(\lambda)} \frac{1}{\cos \bar{\vartheta}} + \frac{4}{\pi} \frac{a \tan^2 \bar{\vartheta}}{2\rho} \quad (3.46)$$

dove si intende $\bar{\vartheta} = \frac{\vartheta_c}{\sqrt{2}}$. Questa relazione è stata ottenuta facendo diverse approssimazioni. Il confronto con la relazione analitica, risulta numericamente dimostra comunque che le approssimazioni introducono errori inferiori al 2% [47]. Se però z è molto piccolo ($z < 0.5m$) la propagazione di luce nel *cladding* e i fotoni contenuti con angolo di emissione maggiore dell'angolo critico non sono più trascurabili, anzi il contributo complessivo di queste due categorie di fotoni è confrontabile con quelli che sono stati considerati nella precedente analisi. La fenomenologia di propagazione dei raggi che rimangono intrappolati sulla superficie esterna del *cladding* è del tutto simile: i processi che concorrono ad attenuarne l'intensità sono ancora le interazioni con gli elettroni del materiale in cui si propagano e le perdite per riflessione sulle diverse superfici di separazione che incontrano. Uno studio dell'intensità di questa componente del segnale in funzione della distanza di propagazione porterebbe ad una forma simile alla 3.45:

$$n_{\gamma cl} = A e^{-\frac{z}{\Lambda_{cl}}} \quad (3.47)$$

dove Λ_{cl} è la lunghezza d'attenuazione di questa componente del segnale. Fatta quest'ultima osservazione possiamo scrivere quindi una relazione che

descrive il segnale prodotto da una fibra quando una particella ionizzante la attraversa ad una distanza z dall'estremo:

$$n_{\gamma t} = Ae^{-\frac{z}{\lambda_{cl}}} + Be^{-\frac{z}{\lambda_{ATT}}}. \quad (3.48)$$

In questa espressione compatta sono presenti entrambi i contributi al segnale luminoso che raggiunge il fotocatodo. Vedremo nel prossimo capitolo che questa relazione descrive bene i risultati sperimentali [47].

3.3 Calorimetria e fibre scintillanti

Nei precedenti paragrafi abbiamo descritto i fenomeni di produzione, intrappolamento e propagazione della luce. In questo paragrafo vedremo perchè e con quale risultato le fibre scintillanti vengono usate come elemento attivo di calorimetri a *sampling*.

3.3.1 Vantaggi e limiti

Prima di tutto riprendiamo sinteticamente le proprietà più importanti delle fibre tenendo presente le esigenze dei rivelatori [49]:

- Le fibre danno una risposta rapida che permette il loro uso anche in rivelatori in cui è prevista un'alta *rate* di eventi.
- Hanno una lunghezza di attenuazione di qualche metro, questo da la possibilità di costruire rivelatori di adeguate dimensioni o comunque di portare il segnale più o meno lontano dall'apparato (allo strumento sensibile al segnale luminoso).
- Hanno buone proprietà meccaniche (elasticità).
- Le fibre possono essere usate in rivelatori magnetizzati: i fenomeni di produzione e propagazione di luce non vengono modificati.
- Hanno una buona risoluzione spaziale, da una parte legata alla buona risoluzione temporale, dall'altra alla sezione trasversa che può essere ridotta a qualche μm .
- Le fibre sono caratterizzate da una bassa densità che significa grande lunghezza di radiazione e minore effetto di *multiple scattering*.

La costruzione di un calorimetro deve avere come obiettivo la migliore risoluzione possibile e l'uso di fibre in sostituzione di piani di scintillatori ha in sè un grande vantaggio: una maggiore frequenza di campionamento degli sciami che interviene nel determinare il coefficiente a nella 3.1. Nel verso opposto va invece la seguente osservazione: sciami elettromagnetici di alta energia hanno la caratteristica di svilupparsi nella loro prima parte in un ideale cilindro molto stretto (i primi fotoni e le prime coppie sono praticamente collineari), accade quindi che la risposta del calorimetro fluttui a seconda che questa traiettoria attraversi o no la successione di fibre scintillanti. Questo fenomeno interviene a determinare il coefficiente b della 3.1 [49]. Un ulteriore problema è che un calorimetro a fibre scintillanti richiede l'uso di numerosissime fibre (per ICANOE circa 2200 Km per modulo [39]) in queste condizioni non si può trascurare la probabilità che rispondano in maniera leggermente differente fra di loro o anche spostandoci lungo una stessa fibra. Si potrebbe pensare di risolvere questo problema utilizzando un maggior numero di fibre di diametro minore lasciando così fisso il rapporto tra i volumi di materiale assorbitore e rivelatore. Il limite minimo al diametro della fibra viene però determinato dalla necessità che il fenomeno dell'attenuazione descritto nei precedenti paragrafi non elimini parte dei segnali che si vogliono misurare: non si può vedere meno di un fotoelettrone; più semplicemente potremmo dire che il diametro minimo viene fissato dalla lunghezza della fibra. È bene puntualizzare che a parità di rapporto tra i volumi di assorbitore e rivelatore, ridurre il diametro delle fibre porta alla diminuzione di entrambi i parametri a e b della 3.1, il primo perché aumenta il numero di fibre interessate in uno sciame (maggior campionamento), il secondo in quanto diminuisce la non-uniformità della risposta del calorimetro sia rispetto al punto d'impatto della particella primaria sia rispetto alle differenze tra le fibre. Un altro parametro caratterizzante un calorimetro è il *sampling fraction*, il rapporto tra l'energia depositata nell'elemento rivelatore e l'energia totale. Aumentando il valore di questo rapporto si migliora la risoluzione. Un ultimo parametro che interviene nella misura dell'energia è l'angolo d'incidenza delle particelle rispetto l'asse della fibra, a questo è legata la distanza realmente percorsa, e quindi l'energia persa, entro il *core* della fibra.

3.3.2 Un semplice modello

A questo punto possiamo provare a trovare una relazione tra la risoluzione di un calorimetro a fibre scintillanti e le caratteristiche costruttive dello stesso. In particolare si può trovare un'espressione per il coefficiente a della 3.1. Questo calcolo ha bisogno però di due ipotesi iniziali. La prima è che l'energia delle particelle che compongono lo sciame venga dissipata per ionizzazione (o eccitazione) del mezzo. Sostanzialmente questo modello si può applicare a sciami elettromagnetici. In sciami adronici infatti parte dell'energia si disperde in rottura dei nuclei o produzione di particelle neutre rendendo invisibile a questo tipo di rivelatori parte dell'energia. La seconda ipotesi necessaria è che le fibre siano distribuite omogeneamente e parallelamente tra di loro.

Siano S_f e d rispettivamente il *sampling fraction* e il diametro delle fibre, fissato il quale possiamo introdurre q_{eff} energia media dissipata da una particella (*mip*) attraversando una fibra. Sia E l'energia di un elettrone incidente tale da produrre uno sciame elettromagnetico. Il parametro S_f è la percentuale di energia rivelata dall'elemento attivo, in questo caso le fibre scintillanti appunto. Noto q_{eff} possiamo calcolare il numero medio fibre colpite:

$$N_s = \frac{E}{q_{eff}} S_f \quad (3.49)$$

la deviazione standard della quantità N_s (che in condizioni generali segue una distribuzione di Poisson) è

$$\sigma_s = \sqrt{N_s} = \sqrt{\frac{S_f}{q_{eff}} E}. \quad (3.50)$$

Il termine statistico della risoluzione della misura fatta col calorimetro è dato dal rapporto tra queste due grandezze:

$$\frac{\sigma_{st}}{E} = \frac{\sigma_s}{N_s} = \sqrt{\frac{q_{eff}}{S_f}} \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (3.51)$$

ed ha proprio la forma del primo addendo della 3.1. Se S_f è un parametro che caratterizza il calorimetro, q_{eff} invece dipende sia dal diametro sia dall'inclinazione con cui le particelle vi incidono e si può ancora indagare

come questi parametri intervengano nella risoluzione. Possiamo scrivere:

$$q_{eff} = \alpha \frac{d}{\sin \vartheta_{eff}} \quad (3.52)$$

dove la quantità $\frac{d}{\sin \vartheta_{eff}}$ è la distanza media percorsa all'interno di ogni fibra (in realtà non è detto che le particelle intersechino l'asse fibra come è implicitamente supposto nella 3.52) ed α l'energia dissipata per unità di lunghezza. Come visto precedentemente gli sciame elettromagnetici hanno la caratteristica di svilupparsi principalmente in avanti, possiamo immaginare di dividere quindi lo sciame in due zone, una interna (*core* dello sciame) le cui particelle si muovono lungo la stessa direzione della particella che ha originato lo sciame, una esterna (*alone*) le cui particelle si muovono omogeneamente lungo tutte le direzioni. Nel primo caso $\vartheta_{eff} = \vartheta_e$, (ϑ_e è angolo formato dalla direzione dell'elettrone primario e la direzione delle fibre) nel secondo $\langle \vartheta_{eff} \rangle = \vartheta_{alo} \approx \frac{\pi}{2}$ ottenendo:

$$q_{eff} = \alpha d \left(\frac{w}{\sin \vartheta_e} + \frac{1-w}{\sin \vartheta_{alo}} \right) \approx \alpha d \left(w \left(\frac{1}{\sin \vartheta_e} - 1 \right) + 1 \right) \quad (3.53)$$

con w frazione di particelle che appartengono al *core* dello sciame. Tornando alla risoluzione della misura, questa diventa:

$$\frac{\sigma_{st}}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} = \frac{1}{\sqrt{E}} \sqrt{\frac{\alpha d}{S_f}} \sqrt{w \left(\frac{1}{\sin \vartheta_e} - 1 \right) + 1} \quad (3.54)$$

I parametri α e w devono essere misurati. Bisogna osservare però che la misura del parametro α non corrisponderà all'energia media dissipata entro la fibra ma ad un valore minore per il fatto precedentemente indicato che le particelle possono attraversare le fibre fuori dall'asse. Questa formula ha una singolarità per $\vartheta_e = \frac{\pi}{2}$, ma in questa condizione è già la 3.52 che non è valida e comunque tutto lo sviluppo dello sciame ne viene compromesso (la lunghezza di radiazione per le fibre è molto minore del materiale assorbitore): questa relazione vale quindi per $\vartheta_e > \vartheta_{min}$. Altrettanto interessante è che il minimo della risoluzione si ha per $\vartheta_e = \frac{\pi}{2}$, si può quindi capire la configurazione del calorimetro di ICANOE rispetto al fascio di neutrini [48].

3.4 Le proprietà delle fibre per ICANOE

Nel capitolo precedente è stato descritto il calorimetro dell'apparato ICANOE e lì sono state indicate le dimensioni previste per le fibre: diametro

di $2mm$, lunghezza di circa 9 metri, quest'ultima in particolare impone una richiesta stringente sulla lunghezza d'attenuazione Λ_{ATT} . Se torniamo alla 3.45 (consideriamo questa in quanto per $z \sim 8m$ il segnale è costituito solo da fotoni che si propagano nel *core* della fibra) sostituendo ai parametri dei valori presunti ($\eta \sim 20\%$, $\cos \vartheta_c = \frac{n_{cl}}{n_{co}} = 0.931$, $\rho_f \sim 0$) questa diventa:

$$n_{\gamma r} \approx n_{\gamma 0}(0.7\%)e^{-\frac{x}{\Lambda_{ATT}}} \quad (3.55)$$

così per avere un segnale significativo potremmo richiedere un alto valore di $n_{\gamma 0}$ ma questo non risolverebbe il problema in quanto lo spazio percorso entro la fibra dalle particelle ionizzanti è casuale, ed il tentativo di aumentarlo utilizzando fibre di diametro maggiore imporrebbe una diminuzione della frequenza di campionamento degli sciami ed abbiamo visto che questo impedirebbe di tenere sotto controllo le possibili fluttuazioni nella risposta delle singole fibre. Risulta quindi indispensabile che Λ_{ATT} sia confrontabile con la lunghezza delle fibre ($\Lambda_{ATT} \sim 8 - 9m$).

Un altro calcolo interessante può essere l'applicazione della 3.54 al calorimetro di ICANOE, in questo caso data la particolare geometria ($\vartheta_e \approx \frac{\pi}{2}$), non è necessario conoscere il valore del parametro w , il valore di α può essere ricavato dalla relazione di 'Bethe-Block', un muone altamente relativistico perde energia con la seguente:

$$\frac{dE}{dx} = 1.94 \frac{MeV \cdot cm^2}{g} \quad (3.56)$$

dove x è in realtà il prodotto della densità ρ (la densità delle fibre è: $\rho_{fb} = 1.03g/cm^3$) per la distanza percorsa in un particolare materiale, in queste condizioni si ha:

$$\alpha = \frac{dE}{dx} \left(\frac{MeV \cdot cm^2}{g} \right) \cdot \rho_{fb} \left(\frac{g}{cm^3} \right) \approx 0.2 \frac{MeV}{mm}. \quad (3.57)$$

L'altro parametro necessario è il *sampling fraction*, per ICANOE si ha $S_f \sim 5\%$. Il parametro a della 3.1 vale quindi:

$$a \approx \sqrt{0.2 \frac{MeV}{mm} \cdot 2mm \cdot \frac{1}{5\%} \frac{1}{GeV}} \sim \sqrt{8 \cdot 10^{-3}} \sim 10\%. \quad (3.58)$$

Questo risultato corrisponde ad una risoluzione sufficientemente buona:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{10\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus b \quad (3.59)$$

È bene osservare che questo risultato non è propriamente corretto in quanto il modello usato nel paragrafo 3.3.2 imponeva una distribuzione omogenea delle fibre all'interno dell'apparato e questo non è precisamente il caso del calorimetro di ICANOE, inoltre tutte le approssimazioni che sono state fatte tendevano a sottostimare il valore della risoluzione, ad esempio non si è tenuto conto degli effetti introdotti della presenza di un'energia minima rivelabile. Ciononostante risultano evidenti le ottime potenzialità di questo tipo di apparati.

3.5 Le fibre scintillanti nei tracciatori

Lo sviluppo di questo tipo di rivelatori ha trovato nuovi stimoli quando si è riusciti a produrre strumenti di lettura capaci di conservare la precisione che le fibre permettono. Il limite minimo della risoluzione delle tracce è posto dalla sezione trasversa delle fibre che può raggiungere anche diametri di $30\mu m$, chiaramente in queste condizioni esistono serie difficoltà realizzative, da una parte l'apparato è di difficile costruzione, dall'altra la fenomenologia della produzione e propagazione della luce peggiora la risoluzione precedentemente indicata. Nella 3.14 il parametro E_R dipende dalle dimensioni della fibra ed è legato alla quantità di luce prodotta mentre nella 3.40 vediamo come al diminuire del diametro della fibra, aumentando il numero di riflessioni che un raggio luminoso subisce prima di uscirne, diminuisce la lunghezza d'attenuazione per riflessioni. Questi due fenomeni limitano le dimensioni minime complessive delle fibre.

Un altro problema legato all'intero apparato, comunemente chiamato fenomeno del *cross-talk*, è causato dai fotoni che sfuggono dalla fibra in cui sono stati prodotti. In un calorimetro la distanza tra due fibre adiacenti è sufficiente perchè questi fotoni vengano assorbiti dal materiale circostante e non c'è necessità di tenerne conto. In questo tipo di rivelatori (i tracciatori) la distanza tra le fibre è molto minore del diametro delle stesse. È inevitabile quindi che una parte dei fotoni riescano ad entrare nelle fibre circostanti ed, essendo assorbiti produrre un segnale o in casi particolari anche raggiungere il sistema rivelatore. Questo fenomeno può essere ridotto usando fibre con un solo dopante nel *core* di PS e con una terza guaina (EMA) che assorba la maggior parte dei fotoni che vi entrano, questa è un'efficace soluzione nel caso di fibre con diametri di circa $\sim 0.5mm$. Per fibre di diametri inferiori è il materiale che separa le fibre che fa da guaina nel processo

di intrappolamento ed è indispensabile usare fibre con un solo dopante. Un'altra possibile soluzione può essere usata in fase di analisi del segnale. È ragionevole assumere che le fibre attraversate dalle particelle producano un segnale più intenso rispetto alle fibre che subiscono il fenomeno del *cross-talk*. All'interno di una traccia costituita da più fibre adiacenti si può seguire la traiettoria della particella studiando l'intensità del segnale nel gruppo di fibre interessate.

Un esempio di tracciatori a fibre scintillanti è già stato incontrato, l'apparato CHORUS infatti utilizza piani di fibre di diametro di 0.5mm disposte parallelamente tra di loro, due piani adiacenti ruotati di 90° permettono una visione bidimensionale del passaggio della particella. La parte attiva delle fibre scintillanti è lunga solo 1.7m e questa è anche la dimensione della zona principale del rivelatore: l'ambiente in cui si cercano le interazioni [33].

3.6 Riepilogo

In questo capitolo abbiamo dunque visto su quali fenomeni si basa la misura dell'energia delle particelle e le differenze esistenti tra leptoni e adroni. All'interno di un calorimetro, nome generico degli apparati che misurano l'energia, fotoni ed elettroni producono sciami elettromagnetici compatti e ben misurabili, gli adroni invece interagiscono 'fortemente' all'interno dei nuclei e producono anche particelle neutre; questo tipo di sciami sono soggetti a fluttuazioni maggiori, per ovviare alle quali si deve far ricorso ad altri fenomeni naturali (fissione dei nuclei d'uranio o interazioni $pn \rightarrow pn$). Questi stessi motivi hanno portato allo sviluppo della tecnica dei calorimetri a *sampling* in quanto il contributo alla risoluzione della misura dovuto al campionamento dello sciame è inferiore al contributo alla risoluzione dovuto alle fluttuazioni nello sviluppo dello sciame stesso. In questi nuovi calorimetri hanno trovato un naturale utilizzo le fibre scintillanti in quanto permettono un più fine campionamento mantenendo compatto l'apparato. Non mancano però i limiti nell'uso di questo elemento rivelatore. I fotoni prodotti dal passaggio di particelle ionizzanti vengono emessi uniformemente su tutto l'angolo solido e solo una piccola percentuale rimane all'interno della fibra. Una percentuale ancora minore raggiunge lo strumento sensibile a causa di due fenomeni: la perdita per riflessione sulla superficie della fibra e l'assorbimento degli stessi fotoni da parte del corpo della fibra. Uno studio

dettagliato di questi fenomeni porta alla formulazione di una relazione tra intensità del segnale e distanza che ha percorso all'interno della fibra. Questa sarà confrontata nei prossimi capitoli con i risultati delle misure fatte durante questo lavoro di tesi. Le fibre scintillanti sono state usate anche con altri scopi; fibre di piccolo diametro ($\sim 200\mu m$) associate ad opportuni strumenti rivelatori di luce sono in grado di distinguere tracce distanti qualche centinaio di micron. Anche in questo caso però non mancano le difficoltà sia nella produzione di fibre di così piccole dimensioni sia nel riuscire a distinguere segnali luminosi di bassa intensità.

Capitolo 4

Le misure di lunghezze di attenuazione

In questo capitolo (e nel prossimo) vengono descritte le misure effettuate e i risultati ottenuti con le diverse fibre scintillanti. Si aveva a disposizione fibre prodotte da due case produttrici: POL.HI.TECH. e BICRON e che presentano un'importante differenza: le fibre prodotte dalla POL.HI.TECH. hanno due strati di *cladding*, le fibre della BICRON solo uno. Si sono studiate fibre di diversi diametri per ciascuna casa produttrice. Scopo del lavoro fatto era quello di individuare un tipo di fibra da poter utilizzare nel calorimetro magnetizzato di ICANOE. A tal fine è infatti necessario verificare la qualità delle fibre, l'uniformità della risposta, l'influenza nella misura di elementi esterni. È opportuno osservare che l'uso di fibre scintillanti richiede la presenza di ulteriori elementi di rivelazione della luce prodotta (fotomoltiplicatori); anche questi concorrono alla caratterizzazione del segnale studiato.

4.1 Le nostre misure

La misura della lunghezza d'attenuazione consiste nel costruire la curva d'attenuazione ovvero la curva che descrive l'intensità del segnale luminoso in funzione della distanza che esso percorre entro la fibra.

Le differenze basilari fra le nostre misure e le precedenti sono due: la prima è che in molte delle precedenti misure le fibre venivano lette solo da un estremo mentre l'altro veniva accoppiato con una superficie speculare perchè riflettesse all'interno parte della luce, le nostre misure invece verranno

eseguite su entrambi gli estremi permettendo sia una stima più precisa della lunghezza d'attenuazione sia l'individuazione di fluttuazioni non dovute alle fibre, quest'approccio sperimentale permette inoltre, almeno teoricamente, di usare diverse strategie di fit. La seconda e più interessante differenza è che la lunghezza delle nostre fibre (6m) è confrontabile con la lunghezza d'attenuazione; questo significa dover misurare segnali molto piccoli, inoltre è opportuno non dimenticare che per produrre la 3.45, che esprime il numero di fotoni che si propagano entro la fibra in funzione della distanza che vi percorrono, era stata fatta l'ipotesi che la lunghezza della fibra fosse molto minore della lunghezza d'attenuazione: $\frac{z}{\lambda} \ll 1$, non è quindi ovvio che questo modello funzioni anche nelle nostre condizioni.

Le nostre misure dovevano anche riprodurre quanto più fedelmente possibile l'interazione tra una particella ionizzante e la fibra all'interno del calorimetro di ICANOE. Il segnale luminoso della fibra doveva essere prodotto in modo simile a quanto accadrà nel calorimetro: un flusso di particelle relativistiche che possono attraversare l'intera fibra anche in direzione non precisamente perpendicolare nè passando per un diametro. A questo scopo è stata usata una sorgente radioattiva, opportunamente messa in sicurezza, di ^{90}Sr . Inoltre, con scopi puramente di verifica, è stata anche eseguita una misura illuminando la fibra dall'esterno con un LED blu.

