UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Metodologie per la caratterizzazione ed il riconoscimento di diverse tipologie di eventi nel rivelatore CTF, prototipo dell'esperimento Borexino

Relatore: Chiar.mo Prof. G. Bellini
Correlatore: Dott.ssa S. Malvezzi
Relat. esterno: Dott. G. Ranucci

Tesi di Laurea di:
Davide D'Angelo
Matr. n. 472699
Codice P.A.C.S.: 96.40

Anno Accademico 2000 – 2001

Introduzione

Da quasi tre decenni il cosiddetto *Problema del Neutrino Solare* costituisce uno dei quesiti più appassionanti sia dell'astrofisica stellare che della fisica subnucleare contemporanea.

Tutti gli esperimenti di prima generazione che hanno effettuato misure di flusso di neutrini solari hanno constatato come esse diano risultati inferiori alle previsioni del *Modello Solare Standard* al di là di ogni possibile incertezza teorica e sperimentale. Tutta la ricerca svolta allo scopo di elaborare modelli solari compatibili con i flussi misurati non ha portato alternative convincenti al Modello Solare Standard. Inoltre le recenti misure in materia di eliosismolgia hanno fatto definitivamente tramontare la possibilità di spiegare la discrepanza tra modello e dati sperimentali con soluzioni astrofisiche.

A questo punto l'affascinante prospettiva è quella di essere di fronte ad un comportamento non standard del neutrino, che aprirebbe un nuovo orizzonte della fisica subnucleare oltre i confini del modello standard delle particelle. Sono state così sviluppate teorie che prevedono la propagazione del neutrino in autostati di massa anziché in autostati di sapore e che consentono, quindi, al neutrino di "oscillare" ad un altro sapore leptonico prima della rivelazione.

A questo proposito, già da qualche anno, il rivelatore SuperKamiokande mostra una prima evidenza di fenomeni oscillatori del neutrino. L'aspettativa della comunità scientifica è oggi quella di dare una conferma a queste prime evidenze e, soprattutto, stabilire quale dei possibili scenari di oscillazione compatibili con i dati attuali è in verità la soluzione al problema del neutrino solare.

L'esperimento Borexino è oggi in fase di ultimazione presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso e si propone di realizzare per la prima volta la misura in tempo reale del flusso di neutrini solari provenienti dal decadimento del ^7Be, attraverso la reazione di scattering elastico $\nu + e^- \longrightarrow \nu + e^-$ in un grande volume di scintillatore liquido ($300t$). Questa misura costituisce uno dei pochi tasselli ancora mancanti nel quadro dei neutrini solari e potrebbe permettere una visione finalmente organica di tutti i risultati disponibili al momento.

Le potenzialità di Borexino sono notevoli in quanto ciascuna delle quattro soluzioni di oscillazione proposte gode di una segnatura distintiva: una modulazione stagionale indicherebbe oscillazione nel vuoto, una modulazione giorno–notte indicherebbe oscillazione nella materia nel cosiddetto scenario LOW, mentre l'assenza di modulazioni temporale accompagnata a diversi gradi di soppressione del flusso potrebbe mettere in luce ciascuna delle altre due soluzione di oscillazione nella materia (SMA o LMA).

Poiché il segnale di neutrino di Borexino non è distinguibile da quello prodotto da decadimenti β e γ dovuti a radionuclidi presenti nello scintillatore e nei materiali costituenti il rivelatore, è stato necessario sviluppare tecniche di purificazione all'avanguardia per raggiungere i livelli di radiopurezza necessari. Allo scopo di verificare l'effettiva raggiungibilità del bassissimo fondo richiesto è stato costruito un prototipo su scala ridotta del rivelatore ($5t$ di massa bersaglio), denominato CTF. Dopo aver confermato (dal 1995 al 1997) le aspettative della collaborazione ed aver dato il via ai lavori di realizzazione di Borexino, il CTF è stato rimesso in funzione durante l'estate 2000 con rinnovate motivazioni scientifiche.

È nell'ambito di questa esperienza, denominata CTF-2, che si inserisce il presente lavoro di tesi, il quale, grazie ad una borsa di studio messa a disposizione dall'ente I.N.F.N., si è potuto svolgere interamente presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso a diretto contatto con la realtà sperimentale.

Esso si è sviluppato in due parti: una prima fase di lavoro "hardware" ha incluso la partecipazione ai lavori di riempimento con acqua della tanica del rivelatore, la messa a punto e la calibrazione dell'elettronica di lettura del rivelatore e la partecipazione alla presa dati dello stesso.

Dopodiché si è proceduto allo sviluppo di algoritmi per la caratterizzazione e la discriminazione delle diverse tipologie di eventi presenti in varie regioni energetiche dello spettro di CTF, in relazione ai dati acquisiti dal rivelatore durante l'estate 2000.

In questo modo si è messa in luce la presenza di una categoria di eventi inaspettata, nella regione di bassissima energia del rivelatore. Si è scelto di denominare questa categoria di eventi *luce strumentale*, in seguito al fatto che le caratteristiche spazio-temporali di rivelazione della luce danno una forte indicazione di produzione di questa all'interno dei tubi fotomoltiplicatori del rivelatore. Altre due, più note, categorie di eventi messe in evidenza e studiate nelle caratteristiche spazio-temporali di rivelazione della luce sono quella di luce Čerenkov dovuta a muoni e quella dovuta a decadimenti γ ascrivibili alla presenza di radon nell'acqua della tanica del rivelatore. Un algoritmo di riconoscimento degli eventi basato sul metodo della massima verosimiglianza è stato sviluppato con successo e ha dato ottime efficienze di riconoscimento nella regione a bassa energia.

Lo stesso studio è stato esteso alla regione energetica in cui, in Borexino, è atteso il segnale di neutrino, utilizzando i dati acquisiti dal rivelatore CTF con uno scintillatore a base di PXE. È stato così effettuato lo studio delle caratteristiche spazio-temporali di raccolta della luce di eventi di scintillazione in rapporto alle analoghe caratteristiche di eventi Čerenkov dovuti ai muoni studiati in precedenza.

Si è osservato, infine, come il comportamento della luce Čerenkov dovuta all'interazione dei muoni nell'acqua del rivelatore dipenda dalla presenza o meno di scintillatore nella membrana interna del rivelatore. In quest'ultimo caso, infatti, la luce Čerenkov mostra inequivocabilmente caratteristiche spazio-temporali molto più vicine a quelle degli eventi di scintillazione. La conclusione del presente lavoro è che, con ogni probabilità, essa viene assorbita dallo scintillatore in un processo di fotoeccitazione dello stesso e successivamente riemessa isotropicamente, come in un comune evento di scintillazione innescato dal passaggio di una particella.

Nel capitolo 1 viene presentato brevemente il *Modello Solare* con particolare riferimento alle reazioni in cui vengono prodotti neutrini e alle conferme avute dalle misure eliosismologiche.

Nel capitolo 2 viene data una panoramica sia della situazione sperimentale che ha portato alla definizione del problema del neutrino solare nel corso dell'ultimo decennio, sia della situazione sperimentale attuale.

Nel capitolo 3 viene analizzato il problema del neutrino solare come si presenta oggi, vengono introdotti i meccanismi di oscillazione proposti come soluzione del quesito e vengono presentate le aspettative dell'immediato futuro.

Nel capitolo 4 viene presentato l'esperimento Borexino nelle motivazioni scientifiche e nei dettagli sperimentali. Vengono analizzate la problematica del fondo e le potenzialità diagnostiche dell'esperimento. Si fa inoltre cenno ai meccanismi di scintillazione propri delle miscele organiche binarie e ai meccanismi di propagazione della luce in grandi volumi scintillanti.

Nel capitolo 5 viene introdotto CTF, il prototipo in scala ridotta dell'esperimento Borexino. Vengono passate in rassegna tutte le tecniche di analisi dati e reiezione del fondo utilizzate in questo ambito. Infine, viene dato un resoconto dei principali risultati ottenuti da questo rivelatore nella sua prima presa dati.

Il capitolo 6 è dedicato alla descrizione dettagliata dell'elettronica di acquisizione del rivelatore CTF e delle tecniche di calibrazione e messa a punto della stessa che hanno costituito parte del presente lavoro di tesi.

Nel capitolo 7 vengono riportati i dettagli sperimentali della recente presa dati di CTF denominata CTF-2, a cui si è preso parte nel corso dell'esperienza di tesi. Inoltre vengono riportati tutti i principali risultati prodotti dalla suddetta presa dati.

Nel capitolo 8 si dà una descrizione dettagliata delle metodologie di caratterizzazione e discriminazione degli eventi sviluppate nel corso del presente lavoro di tesi, nonché dei risultati ottenuti a questo proposito. Viene presentato il *display* degli eventi e l'algoritmo di riconoscimento degli eventi messi a punto per questo scopo. Viene dato riscontro della presenza di eventi di *luce* strumentale nella regione di bassa energia del rivelatore. Infine, viene analizzato il problema dell'assorbimento e riemissione della luce Čerenkov, prodotta in acqua dai muoni cosmici, nel momento in cui essa attraversa lo scintillatore racchiuso dal contenitore di nylon.

Indice

Introduzione **iii**

1 Il Modello Solare **1**
1.1 Reazioni nucleari nel sole 2
1.1.1 La catena protone–protone (p–p) 3
1.1.2 Il ciclo CNO 4
1.2 Il flusso di neutrini 7
1.2.1 Lo spettro dei neutrini solari 7
1.3 L'Eliosismologia 9
1.3.1 Cos'è l'eliosismologia 10
1.3.2 Le implicazioni dell'eliosismologia 11

2 La rivelazione dei neutrini solari **13**
2.1 Aspetti sperimentali generali 13
2.2 Differenti tipologie di esperimenti 14
2.2.1 Esperimenti radiochimici 15
2.2.2 Esperimenti di scattering su elettroni 16
2.3 Esperimenti di prima generazione 18
2.3.1 Homestake (Cl) 18
2.3.2 Kamiokande 19
2.3.3 GALLEX 20
2.3.4 Sage 22
2.4 Esperimenti di seconda generazione 22
2.4.1 SuperKamiokande 22
2.4.2 SNO 23
2.4.3 Borexino 25
2.4.4 Homestake (I) 26
2.4.5 GNO 26
2.4.6 Icarus 27
2.5 Progetti futuri 28
2.5.1 LENS 28

3 Il problema del neutrino solare **31**
3.1 La storia . . . 31
3.2 Oscillazioni di sapore . . . 34
3.2.1 Oscillazioni nel vuoto . . . 35
3.2.2 Oscillazioni nella materia . . . 36
3.3 Le soluzioni possibili . . . 37
3.3.1 VAC: Oscillazioni nel Vuoto . . . 39
3.3.2 MSW – SMA: *Small Mixing Angle* . . . 42
3.3.3 MSW – LMA: *Large Mixing Angle* . . . 43
3.3.4 MSW – LOW: Soluzione a basso Δm^2 . . . 44
3.4 Situazione e prospettive . . . 44
3.4.1 Misure di spettro . . . 44
3.4.2 L'effetto giorno-notte . . . 45
3.4.3 Interazioni di corrente neutra di SNO . . . 45
3.4.4 Il contributo del ^7Be . . . 46

4 L'esperimento Borexino **49**
4.1 La fisica di Borexino . . . 49
4.1.1 Il segnale di neutrino . . . 50
4.1.2 Il fondo interno . . . 51
4.1.3 Il fondo esterno . . . 52
4.1.4 Il fondo superficiale . . . 52
4.1.5 Potenzialità di Borexino . . . 55
4.2 Il rivelatore . . . 56
4.2.1 L'ambiente sperimentale . . . 59
4.2.2 La struttura del rivelatore . . . 61
4.2.3 Gli impianti di gestione e purificazione dei fluidi . . . 64
4.2.4 Elettronica e DAQ . . . 66
4.3 Il processo di scintillazione nelle soluzioni organiche . . . 67
4.3.1 Il meccanismo di emissione della luce . . . 67
4.3.2 Efficienza di scintillazione e *quenching* . . . 70
4.3.3 Propagazione della luce di scintillazione . . . 71

5 Il prototipo CTF **75**
5.1 Il rivelatore . . . 75
5.1.1 La struttura . . . 75
5.1.2 Gli impianti di gestione e purificazione dei fluidi . . . 78
5.1.3 L'elettronica di lettura . . . 79
5.2 L'analisi dei dati di CTF . . . 79
5.2.1 Il metodo delle coincidenze correlate . . . 79
5.2.2 Metodi di reiezione dei muoni . . . 81
5.2.3 Metodi di discriminazione α/β . . . 83
5.2.4 Il programma di ricostruzione . . . 86
5.3 I risultati di CTF-1 . . . 88

5.3.1 La calibrazione energetica 88
5.3.2 I risultati delle misure di fondo 88
5.3.3 Discriminazione α/β dello pseudocumene. 89

6 L'elettronica di lettura del rivelatore CTF 91
6.1 Funzionalità del sistema 91
6.2 Struttura del sistema principale 92
6.2.1 Alimentazione dei fotomoltiplicatori 95
6.2.2 Prelievo del segnale 95
6.2.3 Distribuzione del segnale analogico 96
6.2.4 Il segnale di somma analogica 96
6.2.5 *Time pick-off* 97
6.2.6 Distribuzione del segnale logico 99
6.2.7 Il sistema di trigger 100
6.2.8 Distribuzione del segnale di trigger 102
6.2.9 Veto per il rumore 104
6.2.10 Monitoraggio del tempo morto 104
6.3 Struttura del sistema di muon veto 105
6.3.1 Distribuzione del segnale 105
6.3.2 Il sistema di trigger 106
6.3.3 Integrazione nel sistema principale 106
6.4 L'acquisizione (DAQ) 107
6.5 Le informazioni acquisite 108
6.5.1 Informazione di carica 108
6.5.2 Informazione di tempo 108
6.5.3 Integrazione del segnale con ritardi diversi 108
6.5.4 Forma d'onda dal TTR 109
6.5.5 Forma d'onda integrata dal DPSA 109
6.5.6 Forma d'onda dal Flash ADC 110
6.5.7 Flags di trigger e tempi di coincidenza 111
6.6 Ottimizzazione e calibrazione 111
6.6.1 Apparato di calibrazione del sistema principale 111
6.6.2 Messa a punto e calibrazione degli ADC 112
6.6.3 Messa a punto e calibrazione dei TDC 113
6.6.4 Apparato di calibrazione del sistema di muon veto 113

7 L'esperienza CTF-2 115
7.1 Le motivazioni di CTF-2 115
7.2 Da CTF-1 a CTF-2 116
7.3 Il riempimento della tanica 117
7.3.1 Generalità sul sistema di riempimento 117
7.3.2 Fase I: Riempimento della parte bassa della tanica. 119
7.3.3 Fase II: Superamento del piatto di ormeggio dell'*outer vessel*. . . 120
7.3.4 Fase III: Avvicinamento all'*inner vessel*. 121

7.3.5 Fase IV: Riempimento dell'*inner vessel*. 121
7.3.6 Fase V: Completamento del riempimento. 122
7.4 Riempimento dell'*inner vessel* con lo scintillatore e presa dati 122
7.4.1 Presa dati con acqua 122
7.4.2 Primo riempimento 123
7.4.3 Secondo riempimento 123
7.4.4 Terzo riempimento e presa dati principale 124
7.4.5 Inserimento di sorgenti 125
7.5 I risultati di CTF-2 125
7.5.1 La calibrazione energetica 125
7.5.2 Discriminazione α/β del PXE 125
7.5.3 Contaminazione da ^{14}C 127
7.5.4 Contaminazione da Uranio e presenza di una sorgente di Radon ignota 128
7.5.5 Contaminazione da Torio 129
7.5.6 Contaminazione da ^{40}K 130

8 CTF-2: Caratterizzazione e riconoscimento degli eventi 133
8.1 Il *display* degli eventi 133
8.1.1 Il programma di ricostruzione 134
8.1.2 Il *dump* degli eventi 134
8.1.3 La funzione di lettura 136
8.1.4 Implementazione del *display* 136
8.2 Caratterizzazione del rivelatore nella regione di bassa energia 138
8.2.1 Eventi dovuti ai muoni 139
8.2.2 Eventi dovuti ai γ del radon 141
8.2.3 Eventi di "luce strumentale" 143
8.3 Un algoritmo di riconoscimento degli eventi 143
8.3.1 Selezione dei campioni 145
8.3.2 Creazione dei *patterns* 147
8.3.3 Assegnazione del *flag* di identificazione 149
8.3.4 Utilizzo del *Pattern-Recognition* 151
8.3.5 Risultati ed efficienza di discriminazione 152
8.4 La regione di alte energie 154
8.4.1 Caratterizzazione 155
8.4.2 Selezione dei campioni 157
8.4.3 Creazione dei *patterns* 157
8.4.4 Assegnazione del *flag* di identificazione 160
8.4.5 Risultati 161
8.4.6 Differente rivelazione dei muoni in presenza di scintillatore . . . 161
8.4.7 Assorbimento e riemissione della luce Čerenkov nel PXE 163

Conclusioni 169

A La piattaforma di analisi ROOT 171

B Immagini di CTF **173**

Bibliografia **175**

Capitolo 1

Il Modello Solare

Tutte e quattro le interazioni fondamentali hanno parte nel determinare la struttura di una stella e la sua evoluzione attraverso le varie fasi che ne caratterizzano la vita. Un *Modello Solare*, cioè una teoria volta a modellizzare il funzionamento e l'evoluzione di una stella simile al nostro astro, implica quindi la convergenza di conoscenze provenienti dai più svariati settori della fisica. Del Sole sono ormai noti molti parametri fondamentali (tabella 1.1), per cui esso si pone come il candidato naturale per l'applicazione di un tale modello.