4.2 L'apparato sperimentale

La misura della lunghezza d'attenuazione di una fibra scintillante comincia con la preparazione della stessa: la levigazione e la pulizia degli estremi per ottenere una sezione della fibra perpendicolare al suo asse; quest'operazione, effettuata utilizzando carte abrasive molto sottili, insieme all'uso di 'grasso ottico' sulla superficie di contatto tra fibra e lente del fotomoltiplicatore, permette una più precisa adesione di queste due parti e diminuisce la dispersione di fotoni causata dall'attraversamento della superficie di separazione. Le fibre sono poi inserite in una guaina opaca per proteggerle dalla luce ambientale che oltre a rendere la misura impossibile avrebbe causato un rapido peggioramento delle loro proprietà ottiche. Per questo stesso motivo le fibre sono state e sono tutt'ora conservate in un luogo protetto dalla luce. Gli estremi della fibra, (si veda fig. 4.1) distesa su un sostegno orizzontale, vengono collegati otticamente ai due fotomoltiplicatori. A ridosso del sostegno vi è un 'braccio' in metallo capace di scorrere

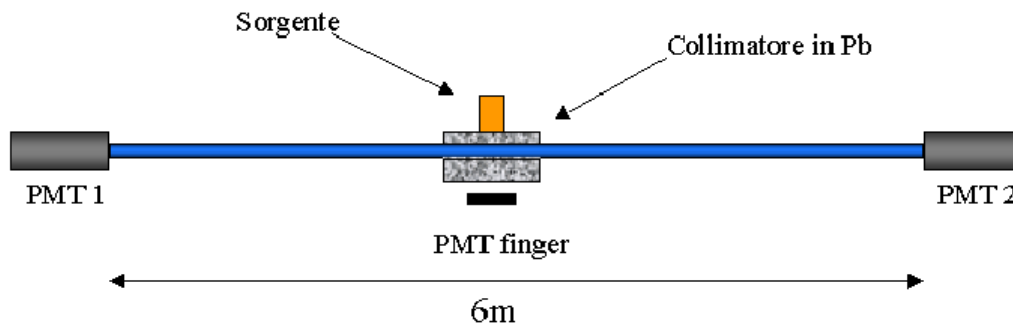


Figura 4.1: Descrizione grafica dell'apparato utilizzato per la misura della lunghezza d'attenuazione.

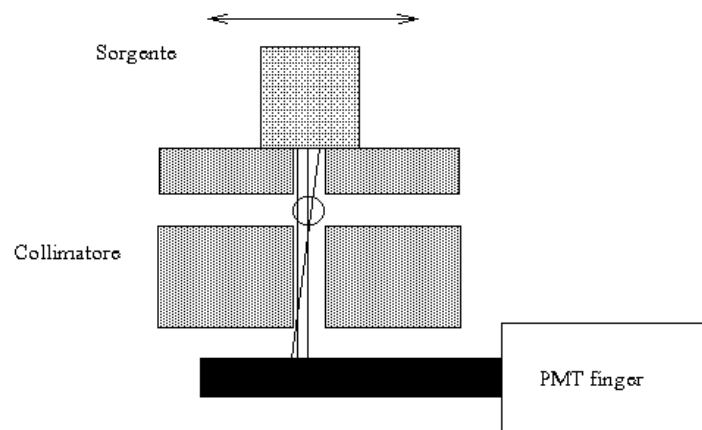


Figura 4.2: Sezione della sorgente, collimatore e fibra. Sono indicate alcune fra le possibili traiettorie degli elettroni. La doppia freccia in alto indica il moto trasversale della sorgente.

parallelamente alla fibra su cui viene alloggiata la sorgente radioattiva, il sostegno della sorgente ha inoltre la possibilità di muoversi trasversalmente rispetto alla fibra; la parte di fibra immediatamente sottostante ($\sim 10\text{cm}$) viene sistematicamente incassata in un pezzo in piombo con un taglio centrale lungo la direzione della fibra (fig. 4.2) questo funge da collimatore, ovvero seleziona un piccolo angolo solido per il flusso di elettroni. Questi, una volta attraversata la fibra, possono continuare il loro cammino nel taglio sottostante e raggiungere un pezzo di materiale scintillante. Il segnale prodotto da questo verrà usato come *trigger*, cioè sarà la condizione per riconoscere il passaggio dell'elettrone entro la fibra. Il segnale luminoso prodotto al passaggio dell'elettrone agli estremi della fibra viene letto dai due fotomoltiplicatori che lo trasformano in un impulso di corrente. Nel nostro caso si aveva a disposizione un'oscilloscopio (leggevamo quindi le cadute di tensione) per effettuare rapide verifiche del corretto funzionamento dell'apparato. Al fine della misura, invece, il segnale dai fotomoltiplicatori è stato letto da un modulo elettronico, ADC (*Analog to Digital Converter*) -il funzionamento di questo modulo sarà spiegato successivamente- che ne misura la carica. Quest'ultimo modulo elettronico è interfacciato, tramite una scheda *NI-488.2M GPIB* ad un PC dove un programma implementato con il software *LabView* acquisisce i dati, li organizza in istogrammi sullo schermo e in un *file*. Dagli spettri, che rappresentano la distribuzione dell'intensità del segnale prodotto con la sorgente in una fissata posizione, si poteva verificare la correttezza delle operazioni, mentre i dati raccolti nel *file* sono stati successivamente analizzati con il software PAW.

4.3 Il posizionamento della sorgente

Come indicato in fig. 4.2 e come spiegato precedentemente il sostegno della sorgente permetteva uno spostamento fine nella direzione trasversa della fibra, questo risultava molto utile: per motivi di sicurezza le direzioni di emissione degli elettroni della sorgente sono contenute in un piccolo angolo solido, ed essendo anche l'apertura del collimatore poco superiore ad un millimetro si rendeva necessario trovare la posizione di migliore allineamento. Il movimento trasversale della sorgente è gestito da un motore elettrico il quale permetteva uno spostamento minimo medio di $\Delta S = 6.25\mu\text{m}$. Questo era stato precedentemente misurato. Il posizionamento veniva effettuato partendo da una posizione iniziale, o a destra o a sinistra della zona aperta

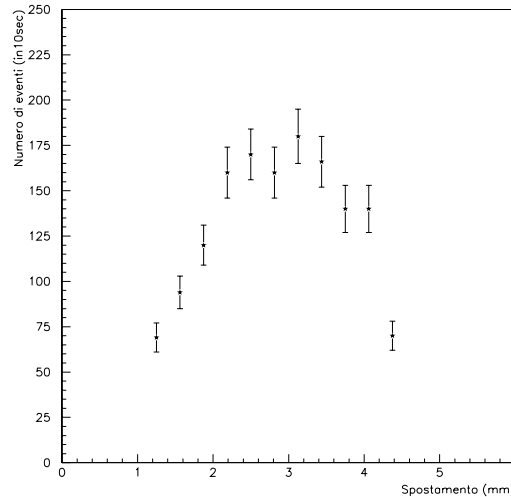


Figura 4.3: Grafico del numero di eventi in funzione della posizione trasversa della sorgente rispetto alla fibra, in ascissa la posizione della sorgente (rispetto ad una posizione di riferimento iniziale), in ordinata il numero di eventi segnalati dal fotomoltiplicatore *finger*. Il motore di controllo del movimento permetteva uno spostamento minimo medio di $\Delta S = 6.25\mu m$.

del collimatore, e a partire da questa ci si spostava di 50 passi ($\sim 0.3mm$) per volta, per ogni posizione si acquisiva il numero di conteggi ottenuti dal fotomoltiplicatore *finger* in 10 sec. In fig. 4.3 uno dei grafici ottenuti in questo modo. La posizione di lavoro viene individuata nel centro della zona piatta, l'ampiezza di questa zona appare di circa $1.3mm$ che corrisponde alla larghezza dell'apertura del collimatore. Un'altra osservazione utile è che il numero massimo di conteggi dà un'idea di quanto sia selettivo il collimatore. L'esperienza ha mostrato che un valore di circa 150 conteggi in 10 sec (ovvero un *rate* di $15 Hz$) permetteva al programma di acquisizione di lavorare bene e, cosa altrettanto importante, garantiva che l'apertura del collimatore fosse sufficientemente stretta da obbligare la maggior parte degli elettroni¹ ($\sim 80\%$) ad attraversare la fibra.

¹Questo valore è il rapporto tra il numero di eventi in cui è stato chiaramente prodotto un segnale agli estremi della fibra e il numero di eventi finiti nel piedistallo, per una acquisizione effettuata alla minima distanza tra sorgente e fotomoltiplicatore: $d = 45cm$ (vedi fig. 4.13).

4.4 Il segnale dei fotomoltiplicatori

4.4.1 Che cos'è un fotomoltiplicatore

Un fotomoltiplicatore è uno strumento il cui scopo è trasformare un segnale luminoso in uno elettrico, è costituito da una lente che focalizza la luce che la attraversa verso l'interno su un pezzo di materiale fotosensibile: il fotocatodo, questo, assorbendo i fotoni che lo raggiungono, può perdere per effetto fotoelettrico degli elettroni. Dietro al fotocatodo una serie di elettrodi, dinodi, producono un intenso campo elettrico che accelerano gli elettroni verso ognuno di loro; incidendovi perdono energia cinetica per urto con altri elettroni del materiale, se l'energia di questi ultimi supera il potenziale di estrazione possono sfuggire dall'elettrodo ed essere accelerati verso il dinodo successivo. Si forma così una cascata di elettroni assorbita dall'ultimo elettrodo (anodo) collegato ad un circuito che trasferisce il segnale all'esterno. Tutta questa struttura è contenuta in un tubo a vuoto.

Vediamo i limiti di questo strumento: l'efficienza quantica del fotocatodo ϵ_{PMT} , ovvero il rapporto tra il numero di elettroni emessi (foto-elettroni) e il numero di fotoni assorbiti, anche nei migliori fotomoltiplicatori non supera il 30%: due fotoni su tre non vengono rivelati. Un altro parametro utile è il 'guadagno', il numero di elettroni che raggiungono l'ultimo elettrodo per ogni foto-elettrone emesso dal fotocatodo: comuni fotomoltiplicatori possono raggiungere un guadagno $G \sim 10^7$ che significa una carica prodotta dell'ordine di $10^7 e = 1.6pC$. Le prestazioni del fotomoltiplicatore sono legate alla geometria dei dinodi, questa può infatti favorire il rapido flusso della cascata elettronica (risoluzione temporale) o favorire la perdita di elettroni da parte di ogni dinodo (quindi guadagno) o garantire un buon funzionamento in un campo magnetico, gli elettroni della cascata infatti in queste condizioni subiscono la forza di Lorentz e percorrono una traiettoria curvilinea.

4.4.2 I fotomoltiplicatori nel nostro apparato

I fotomoltiplicatori usati per le nostre misure sono prodotti dalla Hamamatsu: i due associati alla fibra sono del modello *R1398* con un intervallo di tensione consigliato tra 1600 e 1900 V, il fotomoltiplicatore *finger* è del modello *R1949* con un intervallo di tensione consigliato tra 2000 e 3000 V. Per individuare le migliori condizioni di lavoro dei fotomoltiplicatori è stato studiato l'andamento della loro efficienza in funzione della tensione

applicata. Questa operazione viene eseguita considerando la risposta in coincidenza temporale di 2 fotomoltiplicatori al segnale luminoso prodotto dallo stesso evento (il passaggio di un elettrone emesso dalla sorgente radioattiva nella fibra e nello scintillatore posto sotto). Ad uno dei due fotomoltiplicatori è stata applicata una tensione fissa, la tensione consigliata dalla casa produttrice, quindi si è misurata la *rate* di segnali comuni, in coincidenza temporale appunto, variando la tensione *HV* applicata all'altro fotomoltiplicatore. Il grafico ottenuto dovrebbe essere costituito da 3 zone: una prima zona crescente, una zona piatta, una nuova zona crescente. Nella prima zona il fotomoltiplicatore studiato non rivela tutti i segnali che lo raggiungono, nella seconda è in condizioni di piena efficienza, la terza zona è dominata da fenomeni dovuti all'alta tensione applicata ad uno dei due fotomoltiplicatori; come si vede dai grafici riportati (figure 4.5 e 4.6) questa zona non è stata raggiunta essendoci contenuti entro limiti tali da non danneggiare lo strumento. Dopo aver individuato la tensione di lavoro del primo fotomoltiplicatore si studiano gli altri due con la stessa logica. In figura 4.4 è rappresentato il circuito logico costruito per studiare l'efficienza, nelle figure 4.5 e 4.6 sono i riportati i grafici ottenuti per tutti e tre i fotomoltiplicatori, vi sono indicate anche le tensioni di lavoro scelte:

$$HV_1 = 1900V$$

$$HV_2 = 2400V$$

(HV_1 si riferisce ai fotomoltiplicatori associati alla fibra, HV_2 al fotomoltiplicatore che produce il segnale di *trigger*). Come appare chiaro dalla fig. 4.5 alla tensione $HV = 1900V$ i due fotomoltiplicatori associati alla fibra hanno un comportamento differente in particolare si nota che il fotomoltiplicatore 2 non si trova in condizioni di piena efficienza. Non si è voluto comunque alzare la tensione di lavoro di quel fotomoltiplicatore per rimanere all'interno dell'intervallo di tensione consigliato dalla casa produttrice, si consideri infatti che in fase di acquisizione l'apparato era acceso per diverse ore. Il fatto che il fotomoltiplicatore 2 presenti un'efficienza minore del 100% all'interno dell'intervallo di tensione consigliata comunque non deve sorprendere, è noto che l'uso dei fotomoltiplicatori ne peggiora le prestazioni. Questa differenza non pregiudica comunque le nostre misure, fissando le condizioni di lavoro dei fotomoltiplicatori infatti si fissano due caratteristiche degli spettri che si vuole raccogliere: l'intensità del segnale (aumentando la tensione aumenta il guadagno) e la percentuale di eventi

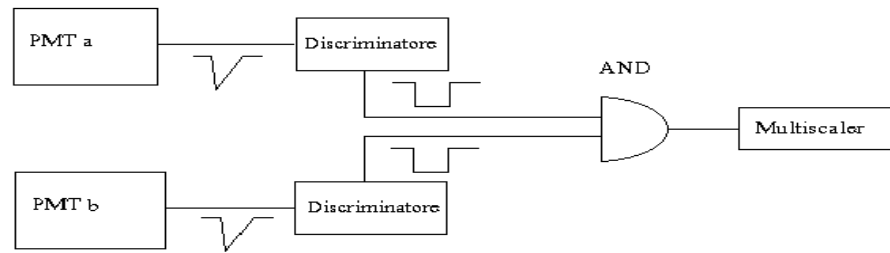


Figura 4.4: Circuito logico usato per studiare l'efficienza dei fotomoltiplicatori; i fotomoltiplicatori *a* e *b* sono collegati in modo da rivelare il segnale luminoso prodotto dallo stesso evento: passaggio di un elettrone attraverso la fibra e il pezzo di scintillatore sottostante (si veda fig. 4.1).

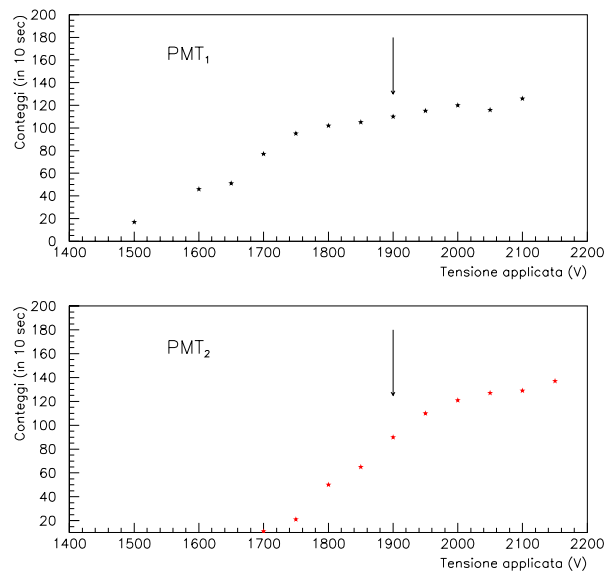


Figura 4.5: Grafici dell'efficienza dei due fotomoltiplicatori associati alla fibra (vedi fig. 4.1).

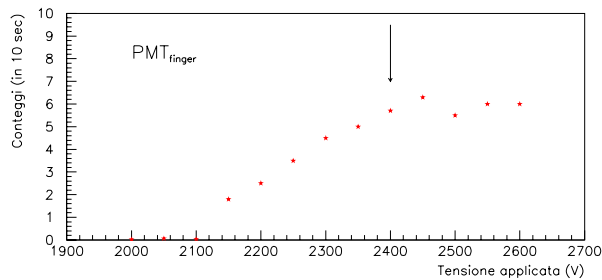


Figura 4.6: Grafico dell'efficienza del fotomoltiplicatore *finger* (vedi fig. 4.1).

riconosciuti rispetto al campione di eventi acquisito. Ma lo studio effettuato sulle fibre come vedremo prescinde da queste due caratteristiche.

Sui fotomoltiplicatori a disposizione è stata eseguita anche la misura del 'guadagno' ed una verifica della linearità della risposta, almeno per il tipo di segnali rivelati nella misura della lunghezza d'attenuazione. Per entrambi questi studi è stato usato un LED blu² modello *NICHIA NSPB300A*; con un opportuno circuito e un generato di tensione variabile se ne poteva variare l'intensità luminosa. Della curva di intensità luminosa del LED è stata fatta una calibrazione (relativa) con un fotodiodo, modello *S172-02* della Hamamatsu. Variando la tensione di alimentazione del LED si misurava sull'oscilloscopio l'ampiezza del segnale prodotto dal fotodiodo, il risultato di questa misura è riportato in fig. 4.7. La tensione di alimentazione del LED è limitata a circa 9V in quanto si è osservato che per maggiori intensità luminose la risposta del fotodiodo non era più lineare. Per eseguire le suddette misure si è poggiato il LED sulla fibra ad una distanza di 45cm dall'estremo accoppiato al fotomoltiplicatore in esame; in questo modo il segnale che raggiungeva il fotomoltiplicatore era solo una frazione costante del segnale luminoso emesso dal LED. È bene specificare i due fenomeni che intervengono nella diminuzione del segnale: solo parte della luce emessa viene intrappolata dalla fibra, la luce intrappolata viene attenuata prima di raggiungere il fotomoltiplicatore. Con questa configurazione è stato studiato l'andamento del guadagno dei due fotomoltiplicatori; il procedimento seguito è il seguente: abbassando la tensione di alimentazione del LED si è individuato sull'oscilloscopio il segnale prodotto da un singolo fotoelettrone (il segnale del fotomoltiplicatore viene letto su una resistenza

²È stato scelto un LED blu in quanto la fibra è trasparente alla luce di questo colore, inoltre anche i fotomoltiplicatori vengono messi nelle migliori condizioni di lavoro.

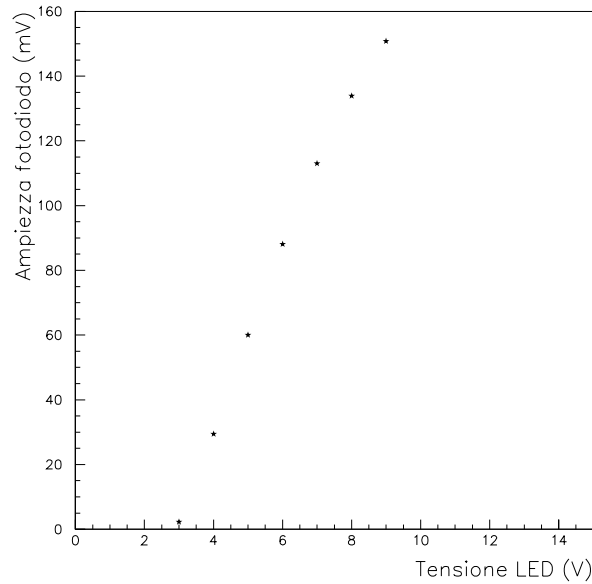


Figura 4.7: Intensità luminosa del LED misurata con il fotodiiodo. In ascissa la tensione di alimentazione del LED, in ordinata l'ampiezza del segnale prodotto dal fotodiiodo letta su una resistenza di $1M\Omega$. Lo studio si ferma alla tensione di $10V$ in quanto per alte intensità luminose il fotodiiodo non da una risposta lineare.

di 50Ω), dalle caratteristiche di questo segnale (ampiezza V_R e sviluppo temporale) si è calcolato il guadagno G_R alla fissata tensione di riferimento HV_R sul fotomoltiplicatore. Eseguita questa delicata misura si aumenta l'alimentazione del LED per avere un segnale chiaro dal fotomoltiplicatore, quindi, variando la tensione applicata HV a quest'ultimo si misura l'ampiezza del segnale $V(HV)$ prodotto.

Più specificatamente il guadagno dipende dal numero n di dinodi e dal materiale di cui sono composti. Sia δ il numero di elettroni emesso da un dinodo quando viene colpito da un elettrone, si può scrivere:

$$\delta = A \cdot \Delta HV^\alpha \quad (4.1)$$

dove A è una costante, ΔHV è la differenza di potenziale fra il dinodo considerato e il precedente, α è un parametro che dipende appunto dal materiale ed in genere è compreso tra 0.6 e 0.8. Se si assume che ogni dinodo si comporta allo stesso modo si ha che il guadagno del fotomoltiplicatore è

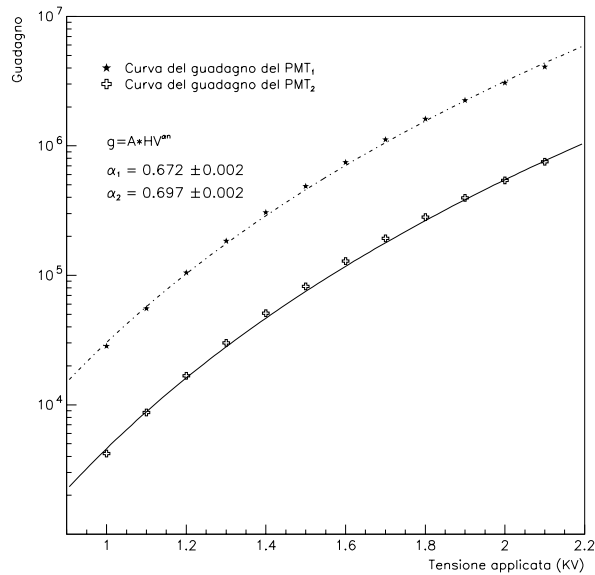


Figura 4.8: Grafico dell'andamento del guadagno dei due fotomoltiplicatori.

dato da:

$$G(HV) = (A \cdot \Delta HV^{\alpha})^n = k \cdot HV^{\alpha n} \quad (4.2)$$

In fig. 4.8 sono rappresentati i punti sperimentali ottenuti ed il fit eseguito con la funzione 4.2 avendo sostituito il parametro n con il suo valore per i nostri fotomoltiplicatori: $n = 10$. È utile osservare che alla differenza nelle curve di efficienza segue una differenza nelle curve di guadagno dei due fotomoltiplicatori.