Il problema fondamentale della descrizione solare è quello della produzione energetica al suo interno e della relativa evoluzione nel tempo.

Da studi geologici sui condriti (oggetti presumibilmente risalenti alla formazione del sistema solare), si risale ad una stima di $4.6 \cdot 10^9$ anni per l'eta del sole[1]. A parte un primo periodo di assestamento del tutto trascurabile, dal momento dell'entrata in sequenza principale ad oggi è ragionevole assumere che la luminosità dell'astro si sia mantenuta in prima approssimazione costante. Da ciò non può che seguire una pronta esclusione di qualsiasi fonte energetica chimica o gravitazionale (il tempo scala gravitazionale è di soli $3 \cdot 10^7$ anni).

Fu con la scoperta del nucleo e le teorie di equivalenza massa-energia che si iniziò ad interpretare il meccanismo di produzione dell'energia solare in termini di reazioni nucleari[2]. Come si vedrà tra breve, tutte le reazioni principali che sostengono il sole comportano la fusione di 4 protoni in un atomo di elio e quindi la conversione di 2 protoni in 2 neutroni con conseguente emissione di due neutrini elettronici.

Il sole è fortemente opaco alla radiazione elettromagnetica, della quale siamo in grado di osservare unicamente la porzione proveniente dagli strati superficiali. Per questo motivo la presenza di emissione di neutrini nelle reazioni nucleari postulate fu inizialmente considerato di grande utilità per l'astrofisica stellare in quanto permetteva

> "... di guardare all'interno di una stella e verificare così direttamente le ipotesi sulla generazione di energia nelle stelle" [J.Bahcall e R.Davis, 1964].

Da allora, in seguito all'esperimento Homestake (paragrafo 2.3.1), che ha portato una prima misura circa il flusso di neutrini solari visibili sul nostro pianeta, e agli esperimenti che sono seguiti, la prospettiva si è capovolta. Si è avuta la conferma della produzione

Parametro	Valore
Massa ($M_\odot$)	$1.99 \times 10^{33} g$
Raggio($R_\odot$)	$6.96 \times 10^{10} cm$
Densità media	$1.41\ g/cm^3$
Densità centrale	$1.52 \times 10^2 g/cm^3$
Luminosità elettromagnetica ($L_\odot$)	$3.84 \times 10^{33} erg/s$
Luminosità in neutrini	$0.023 L_\odot$
Età	$4.57 \times 10^9 y$
Temperatura effettiva superficiale	$5.78 \times 10^3 K$
Temperatura centrale	$15.7 \times 10^6 K$
Abbondanza in massa di elementi pesanti (Z)	0.02
Abbondanza iniziale in massa di elio($Y(0)$)	0.27
Flusso totale di neutrini solari sulla Terra	$6.55 \times 10^{10} cm^{-2} s^{-1}$

Tabella 1.1: *Alcuni importanti parametri solari. In caratteri normali le quantità direttamente misurate o calcolate da dati sperimentali, in corsivo le stime dei più recenti modelli solari[1].*

dei neutrini all'interno del sole, ma le misure sperimentali indicano un chiaro deficit rispetto alle previsioni teoriche aprendo ciò che viene comunemente indicato come il *Problema del Neutrino Solare (SNP).*

Molti sono stati i modelli solari alternativi proposti, alcuni appositamente elaborati per tentare di fornire una spiegazione di natura astrofisica al *SNP*. Tuttavia i recenti studi sull'*eliosismologia* (paragrafo 1.3) confermano inequivocabilmente la sostanziale correttezza del *Modello Solare* di riferimento dovuto a Bahcall & Pinsonneault, la cui ultima versione risale all'anno 2000 (denominato modello "BP2000"). D'ora innanzi ci su riferirà al modello BP2000[3] come al *Modello Solare*, tralasciando altri modelli di interesse astrofisico.

Come si vedrà nel paragrafo 3.1, i flussi previsti da questo modello non sono compatibili con i dati sperimentali, per cui la definitiva accettazione del modello stesso impone la ricerca di altre soluzioni per il *SNP*, spostando il fuoco della ricerca verso la fisica delle particelle elementari e aprendo probabilmente nuovi orizzonti oltre il Modello Standard delle particelle. Ecco quindi che i neutrini, inizialmente indicati come *verificatori* delle teorie astrofisiche, si innalzano a *protagonisti* di una nuova fisica possibile.

1.1 Reazioni nucleari nel sole

Coloro che coagularono gli sforzi pioneristici di molti astrofisici, tra cui Atkinson e Houtermanns[4], in una teoria organica delle reazioni nucleari dell'interno solare furono G.Gamow[5] e, soprattutto, Hans Bethe [6]. Quest'ultimo, già sul finire degli anni '30, comprese l'importanza delle interazioni deboli nei meccanismi di fusione dell'idrogeno.

Due sono le sequenze di reazioni che alimentano la luminosità delle stelle come il sole e che, come già accennato sopra, consistono sostanzialmente in una fusione del tipo $4p \longrightarrow {}^4He$. Esse sono la catena p–p e il ciclo CNO.

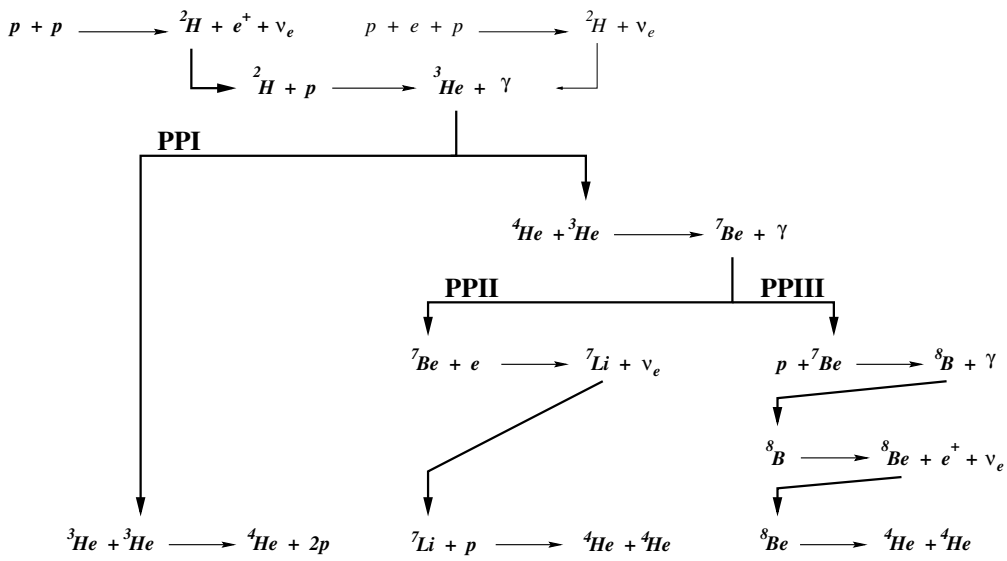


Figura 1.1: *Schema delle principali reazioni termonucleari della catena* p–p.

1.1.1 La catena protone–protone (p–p)

Il primo passo di queste interazioni deboli, che va ad accendere l'intero processo, può essere dato da una delle seguenti:

$$p + p \longrightarrow {}^2H + e^+ + \nu_e \tag{1.1}$$

$$p + e^- + p \longrightarrow {}^2H + \nu_e \tag{1.2}$$

dove ovviamente la seconda interazione, a tre corpi, risulta avvenire molto più raramente.

Un protone possiede nel sole una vita media, rispetto alla reazione 1.1, di circa 10^{10} anni. Di conseguenza, all'equilibrio, sarà sempre questo primo passo a dettare il tasso di produzione energetica solare. Ciò non deve stupire trattandosi di un interazione debole e quindi di un processo con una sezione d'urto più piccola di un fattore 10^{18} (a parità di barriera coulombiana) rispetto alle reazioni successive di natura elettromagnetica.

Il deuterio formatosi con la 1.1 (o con la 1.2) reagisce velocemente con un ulteriore protone secondo:

$$p + {}^2H \longrightarrow {}^3He + \gamma \tag{1.3}$$

In questo modo la sua concentrazione all'equilibrio è talmente bassa che processi quali ${}^2H + {}^2H \longrightarrow {}^3He + p$, risultano trascurabili.

A questo punto l'${}^3He$ può subire tre sorti distinte:

$${}^3He + p \longrightarrow {}^4He + e^+ + \nu_e \tag{1.4}$$

$${}^3He + {}^4He \longrightarrow {}^7Be + \gamma \tag{1.5}$$

$${}^3He + {}^3He \longrightarrow {}^4He + 2p \tag{1.6}$$

Tuttavia la 1.4 è ancora un processo debole e soccombe in competizione con le altre due vie, entrambi processi di interazione forte. La 1.5 domina negli stati primordiali

della stella dove la concentrazione di ^4He è maggiore, ma non appena l'^3He si accumula in maniera significativa la 1.6 prende il sopravvento a causa della maggiore sezione d'urto e questa è la condizione di equilibrio del sole in sequenza principale. In questo caso si conclude il primo ramo della catena p–p, che indicheremo come PPI.