Con la stessa configurazione è stata studiata la linearità della risposta dei fotomoltiplicatori in questo caso però si variava la tensione di alimentazione T del LED (variando così la quantità di luce che raggiunge il fotocatodo) tenendo fissa la tensione applicata al fotomoltiplicatore ($HV = 1900V$). In questo modo sono stati raccolti i valori dell'ampiezza $V(T)$ del segnale dei fotomoltiplicatori letti sull'oscilloscopio. Ciò che si vuole verificare è che la risposta $V(T)$ del fotomoltiplicatore è lineare con l'intensità di luce assorbita; questa verifica è ottenuta rappresentando la variabile $V(T)$ in funzione dell'ampiezza del segnale fornito dal fotodiodo in corrispondenza alla stesso valore di tensione di alimentazione sul LED. Come si vede in figura 4.9 il segnale emesso dai fotomoltiplicatori è lineare almeno fino all'ampiezza di $V(T) = 600mV$; verificheremo in seguito che i segnali maggiori prodotti dal sistema fibra-sorgente radioattiva sono inferiori a questa soglia.

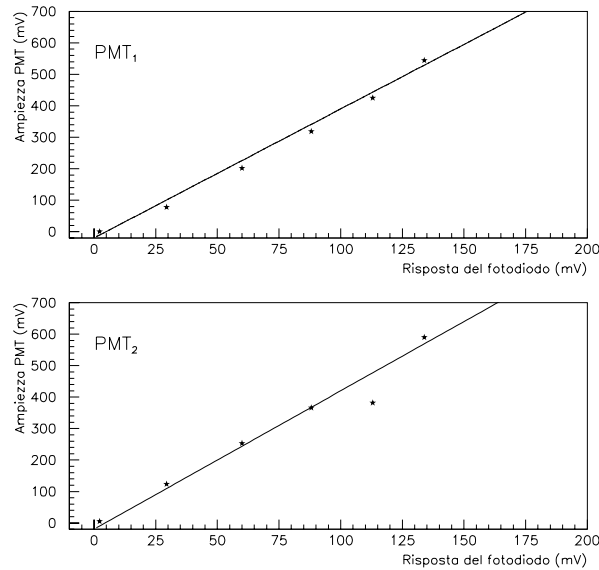


Figura 4.9: Studio della risposta dei fotomoltiplicatori. Le rette rappresentate sono sovrapposizioni.

4.4.3 Il Costant Fraction

Per effettuare la misura dell'efficienza dei fotomoltiplicatori, il segnale analogico prodotto da questi è stato trasformato in un segnale NIM³ con un modulo elettronico: un *Costant Fraction Discriminator* modello ORTEC 935 QUAD. Questo modulo produce un segnale NIM solo se il segnale di ingresso supera una richiesta: la differenza tra il segnale e il suo 20% deve essere superiore ad una tensione di soglia fissata esternamente. In realtà per queste misure sarebbe stato sufficiente un normale discriminatore. Le nostre condizioni (per effettuare la misura dell'efficienza) richiedono che i segnali prodotti dai fotomoltiplicatori collegati alla fibra fossero tutti conteggiati, in principio infatti non c'è un limite minimo al segnale prodotto dal sistema fibra-fotomoltiplicatore; la tensione di soglia per leggere questi segnali nel CF

³I segnali NIM sono segnali logici, individuano cioè solo due stati (si/no, acceso/spento, 1/0) ed hanno caratteristiche standard: il 'no' è determinato da una tensione $v = 0V$, il 'si' da una tensione $v = -0.8V$, letti su una resistenza di 50Ω ; corrispondono ad una corrente compresa tra -1 e $1 mA$ e -14 e $-18mA$ rispettivamente. Normalmente l'intervallo temporale del segnale può essere fissato dall'esterno e può variare tra qualche nanosecondo e ~ 300 nanosecondi.

è stata quindi fissata al minor valore possibile: $\sim 12mV$. Diverso è il caso del fotomoltiplicatore usato per individuare il *trigger*; questo infatti deve dare un segnale quando un elettrone incide nel pezzo di scintillatore. La tensione di soglia del CF diventa quindi l'unico criterio che determina la presenza dell'elettrone; è necessario che questa tensione di soglia sia molto selettiva per scartare la maggior parte dei segnali casuali di questo fotomoltiplicatore. È stata posta quindi ad un valore di $\sim 300mV$. Questo valore per la lettura del segnale del fotomoltiplicatore *finger* rimarrà inalterata in fase di acquisizione dati. Con questa condizione la *rate* di segnali casuali è di circa $1Hz$. Detto questo possiamo quantificare il peso dei segnali casuali nell'acquisizione degli spettri di carica prodotta. Il segnale analogico prodotto dai fotomoltiplicatori si sviluppa in un tempo di circa $30ns$; la raccolta di entrambi i segnali prodotti dai due fotomoltiplicatori collegati alla fibra implica l'attesa a partire dal segnale di *trigger* per un certo intervallo di tempo Δt , grazie alla rapidità del segnale questo intervallo può essere molto breve ($\Delta t \sim 100ns$). In generale dette R_1 ed R_2 le *rate* di segnali casuali di due fotomoltiplicatori, la *rate* di segnali di fondo contemporanei⁴ è data da:

$$R = 2\Delta t \cdot R_1 \cdot R_2. \quad (4.3)$$

Ora con il nostro apparato, nella misura della lunghezza d'attenuazione, dopo un segnale di *trigger* dal fotomoltiplicatore *finger* leggiamo i segnali analogici (senza cioè farli passare dal CF) dai due fotomoltiplicatori collegati alla fibra per un intervallo di tempo Δt ; la richiesta di questo particolare ordine nell'arrivo dei segnali dimezza la *rate* ottenuta nella 4.3. Nelle nostre condizioni la *rate* di segnali casuali acquisiti è:

$$R = \Delta t R_{trigger} R_{fibra} \sim 100 \cdot 10^{-9}(sec) \cdot 1(Hz) \cdot 10^4(Hz) \approx 10^{-3}(Hz) \quad (4.4)$$

($R_{fibra} \sim 10^4 Hz$), questo fenomeno appare del tutto trascurabile. È bene ribadire che questo valore è ottenuto alzando il valore della tensione di soglia del CF così da selezionare i segnali più intensi dal fotomoltiplicatore che deve dare il segnale di *trigger*.

⁴Con il termine contemporanei si intende che l'intervallo di tempo tra i due segnali è minore di Δt fissato come precedentemente spiegato; nel nostro caso $\Delta t = 100ns$.

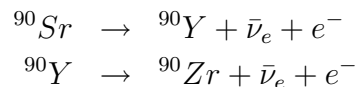
4.5 *Analog to Digital Converter*

È già stato detto che dei segnali analogici prodotti dai fotomoltiplicatori se ne misura la carica totale. Il modulo elettronico che fa quest'operazione è appunto chiamato *Analog to Digital Converter*; il modello usato è il *2249W* prodotto dalla LECROY. Questo modulo misura la carica sviluppata dai segnali dei fotomoltiplicatori a cui viene collegato, nelle specifiche tecniche della casa produttrice era indicata una sensibilità di $0.25pC/conteggio$. Chiaramente questo modulo per effettuare la misura detta necessita di due segnali ulteriori: uno per far partire la misura, un altro per fermarla; più semplicemente è sufficiente un unico segnale NIM (*gate*). Fintanto che questo segnale è diverso da zero il modulo esegue la misura. A questo segnale è richiesto una durata maggiore di un certo intervallo di tempo minimo. Questo segnale (*gate*) si configurava come il segnale di *trigger* per l'acquisizione dell'evento. La richiesta che il segnale di *trigger* fosse un segnale NIM imponeva che anche nella fase della misura della lunghezza d'attenuazione il segnale proveniente dal fotomoltiplicatore *finger* dovesse passare attraverso il modulo CF (in realtà oltre che da questo passava anche da una serie di moduli che lo ritardavano a seconda delle esigenze), volendo poi misurare anche questo segnale come gli altri due si è reso necessario dividerlo, ancora analogico, in due parti uguali una delle quali attraverso il CF era usato per costruire il *gate*, il secondo era invece misurato dal modulo ADC. Con il circuito approntato (fig 4.10) quindi si misurava la carica dei segnali di tutti e tre i fotomoltiplicatori e questo veniva registrato dal programma che gestiva l'acquisizione dati.

4.6 Descrizione di una misura e previsioni

4.6.1 La sorgente

Per ottenere un fascio di elettroni è stata usata una sorgente radioattiva di stronzio, ^{90}Sr , questo elemento decade secondo questa catena:



I tempi di dimezzamento per il primo decadimento è $\tau_{hl} = 28.78anni$, per il secondo $\tau_{hl} = 64.10ore$, questo ci permette di dire che il comportamento della

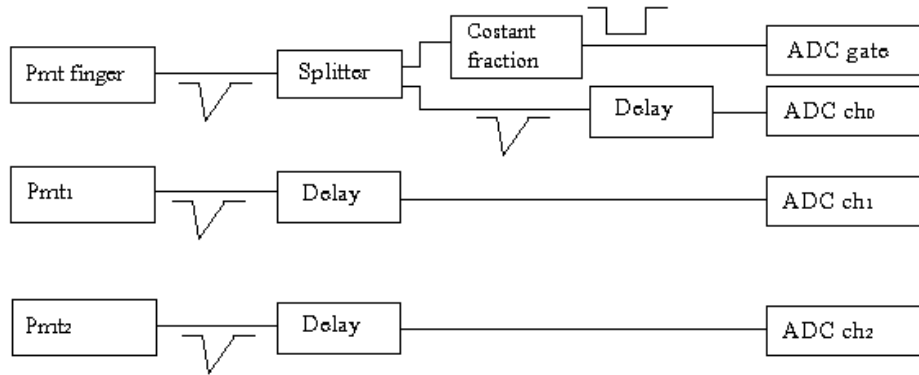


Figura 4.10: Descrizione del circuito logico usato per l'acquisizione dei dati.

sorgente non è cambiato nel periodo in cui sono state effettuate le misure. Gli elettroni emessi nei due decadimenti hanno energie diverse, lo ^{90}Sr emette elettroni con energia massima $E_{max} = 0.546\text{MeV}$, ($\beta_{Sr} = 0.3$) mentre gli elettroni emessi dallo ^{90}Y hanno una $E_{max} = 2.282\text{MeV}$ ($\beta_Y = 0.97$).

4.6.2 Cosa si misura

La perdita di energia

Gli elettroni emessi dalla sorgente che attraversano la fibra producono, come visto nel capitolo precedente, luce di scintillazione parte della quale resta intrappolata e si propaga fino ad uscire dagli estremi collegati ai fotomoltiplicatori. Nota l'energia degli elettroni possiamo calcolare quanta energia viene liberata all'interno della fibra; a questa quantità sarà sicuramente collegata la quantità di luce di scintillazione prodotta, la $n_{\gamma 0}$ della 3.45. Questo calcolo non è semplice come si potrebbe immaginare, due aspetti concorrono a complicarlo: gli elettroni non sono monoenergetici e la perdita di energia dell'elettrone in uno strato sottile di materiale scintillante segue una distribuzione di Landau della quale la seguente è una valida approssimazione:

$$f_L(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{(-\frac{1}{2}(\Lambda + e^{-\Lambda}))} \quad (4.5)$$

dove il parametro Λ misura lo spostamento dal valore più probabile ΔE_p

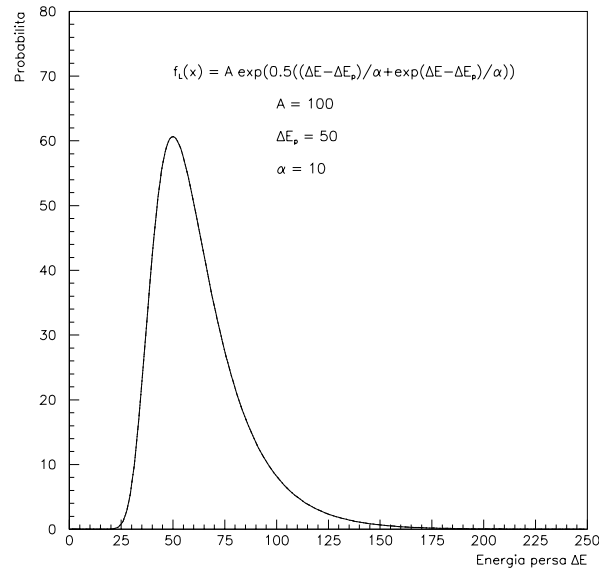


Figura 4.11: Tipico andamento della distribuzione di Landau.

di energia persa: $\Lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_p}{\alpha}$ ed α è un parametro che tiene conto sia del tipo di particella entrante sia del tipo di materiale assorbitore, nella rappresentazione grafica della funzione (fig. 4.11) α determina la larghezza della distribuzione. La principale caratteristica di questa distribuzione è la asimmetria; diversamente dalla più tipica distribuzione gaussiana, il valore più probabile della variabile considerata è minore del valore medio. Un altro aspetto che impedisce il calcolo preciso dell'intensità iniziale del segnale luminoso è che la distanza percorsa dagli elettroni entro la fibra non è fissa, come si può ben capire dalla figura 4.2. Sebbene il collimatore selezioni un ristretto angolo solido, gli elettroni possono attraversarla lungo diverse direzioni. Chiaramente ci si aspetta che minore sia lo spazio percorso entro la fibra minore sia l'energia dissipata, minore quindi l'intensità del segnale prodotto.

La luce che si propaga nella fibra

L'energia dissipata dagli elettroni nel *core* della fibra viene in parte riemessa sotto forma di radiazione, una piccola percentuale di questa rimane intrappolata e si propaga entro la fibra fino agli estremi accoppiati ai

fotomoltiplicatori. Ci si attende quindi che allo spettro di energia dissipata (che ovviamente è sempre lo stesso in tutte le acquisizioni) corrisponda uno spettro di carica prodotta dal segnale rivelato il cui valore più probabile decresca esponenzialmente aumentando la distanza percorsa dai fotoni entro la fibra. Questo fenomeno è stato studiato nel capitolo precedente dove siamo giunti a scivere la 3.48 che descrive il flusso di fotoni in funzione di alcuni parametri, siccome nelle nostre misure non si intende distinguere i singoli fotoelettroni, la useremo proprio in quella espressione che qui riporto:

$$I(x) = Ae^{(-\frac{x}{\lambda_{cl}})} + Be^{(-\frac{x}{\lambda_{co}})}. \quad (4.6)$$

Con questa formulazione si tengono separate le due componenti del segnale: I fotoni che si propagano intrappolati nel *core* della fibra e la luce che si propaga intrappolata sulla superficie esterna della fibra. Precedenti misure hanno messo in evidenza che dopo alcune decine di centimetri questa seconda componente del segnale è del tutto trascurabile [47]. Le fibre di ultima generazione però sono costituite da un doppio *cladding*, questa seconda superficie di separazione aumenta il flusso di fotoni entro il primo *cladding*, ed è presumibile che anche la distanza percorsa da questi fotoni prima di disperdersi sia maggiore. Questo comportamento sarà infatti verificato. Ma ad aumentare il flusso di fotoni concorre anche una maggiore precisione della superficie di separazione tra *core* e *cladding* che diminuisce l'attenuazione per riflessione, a questa conclusione siamo giunti verificando che anche le fibre con un solo *cladding* hanno mostrato un intenso segnale per brevi distanze tra sorgente e fotomoltiplicatore. Comunque dati i tipi di materiali usati nella produzione di fibre rimane $\lambda_{cl} < \lambda_{co}$. Con il nostro apparato non si misuravano i fotoni emessi dalla fibra ma il segnale prodotto dai fotomoltiplicatori, bisogna quindi considerare i fenomeni associati al funzionamento di questi.

Riguardo a questo tipo di misure non si può trascurare la fenomenologia della produzione di fotoelettroni; fissato il numero di fotoni che colpiscono il fotocatodo, il numero di fotoelettroni segue una distribuzione di Poisson:

$$P_n(k) = \frac{n^k e^{-n}}{k!} \quad (4.7)$$

dove $P_n(k)$ è la probabilità che fuoriescano k fotoelettroni quando il valor medio è n . Nel nostro caso il valor medio è il prodotto fra il numero di fotoni che raggiungono il fotocatodo e la sua efficienza quantica:

$$n = n_\gamma \epsilon_{PMT}; \quad (4.8)$$

la carica prodotta in ogni singolo evento sarà quindi legata al prodotto della probabilità di avere n_γ fotoni che raggiungono il fotocatodo, e questa segue una distribuzione di Landau, e la probabilità di avere k fotoelettroni:

$$s \sim f_L(n_\gamma)P_n(k). \quad (4.9)$$

Se vogliamo prevedere la forma di uno spettro quindi dobbiamo considerare come influisce la 4.7 sullo spettro osservato. È noto che la distribuzione di Poisson è asimmetrica con valor medio maggiore del valore più probabile (ha quindi una coda per alti valori della variabile) ma tende ad una distribuzione gaussiana, simmetrica, per valor medio n alto ($n \geq 20$). Bisogna prevedere quindi che la forma dello spettro risentirà di questo comportamento.

Il *trigger*

È stato detto che il segnale usato per individuare un evento proveniva dallo scintillatore sottostante la fibra, in particolare questo segnale analogico veniva letto su CF con una tensione di soglia alta per scartare segnali casuali. Si può anche immaginare di usare i segnali provenienti dai due fotomoltiplicatori associati alla fibra per aver maggior certezza che l'evento registrato sia un evento vero, ma usando anche questi segnali per costruire i segnali di *trigger* si potrebbe scartare una parte degli eventi selezionando solo quelli in cui è stato prodotto un numero elevato di fotoni tale da poter dare un segnale sui fotomoltiplicatori, col risultato di sovrastimare la lunghezza d'attenuazione.

Piedistallo

Il funzionamento del modulo ADC è soggetto al problema del piedistallo, cioè anche per una misura di un segnale nullo restituisce un valore di carica diverso da zero piccolo e casuale entro dei limiti misurabili. Del segnale di piedistallo si sono effettuate numerose misure per controllarne la stabilità. Per misurarlo si è adottata la seguente procedura: con un modulo *DUAL TIMER* si è costruito un segnale con caratteristiche di ampiezza e lunghezza temporale identiche a quello prodotto dal CF, questo però era periodico con una frequenza fissata esternamente. Usando questo segnale come *trigger* e leggendo i segnali prodotti dai due fotomoltiplicatori si voleva stimare il peso dei segnali casuali e individuare il segnale minimo prodotto dall'apparato;

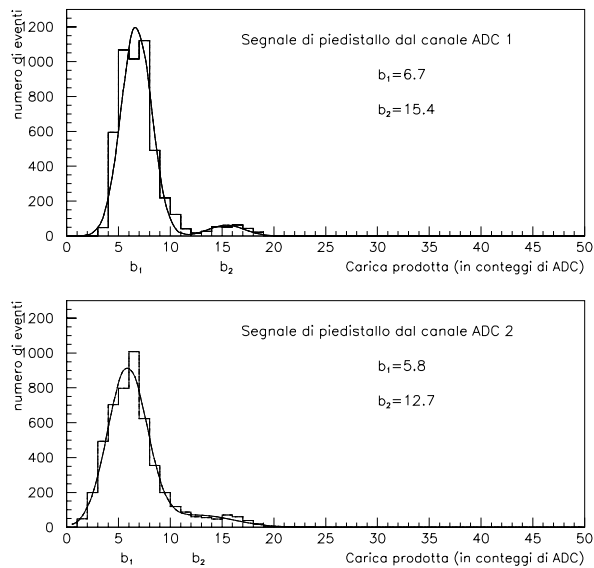


Figura 4.12: Distribuzioni di piedistallo ottenute chiudendo con una resistenza di 50Ω i canali di ingresso del modulo ADC. I valori indicati sono stati ottenuti con un fit eseguito con una somma di due gaussiane.

dopo una serie di prove⁵ si è osservato che eventuali segnali casuali nei due fotomoltiplicatori erano del tutto irrilevanti (e ce lo aspettavamo vista la 4.4) mentre il modulo ADC introduceva uno spostamento di scala verso destra cioè anche se il segnale di ingresso era nullo il modulo leggeva un valore diverso da zero casuale e distribuito come una somma di due gaussiane, la prima piccata ad un valore b_1 , la seconda molto più piccola piccata ad un valore un po' più alto b_2 (vedi fig. 4.12). Il piedistallo è presente in tutti gli spettri acquisiti ed è dovuto alla presenza di segnali di *trigger* non seguiti da segnali nei fotomoltiplicatori (elettroni che non hanno attraversato la fibra) o seguiti da segnali troppo piccoli cioè contenuti nella distribuzione di piedistallo, in questa condizione infatti il segnale sarebbe nascosto. Si osservi che il contributo della seconda gaussiana piccata a valori maggiori di carica è molto piccolo (minore del 10%), nelle distribuzioni acquisite con la sorgente sarà del tutto trascurato, mentre il primo picco del piedistallo fissa il valore di riferimento (lo zero) delle misure effettuate con il modulo ADC.

⁵Sono stati acquisiti segnali di piedistallo in diverse configurazioni logiche: sia collegando i due fotomoltiplicatori al modulo ADC, sia staccandoli, sia chiudendo con delle resistenze da 50Ω i canali di ingresso dello stesso modulo.

4.6.3 Analisi degli spettri di carica

Caratteristiche degli spettri

Per eseguire la misura della lunghezza d'attenuazione sono stati individuati 12 punti nei quali posizionare la sorgente radioattiva ed acquisire lo spettro di luce rivelata all'estremità della fibra, cioè l'istogramma di carica prodotta in 5000 eventi di passaggio di un elettrone nella fibra individuati da un segnale di *trigger*. Nel paragrafo precedente è stato spiegato quali fenomeni partecipano alla composizione di questi istogrammi: piedistallo, luce che si propaga nelle diverse parti della fibra, fotomoltiplicatori. Ora è necessario capire come questi fenomeni si combinano. Il segnale di piedistallo dipende dalla larghezza del *gate* e, fissata questa, resterà uguale in tutti gli spettri acquisiti. Con il nostro apparato era impossibile separare la luce che si propaga anche nel *cladding* da quella che si propaga solo nel *core* della fibra⁶, d'altra parte, al fine di studiare il comportamento delle fibre nel calorimetro di ICANOE non era necessario questo, bensì è stato più utile capire come variava la risposta dell'intera fibra al variare del punto di produzione di luce. In figura 4.13 si possono vedere uno dopo l'altro i 12 spettri ottenuti dal fotomoltiplicatore 1 con una fibra di diametro $\Phi = 1.9\text{mm}$ della POL.HI.TECH.

Prima di tutto osserviamo come il segnale di piedistallo abbia in tutti gli spettri la stessa forma e lo stesso valore della variabile nel suo punto di massimo. La frazione di eventi rispetto al totale aumenta allontanandoci dal fotomoltiplicatore. Ciò è giustificato considerando che allontanandoci dal fotomoltiplicatore aumenta il numero di eventi in cui la luce non produce alcun segnale (all'ampiezza del segnale di piedistallo contribuisce anche l'apertura angolare del collimatore). D'altra parte appare evidente anche la diminuzione della carica prodotta. Aumentando la distanza d il segnale si sposta verso valori più bassi fino a confondersi in parte col piedistallo. È inoltre importante fare alcune considerazioni sulla forma del segnale prodotto da fotoelettroni. Per distanze inferiori ad 1 metro la forma del segnale è chiaramente simmetrica, mentre oltre 1 metro acquista una piccola componente per alti valori di carica (rispetto al valore più probabile), una coda tipica della distribuzione di Landau. Sappiamo già che questa differenza è da attribuire al funzionamento dei fotomoltiplicatori. Infatti, aumentando

⁶In altre misure, utilizzando un terzo elemento trasparente con indice di rifrazione diverso dal PS e dal PMMA tra estremo della fibra e fotomoltiplicatore, si è riusciti a separare i fotoni che sfuggivano dalla fibra da ciascuno di questi elementi [47].

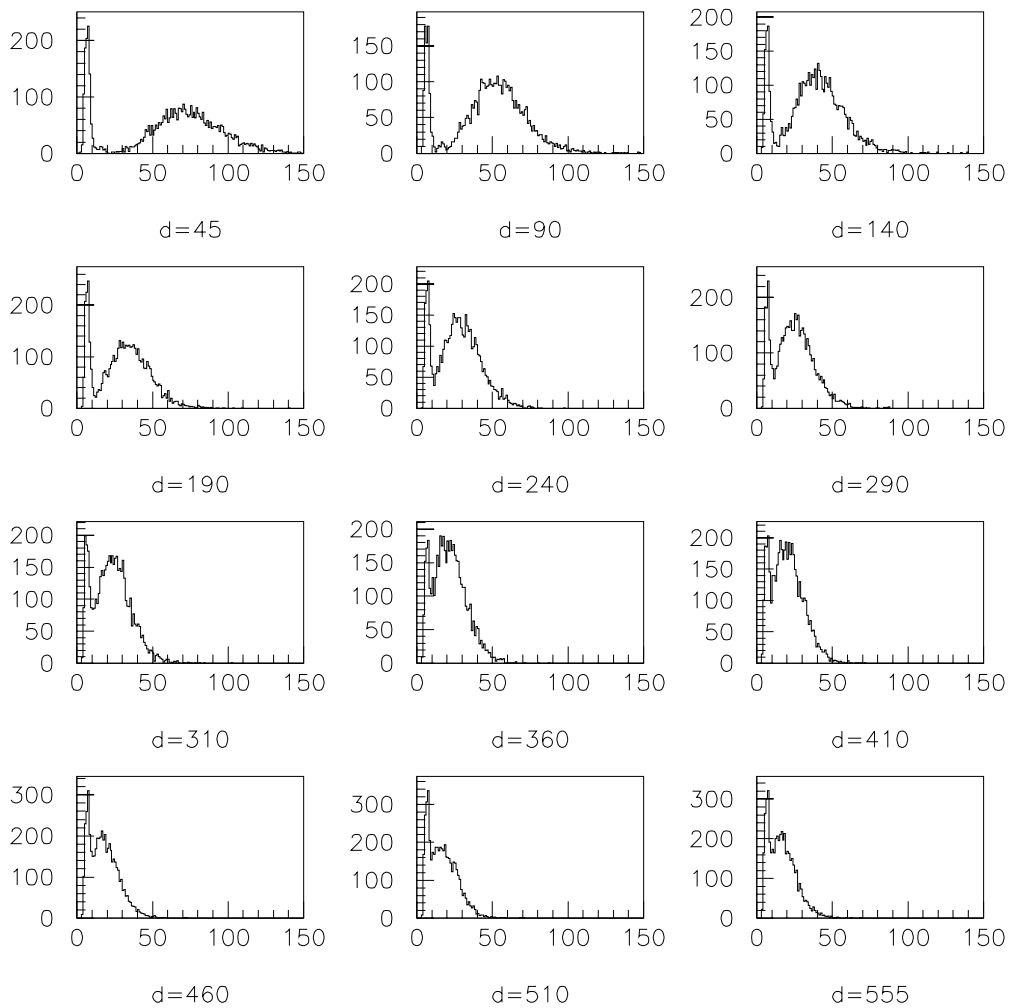


Figura 4.13: Spettri ottenuti con una fibra della POL.HI.TECH. di diametro $\Phi = 1.9mm$; in ascissa la carica letta (in unità di conteggi dell'ADC), in ordinata il numero di eventi, d è la distanza (in cm) tra il punto di produzione della luce e il fotomoltiplicatore.

la distanza diminuisce sia il numero di fotoni che si propagano solo nel *core* sia, e più velocemente, il numero di fotoni che si propagano anche nel *cladding* ed entrambe le distribuzioni che compaiono nella 4.9 assumono una forma asimmetrica. Nella procedura di fit di questi spettri comunque non sarà usata la 4.9 ma una funzione più semplice, che teneva semplicemente conto della sua asimmetria.

Fit degli spettri

Dagli spettri ottenuti bisognava ricavare il valore più probabile di carica prodotta, ovvero il valore di carica corrispondente al picco della distribuzione. Un simile studio effettuato presso il dipartimento di Fisica dell'Università di Napoli [50] ha dimostrato che comunque il picco della distribuzione è il migliore estimatore del numero di fotoelettroni. Il fit è stato eseguito usando due funzioni diverse: per distanze minori di 1 metro la somma di due gaussiane:

$$f(q) = A'e^{-(\frac{q-b_1}{B'})^2} + Ae^{-(\frac{q-Q_P}{B})^2}. \quad (4.10)$$

Il primo addendo di questa funzione si adatterà alla componente di piedistallo dello spettro, il secondo invece al segnale vero e proprio. Per distanze maggiori di due metri invece si è usata la seguente funzione:

$$f(q) = A'e^{-(\frac{q-b_1}{B'})^2} + Ae^{-\frac{1}{2}((\frac{q-Q_P}{B})+e^{-\frac{q-Q_P}{B}})}. \quad (4.11)$$

Questa nuova funzione cambia rispetto alla precedente solo nel secondo addendo: la componente di piedistallo rimane immutata; il secondo addendo è la funzione di Landau 4.5, viene usata questa per tutte le considerazioni precedenti. Queste due funzioni riproducono bene la risposta del sistema fibra-fotomoltiplicatore nelle due condizioni estreme indicate. Come errore associato ai valori di carica ottenuti è stato considerato l'errore dato dalla procedura di fit (fig. 4.14, 4.17). Purtroppo nella zona intermedia, cioè per distanze comprese tra 1 e 2 metri, nessuna delle due funzioni si adatta bene agli spettri: la 4.10 sovrastima il valore cercato (fig. 4.15), la 4.11 lo sottostima (fig. 4.16). Questo problema è giustificato dal fatto che il passaggio dalle due condizioni limite spiegate avviene gradualmente spostandosi nell'intervallo di distanze indicato. Questa situazione è stata risolta considerando come valore di carica prodotta il punto di mezzo dell'intervallo indicato da questi due limiti. Inoltre considerando che questi

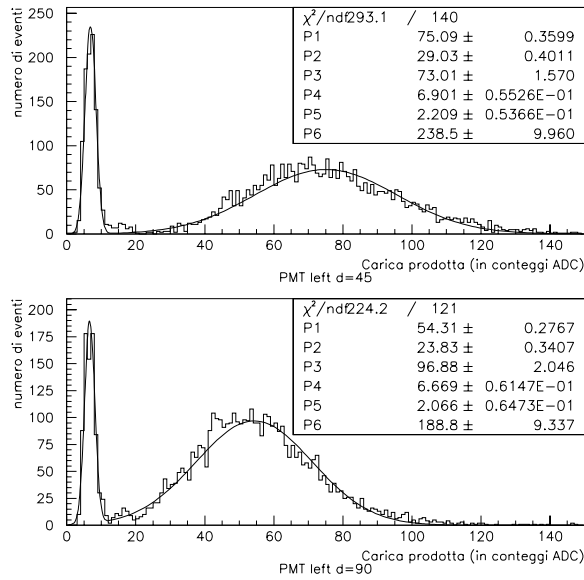


Figura 4.14: Fit degli istogrammi ottenuti con distanze tra sorgente e fotomoltiplicatore *minore di 1 metro*, il fit è stato fatto usando la funzione 4.10 ($\Phi = 1.9mm$).

sono due limiti estremi si capisce che l'errore da associare a questa stima non è semplicemente pari a mezzo intervallo, nell'approssimazione in cui la misura del valore vero sia distribuita gaussianamente e che i due limiti trovati rappresentino il valore della variabile a 3σ di distanza dal valore centrale si può facilmente capire che l'errore da associare a questa stima deve essere calcolato così:

$$\sigma = \frac{Q_{Pgauss} - Q_{Plandau}}{6}. \quad (4.12)$$

Curva d'attenuazione

Dal fit degli spettri si ricava quindi il valore di carica prodotta (Q_P), a questo va sottratto il valore b_1 del primo picco del piedistallo⁷, il segnale prodotto da una carica nulla nei fotomoltiplicatori. Questi valori ottenuti $Q_p(d)$ rappresentati in funzione della distanza tra sorgente e fotomoltiplicatore descrivono sperimentalmente la curva d'attenuazione. Con questo insieme

⁷Si può facilmente notare perchè il contributo del secondo picco del piedistallo in fig. 4.12 è del tutto trascurabile negli spettri di carica in questione.

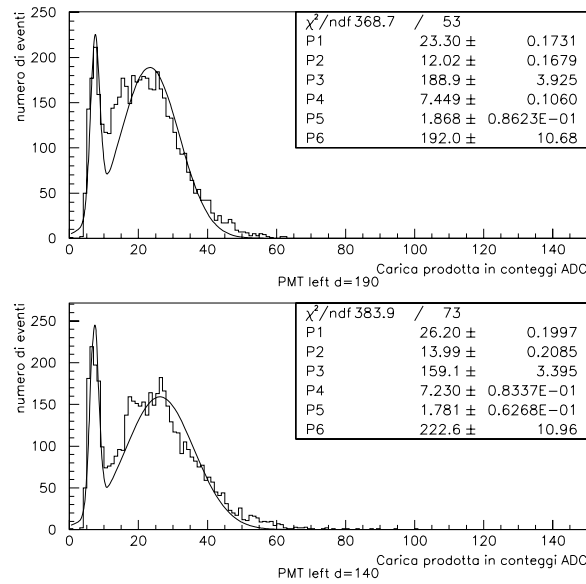


Figura 4.15: Fit degli istogrammi ottenuti con distanze tra sorgente e fotomoltiplicatore *compresa tra 1 e 2 metri*, il fit è stato fatto usando la funzione 4.10 ($\Phi = 1.9mm$).

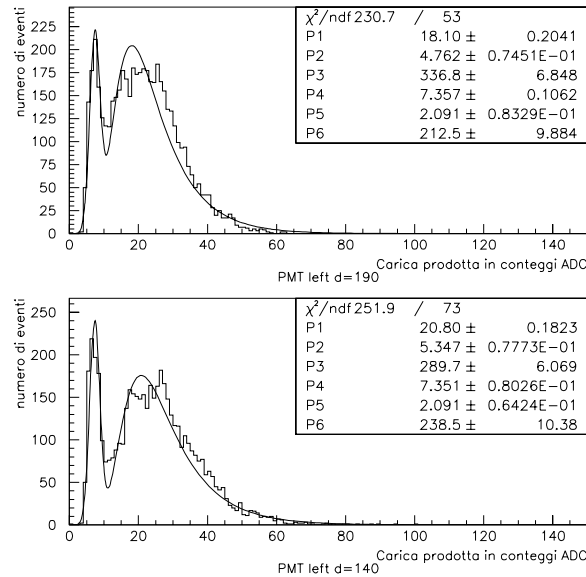


Figura 4.16: Fit degli istogrammi ottenuti con distanze tra sorgente e fotomoltiplicatore *compresa tra 1 e 2 metri*, il fit è stato fatto usando la funzione 4.11 ($\Phi = 1.9mm$).

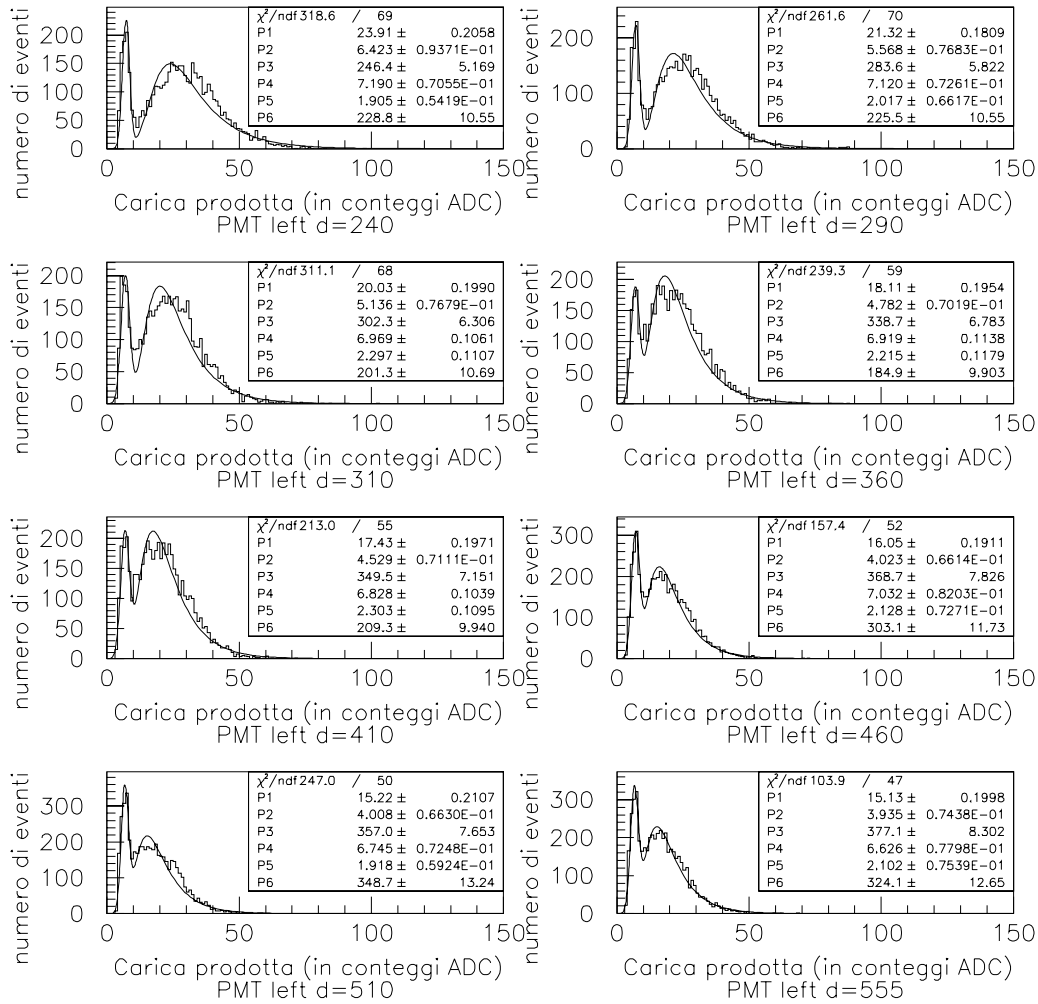


Figura 4.17: Fit degli spettri ottenuti con distanze tra sorgente e fotomoltiplicatore maggiori di 2 metri, il fit è stato fatto usando la funzione 4.11 ($\Phi = 1.9mm$).

di punti si può effettuare un fit con una funzione del tipo:

$$f(x) = A'e^{-\frac{x}{\lambda_1}} + B'e^{-\frac{x}{\lambda_2}} = A(e^{-\frac{x}{\lambda_1}} + \alpha e^{-\frac{x}{\lambda_2}}) \quad (4.13)$$

nella prima versione si riconosce la 4.6, nella seconda formulazione, quella che viene realmente usata nei fit, si mette maggiormente in evidenza il peso relativo dei due modi di propagazione. In questo modo il parametro α misura il rapporto tra la luce che si propaga solo nel *core* e la luce che si propaga anche nel *cladding*. Si è preferita la seconda formulazione in quanto si ottiene una descrizione dell'attenuazione del segnale indipendentemente da fenomeni esterni alla fibra che ne limitano l'intensità massima. È stato osservato infatti che altri aspetti intervengono nella composizione dello spettro: le prestazioni dei fotomoltiplicatori, l'accoppiamento ottico tra fibra e lente dei fotomoltiplicatori. Questi aspetti però una volta fissata la fibra e le condizioni di lavoro non variano e sono descritti dal parametro A della 4.13.

Le posizioni della sorgente sono state volontariamente scelte simmetriche rispetto al centro della fibra, così per ogni distanza tra punto di produzione di luce ed estremo della fibra erano disponibili due misure indipendenti in quanto sono due esecuzioni diverse della stessa misura: una eseguita con il fotomoltiplicatore 1 a distanza d , l'altra col fotomoltiplicatore 2 a distanza $L - d$ (L è la lunghezza della fibra: $L = 600\text{cm}$, mentre la distanza d è sempre riferita al fotomoltiplicatore 1). Inoltre l'accoppiamento ottico e i due fotomoltiplicatori non hanno correlazioni⁸. Fatte queste considerazioni si sono combinate le due misure alla stessa distanza disponibili in questo modo:

$$Q_a(d) = \frac{Q_{p1}(d) + Q_{p2}(L - d)}{2} \quad (4.14)$$

l'errore su questo valore (considerando le due misure indipendenti) si ottiene sommando quadraticamente gli errori dei rispettivi addendi:

$$\sigma_a \simeq \frac{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}}{2}. \quad (4.15)$$

⁸L'unico limite di questo procedimento è rappresentato da locali variazioni nell'efficienza quantica della fibra o in una asimmetria nel fenomeno di propagazione determinato da possibili difetti in qualche punto della fibra. Comunque questi due fenomeni non sembrano manifestarsi.

Ottenuti i 12 punti si è potuto eseguire un fit con la funzione 4.13. Come si vede dai vari grafici riportati nelle figure 4.18 e 4.19 (I colonna), questo fit è soddisfacente. Le misure finali sono riportate nella tabella 4.1.

Il fit con funzioni esponenziali si presta ottimamente ad ulteriori considerazioni. Nel caso in cui la $f(x)$ fosse un semplice esponenziale decrescente si avrebbe che il prodotto $f_1(d) \cdot f_2(L - d)$ è una costante. Nel nostro caso non si è in questa condizione ma è comunque interessante verificare ciò che si ottiene con questa procedura. Per ogni posizione si è moltiplicato il valore $Q_p(d)$ ottenuto dai due fotomoltiplicatori:

$$Q_d(d) = Q_{p1}(d) \cdot Q_{p2}(d). \quad (4.16)$$

Ai punti così ottenuti nel piano $(d, Q_d(d))$ è stata adattata la seguente funzione:

$$f_d(x) = A(e^{-\frac{x}{\lambda_1}} + \alpha_1 e^{-\frac{x}{\lambda_2}})(e^{-\frac{600-x}{\lambda_1}} + \alpha_2 e^{-\frac{600-x}{\lambda_2}}). \quad (4.17)$$

I risultati di questo fit sono riportati nelle figure 4.18 e 4.19 (II colonna).

Oltre al prodotto è interessante considerare anche la somma del segnale ottenuto dai due fotomoltiplicatori per ogni posizione, tanto più perchè nell'analisi dei segnali letti dalle celle elementari del calorimetro di ICANOE si seguirà proprio questo procedimento. Consideriamo quindi la seguente somma:

$$Q_s(d) = Q_{p1}(d) + Q_{p2}(d). \quad (4.18)$$

Il fit di questi punti si è dimostrato però più difficoltoso. Si ritiene sufficiente presentare la figura 4.20 in cui sono riportati i dati ottenuti con questa procedura per tutte la fibre. Le curve sovrapposte sono la rappresentazione grafica della seguente:

$$f_s(x) = A(e^{-\frac{x}{\lambda_1}} + \alpha_1 e^{-\frac{x}{\lambda_2}}) + B(e^{-\frac{600-x}{\lambda_1}} + \alpha_2 e^{-\frac{600-x}{\lambda_2}}) \quad (4.19)$$

dove ai parametri si sono sostituiti i valori ottenuti con i precedenti fit.