Quando invece consideriamo la sorte del ^7Be prodotto nella 1.5, si aprono due nuovi scenari:

Catena PPII

$$^7Be + e^- \longrightarrow {}^7Li + \nu_e \tag{1.7}$$
$$^7Li + p \longrightarrow {}^4He + {}^4He \tag{1.8}$$
$$\tag{1.9}$$

Catena PPIII

$$^7Be + p \longrightarrow {}^8B + \gamma \tag{1.10}$$
$$^8B \longrightarrow {}^8Be + e^+ + \nu_e \tag{1.11}$$
$$^8Be \longrightarrow {}^4He + {}^4He \tag{1.12}$$
$$\tag{1.13}$$

In tutti e tre i casi il bilancio netto della catena p–p è identico:

$$p + p + p + p \longrightarrow {}^4He + 2e^+ + 2\nu_e \tag{1.14}$$

Ma se identico deve essere necessariamente il Q ($26.73MeV$) della reazione complessiva, diversa è la frazione di energia sottratta dai neutrini e quindi diversa è la frazione rimanente che contribuisce al sostentamento energetico del sole, il $Q^* = Q - \overline{q_\nu}$

Lasciando all'astrofisica stellare il ruolo di risolvere il modello solare e assegnare i giusti pesi alle 3 opzioni della catena, si può comunque osservare che il primo neutrino prodotto da ciascun ramo è sempre un neutrino ν_e^{pp} dalla reazione iniziale 1.1, mentre il secondo è caratteristico di ogni terminazione:

PPI un altro neutrino dalla fusione p–p 1.1: ν_e^{pp}.

PPII un neutrino dalla cattura elettronca su ^7Be 1.7: ν_e^{Be}.

PPIII un neutrino dal decadimento β^+ del ^8B 1.11: ν_e^{B}.

In tabella 1.2 sono riportate le energie delle principali reazioni della catena p–p e, ove presente, l'energia del neutrino emesso, calcolate in base al *Modello Solare*.

1.1.2 Il ciclo CNO

Accanto alla sequenza di reazioni nucleari principale che abbiamo enunciato sopra, esiste una seconda sequenza che contribuisce al sostentamento energetico del sole ed è, allo stesso tempo, fonte di neutrini: il cosiddetto ciclo CNO.

Reazione	$Q(MeV)$	$\overline{q_\nu}(MeV)$
$^1H(p,e^+\nu_e)^2H$	1.442	0.265
$^1H(pe^-,\nu_e)^2H$	1.442	1.422
$^2H(p,\gamma)^3He$	5.494	
$^3He(^3He,2p)^4He$	12.860	
$^3He(\alpha,\gamma)^7Be$	1.586	
$^3He(p,e^+\nu_e)^4He$	19.795	9.625
$^7Be(e^-,\nu_e)^7Li$	0.862	0.813
$^7Be(p,\gamma)^8B$	0.137	
$^8B(e^+\nu_e)^8Be$ $^8Be(\alpha)^4He$	17.980	6.710

Tabella 1.2: *Parametri delle principali reazioni della catena* p–p*[7]: energia nel centro di massa della reazione ed energia del neutrino emesso (ove presente)*

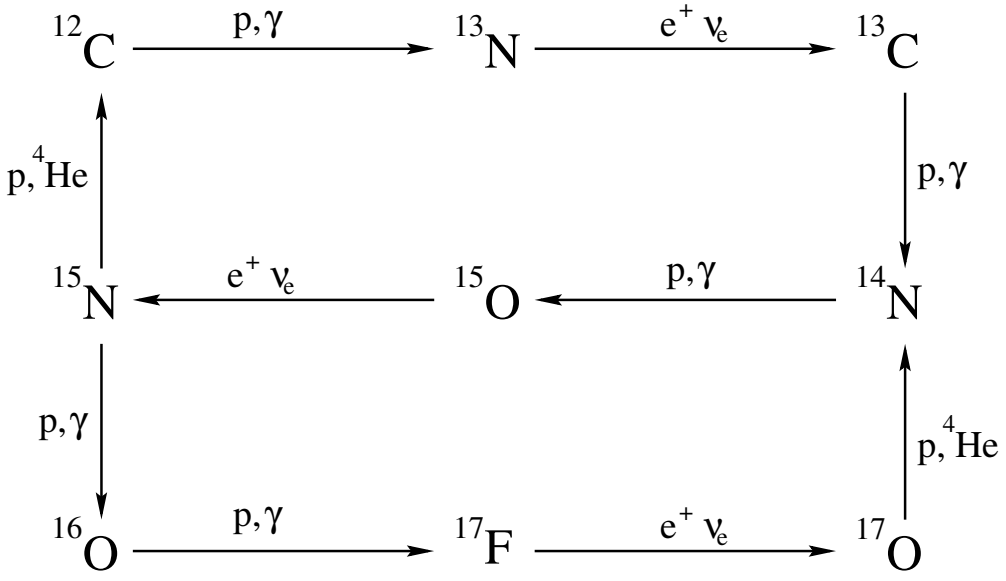


Figura 1.2: *Il ciclo CNO: sopra il ciclo CN, sotto il ciclo NO.*

Si tratta di una sequenza ciclica che coinvolge i nuclei relativamente pesanti i cui simboli compongono il nome del ciclo stesso. Si può iniziare considerando la porzione di ciclo che coinvolge solo Carbonio e Azoto, detta ciclo CN. Si sceglie un punto arbitrario da cui iniziare l'elenco delle reazioni costituenti, ricordando che trattandosi di un ciclo non esiste un vero punto iniziale. La sequenza è la seguente:

$$^{12}C + p \longrightarrow {}^{13}N + \gamma \tag{1.15}$$
$$^{13}N \longrightarrow {}^{13}C + e^+ + \nu_e \tag{1.16}$$
$$^{13}C + p \longrightarrow {}^{14}N + \gamma \tag{1.17}$$
$$^{14}N + p \longrightarrow {}^{15}O + \gamma \tag{1.18}$$
$$^{15}O \longrightarrow {}^{15}N + e^+ + \nu_e \tag{1.19}$$
$$^{15}N + p \longrightarrow {}^{12}C + {}^{4}He \tag{1.20}$$

con un bilancio complessivo di:

$$^{12}C + 4p \longrightarrow {}^{12}C + {}^{4}He + 2e^+ + 2\nu_e \tag{1.21}$$

cioè lo stesso bilancio complessivo della catena p–p (eq. 1.14).

All'equilibrio, il ciclo è sensibile solo alla somma delle abbondanze dei nuclei coinvolti che rimane costante, mentre le abbondanze relative sono fissate dai tassi delle reazioni.

Tornando ora a considerare l'ossigeno che si era tralasciato, si considerano le reazioni del cosiddetto ciclo NO:

$$^{16}O + p \longrightarrow {}^{17}F + \gamma \tag{1.22}$$
$$^{17}F \longrightarrow {}^{17}O + e^+ + \nu_e \tag{1.23}$$
$$^{17}O + p \longrightarrow {}^{14}N + {}^{4}He \tag{1.24}$$
$$^{14}N + p \longrightarrow {}^{15}O + \gamma \tag{1.25}$$
$$^{15}O \longrightarrow {}^{15}N + e^+ + \nu_e \tag{1.26}$$
$$^{15}N + p \longrightarrow {}^{16}O + \gamma \tag{1.27}$$

Come mostrato anche in figura 1.2, i due cicli condividono la conversione di ^{14}N in ^{15}N tramite cattura protonica e successivo decadimento β^+ del nucleo di ^{15}O. Tuttavia le due reazioni di chiusura hanno frequenze molto dissimili: la 1.27 ha una frequenza di $4 \cdot 10^{-4}$ rispetto alla 1.20 e ciò fissa il peso relativo tra i due cicli.

Come si era visto per la catena p–p anche qui il *Modello Solare* prevede una reazione più lenta che regola l'intero ciclo: la 1.18 (o 1.25). Il calcolo della sezione d'urto di tale reazione, che si può trovare nei modelli solari [3], determina la competitività del ciclo CNO rispetto alla catena p–p. Dai calcoli dei fattori astrofisici segue che le reazioni del ciclo CNO sono intrinsecamente molto probabili, ma inibite da alte barriere Coulombiane, per cui esiste una temperatura critica al di sopra della quale il ciclo CNO prende il sopravvento sulla catena p–p; per una stella con la composizione del sole (stelle di *popolazione I*), tale temperatura vale circa $18 \cdot 10^6 K$, temperatura superiore, anche se confrontabile, a quella dell'interno solare (tabella 1.1).