4.6.4 Analisi dei risultati ottenuti

La prima osservazione che si deve fare è che il modello teorico sviluppato nel capitolo precedente, modificato per tenere conto dei fotoni intrappolati

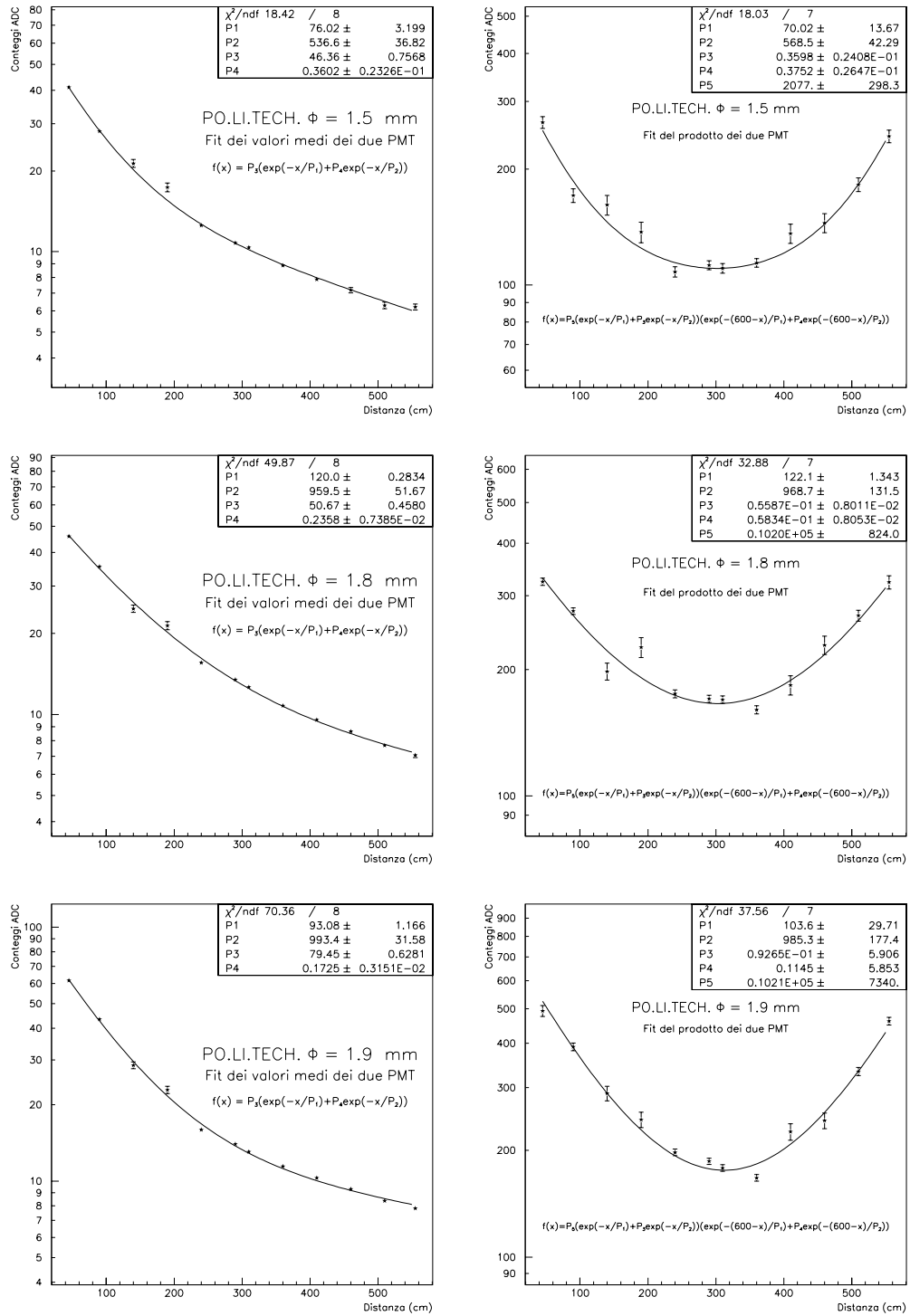


Figura 4.18: Curve d'attenuazione e fit ottenuti per le fibre prodotte dalla POL.HI.TECH. Nella I colonna i fit eseguiti con i dati trattati come nella 4.14, nella II invece con i dati trattati come nella 4.16.

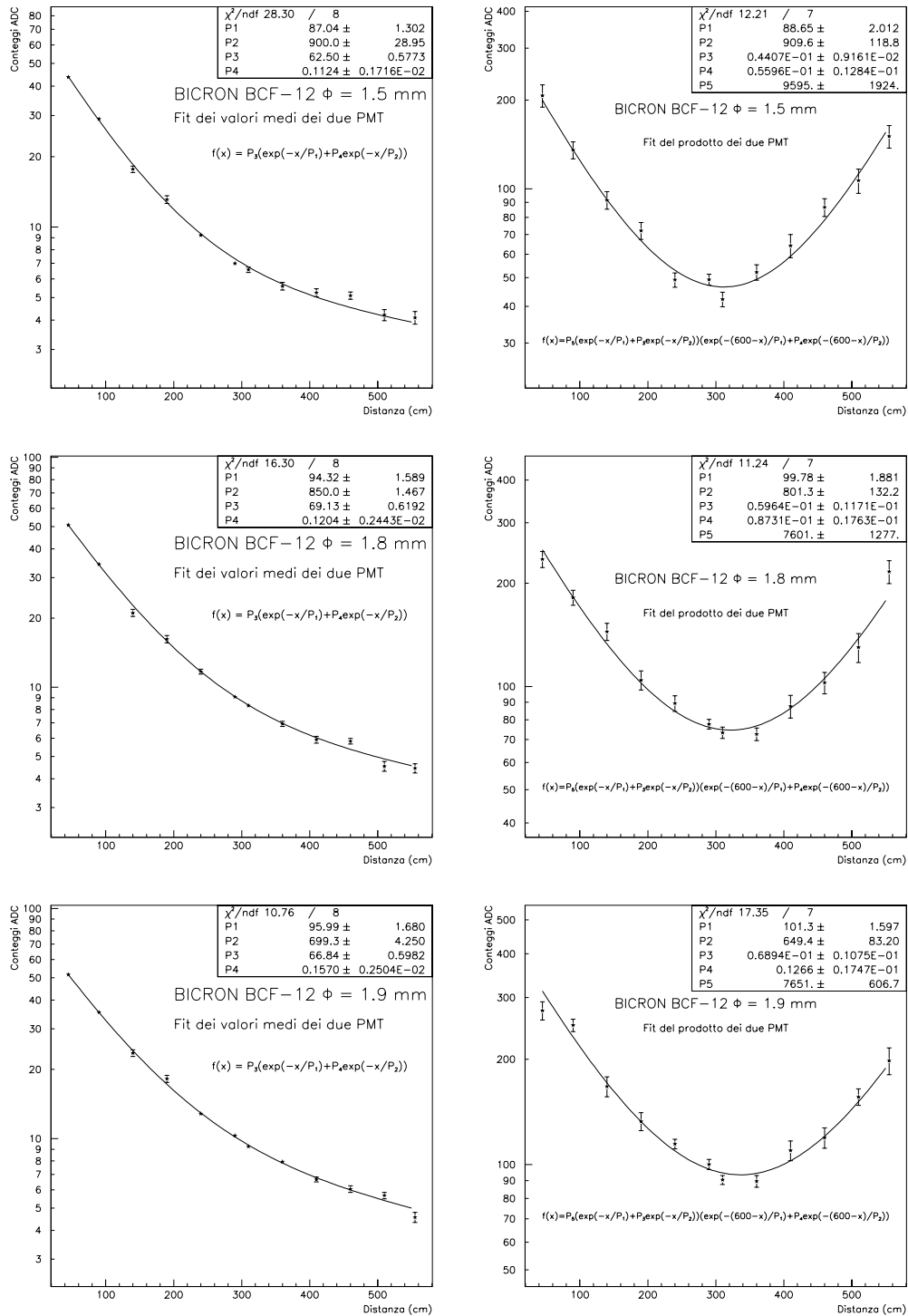


Figura 4.19: Curve d'attenuazione e fit ottenuti per le fibre prodotte dalla BICRON. Nella I colonna i fit eseguiti con i dati trattati come nella 4.14, nella II invece con i dati trattati come nella 4.16.

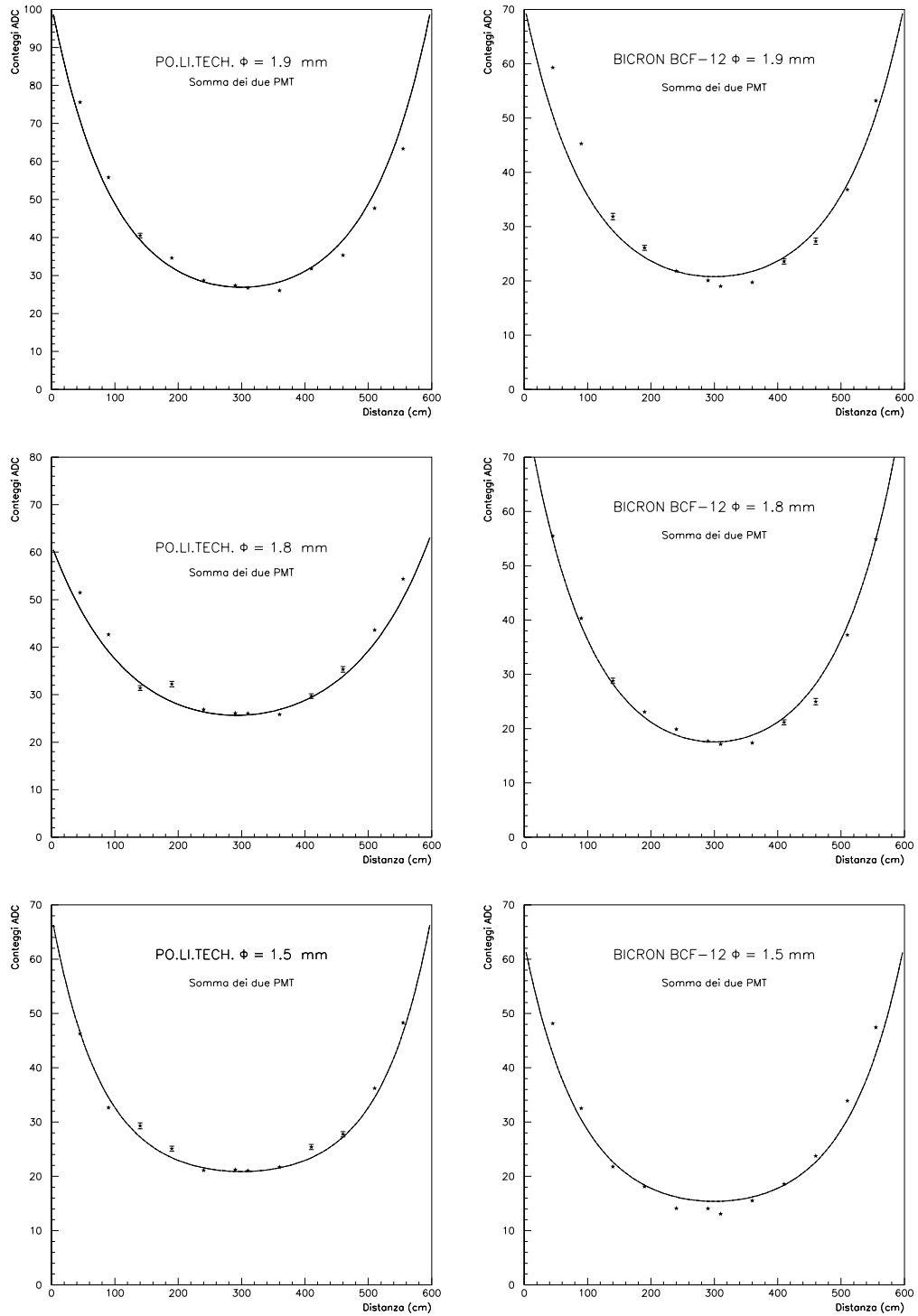


Figura 4.20: Curve d'attenuazione sovrapposte ai dati ottenuti con la 4.18. I parametri usati per il disegno delle curve sono quelli riportati nella tabella 4.1.

Fibre POL.HI.TECH.

Diametro (mm)	λ_{cl} (cm)	λ_{co} (cm)	α
1.5	75 ± 10	550 ± 50	0.36 ± 0.02
1.8	120 ± 5	970 ± 100	0.23 ± 0.07
1.9	95 ± 10	990 ± 100	0.17 ± 0.03

Fibre BICRON

Diametro (mm)	λ_{cl} (cm)	λ_{co} (cm)	α
1.5	87 ± 3	905 ± 100	0.11 ± 0.01
1.8	95 ± 5	830 ± 100	0.12 ± 0.02
1.9	97 ± 5	675 ± 80	0.15 ± 0.02

Tabella 4.1: Parametri caratteristici della propagazione per le fibre prodotte dalla POL.HI.TECH e dalla BICRON. Gli errori sono stati stimati considerando i risultati e le problematiche di entrambi i tipi di analisi presentati.

dalla superficie esterna del *cladding* e culminato nelle relazioni 3.45 e la successiva 3.48 è adatto per interpretare i dati sperimentali ottenuti. Questa prima conclusione, sebbene qualitativa, non è di scarsa rilevanza. Ricordo ancora una volta che lo studio della propagazione dei raggi luminosi nel *core* della fibra ci aveva condotto a scrivere la relazione 3.45 sotto pesanti restrizioni, in particolare che la lunghezza totale della fibra fosse molto minore della lunghezza d'attenuazione; tornando alle figure presentate possiamo dire che la relazione 3.45, ottenuta con particolari ipotesi matematiche, e la successiva 3.48, descrivono il comportamento di fibre di lunghezza confrontabile con la lunghezza d'attenuazione. Possiamo comunque trarre delle conclusioni quantitative. L'intensità massima del segnale dipende anch'esso dal diametro, si può vedere infatti che per ogni distanza il valore di carica letto dall'ADC aumenta col diametro; chiaramente col diametro aumenta anche la distanza media percorsa entro la fibra dagli elettroni. Sia λ_{cl} sia λ_{co} ottenuti per le fibre della POL.HI.TECH., ma non per le fibre della BICRON, dimostrano una dipendenza dal raggio giustificabile ricordando che diminuendo il diametro della fibra aumenta il numero di riflessioni o

di attraversamento della superficie di separazione tra *core* e *cladding*. Si osservi che anche il parametro α ha un comportamento differente per i due tipi di fibre; ma mentre il comportamento per le fibre della POL.HI.TECH. sembra ragionevole (diminuendo il diametro il segnale che si propaga nel *cladding* scompare più rapidamente) per le fibre della BICRON il presentarsi del comportamento opposto sembra in parte da attribuirsi ai limiti del fit. Possiamo comunque dire con certezza che $\alpha_{POL.HI.TECH.} > \alpha_{BICRON}$ a parità di diametro della fibra; per giustificare questa conclusione si osservino la figura 4.21 in cui si confrontano i segnali normalizzati prodotti da fibre dello stesso diametro delle due case. Da queste figure appare evidente che il segnale che si propaga nel *core* della fibra è maggiore nelle fibre della POL.HI.TECH. che nelle fibre della BICRON. Questa osservazione è del tutto indipendente da possibili limiti dell'esecuzione del fit. Si osservi ancora che anche l'intensità massima del segnale per i due tipi di fibre, a parità di diametro, è confrontabile. Questa osservazione risulta molto utile per la scelta delle fibre per il calorimetro di ICANOE; in questo apparato si richiede infatti un segnale chiaro da entrambi gli estremi per qualsiasi distanza d tra il punto di produzione del segnale luminoso e il fotomoltiplicatore, è necessario quindi scegliere delle fibre che oltre ad avere la maggiore lunghezza d'attenuazione possibile, producano anche un segnale significativo per alti valori di d . Ritornando alle figura 4.21 le fibre prodotte dalla POL.HI.TECH. appaiono più adeguate per l'uso previsto. Un'ultima osservazione utile anche per l'uso futuro di queste fibre riguarda il peggioramento delle proprietà ottiche per invecchiamento. Nella figura 4.22 è riportato il segnale prodotto delle fibre della POL.HI.TECH. con diametro di $2mm$ e $1.9mm$, contrariamente a quanto prima detto la fibra col diametro minore produce sistematicamente un segnale meno intenso, ed anche le proprietà ottiche appaiono inferiori. Per capire questo comportamento è utile dire che la fibra da $2mm$ è stata conservata, precedentemente alle attuali misure, separata dalle altre e in condizioni di maggiore esposizione alla luce solare e da lampada. Questo potrebbe aver compromesso le ottimali prestazioni.

4.7 Un ulteriore controllo

Con una sola fibra (POL.HI.TECH. $\Phi = 1.9mm$) è stato eseguito un test usando come sorgente per la produzione di un segnale luminoso entro la fibra un LED blu. Usando un apposito supporto si è potuto schermare interamente

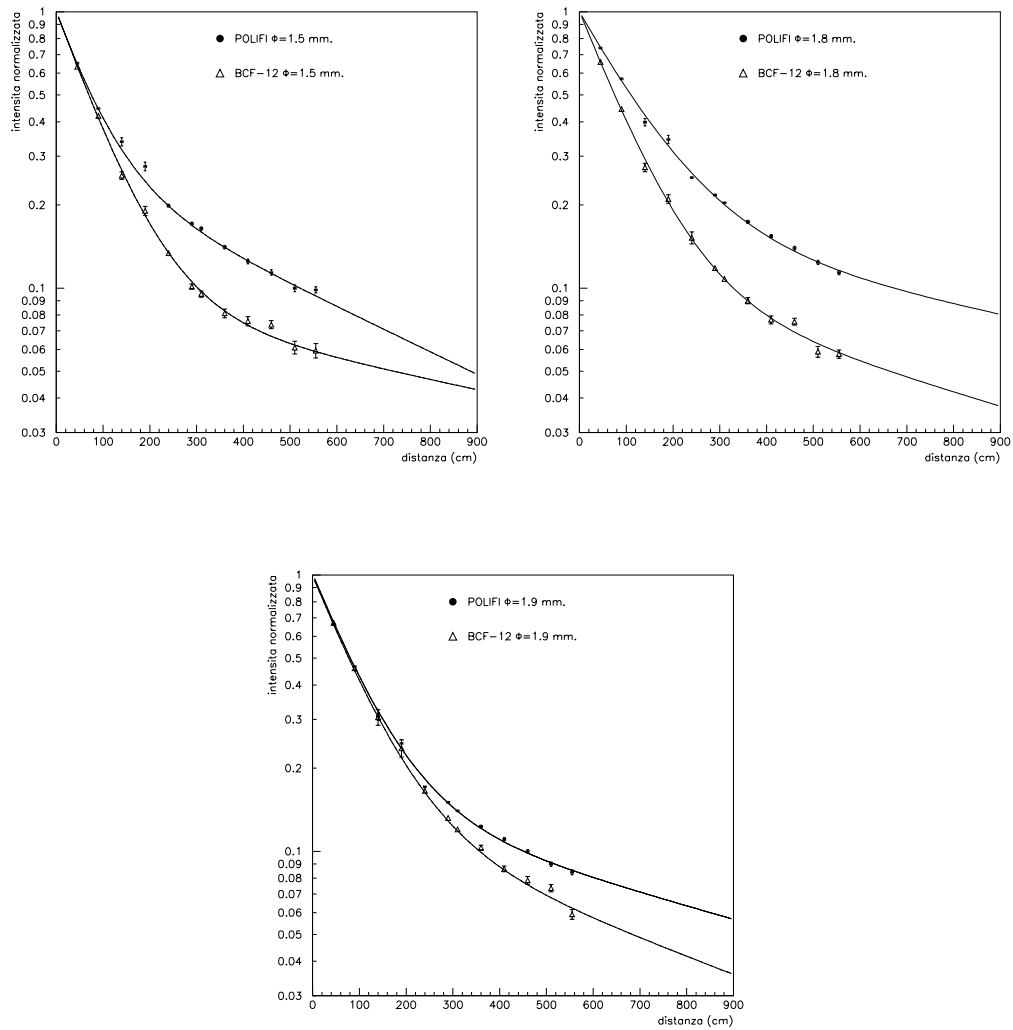


Figura 4.21: Confronto dell'andamento dell'attenuazione per i due tipi di fibre.

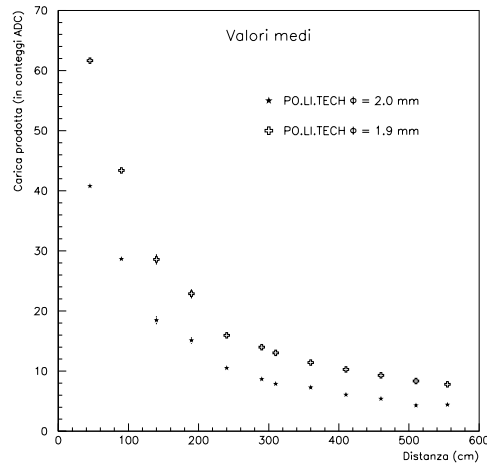


Figura 4.22: Confronto tra i valori medi di carica prodotta sui due fotomoltiplicatori dalle due fibre indicate.

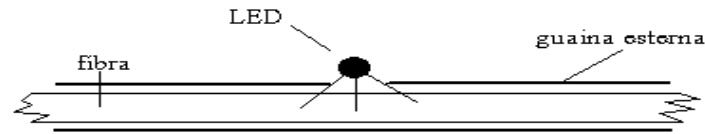


Figura 4.23: Descrizione grafica del sistema LED-fibra.

il sistema fibra-LED dalla luce esterna e posizionare il LED in prossimità della fibra. Il LED è stato alimentato con un impulso lungo $1\mu s$ la cui intensità era variabile, in questo modo, leggendo i segnali prodotti dai fotomoltiplicatori con l'oscilloscopio si è riusciti ad osservare una variazione dei segnali dal singolo fotoelettrone fino ad un segnale molto intenso e lungo. Lo scopo di queste misure era semplicemente di verificare la possibilità di controllare il funzionamento della fibra usando uno strumento semplice, un LED appunto. Questo procedimento potrebbe essere utilizzato per la messa a punto di un sistema di monitoraggio e calibrazione del calorimetro di ICANOE.

Fissato l'impulso di alimentazione, cioè consideriamo fissata l'intensità di luce emessa dal LED, si sono raccolti i valori medi dell'ampiezza dei segnali dai 2 fotomoltiplicatori per diverse posizioni del LED lungo la fibra. Il valor medio del segnale ottenuto dai due fotomoltiplicatori è stato riportato in un grafico in funzione della distanza dal fotomoltiplicatore. L'errore associato

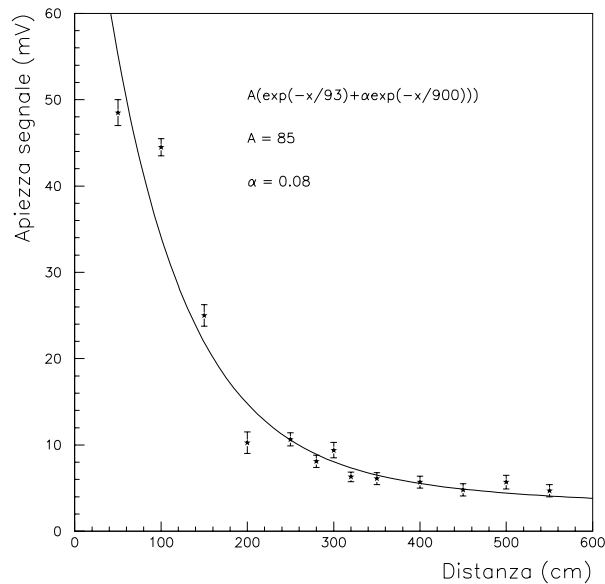


Figura 4.24: Grafico dei dati ottenuti con il LED. La curva disegnata è una sovrapposizione.

alla misura effettuata dal singolo fotomoltiplicatore era stimato a partire dalla fluttuazione del segnale osservata sull'oscilloscopio, l'errore associato al valor medio si è ottenuto con la stessa propagazione nella 4.15; il grafico ottenuto è riportato in figura 4.24. Si noti un andamento irregolare dei punti. Questo è dovuto ad effetti sistemati causati dal variare della zona illuminata dal LED nelle varie posizioni. Nella figura 4.24 è stata sovrapposta la funzione

$$f(x) = A(e^{-\frac{x(cm)}{90}} + \alpha e^{-\frac{x(cm)}{990}}) \quad (4.20)$$

in cui i valori dei parametri sono indicati. La conclusione che possiamo trarre è che le due componenti del segnale che si propaga nella fibra sono differenti dalle misure effettuate con la sorgente radioattiva. In particolare il flusso di fotoni intrappolati dalla superficie esterna del *cladding* è molto più intenso. Ciò dovuto al fatto che la fibra, in questo caso, viene illuminata dall'esterno.

4.8 Una semplice applicazione dei risultati

Nel paragrafo 3.4 è stato presentato un calcolo approssimativo della componente statistica alla risoluzione per sciame elettromagnetici ottenendo

un risultato molto incoraggiante. In questo capitolo è stata spiegata la tecnica seguita e i risultati ottenuti nella misura della lunghezza d'attenuazione. Ora quindi possiamo verificare se le fibre prodotte e studiate saranno in grado di rispondere alle esigenze costruttive dell'apparato ICANOE. In particolare che riescano a dare un segnale chiaro che segni il passaggio di una particella ionizzante. Tornando al modello presentato nel paragrafo 3.3.2 la conoscenza della lunghezza d'attenuazione interviene nella relazione 3.49 applicando la quale si misura l'energia rilasciata da uno sciame in un certo volume. Consideriamo ad esempio la cella elementare del calorimetro di ICANOE (un volume totale di $5 \times 5 \times 850 \text{ cm}^3$): le fibre contenute sono tutte accoppiate a due fotomoltiplicatori (uno per ciascun estremo). La posizione del passaggio della particella potrà essere individuata seguendo due possibili strategie. Da una parte la geometria complessiva del calorimetro permette una visione tridimensionale dello sciame, dall'altra le fibre hanno una buona risoluzione temporale (di cui parleremo nel prossimo capitolo), ci potrebbe quindi essere la possibilità di misurare i tempi d'arrivo del segnale ai due estremi e da questi la posizione del passaggio dello sciame. Il segnale dei fotomoltiplicatori corrisponde, nel modello richiamato, al seguente prodotto:

$$Q_{PMT}(x) = kNq_{eff}f(\lambda_{cl}, \lambda_{co}, x) \quad (4.21)$$

con questi significati per i parametri: N è il numero di fibre attraversate, q_{eff} è l'energia media che una particella dissipa in una fibra, k è un coefficiente che tiene conto della conversione di un segnale luminoso in uno elettrico, e in fine la funzione $f(\lambda_{cl}, \lambda_{co}, x)$ descrive l'attenuazione del segnale luminoso durante la propagazione. È molto interessante notare che questa funzione non è precisamente la 4.13 ma solo il secondo fattore:

$$f(\lambda_{cl}, \lambda_{co}, x) = e^{-\frac{x}{\lambda_{cl}}} + \alpha e^{-\frac{x}{\lambda_{co}}} \quad (4.22)$$

questa infatti descrive l'attenuazione del segnale indipendentemente dalla sua intensità. L'energia totale dissipata nel volume sarà data dalla seguente:

$$\Delta E = \frac{Q_{PMT}}{S_f k f(\lambda_1, \lambda_2, x)} \quad (4.23)$$

dove oltre ai precedenti parametri è comparso S_f , *sampling fraction*⁹. Da questa relazione si comprende come si passi dal segnale prodotto dai

⁹Ricordo che il *sampling fraction* è il rapporto tra l'energia dissipata nel materiale attivo del calorimetro e l'energia dissipata ovunque.

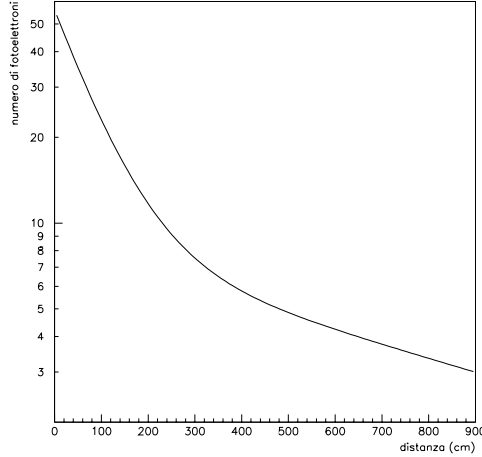


Figura 4.25: Numero di fotoelettroni in funzione della distanza dal punto di attraversamento della particella ionizzante rispetto all'estremo della fibra considerato.

fotomoltiplicatori all'energia dissipata dallo sciame in un certo volume conoscendo la lunghezza d'attenuazione delle fibre (e chiaramente anche gli altri parametri di funzionamento della strumentazione usata).

Proviamo ora a fare il passaggio inverso, cioè, nota l'energia dissipata in un volume, che segnale si ottiene all'estremo della fibra? Consideriamo il caso in cui una sola fibra viene attraversata da una particella ionizzante (muone relativistico). L'energia dissipata entro la fibra può essere calcolata a partire dalla 'Bethe-Block' ottenendo:

$$\Delta E_R = \frac{dE}{dx} \cdot \rho_{fb} \cdot \Phi = 1.94 \left(\frac{MeV cm^2}{g} \right) \cdot 1.03 \left(\frac{g}{cm^3} \right) \cdot 0.19 (cm) = 0.38 MeV \quad (4.24)$$

riprendendo la 3.14 possiamo calcolare il numero di fotoni prodotti, tenendo conto che per queste fibre l'energia media necessaria a produrre un fotone è $E_\gamma \sim 100eV$:

$$n_{\gamma 0} = \frac{E_R}{E_\gamma} = \frac{3800 (KeV)}{0.1 (KeV)} = 3800. \quad (4.25)$$

Si riprenda la relazione 3.45, e si supponga di usare un fotomoltiplicatore con un fotocatodo comune ($\epsilon_{PMT} \sim 20\%$) e che lavori con un guadagno $G \sim 10^7$, si prevede infatti che i fotomoltiplicatori dell'apparato ICANOE lavorino in

questa condizione per evitare il problema di introdurre nel circuito del segnale un amplificatore. Fatte queste considerazioni il numero di fotoelettroni e la quantità di carica prodotta ossono essere scritte così:

$$n_{pe} = n_{\gamma 0} \epsilon f(\lambda_{cl}, \lambda_{co}, x) \quad (4.26)$$

$$Q_p \sim 10^7 \cdot n_{pe} \cdot e^- \quad (4.27)$$

dove con il coefficiente ϵ si tiene conto di tutte le perdite di intensità del segnale (intrappolamento della luce, efficienza quantica dei fotomoltiplicatori, ...) mentre con e^- si intende la carica elementare di un elettrone. Della relazione 4.26 viene presentato un grafico (fig. 4.25) avendo usato $n_{\gamma 0} = 3800$, $\lambda_{cl} = 90cm$ e $\lambda_{co} = 900cm$. Si vede che nel caso del minimo segnale prodotto (i.e. un singolo muone che attraversa un unica fibra di una celle calorimetrica elementare) ad una distanza di 8.5 metri si hanno circa 3 fotoelettroni che in un fotomoltiplicatore nelle indicate condizioni di lavoro corrispondono ad un segnale di circa $5pC$, un segnale sufficiente per essere riconosciuto in fase di analisi dei dati acquisiti dall'esperimento ICANOE. Studi effettuati su celle calorimetriche attraversate da muoni atmosferici dimostrano la correttezza di questo calcolo.

4.9 Riepilogo

Possiamo chiudere questo capitolo sintetizzando alcune conclusioni a cui siamo giunti. Le fibre di nuova generazione dimostrano globalmente proprietà ottiche migliori, ovvero lunghezze d'attenuazione maggiori e già le attuali fibre potrebbero essere usate, con particolari accorgimenti, nell'apparato ICANOE. Per le fibre testate in particolare si è misurata una lunghezza d'attenuazione per i fotoni che si propagano nel *core* $\lambda_{co} \sim 9m$. Si è verificato inoltre un utile progresso nella fase di produzione: un miglioramenmto generale del composto *core-cladding* ha aumentato notevolmente la lunghezza d'attenuazione per i raggi che restano intrappolati dalla superficie esterna della fibra. Con le misure effettuate sulle fibre prodotte da due case produttrici differenti (POL.HI.TECH. e BICRON) si è riscontrata una leggera ma costante differenza in favore delle fibre POL.HI.TECH. Questo determinerà la scelta delle fibre da utilizzare per il calorimetro di ICANOE.

Capitolo 5

Misure di risoluzione temporale

È noto che i rivelatori di luce di scintillazione oltre a misurare l'energia dissipata, sono in grado di determinare con elevata precisione l'istante in cui la particella ha attraversato l'elemento rivelatore. Nel precedente capitolo 3 è stato accennato che sia i tempi di decadimento delle molecole usate nella produzione di fibre scintillanti sia i tempi necessari per il trasferimento di energia dalla molecola principale (PS) alle molecole dopanti sono molto rapidi, generalmente dell'ordine del nanosecondo. Risoluzioni temporali di questo ordine di grandezza saranno molto utili per l'esperimento ICANOE in quanto faciliteranno lo studio degli eventi da neutrini atmosferici all'interno del calorimetro. Inoltre permetterà di determinare l'istante in cui le particelle attraversano i tubi a deriva. Questa proprietà è determinata dal sistema fibra-fotomoltiplicatore nel suo complesso. In questo capitolo si illustreranno i risultati ottenuti nella misura di risoluzione temporale eseguita su una fibra della POL.HI.TECH. di diametro $\Phi = 1.9mm$.

5.1 L'utilità di un buona risoluzione temporale

Nella descrizione del calorimetro di ICANOE è stato evidenziato che esso potrà rivelare e distinguere anche eventi da neutrini atmosferici. Un tipico studio che si esegue su questo tipo di eventi è la misura del flusso di neutrini in funzione dell'angolo di zenith, ma per fare questo sarà necessario misurare la direzione di arrivo dei neutrini. Per ottenere questa informazione si possono sfruttare diverse proprietà globali degli sciami (dalla forma alla

distribuzione dell'energia al suo interno), ma una buona risoluzione temporale permetterebbe queste stesse misure con maggiore facilità e precisione, ed inoltre sarebbe comunque l'unico modo per riconoscere il verso dei muoni che attraversano l'apparato. Consideriamo infatti un muone altamente relativistico: questo si muove praticamente alla velocità della luce $c \sim 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$. Il tempo che il muone impiegherebbe a percorrere i circa 9 metri di calorimetro è $t = \frac{9m}{3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}} = 30ns$; una risoluzione temporale σ_0 di qualche nanosecondo su ogni cella elementare del calorimetro attraversata sarebbe sufficiente per determinare il verso di attraversamento. Nell'ipotesi infatti che il muone produca un segnale in n celle¹ la risoluzione temporale si riduce a $\sigma_n \sim \frac{\sigma_0}{\sqrt{n}}$.

Vi è comunque un altro motivo per ricercare un buona determinazione dell'istante in cui una particella passa in un qualche punto del calorimetro: la necessità di fornire un buon riferimento temporale al sistema dei tubi a deriva. Ne risulta che oltre ad un buon segnale luminoso le fibre dovranno anche garantire una buona risoluzione temporale.

5.2 Che cosa misuriamo

Con questo studio si voleva individuare quale precisione si possa raggiungere per la misura dell'istante in cui i fotomoltiplicatori accoppiati alla fibra producono un segnale². Nelle nostre condizioni intervengono, quindi, due fenomeni fisici distinti: la produzione di luce entro la fibra e la produzione di fotoelettroni con la successiva cascata entro il fotomoltiplicatore. Il segnale analogico prodotto dal sistema fibra-fotomoltiplicatore viene trasformato in un segnale NIM dal modulo CF; la misura degli intervalli di tempo viene eseguita sui segnali d'uscita di questo modulo. In definitiva la risoluzione temporale sarà costituita da un contributo della fibra, σ_{fb} , dovuto alle fluttuazioni nei tempi di risposta del composto scintillante e ai modi di propagazione del segnale all'interno della fibra stessa, e da un contributo del fotomoltiplicatore considerato, σ_{PMT} , dovuto alle fluttuazioni nel tempo che impiega la cascata elettronica a raggiungere l'ultimo elettrodo.

¹Altri studi effettuati con celle elementari dimostrano che per un'opportuna densità di fibre il numero medio di fibre attraversate è maggiore di 1.

²Si intende chiaramente un segnale che superi delle richieste minime per essere considerato prodotto dal fenomeno fisico in questione: il passaggio di un elettrone nella fibra.

Con le misure effettuate non è possibile separare i due contributi. D'altra parte, proprio come per le misure descritte nel capitolo precedente, si voleva simulare le condizioni di acquisizione dati del calorimetro di ICANOE, anche in quest'apparato infatti, come spiegato in altre occasioni, i segnali luminosi delle fibre saranno letti da fotomoltiplicatori. Particolare attenzione bisogna fare al valore di σ_{PMT} , è noto infatti che la risoluzione temporale di un fotomoltiplicatore dipende dall'intensità del segnale prodotto. Ci si aspetta una dipendenza del tipo:

$$\sigma_{PMT} \sim \frac{\alpha}{\sqrt{n_{fe}}} \quad (5.1)$$

dove n_{fe} è il numero di fotoelettroni. Nel capitolo precedente abbiamo visto come l'intensità del segnale prodotto dai fotomoltiplicatori (quindi n_{fe}) vari significativamente con la distanza tra questi e la sorgente radioattiva. È chiaro quindi che dobbiamo aspettarci anche in questa misura una dipendenza, almeno per quanto riguarda σ_{PMT} , da questa stessa distanza.

Fibre scintillanti usate in altri apparati ([43]) permettono di raggiungere una risoluzione temporale, σ_{fb} , dell'ordine del 40 picosecondi per ogni GeV di energia depositata nel calorimetro. È chiaro che σ_{fb} ha una debole dipendenza dal punto di produzione del segnale³, più precisamente dalla distanza tra questo punto e l'estremo della fibra. Questa dipendenza è dovuta al fatto che lo spazio percorso dai fotoni, e quindi il tempo impiegato a percorrerlo, dipende dall'angolo di emissione ϑ , propagandosi lungo la fibra il segnale luminoso si distribuisce in un intervallo maggiore di tempo. Questo fenomeno è comunque bilanciato dall'attenuazione del segnale stesso, questo fenomeno infatti attenua sistematicamente i fotoni emessi ad angoli maggiori. Verificheremo comunque che nella configurazione migliore, ovvero per piccole distanze tra sorgente e fotomoltiplicatore, si ottiene una risoluzione sull'istante di arrivo del segnale di circa $500psec$, che peggiora (come ci si aspetta) allontanando la sorgente dal fotomoltiplicatore.

5.3 Descrizione della misura

Per la realizzazione di questa misura è stata usata la stessa configurazione fibra-fotomoltiplicatori descritta nel capitolo precedente (fig. 4.1), anche i

³Bisognerebbe considerare comunque l'ipotesi di locali imperfezioni della fibra, nel nostro caso comunque non evidenziate.

segnali erano prodotti usando la stessa sorgente radioattiva; tutti i dettagli in comune con le precedenti misure (sorgente radioattiva, il suo posizionamento, le caratteristiche dei fotomoltiplicatori) sono dati per noti. Naturalmente la logica di acquisizione e di analisi degli eventi è diversa.

Al fine di realizzare questa misura non era necessario conoscere l'intensità dei segnali, bensì l'istante di arrivo; tutti e tre i fotomoltiplicatori sono stati così letti con il modulo CF, i segnali logici (NIM) in uscita da questo modulo sono stati poi analizzati con un altro modulo elettronico che misura intervalli di tempo tra due eventi (TDC-Time to Digital Converter). Quest'ultimo modulo era interfacciato con lo stesso PC delle misure precedenti dove un nuovo programma implementato con il software LabView gestiva l'acquisizione dei dati; come nel caso precedente questo programma organizzava le misure del TDC in istogrammi (distribuzioni del numero di eventi in funzione del ritardo che presentano) e in un *file*. I dati raccolti nel *file* sono stati successivamente analizzati con il software PAW.

5.3.1 Il Costant Fraction

Nella misura di intervalli di tempo, bisogna tenere ben sotto controllo la configurazione dell'apparato: sia i cavi di collegamento sia i moduli elettronici attraversati dai segnali introducono dei ritardi nell'arrivo del segnale. Nella nostra misura il punto più delicato è la definizione della presenza di un segnale. Abbiamo detto che tutti e tre i fotomoltiplicatori vengono letti con un CF, prima di ricordare come questo modulo funziona è bene osservare che lo sviluppo temporale di un segnale analogico prodotto da un fotomoltiplicatore ha una dipendenza dalla quantità di carica totale, o, più precisamente, dalla sua ampiezza. Se si fissa una soglia, un valore minimo, superato il quale il segnale si considera 'discriminato', l'istante in cui il segnale supera questa richiesta dipende dall'ampiezza del segnale. Questa dipendenza del riconoscimento di un segnale dalla sua ampiezza prende il nome di *time-walk* (fig. 5.1). Empiricamente si è osservato che esiste un criterio di individuazione del segnale che evita questo problema: è sufficiente riferire il valore di soglia ad una *frazione costante* dell'ampiezza del segnale. Questa è la logica che viene seguita dal modulo CF; la logica di funzionamento è la seguente: per ogni segnale in ingresso $V_i(t)$ il modulo elettronico ne costruisce prima un altro $V_{CF}(t) = -k \cdot V_i(t)$, quindi la somma $V_T(t) = V_i(t) + V_{CF}(t)$. Il modulo elettronico produce un segnale logico quando il segnale $V_T(t)$ supera la soglia imposta. Il valore di k (tipicamente

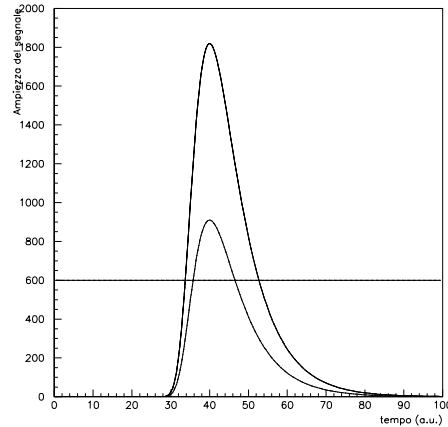


Figura 5.1: Descrizione del fenomeno *time-walk*: due segnali evidentemente contemporanei superano la soglia definita per l'ampiezza, ma il superamento della soglia avviene in istanti di tempo differenti a causa delle differenti caratteristiche intrinseche del segnale.

20%) individua la *frazione costante* di segnale a cui viene riferita la soglia.

5.3.2 Calibrazione del TDC

Anche in questa misura è stato usato un modulo elettronico che trasforma una quantità continua, un intervallo di tempo, in un numero naturale. Chiaramente l'intervallo misurato è definito da due segnali, il primo determina lo *start* della misura, il secondo determina lo *stop*. Il modulo a disposizione (modello *2228A* della LECROY) permetteva la misura di diversi intervalli di tempo riferiti ad un comune segnale di *start*. I segnali letti dal TDC devono essere segnali NIM.

Questo modulo elettronico è stato facilmente calibrato; usando un modulo *DUAL TIMER* si sono potuti produrre due segnali NIM separati da un intervallo di tempo variabile, fissato dall'esterno. Fissando la durata di questo intervallo di tempo Δt si sono studiate le distribuzioni prodotte dal TDC, in particolare in fig. 5.2 è rappresentato il valore della risposta del TDC in funzione di Δt . Osserviamo che il valore massimo di Δt è di $100ns$, che il TDC ha una risposta lineare con un leggero discostamento dalla linearità per intervalli di tempo inferiori a $15ns$, minore comunque all'intervallo minimo che misureremo successivamente. La retta che fitta i punti sperimentali determina la relazione tra il numero prodotto dal TDC e l'intervallo di tempo

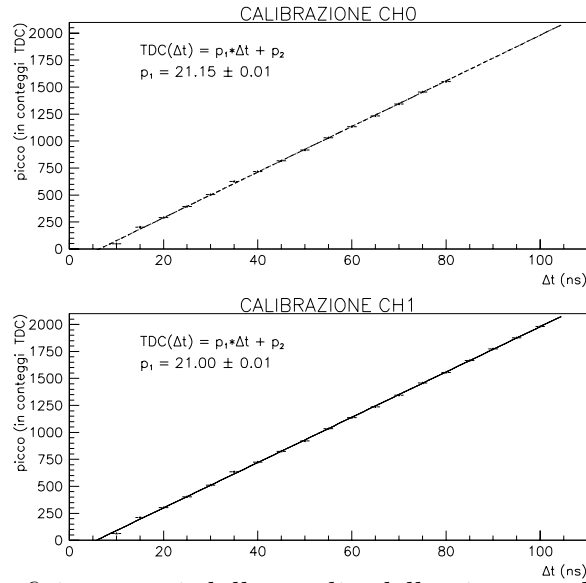


Figura 5.2: Grafici ottenuti dallo studio della risposta del modulo TDC a segnali noti.

misurato, in particolare si è trovata questa relazione tra la risposta del TDC e l'intervallo misurato:

$$t_{ch0}(ps) = (47.28 \pm 0.02)(ps) \cdot TDC_{ch0} \quad (5.2)$$

$$t_{ch1}(ps) = (47.63 \pm 0.02)(ps) \cdot TDC_{ch1} \quad (5.3)$$

appare evidente che la sensibilità del TDC è di circa 50 picosecondi/conteggio, che è quella fornita dal costruttore.