In tabella 1.3 sono riportati i valori di energia nel centro di massa e di energia del neutrino emesso (ove presente), per le varie reazioni del ciclo CNO.

Reazione	$Q(MeV)$	$\overline{q_\nu}(MeV)$
$^{12}C(p,\gamma)^{13}N$	1.943	
$^{13}N(e^+,\nu_e)^{13}C$	2.221	0.7067
$^{13}C(p,\gamma)^{14}N$	7.551	
$^{14}N(p,\gamma)^{15}O$	7.297	
$^{15}O(e^+,\nu_e)^{15}N$	2.754	0.9965
$^{15}N(p,\gamma)^{16}O$	12.128	
$^{15}N(p,\alpha)^{12}C$	4.966	
$^{16}O(p,\gamma)^{17}F$	0.600	
$^{17}F(e^+,\nu_e)^{17}O$	2.762	0.9994
$^{17}O(p,\alpha)^{14}N$	1.193	

Tabella 1.3: *Parametri delle principali reazioni del ciclo CNO[7]: energia nel centro di massa della reazione ed energia del neutrino emesso (ove presente).*

1.2 Il flusso di neutrini

Assumendo $Q = 26MeV$ come stima approssimata dell'energia di una qualsiasi reazione del tipo $4p \longrightarrow {}^4He$ tra quelle viste sinora, si può dare una previsione del flusso totale di neutrini che giunge sulla terra:

$$\Phi_{tot} \simeq 2 \times \frac{L_\odot}{Q}\frac{1}{4\pi d^2} = 6.56 \times 10^{10} cm^{-2} \tag{1.28}$$

dove d è la distanza media Terra–Sole. Il flusso effettivo puo differire da quello riportato in base al valore esatto di $\overline{Q^*}$ che, secondo quanto visto in precedenza, varia nell'intervallo $19.8MeV \longrightarrow 26.2MeV$.

1.2.1 Lo spettro dei neutrini solari

Elenchiamo qui di seguito le reazioni della catena p–p e del ciclo CNO che emettono neutrini:

Reazione			Simbolo
$p+p$	$\longrightarrow$	${}^2H + e^+ + \nu_e$	pp
$p+e+p$	$\longrightarrow$	${}^2H + \nu_e$	pep
${}^7Be + e$	$\longrightarrow$	${}^7Li + \nu_e$	${}^7Be$
${}^8B$	$\longrightarrow$	${}^8Be + e^+ + \nu_e$	${}^8B$
${}^3He + p$	$\longrightarrow$	${}^4He + e^+ + \nu_e$	hep
${}^{13}N$	$\longrightarrow$	${}^{13}C + e^+ + \nu_e$	${}^{13}N$
${}^{15}O$	$\longrightarrow$	${}^{15}N + e^+ + \nu_e$	${}^{15}O$
${}^{17}F$	$\longrightarrow$	${}^{17}O + e^+ + \nu_e$	${}^{17}F$

Per ciascuna di queste reazioni è possibile calcolare il flusso alla superficie terrestre integrando il tasso d'interazione sul volume solare e dividendolo per la superficie sferica di raggio pari alla distanza media Terra–Sole. Proprio a causa dell'eccentricità dell'orbita terrestre si può postulare una variazione stagionale pari al $\frac{R_{max}-R_{min}}{R_{medio}} \simeq 7\%$ e, come

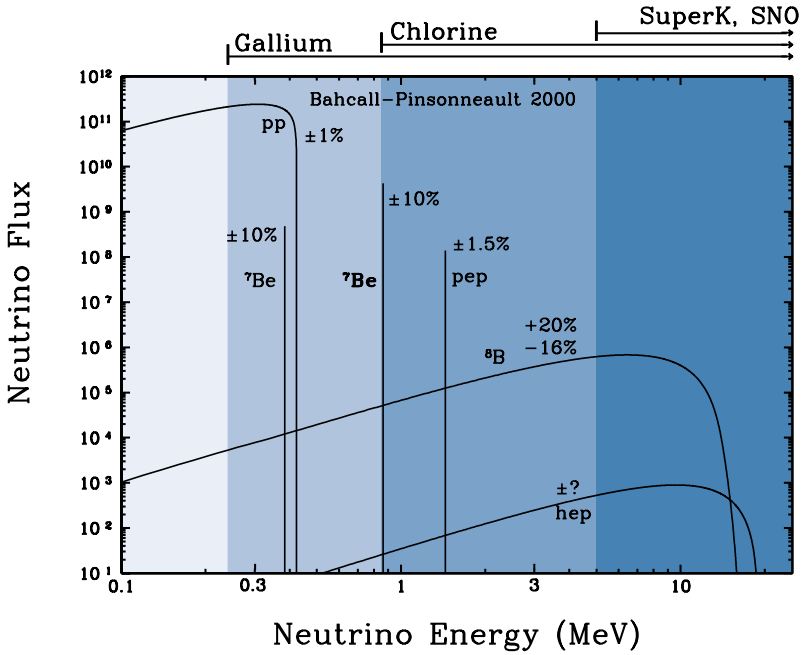


Figura 1.3: *Flusso dei neutrini solari della catena* p–p *in funzione dell'energia, tratto da BP2000[8]. Gli spettri continui rappresentano il numero di neutrini per unità di energia (MeV), mentre le righe discrete hanno l'ordinata uguale al flusso totale. Vengono anche mostrate le regioni di energia cui ciascuno dei rivelatori attualmente in misura è sensibile.*

Sorgente	Flusso ($10^{10} cm^{-2} s^{-1}$)
pp	$5.96\ \left(1.00^{+0.01}_{-0.01}\right)$
pep	$1.40 \times 10^{-2}\ \left(1.00^{+0.015}_{-0.015}\right)$
hep	$9.3 \times 10^{-7} (err.\ non\ disp.)$
^{7}Be	$4.82 \times 10^{-1}\ \left(1.00^{+0.10}_{-0.10}\right)$
^{8}B	$5.15 \times 10^{-4}\ \left(1.00^{+0.20}_{-0.16}\right)$
^{13}N	$5.56 \times 10^{-2}\ \left(1.00^{+0.21}_{-0.17}\right)$
^{15}O	$4.88 \times 10^{-2}\ \left(1.00^{+0.25}_{-0.19}\right)$
^{17}F	$5.73 \times 10^{-4}\ \left(1.00^{+0.25}_{-0.25}\right)$

Tabella 1.4: *Le previsioni del Modello Solare BP2000[3] sui flussi di neutrini con le incertezze ad* 1σ. *Per il flusso di neutrini hep, calcolato per la prima volta in questa versione del* Modello Solare, *non sono ancora disponibili le incertezze.*

si vedrà, ciò avrà delle interessanti implicazione nel valutare i risultati sperimentali di molti rivelatori.

In tabella 1.4 sono riportati i flussi calcolati dal *Modello Solare* per le reazioni sperimentalmente più interessanti tra quelle elencate sopra. Le incertezze riportate (stimate ad 1σ dagli autori) sono il risultato della propagazione degli errori di ciascun parametro che entra nel *Modello Solare*. Come documentato in [9] i contributi più significativi provengono, non tanto dalle incertezze sulle sezioni d'urto, quanto dalla forte dipendenza dalle condizioni solari delle *branching ratios* della catena *p–p*. Il flusso dei neutrini *p–p* è quello noto con più elevata precisione (1%). Per il neutrini da Berillio siamo intorno al 9%, mentre per il Boro si arriva ad incertezze del 20% circa, anche a causa dell'incertezza nel calcolo della sezione d'urto.

Lo spettro dei neutrini solari può essere scritto come:

$$\Phi_{tot}(E) = \sum_i \Phi_i f_i(E)$$

dove Φ_i è il flusso tatale relativo alla reazione i ed f_i è lo spettro normalizzato che può essere di due tipi:

Decadimenti β^+ con 3 corpi nello stato finale: Spettro continuo $0 < E < E_{max}$. $E_{max} = Q - 2m_e c^2$, dove Q include l'energia di massa del positrone.

Decadimenti deboli con 2 corpi nello stato finale: Spettro a righe monocromatico con con $E = Q$

Nel caso del ^7Be, come si vede in figura 1.3, lo spettro consiste di due righe, in quanto il ^7Li nello stato finale si trova nel 90% dei casi nello stato fondamentale, mentre nel 10% dei casi è nel primo stato eccitato a $487KeV$ circa. In figura 1.3 è mostrato l'intero spettro relativo ai neutrini della catena *p–p* insieme alle soglie dei rivelatori attualmente in misura. I neutrini del ^8B sono i più semplici da rivelare perchéXS le sezioni d'urto dei processi deboli aumentano con l'energia, ma sono anche quelli il cui flusso è meno intenso e sul quale sono maggiori le incertezze. Viceversa i neutrini *p–p* sono i più abbondanti e quelli di cui è noto il flusso con maggiore percisione, ma la cui rivelazione pone serie difficoltà sperimentali.

1.3 L'Eliosismologia

Fino a qualche anno fa ci si aspettava che le conferme più convincenti circa il *Modello Solare* potessero arrivare dalla rivelazione dei neutrini. Inoltre all'affermarsi del *SNP*, di cui si parlerà in dettaglio nei capitoli 2 e 3, si fecero le cosiddette ipotesi di *soluzioni astrofisiche* del problema stesso. Oggi l'*eliosismologia*[10], di cui segue una breve trattazione, ha dato le conferme attese sulla sostanziale correttezza del *Modello Solare*, lasciando di fatto aperte come soluzioni al *SNP* soltanto le soluzioni di tipo particellare.

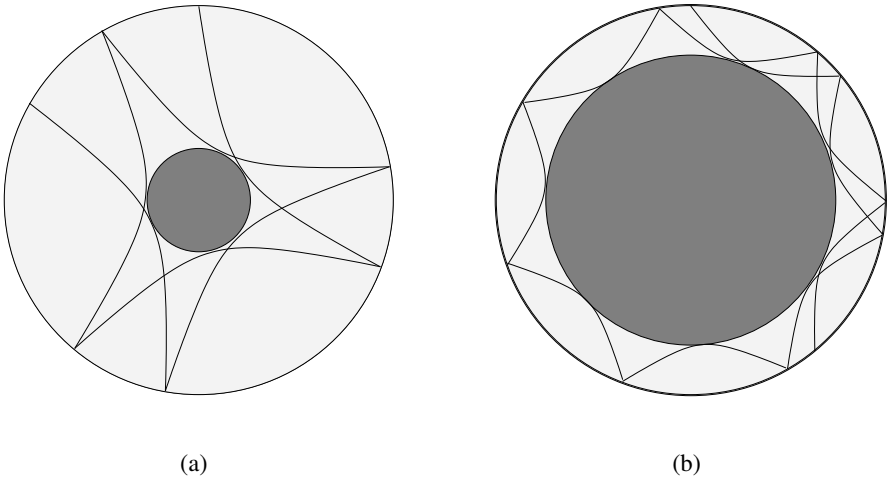


Figura 1.4: *Rappresentazione bidimensionale della propagazione di un onda sismica all'interno del sole. Le zone scure rappresentano il volume non accessibile. In (a) si vede un'onda con direzione di propagazione vicina a quella radiale, mentre in (b) è mostrata un'onda con ampia componente trasversa del moto.*

1.3.1 Cos'è l'eliosismologia

Nello studio della struttura interna del sole, si postula generalmente che ogni elemento di fluido sia in equilibrio idrostatico. Tuttavia dalle regioni periferiche della crosta solare, dove i moti convettivi sono immensi, si generano onde sismiche che si propagano verso l'interno. Le onde di pressione attraversano un gradiente di densità e subiscono una continua rifrazione. A causa della curvatura dei fronti d'onda che ne deriva, questi moti sono delimitati da un raggio minimo e dalla superficie esterna (su cui diventano osservabili sperimentalmente). Il raggio minimo dipende dalla direzione di propagazione dell'onda, in quanto se questa è più prossima a quella radiale l'onda può giungere più in profondità. Ovviamente, le sole oscillazioni visibili sono quelle che interferiscono costruttivamente con se stesse, in altre parole sono visibili unicamente *oscillazioni stazionarie*.

Volendo dare una rappresentazione matematica del problema si parte dall'equazione di Eulero per un fluido autogravitante e la si linearizza postulando piccole ampiezze di oscillazione. Le equazioni differenziali per le perturbazioni della situazione d'equilibrio che si ricavano, possono essere risolte utilizzando il *s.o.n.c.* delle armoniche sferiche (si assume la simmetria sferica del problema). Cercando soluzioni stazionarie si separa la parte temporale e si risolve la sola componente radiale del problema. Si hanno soluzioni solo per un insieme discreto di frequenze e queste si distinguono in modi-p (di pressione) e modi-g (gravitazionali) per valori rispettivamente positivi e negativi dell'autovalore radiale n.

Le misure sperimentali consistono nell'osservazione delle variazioni di brillanza della superficie solare, le quali, opportunamente trattate, hanno portano al riconoscimento di svariati modi-p di oscillazione con una precisione nella determinazione delle frequenze di circa $1/10^5$.

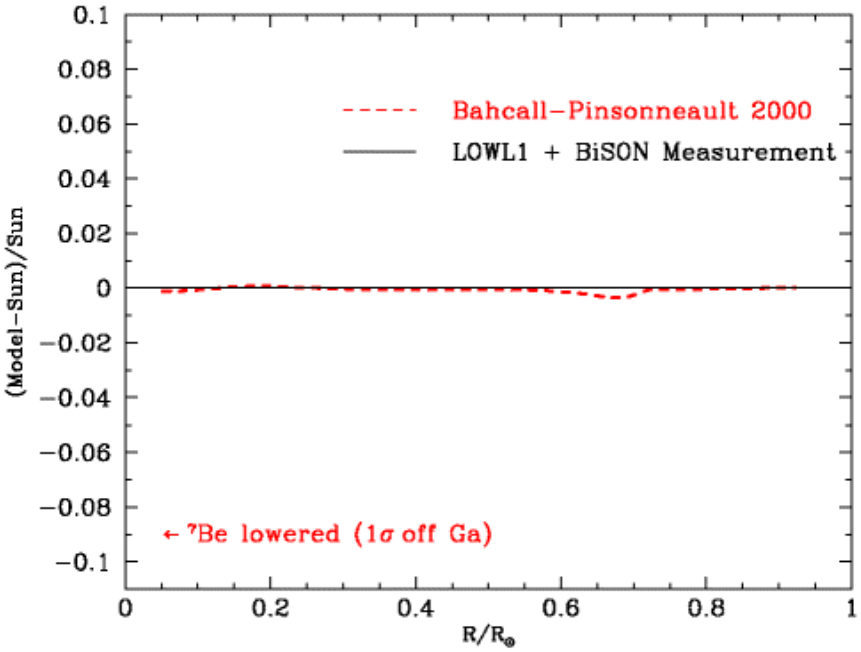


Figura 1.5: *Differenze relative fra velocità del suono nel sole prevista dal* Modello Solare *e velocità inferita da osservazioni eliosismologiche. La freccia indica il più piccolo scarto che sarebbe necessario a giustificare i flussi di neutrini misurati.*

1.3.2 Le implicazioni dell'eliosismologia

Dalle misure delle frequenze, a mezzo di un procedimento di inversione i cui dettagli sono ampiamente presenti nella letteratura recente [10], è possibile ricavare una misura del valore della velocità del suono c nella materia solare.

La velocità adiabatica del suono in un gas è fissata dalla relazione $c^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho}$, che, per una stella come il sole, si traduce nella dipendenza $c^2 \propto \frac{T}{\mu}$.

Lo scarto quadratico medio frazionario tra velocità previste e misurate si può esprimere come

$$\frac{\delta c}{c} \simeq \frac{1}{2}(\frac{\delta T}{T} - \frac{\delta \mu}{\mu}) \tag{1.29}$$

e, come si vede in figura 1.5 è dell'ordine di $0.7 \cdot 10^{-3}$. [1] Come detto in precedenza, il rapporto tra le probabilità di interazione delle reazioni coinvolte nelle due biforcazioni della catena p–p ha una forte dipendenza dalla temperatura. In figura 1.5 è indicato anche lo scarto necessario per giustificare il flusso di neutrini da ^7Be compatibile con i dati attuali: più di due ordini di grandezza superiore a quello osservato.

In conclusione, se da un lato l'eliosismologia sta dando una conferma impressionante della correttezza del Modello Solare BP2000 (e sfavorisce gli altri modelli inclusi quelli proposti per dare soluzioni astrofisiche al *SNP*) con importanti conseguenze nel campo

dell'astrofisica stellare, dall'altro, per quanto riguarda la soluzione del *SNP*, essa ci obbliga a guardare a soluzioni di tipo particellare.

Capitolo 2

La rivelazione dei neutrini solari

La ricerca sulla fisica del neutrino si sviluppa oggi su diversi fronti[11]:

1. Neutrini solari.
2. Neutrini atmosferici.
3. Neutrini da reattore nucleare.
4. Neutrini da acceleratore (Short BaseLine Experiments).
5. Neutrini da acceleratore (Long BaseLine Experiments).
6. Neutrini da esplosione di supernova.

In questa tesi, per ovvie ragioni di spazio, si tratterà unicamente di esperimenti, conclusi, in atto o in progetto, che hanno tra i loro scopi la misura dei flussi, o degli spettri, dei neutrini solari provenienti delle varie reazioni di cui si è parlato nel capitolo 1.

I primi quattro esperimenti presentati (Homestake, Kamiokande, Gallex e Sage) costituiscono i cosiddetti esperimenti di *prima generazione*, quelli che hanno sollevato e confermato il *SNP*. Tra gli esperimenti di *seconda generazione*, invece, vengono descritti i due già in misura (SuperKamiokande, SNO) e Icarus, lasciando ovviamente la descrizione di Borexino ad un prossimo capitolo.