5.4 L'esecuzione della misura

L'esecuzione della misura si divide in due parti. Una prima misura è stata eseguita posizionando la sorgente radioattiva al centro della fibra, equidistante dai due fotomoltiplicatori. Il segnale proveniente da uno dei due fotomoltiplicatore è stato usato come *start* della misura di tempo, l'altro segnale, opportunamente ritardato, era usato come *stop*. L'evento era definito dalla coincidenza temporale dei due segnali. In fig. 5.3 è rappresentato il circuito logico usato. Si osserverà che per questa misura il segnale di *trigger* viene individuato con i segnali provenienti dalla fibra, al

contrario di quanto osservato nel capitolo precedente. In questo caso però la misura non sarà alterata in quanto eventi in cui uno dei due fotomoltiplicatori non produce alcun segnale produrrebbe la chiusura della misura del TDC dopo l'attesa dell'intervallo massimo ($\sim 100ns$) e questo evento cadrebbe fuori dalla distribuzione che andremo a studiare. Nella fig. 5.4 è riportata la distribuzione ottenuta con questa misura ed il relativo fit con una funzione gaussiana. La media di questa distribuzione è determinata dal ritardo introdotto nel circuito del segnale del II fotomoltiplicatore, la deviazione standard invece è una combinazione delle fluttuazioni che intervengono sia sul segnale di *start* sia sul segnale di *stop*:

$$\sigma^2(x) = \sigma_1^2(x) + \sigma_2^2(x) \quad (5.4)$$

dove chiaramente $x = 300cm$, mentre con σ_i^2 (con $i = 1$ ed $i = 2$) si intende la somma quadratica della risoluzione introdotta dalla fibra e da ciascun fotomoltiplicatore:

$$\sigma_i^2(x) = \sigma_{fb}^2 + \sigma_{PMT,i}^2(x). \quad (5.5)$$

Data la configurazione dell'apparato per questa misura supponendo che $\sigma_1^2 = \sigma_2^2 = \sigma_0^2$, si ottiene:

$$\sigma_0(x) \approx \frac{\sigma(x)}{\sqrt{2}} = (1.41 \pm 0.04)ns. \quad (5.6)$$

È necessario fare attenzione al fatto che σ_0 è la risoluzione temporale per il sistema composto fibra+fotomoltiplicatore con la sorgente nella posizione $d = x = 300cm$ (d è sempre misurato rispetto al fotomoltiplicatore 1).

Successivamente si è impostato il circuito descritto in fig. 5.5; posizionando la sorgente in diversi punti lungo la fibra si acquisiscono le distribuzioni dei ritardi tra i segnali prodotti dal fotomoltiplicatore *finger* e i due fotomoltiplicatori associati alla fibra. Si osservi che in queste misure il *trigger* è dato dal solo fotomoltiplicatore⁴ *finger*. Nelle distribuzioni si osservano quindi anche eventi in cui i fotomoltiplicatori associati alla fibra non producono alcun segnale; questi eventi non vengono considerati nella misura della deviazione standard delle distribuzioni, come spiegato prima. Un'altra utile notazione è che i ritardi introdotti nei circuiti dei segnali dei fotomoltiplicatori sono stati fissati in modo che non fosse necessario

⁴La soglia del CF era fissata come spiegato nel capitolo precedente.

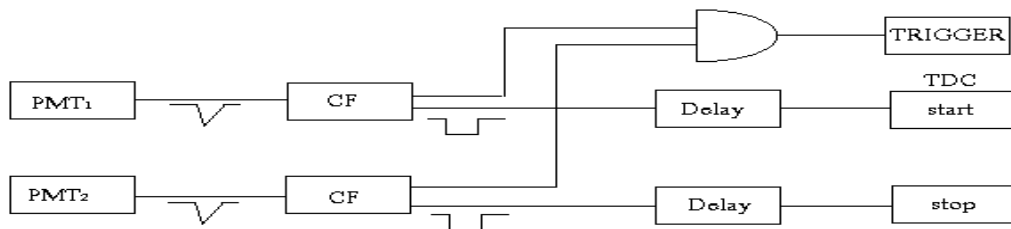


Figura 5.3: Circuito logico usato per la misura con la sorgente nella posizione centrale.

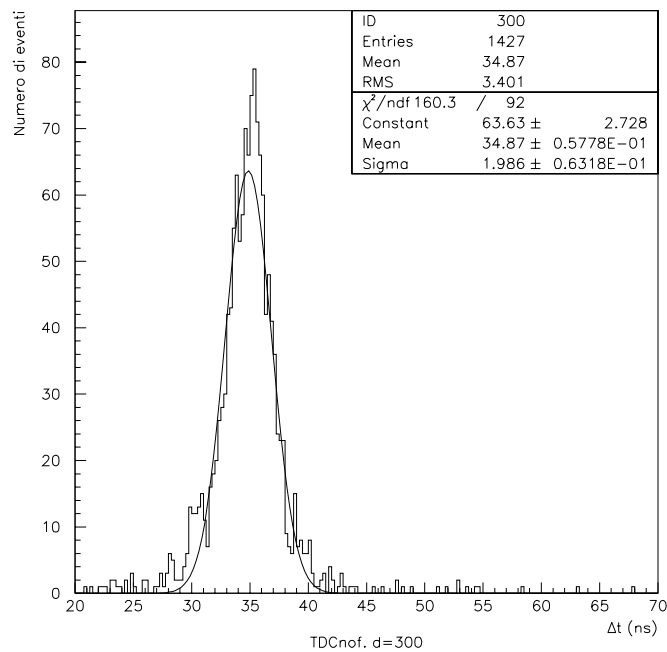


Figura 5.4: Distribuzione del ritardo tra i due segnali provenienti dai fotomoltiplicatori associati alla fibra ($\Phi = 1.9\text{mm}$). Questa misura è stata eseguita con il circuito descritto in fig. 5.3 e con la sorgente posta al centro della fibra.

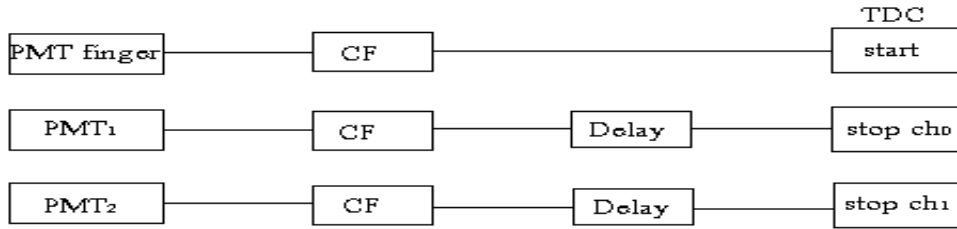


Figura 5.5: Circuito logico usato nelle misura fatte spostando la sorgente.

modificare il circuito spostando la sorgente dal punto più vicino al punto più lontano rispetto a ciascun fotomoltiplicatore. In questo modo si potrà misurare anche la velocità di propagazione del segnale luminoso entro la fibra.

Nella fig. 5.6 sono riportate le distribuzioni ottenute per alcune posizioni della sorgente. Come si vede allontanandoci dal fotomoltiplicatore la distribuzione passa da una forma simmetrica ad una leggermente asimmetrica. Questo fenomeno può essere giustificato considerando che, diminuendo l'intensità luminosa del segnale il tempo che impiega la cascata elettronica a svilupparsi entro il fotomoltiplicatore dipende più fortemente dalle traiettorie dei fotoelettroni. Le risoluzioni delle singole distribuzioni in questo caso sono una combinazione di diversi contributi, non si può infatti trascurare l'intervento del fotomoltiplicatore *finger*. In formule scriviamo:

$$\sigma_{d,i}^2(x) = \sigma_i^2(x) + \sigma_{finger}^2. \quad (5.7)$$

dove il pedice d ci dice che si tratta di una quantità misurata dalla distribuzione ottenuta, il pedice i si riferisce al fotomoltiplicatore considerato. Sfruttando la misura precedente comunque possiamo eliminare il parametro σ_{finger}^2 . Per interpolazione dei punti sperimentali trovati possiamo stimare il valore di $\sigma_{d,i}^2(\frac{L}{2})$. Sapendo che:

$$\sigma_{d,i}^2(\frac{L}{2}) = \sigma_i^2(\frac{L}{2}) + \sigma_{finger}^2 \quad (5.8)$$

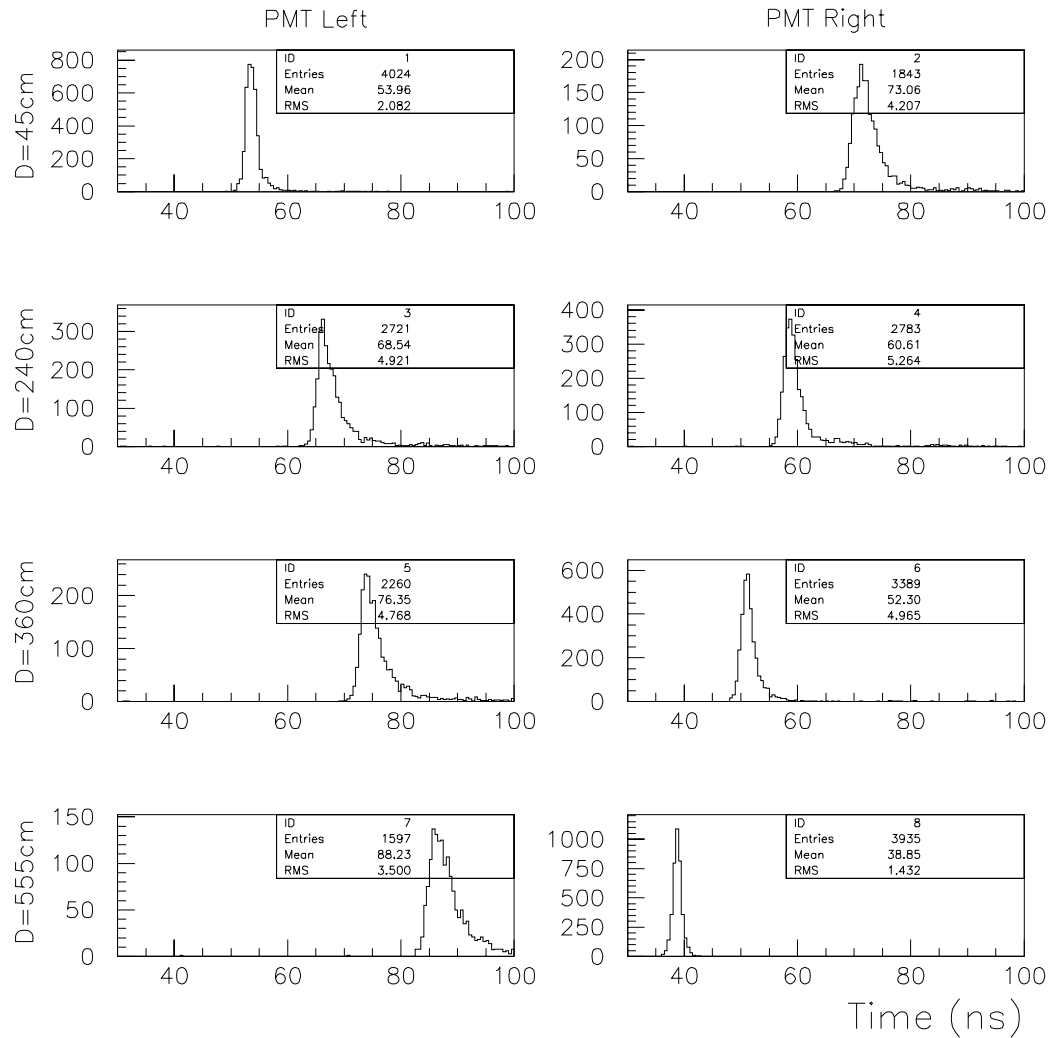


Figura 5.6: Alcune distribuzioni ottenute con la sorgente alle distanze indicate. Si può notare come il picco della distribuzione si sposti al variare della posizione della sorgente, dipendendo dal tempo che il segnale impiega a raggiungere l'estremo della fibra.

possiamo risolvere il seguente sistema a 3 incognite e 3 equazioni:

$$\sigma^2\left(\frac{L}{2}\right) = \sigma_1^2\left(\frac{L}{2}\right) + \sigma_2^2\left(\frac{L}{2}\right) \quad (5.9)$$

$$\sigma_{d,1}^2\left(\frac{L}{2}\right) = \sigma_1^2\left(\frac{L}{2}\right) + \sigma_{finger}^2 \quad (5.10)$$

$$\sigma_{d,2}^2\left(\frac{L}{2}\right) = \sigma_2^2\left(\frac{L}{2}\right) + \sigma_{finger}^2 \quad (5.11)$$

(a sinistra le grandezze misurate, a destra le grandezze da calcolare. Calcolato σ_{finger} possiamo calcolare $\sigma_i(x)$ partendo da $\sigma_{d,i}(x)$. In figura 5.7 è riportato il grafico delle deviazioni standard delle distribuzioni così calcolate in funzione della distanza tra fotomoltiplicatore e sorgente radioattiva. Le curve sovrapposte sono ottenute da un fit con la funzione

$$\sigma(x) = \frac{\alpha}{\sqrt{I(x)}} \quad (5.12)$$

dove la $I(x)$ è la funzione che descrive l'attenuazione della luce nelle fibre, ottenuta dalle misure descritte nel capitolo precedente per una fibra della stessa casa produttrice e dello stesso diametro. È estremamente interessante notare come i valori trovati seguano l'andamento delle funzioni rappresentate.

La conclusione di questa misura è che la risoluzione temporale intrinseca delle fibre è inferiore a $500ps$ ed è migliore rispetto alle richieste dell'esperimento ICANOE, mentre la risoluzione temporale complessiva del sistema fibra-fotomoltiplicatore è di $1 - 2ns$, adatta alle richieste dell'esperimento. È bene sottolineare che i fotomoltiplicatori non erano ottimizzati per questo tipo di misura. È interessante confrontare il risultato ottenuto con questa misura e il risultato ottenuto con una misura simile su un prototipo dell'apparato KLOE. Con quella misura si è studiata la risoluzione temporale del sistema fibra-fotomoltiplicatore in funzione dell'energia dissipata dalla particella incidente ottenendo questa relazione [43]:

$$\sigma = \frac{36ps}{\sqrt{E(GeV)}}. \quad (5.13)$$

Non è possibile effettuare un confronto preciso in quanto con le nostre misure non si è studiato l'andamento della risoluzione con l'energia, consideriamo quindi una risoluzione temporale per il sistema fibra-fotomoltiplicatore di

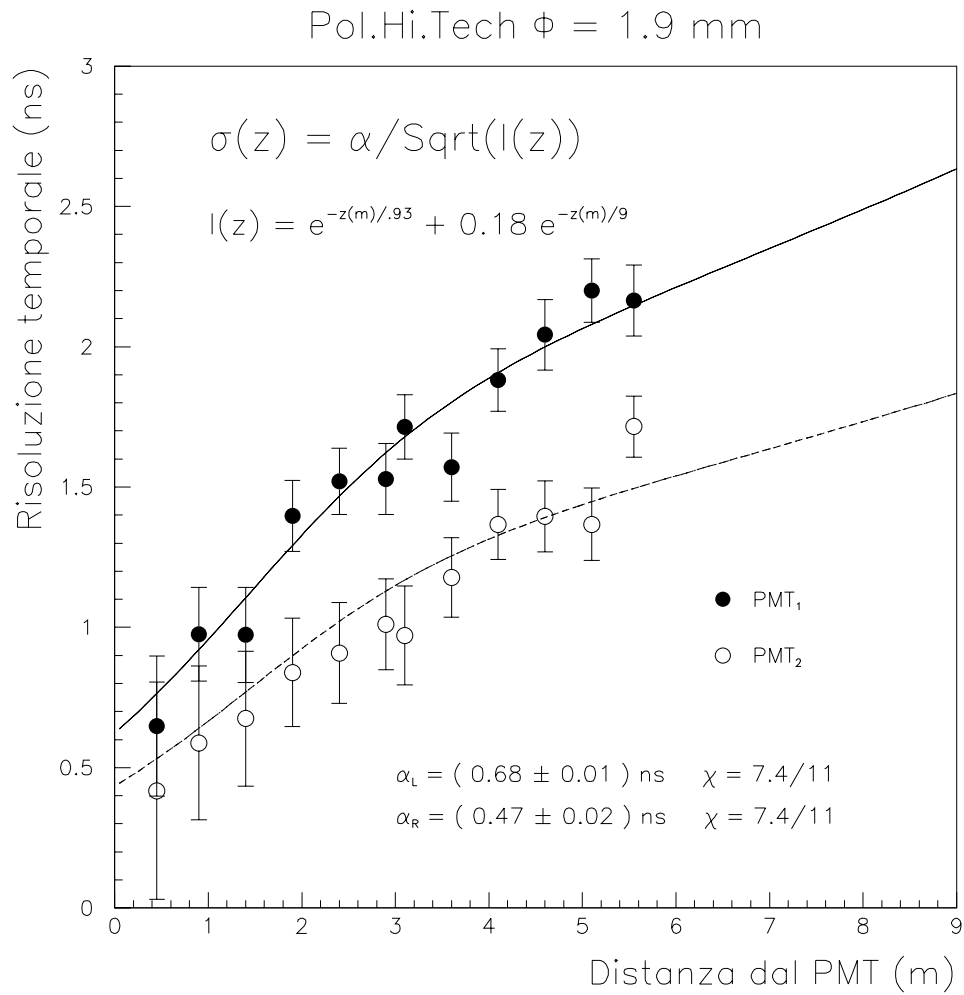


Figura 5.7: Risoluzione temporale misurate con il metodo descritto nel testo.

$2ns$ e consideriamo un muone relativistico; l'energia che dissipa entro la fibra è circa $\Delta E \approx 400KeV$. Otteniamo quindi:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\sqrt{\frac{E}{400KeV}}} = \dots = \frac{40ps}{\sqrt{E(GeV)}}; \quad (5.14)$$

data questa risoluzione temporale per una singola fibra possiamo calcolare la risoluzione di una cella calorimetrica; ricordando che il *sampling fraction* di ICANOE è pari al 5% si ottiene:

$$\sigma_{t,c} = \frac{180ps}{\sqrt{E_c(GeV)}} \quad (5.15)$$

dove in questo caso E_c è l'energia dissipata dal muone considerato nel volume della cella elementare. Questa risoluzione è sufficiente per individuare la direzione di attraversamento di muoni di alta energia anche nel caso attraversino l'apparato trasversalmente.

5.5 La misura della velocità di propagazione del segnale

Come spiegato nel paragrafo precedente, le distribuzioni ottenute alle diverse posizioni della sorgente sono state acquisite lasciando completamente inalterato il circuito passando da una posizione all'altra. Questo è stato possibile in quanto per ogni fotomoltiplicatore il ritardo minimo era maggiore di $15ns$, dopo questo intervallo infatti il TDC dava una risposta lineare, mentre il ritardo massimo era inferiore a $100ns$, intervallo di tempo massimo che il TDC può misurare. La risposta del TDC in queste condizioni può essere parametrizzata in questa forma:

$$t_{ch0/1}(x) = \frac{x}{v_{fb}} + \Delta t_0 \quad (5.16)$$

dove x è la distanza tra fotomoltiplicatore e sorgente, v_{fb} è la velocità di propagazione del segnale luminoso entro la fibra, Δt_0 è una costante che tiene conto dei ritardi introdotti dai vari cavi e circuiti. Sottolineo che il valore trovato in questo modo non coincide con la velocità della luce nel *core* della fibra, questa sappiamo essere $v = \frac{c}{n_{co}} \approx 1.86 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$. La velocità v_{fb} è

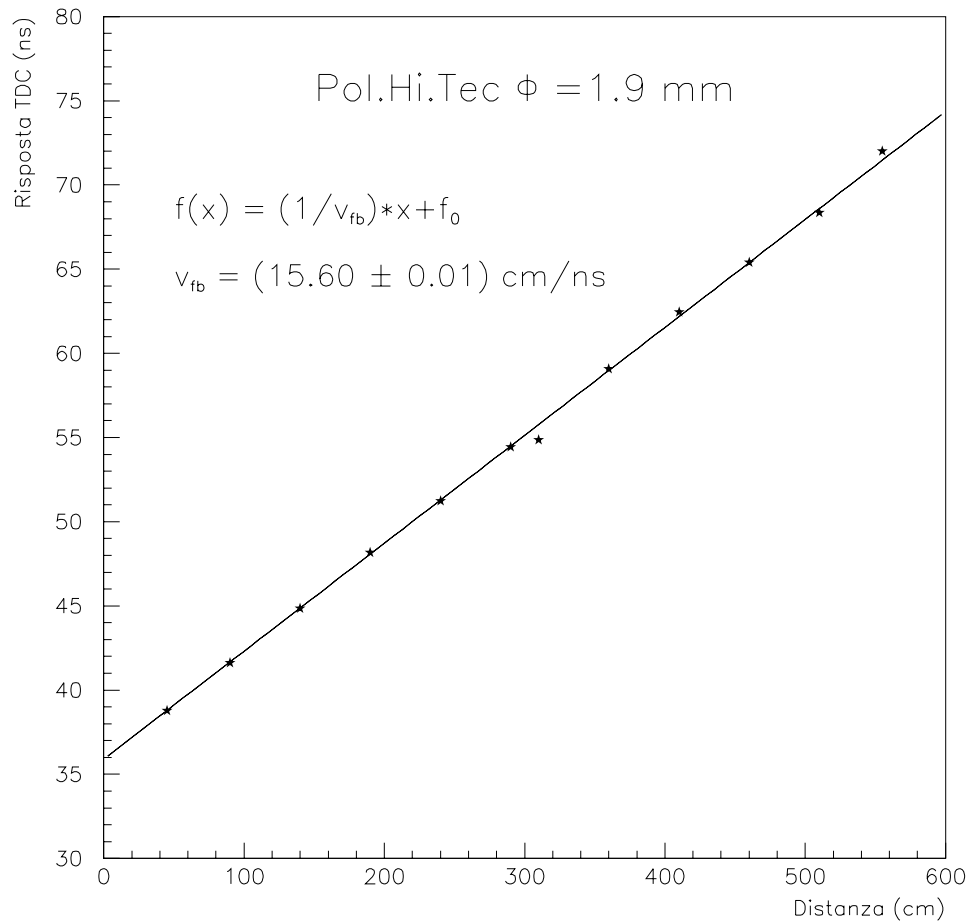


Figura 5.8: Misura della velocità di propagazione del segnale luminoso entro la fibra. Il parametro x_0 è determinato dalla lunghezza cavi e dai ritardi introdotti dai circuiti che i segnali attraversano.

più esattamente la velocità di propagazione del segnale nel suo complesso, la differenza appare chiara se ricordiamo che i fotoni che raggiungono l'estremo della fibra si propagano con un'inclinazione rispetto all'asse della fibra compresa tra 0 e $\vartheta_c = \cos^{-1} \frac{n_{cl}}{n_{co}}$. La misura è stata eseguita utilizzando i dati da entrambi i canali del TDC, la somma $TDC(x) = TDC_1(x) + TDC_2(d-x)$ lascia infatti inalterata la pendenza della retta. In figura 5.8 sono riportati i punti sperimentali ottenuti, la retta è il risultato del fit. La velocità v_{fb} ottenuta è:

$$v_{fb} = (15.60 \pm 0.01) \frac{cm}{ns}. \quad (5.17)$$

5.6 Riepilogo

Il test eseguito per misurare la risoluzione temporale delle fibre scintillanti ha messo in evidenza gli elementi caratterizzanti questa misura. Le fluttuazioni nei tempi di risposta delle fibre sono piccole. Della risoluzione intrinseca delle fibre si può comunque dare un limite superiore: $\sigma_{fb} < 500ps$. Le fluttuazioni nei tempi di risposta dei fotomoltiplicatori sono maggiori. Abbiamo ottenuto risoluzioni temporali complessive di 1 – 2 nanosecondi con una dipendenza dalla distanza della sorgente dal fotomoltiplicatore considerato, una precisione adeguata alle richieste dell'apparato ICANOE.

Interessante è stato il confronto del risultato ottenuto con una misura simile eseguita con un prototipo dell'apparato KLOE.

Capitolo 6

Conclusioni

Con questo lavoro si voleva portare un contributo allo sviluppo dell'esperimento ICANOE, un rivelatore di interazioni da neutrini atmosferici e da fascio che sfrutta due tecniche di rivelazione: da una parte grandi TPC (*Time Proportional Chamber*) ad argon liquido, dall'altra dei calorimetri a *sampling* che usano le fibre scintillanti e tubi a deriva come elementi sensibili. Il lavoro eseguito per questa tesi riguarda lo studio delle proprietà delle fibre scintillanti il cui uso in calorimetri a *sampling* permette di ottenere delle buone risoluzioni sulla misura di energia grazie alla possibilità di avere un fine campionamento degli sciame.

Erano a nostra disposizione fibre di diametro compreso tra 1.5 e 2 millimetri, prodotte da due case produttrici diverse (PO.LI.TECH. e BICRON). La novità di questo studio risiede nella lunghezza delle fibre (6 metri), superiore rispetto alle fibre usate in precedenti esperimenti. Inoltre anche la tecnologia di produzione di questo tipo di fibre è ancora oggetto di sviluppo. L'obiettivo era quello di definire le proprietà di trasmissione del segnale delle fibre a disposizione. A causa delle piccole dimensioni trasverse (inferiori a 2 millimetri) della zona scintillante, costituita da *polystirene* come solvente e da altri dopanti con la funzione di scintillatori e *wavelength shifter*, la quantità di luce emessa isotropicamente al passaggio di una particella ionizzante è abbastanza piccola, (un muone relativistico produce circa 4000 fotoni). Inoltre solo quella contenuta in un piccolo angolo solido, una percentuale circa del 6 – 7%, viene intrappolata all'interno del *core* della fibra, la percentuale indicata si riferisce alla luce che si propaga solo verso un estremo, chiaramente raddoppia se entrambi gli estremi vengono accoppiati ai fotomoltiplicatori. Le dimensioni dell'angolo solido dipendono dagli indici

di rifrazione degli elementi costituenti il *core* e il *cladding*, una sottile guaina esterna che contiene e protegge la zona scintillante. Un'altra parte della luce prodotta rimane intrappolata sulla superficie esterna del *cladding*. Queste due componenti si propagano verso gli estremi della fibra ma, durante la propagazione, la loro intensità viene attenuata. I fenomeni che causano la diminuzione del segnale durante la propagazione sono fondamentalmente due: la riflessione sulle superfici di separazione dei diversi elementi; le interazioni con il materiale che attraversano possono semplicemente assorbire un fotone o interagire con esso deviandolo (effetto Compton, Raileygth scattering, *ldot*). È utile osservare che il numero di riflessioni è inversamente proporzionale al diametro, l'attenuazione per riflessione quindi sfavorisce le fibre sottili. L'attenuazione per interazioni con il mezzo invece dipende solo dalla distanza che il segnale percorre entro la fibra. Introducendo nel corpo del materiale scintillante uno o due dopanti si riesce a spostare la lunghezza d'onda della radiazione prodotta verso valori per cui lo stesso materiale possiede una maggiore trasparenza (minore attenuazione). Oltre a questo scopo, un'alta concentrazione di un opportuno dopante permette di aumentare l'efficienza quantica del composto, e quindi il numero di fotoni emessi per unità di energia dissipata entro la fibra.

Un modello teorico, basato su semplici osservazioni di carattere geometrico, produce la seguente relazione fra l'intensità del segnale luminoso e la distanza che questo ha percorso entro la fibra:

$$f(x) = A(e^{-\frac{x}{\lambda_{cl}}} + \alpha e^{-\frac{x}{\lambda_{co}}}).$$

I due parametri λ_{cl} e λ_{co} caratterizzano il comportamento delle fibre: λ_{cl} è la lunghezza d'attenuazione per la radiazione intrappolata dalla superficie esterna del *cladding*, λ_{co} è lo stesso parametro per la radiazione che si propaga strettamente nel *core* della fibra. Le misure eseguite portano a questo risultato: $\lambda_{cl} \sim 1m$, $\lambda_{co} \sim 8m$. Un confronto più approfondito sulle fibre delle due case produttrici ha evidenziato questa differenza: a parità di segnale prodotto per brevi distanze, il segnale prodotto dalle fibre BICRON a distanze maggiori di 4 metri è nettamente minore rispetto alle fibre della POL.HI.TECH. Questo fenomeno è determinato sia da una differenza nella lunghezza d'attenuazione λ_{cl} ($\lambda_{clPOL} > \lambda_{clBIC}$), sia dal più efficace sistema a doppio *cladding* delle fibre della POL.HI.TECH. che aumenta la radiazione intrappolata nel *core* (le fibre della BICRON hanno un solo *cladding*). Il risultato ottenuto ci permette di dire che le dimensioni previste per il calorimetro di ICANOE permetteranno un efficace utilizzo di queste fibre.

Oltre alla misura di lunghezze d'attenuazione è stata eseguita una misura di risoluzione temporale. Si è trovato che la risoluzione temporale delle fibre scintillanti è molto buona ed è essenzialmente dominata dal fotomoltiplicatore utilizzato. D'altra parte anche nell'apparato ICANOE sarà presente il sistema fibra-fotomoltiplicatore; era quindi altrettanto utile capire come i due elementi intervengono nel determinare questa proprietà. Le fibre su cui sono state eseguite le misure danno confortanti risultati in previsione del loro utilizzo nell'apparato ICANOE.

La misura della risoluzione temporale è stata fatta variando la distanza tra sorgente e fotomoltiplicatore, variando cioè l'intensità del segnale rivelato dal fotomoltiplicatore, e quindi il numero di fotoelettroni. Questa misura ha evidenziato l'andamento atteso per la risoluzione temporale: $\sigma_t \sim \frac{1}{\sqrt{n_{fe}}}$. Un semplice calcolo permette anche di stimare la risoluzione temporale del sistema fibra-fotomoltiplicatore in funzione dell'energia dissipata entro la fibra ottenendo

$$\sigma_t = \frac{40ps}{\sqrt{E(GeV)}}. \quad (6.1)$$

Altrettanto interessante è la risoluzione temporale stimata per una cella calorimetrica ottenuta dalla relazione precedente considerando un *sampling fraction* del 5%:

$$\sigma_{t,c} = \frac{180ps}{\sqrt{E_c(GeV)}} \quad (6.2)$$

dove E_c è l'energia dissipata entro il volume della cella.

Questa proprietà del sistema fibra-fotomoltiplicatore sarà molto utile per l'esperimento ICANOE in quanto faciliterà lo studio dei neutrini atmosferici che interagiscono nel calorimetro e permetterà di distinguere la direzione di volo dei muoni di alta energia prodotti nella roccia circostante e che attraversano il calorimetro stesso. Inoltre sarà anche utile per lo studio dei neutrini da fascio: le traiettorie delle particelle, in particolare dei muoni, saranno individuate con un sistema di piani di tubi a deriva; è noto che questo strumento di rivelazione, un tubo a deriva, per un preciso utilizzo necessita di un'informazione esterna: l'istante in cui viene attraversato dalla particella. La risoluzione temporale del sistema fibra-fotomoltiplicatore garantisce la determinazione dell'istante di attraversamento con sufficiente precisione.

Con questo studio oltre ai risultati numerici è stato importante verificare che il modello di propagazione del segnale luminoso sviluppato in precedenti

studi su fibre più corte fosse applicabile anche nelle nostre condizioni. I valori di lunghezze d'attenuazione trovati permettono di proseguire nello sviluppo del progetto definitivo dell'apparato ICANOE.

Con le misure eseguite per questa tesi sono studiate circa 10 fibre, per i 4 moduli calorimetrici ICANOE saranno necessari invece più di 8000Km di fibre; appare evidente che bisognerà eseguire uno studio al fine di verificare l'esistenza di fluttuazioni nella risposta fra numerose fibre. Un'ulteriore problematica aperta, ricordando che l'apparato ICANOE sarà installato in un galleria, riguarda invece l'influenza dell'ambiente esterno sulle fibre: è noto infatti che un sovrapposizione alla luce ambientale o la conservazione in luoghi umidi ne compromettono le prestazioni.

Appendice A

Modello di oscillazione a tre famiglie

Un modello più dettagliato del fenomeno dell'oscillazione del neutrino può ottenersi sviluppando il modello trattato nel testo al caso di più famiglie, per ricavare poi delle relazioni per il caso più realistico di tre famiglie di neutrini. Come è spiegato nel II capitolo questa evoluzione, di fatto, avviene con i nuovi esperimenti in grado di rivelare anche in ν_τ e quindi, in principio, in grado di sondare tutte le possibili transizioni.

Partiamo dalla 1.16 che qui riscrivo:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \sum_k U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-i \frac{\Delta m_{k1}^2 c^3 x}{2E}} \right|^2 \quad (\text{A.1})$$

dove $\Delta m_{k1}^2 = m_k^2 - m_1^2$ ed x è la distanza tra il punto in cui il ν_α viene prodotto e il punto in cui il neutrino ν_β viene rivelato. Ricordo che questa relazione è stata ottenuta semplicemente considerando gli autostati dell'interazione 'debole' ($\nu_\alpha, \nu_\beta, \dots$) diversi dagli autostati di massa (ν_1, ν_2, \dots). In particolare siamo interessati al caso in cui le masse dei neutrini siano tali che: $m_1 < m_2 < \dots < m_r \ll m_{r+1} < \dots < m_N$; questa ipotesi, sebbene repentina, viene suffragata dal cosiddetto *see-saw mechanism* il quale prescriverebbe, in una semplice approssimazione, la seguente relazione fra le masse dei neutrini:

$$m_{\nu_e} \ll m_{\nu_\mu} \ll m_{\nu_\tau}. \quad (\text{A.2})$$

La A.1 può essere decomposta in questo modo:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \sum_{k=1}^r U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{\Delta m_{k1}^2 c^3 x}{2E}} + e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{\Delta m_{N1}^2 c^3 x}{2E}} \sum_{k=r+1}^N U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{\Delta m_{Nk}^2 c^3 x}{2E}} \right|^2 \quad (\text{A.3})$$

e con la condizione imposta sui valori delle masse è ragionevole che per $k = 1 \dots r$ si abbia $\frac{\Delta m_{k1}^2 c^3 x}{E\hbar} \ll 1$, e per $k = r+1 \dots N$ invece $\frac{\Delta m_{Nk}^2 c^3 x}{E\hbar} \ll 1$, di modo che gli esponenziali nelle sommatorie sono tutti approssimabili con 1, mentre il fattore comune alla seconda sommatoria non può essere trascurato. Ricordiamo a questo punto che la matrice U è ortogonale, tale proprietà può essere scritta così:

$$\sum_{k=1}^r U_{\alpha k}^* U_{\beta k} + \sum_{k=r+1}^N U_{\alpha k}^* U_{\beta k} = \delta_{\alpha\beta}. \quad (\text{A.4})$$

Combinando opportunamente la A.3, la A.4 e le approssimazioni proposte si ottiene per la probabilità di transizione tra due *sapori* diversi, ovvero per $\beta \neq \alpha$:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = 4 |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \frac{c^3 \Delta m_{N1}^2 x}{\hbar E} \quad (\text{A.5})$$

mentre la *survival probability* diventa:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = 1 - 4 \sum_{k=r+1}^n |U_{\alpha k}|^2 \left(1 - \sum_{k=r+1}^n |U_{\alpha k}|^2\right) \sin^2 \frac{c^3 \Delta m_{N1}^2 x}{\hbar E}. \quad (\text{A.6})$$

Come detto, il caso più interessante è quello in cui $N = 3$. In questo caso semplificando la A.5 e la A.6 e considerando $c = \hbar = 1$ si ha:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = 4 |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \frac{1.27 \Delta m^2 x}{E} \quad (\text{A.7})$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = 1 - 4 |U_{\alpha 3}|^2 (1 - |U_{\alpha 3}|^2) \sin^2 \frac{1.27 \Delta m^2 x}{E}. \quad (\text{A.8})$$

Si sono quindi ottenute due relazioni semplici e la presenza di pochi parametri incogniti permette di poterle applicare con successo ai futuri esperimenti. Nel II capitolo sono indicati dei risultati ottenuti sui parametri analizzando dati simulati del rivelatore ICANOE.

Bibliografia

- [1] W. Pauli, *On the earlier and more recent history of the neutrino (1957)* in: *Neutrino physics*, ed. K. Winter, Cambridge University Press, 1991
- [2] F. Reynes, C. L. Cowan, *Nature* 178, 446 (1956)
- [3] G. Damby et al., *Phys. Rev. Lett.* 9, 36 (1962)
- [4] D. Abbaneo et al., *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-PPE/97-154
- [5] Y. Takeuchi, Y. Tazaki, S. Y. Tsai, T. Yamazaki *Physics Involved in Neutrino Oscillation*, hep-ph/9809558
- [6] Review of particle physics, *The european physical journal C*, vol. 3, numero 1-4 (1998)
- [7] K. Zuber, *Non-accelerator neutrino mass search*, hep-ph/0002146, e referenze indicate
- [8] S. M. Bilenky, C. Giunti, W. Grimus, *Phenomenology of Neutrino Oscillations*, hep-ph/9812360
- [9] B. Pontecorvo, *Zh. Exp. Fiz.* 33 (1957) 549
- [10] P. B. Pal, *Neutrino properties from reactor and accelerator experiment*, hep-ph/9802208
- [11] S. M. Bylenky, C. Giunti, W. Grimus, *Neutrino masses and mixing from oscillation experiment*, hep-ph/9711416
- [12] E. Holzschuh, *Rep. Prog. Phys.* 55 (1992) 1035

- [13] J. N. Bahcall et al., Phys. Rev. Lett. vol.40, num.20 (1978) 1351
- [14] J. N. Bahcall, Nucl. Phys. (proc. suppl.) 77 (1999) 64
- [15] L. Wolfenstein, Phy. Rev. **D34** (1986) 969
S.P. Mikheyev e A. Yu. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. **42(6)** (1985) 913
Nuovo Cimento **9c** (1986) 17
- [16] *Gallex collaboration*, P. Anselmann, Phys. Lett. **B285** (1992) 376
- [17] *Gallex collaboration*, P. Anselmann et al., Phys. Lett. **B314** (1993) 442
- [18] *Gallex collaboration*, P. Anselmann et al., Phys. Lett. **B342** (1995) 440
- [19] *Gallex collaboration*, P. Anselmann et al., Phys. Lett. **B357** (1995) 237
- [20] *Gallex collaboration*, W. Hampel et al., Phys. Lett. **420** (1998) 114
- [21] D. Vignaud *Final result of the Gallex neutrino experiment, CERN libraries*, SCAN-9811035
- [22] *Super-Kamiokande Collaboration*, Y. Fukuda, *Mesurament of the solar neutrino flux from Super-kamiokande's first 300 days*, hep-ex/9805021
- [23] *Super-Kamiokande Collaboration*, Y. Fukuda, *Mesurament of the solar neutrino energy spectrum using neutrino-electron scattering* (1998)
- [24] *Super-Kamiokande Collaboration*, Y. Fukuda, *Constrains on neutrino oscillation parameters from the mesurament of day-night solar neutrino fluxes at Super-kamiokande*, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 1810
- [25] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, S. Midorikawa, Phys. Rev. **D52**, num.9 (1995)
- [26] S. Kasuga et al., Phys. Lett. **B324** (1996) 238
- [27] *Super-Kamiokande Collaboration*, Y. Fukuda, *Evidence for oscillation of atmospheric neutrino*, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562
- [28] Srubabati Goswarni et al., *Vacuum oscillation solution of the solar neutrino problem: a status of report*, hep-ph/9909453
- [29] Ambrosio et al., Phys. Lett. **B434** (1998) 451

- [30] M. Apollonio et al., *Initial result from the CHOOZ Long Baseline reactor neutrino oscillation experiment*, Phys. Lett., B 420 (1998) 397
- [31] J. Altegoer et al., Phys. Lett. **B431** (1998) 219
- [32] J.J. Goimez-Cadenas, Nuclear Physics B (proc. suppl.) 77 (1999)
- [33] *The CHORUS collaboration*, E. Eskut, NIM **A 401** (1997) 7
- [34] Davis Cussan for the CHORUS collaboration, Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.) 76(1999) 445
- [35] C. Athanassopoulos et al., NIM **A388** (1997) 149
- [36] LSND Collaboration, C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. C vol.54, num. 5 (1996)
- [37] *LSND Collaboration*, C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. C vol.58, num. 4 (1998)
- [38] *The ICARUS & NOE collabotion, ICANOE, a proposal for a CERN-GS longbaselineand atmosferic neutrino oscillation experiment*, INFN/AE-99-17, CERN/SPSC 99-25, SPSC/P314
- [39] *The ICARUS & NOE collabotion, ICANOE, preliminary technical design & cost estimates*, LNGS-P21/99-ADD1, CERN/SPSC 99-39, SPSC/P314 Add.2
- [40] *The ICARUS & NOE collabotion, ICANOE, answers to question and remarks concerning the ICANOE project*, LNGS-P21/99-ADD2, CERN/SPSC 99-40, SPSC/P314 Add.2
- [41] F. Sauli, *Instrumentation in high energy physics*, World Scientific, 1993
- [42] *H1 SPACAL Group, The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter, Cern libraries*, Ginevra SCAN-9611054
- [43] A. Antonelli ed al., *Construction and Performance of the Lead-Scintillating fiber calorimeter prototypes for the KLOE detector, Cern libraries*, Ginevra SCAN-9501246
- [44] H. Leutz, *Scintillating fibers*, NIM **A364** (1995) 422

-
- [45] A. W. Snyder e J. D. Love, *Optical wave guide theory*, Chapman & Hall, 1983
- [46] Ph. Rebourgeard, H. Blumenfeld, M. Bourdinaud, *Trapping efficiency of plastic luminescent fiber*, *Cern library* SCAN-9611079
- [47] Ph. Rebourgeard et al., *Fabrication and measurement of plastic scintillating fibers*, *NIM* **A427** (1999) 543
- [48] P. Štavina et al., *Simulation studies of the electromagnetic energy resolution of scintillating fiber calorimeter*, *Cern libraries*, SCAN-9509037
- [49] M. Livan, V. Vercesi, R. Wigmans, *Scintillating-fibre calorimetry*, *Yellow report* CERN 95-02
- [50] R. Caruso, *Studio delle prestazioni di un calorimetro elettromagnetico e adronico a fibre scintillanti per un esperimento di oscillazione di neutrino su lunga base CERN-Lab. Naz. Gran Sasso* Tesi di Laurea presso Università degli Studi di Napoli 'Federico II', rel. Ch.mo Prof. G. Barbarino

Ringraziamenti

Il primo ringraziamento deve andare alla mia famiglia che mi ha permesso di raggiungere questa importante tappa.

Il secondo è per il Dott. De Mitri che mi ha guidato, e a volte anche illuminato, in questo lavoro, che ha sopportato con molta pazienza la mia cocciutaggine e la mia continua richiesta di spiegazioni, che mi ha permesso di vedere ed apprezzare come un gruppo di ricerca organizza, pianifica ed esegue il lavoro necessario al fine stabilito.

Il terzo ringraziamento è per il Prof. Bernardini per la sua disponibilità e per i suoi consigli, ma soprattutto per avermi convinto ad intraprendere questo 'lavoro' di cui sono contento non solo per la preparazione acquisita ma anche per l'ambiente umano e professionale in cui sono stato inserito.

Devo poi ringraziare il Prof. Mancarella per la disponibilità dimostrata.

Un ringraziamento va anche al Dott. Leone per le utili discussioni e contributi, e al Sig. Pinto, che ci ha aiutato nella sistemazione dell'apparato.

In ultimo un sentito ringraziamento va a tutti i miei colleghi studenti per l'aiuto e il conforto nei momenti più amari.