2.1 Aspetti sperimentali generali

Se da un lato la bassissima probabilità di interazione dei neutrini con la materia è una caritteristica preziosa, in quanto grazie ad essa possiamo tentare di scoprire informazioni dirette riguardo all'interno del sole, d'altro canto questa stessa caratteristica fa sì che la rivelazione sperimentale dei neutrini risulti essere una sfida complessa. Al di là delle diverse soluzioni sperimentali, che illustreremo tra breve, vediamo quali devono essere le caratteristiche imprescindibili di un rivelatore di neutrini:

- *Grandi masse bersaglio.* Per ottenere un segnale misurabile di almeno un evento al giorno sono necessarie parecchie tonnellate di materiale bersaglio.

- *Schermo per i raggi cosmici.* I raggi cosmici, interagendo negli strati alti dell'atmosfera, producono una varietà di particelle che, con ogni probabilità, possono costituire un fondo indistinguibile dal segnale di neutrino per molti rivelatori, con una frequenza superiore a quella del segnale stesso, anche di parecchi ordini di grandezza. Per questa ragione i rivelatori per neutrini solari sono generalmente collocati in siti sotterranei dove la copertura rocciosa garantisce un'efficiente azione schermante nei confronti di questa sorgente di rumore.

- *Altissima radiopurezza dei materiali.* Analogamente a quanto illustrato per la radiazione cosmica, anche i decadimenti radioattivi dei materiali costituenti e circostanti al rivelatore costituiscono una fonte di fondo in grado di oscurare completamente il debole segnale di neutrino. Per questo motivo è necessario adottare sofisticati sistemi di purificazione di ogni materiale, nonché schermature addizionali verso l'ambiente sperimentale.

- *Altissima efficienza di rivelazione.* Essendo le interazioni di neutrino eventi così rari, è necessario che le inefficienze di rivelazione siano ridotte assolutamente al minimo.

- *Segnatura caratteristica dell'evento di neutrino.* Nonostante tutti gli accorgimenti sopracitati, il livello di fondo residuo rimane generalmente troppo elevato. Per questa ragione è necessario garantire un buon livello di reiezione del fondo; in altre parole, deve essere possibile distinguere, da qualche tratto caratterizzante, gli eventi di neutrino in fase di analisi dati.

2.2 Differenti tipologie di esperimenti

Ferma restando l'importanza di quanto esposto sopra, possiamo affermare che gli esperimenti di rivelazione dei neutrini solari, che si sono affacciati sinora nel panorama sperimentale mondiale, si suddividono in due grandi categorie:

1. *Esperimenti radiochimici di cattura su nucleo.*

2. *Esperimenti in tempo reale a scattering elastico su elettrone.*

Teoricamente sarebbe possibile sfruttare il vantaggio della basse soglia energetica del processo di cattura su nucleo, tipico degli esperimenti radiochimici, anche in un esperimento in tempo reale (che può fornire informazioni più preziose come vedremo tra breve), ma nulla del genere è stato tentato fino ad oggi[1].

Vengono ora illustrate le caratteristiche principali dei due tipi di esperimenti per la rivelazioni di neutrini solari[12].

[1] È in fase di studio di fattibilità l'esperimento LENS che si propone proprio questo scopo (paragrafo 2.5.1).

2.2.1 Esperimenti radiochimici

L'idea originale di Bruno Pontecorvo[13] per questo tipo di esperimento, risalente al 1946, si basa sul seguente processo di cattura su nucleo:

$$\nu_e + {}^{A}_{Z}Y \longrightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^- \tag{2.1}$$

la cui soglia energetica è pari al Q della reazione, cioè alla differenza di massa tra gli stati finale ed iniziale. Il numero di interazioni nell'unità di tempo viene indicato con

$$n = N \cdot R \tag{2.2}$$

dove N è il numero di nuclei bersaglio ed R il tasso di interazione per nucleo bersaglio generalmente espresso in SNU (Solar Neutrino Unit, $1SNU = 10^{-36}$ eventi al secondo per bersaglio).

N vale:

$$N = \frac{MX_A N_{Av}}{A} \tag{2.3}$$

dove M è la massa totale del bersaglio, N_{Av} è il numero di Avogadro, A il peso atomico dell'isotopo coinvolto nella reazione 2.1 e X_A la sua abbondanza relativa.

R invece vale:

$$R = \sum_i \Phi_i \langle\sigma\rangle_i = \sum_i R_i \tag{2.4}$$

dove Φ_i e $\langle\sigma\rangle_i$ indicano rispettivamente il flusso totale e la sezione d'urto mediata sull'intero spettro dei neutrini i[14].

In ogni reazione del tipo 2.1, il nuclide nello stato finale tende a tornare nello stato inizale a mezzo di decadimento β o per cattura elettronica con una vita media τ. Per questo motivo l'accumulo del nuclide prodotto nella 2.1, segue la legge esponenziale tipica:

$$N(t) = n\tau(1 - exp(-t/\tau)) \tag{2.5}$$

dove n è definito dalla 2.2.

Periodicamente si effettua un'estrazione degli atomi prodotti che devono quindi essere chimicamente separabili con facilità dai nuclidi originari del bersaglio. La facilità in ogni caso è relativa in quanto si tratta sempre di separare qualche decina di atomi da tonnellate di materiale. Gli atomi estratti vengono lasciati in misura in appositi contatori che ne rivelano il successivo decadimento. Si cerca quindi un segnale a vita media τ sovrapposto ad un fondo costante. Una volta stimato $N(t)$, e quindi n attraverso la 2.5, si risale a R tramite la 2.2. È chiaro che per avere risultati statisticamente significativi, visto l'esiguo numero di atomi estratti, occorre dilatare molto i tempi di misura.

Negli esperimenti radiochimici si possono avere due categorie di fondo:

1. *Tipo I:* Reazioni collaterali che portano alla formazione del nuclide ${}^{A}_{Z+1}Y$ senza che vi sia cattura di neutrino. Ad esempio sciami adronici innescati da un muone atmosferico possono contenere protoni in grado di produrre il nuclide attivo per reazione (p, n), oppure neutroni provenienti da fissioni di nuclei pesanti delle catene radioattive naturali possono anch'essi generare il nuclide attivo per reazione (n, p).

2. *Tipo II:* Segnali con segnatura simile a quella dei decadimenti del nuclide attivo, ma in realtà dovuti a processi fisici differenti. Qualsiasi altra sorgente radioattiva appartiene a questa seconda categoria. Particolarmente insidioso, come al solito, risulta essere il ^{222}Rn per la sua capacità di diffondere in forma gassosa all'interno di altri materiali.

Negli esperimenti radiochimici si perdono tutte le informazioni dell'interazione originale. Non possono essere ricostruiti né il tempo dell'evento, né la provenienza e nemmeno l'energia del neutrino. Il segnale è l'integrale, sul tempo di misura, della porzione di spettro sopra soglia. Per questo motivo la soglia energetica è il parametro caratterizzante di un esperimento radiochimico e ne costituisce, con il suo valore relativamente basso, il grande pregio nei confronti di esperimenti di scattering elastico.

Riassumendo, possiamo elencare i requisiti richiesti da un esperimento radiochimico, al di là delle considerazioni riguardanti la soglia energetica della reazione di cattura:

1. Abbondanza relativa alta per l'istopo sensibile.
2. Facilità di separazione chimica dell'isotopo prodotto.
3. Vita media dell'isotopo prodotto nell'intervallo 1 *giorno* $< \tau <$ 1 *anno*, in modo che il segnale si distingua con chiarezza dal fondo, ma non se ne perda una parte eccessiva nei tempi di estrazione (dell'ordine del giorno).
4. Buona conoscenza delle sezioni d'urto di cattura.

A questi requisiti va naturalmente accoppiato il problema di reperibilità del materiale bersaglio nelle quantità richieste e a costi ragionevoli.

2.2.2 Esperimenti di scattering su elettroni

In alternativa alla cattura del neutrino da parte di un nucleo si può utilizzare, per la rivelazione dei neutrini, il segnale proveniente dall'elettrone diffuso nella reazione di scattering elastico:

$$\nu_x + e^- \longrightarrow \nu_x + e^- \tag{2.6}$$

dove x può essere e, μ o τ.

La sezione d'urto della 2.6 è ben nota e calcolabile con ottima precisone nell'ambito della teoria elettrodebole[14]. Ciò costituisce un indubbio vantaggio rispetto all'indeterminazione intrinseca nella conoscenza degli elementi di matrice nucleare richiesti per il calcolo delle sezioni d'urto delle reazioni di cattura su nucleo.

La sezione d'urto della 2.6 è la seguente:

$$\sigma_\nu(T_\nu, T_e) = \frac{\sigma_e}{m_e}\left[g_l^2 + g_r^2(1-x)^2 - g_l g_r \frac{m_e}{T_e} x^2\right] \tag{2.7}$$

dove

$$g_l = \pm 0.5 + \sin^2\theta_w \tag{2.8}$$

$$g_r = \sin^2\theta_w \tag{2.9}$$

$$x = \frac{T_e}{T_\nu} \tag{2.10}$$

dove θ_w è l'angolo di mescolamento debole.

Nella definizione di g_l il segno positivo descrive lo scattering di ν_e e quello negativo lo scattering di ν_μ e ν_τ. Questa distinzione è dovuta al fatto che, mentre lo scattering dei ν_e può avvenire sia per corrente carica (scambio di bosoni carichi $W^\pm$), che per corrente neutra (scambio del bosone neutro Z^0), lo scattering dei ν_τ e ν_τ, invece, può avvenire soltanto per corrente neutra.

Prendendo

$$\sin^2\theta_w = \theta_w \tag{2.11}$$

$$\sigma_e = \frac{2G_F^2 m_e^2}{\pi\hbar^4} = 88.1 \cdot 10^{-46} \tag{2.12}$$

si ottiene

$$\sigma_{\nu_e}(T_\nu, T_e) = 101.0 \cdot 10^{-46}\left[1 - 0.18x + 0.09(1 - \frac{1.62}{T})x^2\right] cm^2 MeV^{-1} \tag{2.13}$$

$$\sigma_{\nu_\mu,\nu_\tau}(T_\nu, T_e) = 21.7 \cdot 10^{-46}\left[1 - 0.84x + 0.42(1 - \frac{1.60}{T})x^2\right] cm^2 MeV^{-1} \tag{2.14}$$

con tutte le energie espresse in MeV. Si vede come:

$$\frac{\sigma_{\nu_\mu,\nu_\tau}(T_\nu, T_e)}{\sigma_{\nu_e}(T_\nu, T_e)} \simeq \frac{1}{6} \tag{2.15}$$

Come si vedrà, questo fattore avrà importanti conseguenze nella determinazione del segnale visibile ai rivelatori che sfruttano la reazione 2.6.

Per la natura stessa del processo, la rivelazione non può che avvenire in tempo reale, e ciò costituisce un grande vantaggio rispetto agli esperimenti radiochimici in quanto una varietà di informazioni interessanti può essere ricostruita. Ad esempio la direzione di diffusione dell'elettrone è una buona riproduzione della direzione di incidenza del neutrino e, se la tecnica di rivelazione permette di osservarla, può costituire una conferma della provenienza solare dei neutrini e un metodo di discriminazione dal fondo isotropo. Oppure l'informazione circa il tempo dell'evento può permettere di scoprire modulazioni del segnale a periodicità limitate come l'effetto giorno–notte (paragrafo 3.4.2). Ma l'informazione forse più interessante di tutte, tra quelle fornite dalla rivelazione in tempo reale, è quella riguardante l'energia dell'evento (esiste correlazione tra energia dell'elettrone diffuso ed energia del neutrino incidente), in quanto con una statistica sufficientemente elevata, può permettere di ricostruire uno spettro energetico.

Tre sono le possibili tecniche di rivelazione dell'elettrone diffuso sinora implementate in questo tipo di esperimenti:

1. Rivelatori di luce Čerenkov prodotta dall'elettrone in acqua.

2. Rivelatori di luce di scintillazione prodotta dall'elettrone in scintillatori organici.

3. Camere a proiezione temporale.

Per questo tipo di esperimenti, in cui la reazione 2.6 non ha una soglia intrinseca, è il fondo a determinare la soglia effettiva del rivelatore. Il fondo, infatti, cresce al tendere a zero dell'energia, per cui esso determina una soglia sotto la quale il rivelatore è accecato da segnali di altra natura per poter distinguere eventi di neutrino. Finora tale soglia è sempre stata superiore a quella intrinseca delle reazioni di cattura su nucleo; questi ultimi restano quindi gli unici in grado di rivelare gli importantissimi neutrini p–p.

2.3 Esperimenti di prima generazione

L'esperimento pioniere nel campo delle rivelazione dei neutrini solari è quello di R. Davis con il rivelatore radiochimico al cloro nella miniera di Homestake. Ad esso sono seguiti altri due esperimenti radiochimici al gallio, Gallex e Sage, e un rivelatore in tempo reale (a luce Čerenkov in acqua), Kamiokande. A questi quattro esperimenti che, fino a qualche anno fa, monopolizzavano il panorama sperimentale mondiale, si sono aggiunti di recente SuperKamiokande e SNO.

2.3.1 Homestake (Cl)

È l'esperimento pioniere nel campo della rivelazione dei neutrini solari e per oltre vent'anni di presa dati, a partire dal 1970, ha costituito l'unica fonte di informazioni sui flussi di neutrini provenienti dal sole, creando di fatto il *SNP*. L'idea originale risale al 1946 ed è dovuta a B. Pontecorvo [13], ma la realizzazione di ciò che all'epoca era una sfida tutta nuova, fu di R. Davis e dei suoi collaboratori[15]. La reazione di cattura su nucleo che è stata sfruttata è la seguente:

$$\nu_e + {}^{37}Cl \longrightarrow {}^{37}Ar + e^- \tag{2.16}$$

con una soglia di $813 KeV$.

Il ${}^{37}Cl$ soddisfa bene tutte le richieste di un esperimento radiochimico:

1. L'abbondanza isotopica del ${}^{37}Cl$ è del 24.2%.

2. L'argon, in quanto gas nobile, viene estratto con facilità dal bersaglio.

3. La vita media dell'${}^{37}Ar$ è di 50.5 giorni.

4. La sezione d'urto, nonostante sia dominata da transizioni sugli stati eccitati, è nota con buona precisione ($\sim 10\%$).

Il bersaglio, costituito da $133t$ di ${}^{37}Cl$ disciolte in $615t$ di percloroetilene (C_2Cl_4) è stato allestito nella miniera di Homestake (USA). L'${}^{37}Ar$ estratto periodicamente insieme a quantità macroscopiche del cosiddetto *carrier* (Azoto o altro), viene introdotto in appositi contatori realizzati con materiali a bassissima attività. Qui decade nuovamente in ${}^{37}Cl$ e l'elettrone Auger da $2.82 KeV$, emesso nella successiva diseccitazione del ${}^{37}Cl$, va a costituire il segnale registrato con un'efficienza di conteggio del 95%.

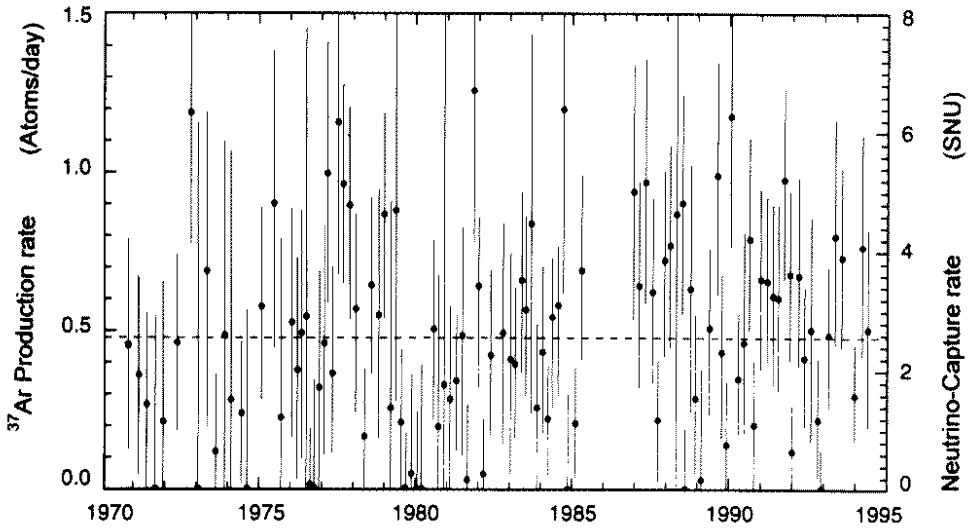


Figura 2.1: *Risultati sperimentali di Homestake (Cloro) in 25 anni di misura. Ogni dato in figura rappresenta un run con l'errore a 1σ. Il tasso di interazione è espresso in atomi di ^{37}Ar prodotti (a sinistra) e in SNU (a destra). La linea tratteggiata è la media sull'intero periodo di misura.*

Oltre ai neutrini del Boro, anche quelli del Berillio e del ciclo CNO contribuiscono per un tasso di interazione previsto secondo il *Modello Solare* di

$$R_{th} = (7.7^{+1.2}_{-1.0})SNU \tag{2.17}$$

Il risultato di 26 anni di presa dati è invece di:

$$R_{exp} = (2.56 \pm 0.16[stat] \pm 0.15[sist])\, SNU = (2.56 \pm 0.22)\, SNU \tag{2.18}$$

La discrepanza tra la 2.18 e la 2.17 ha dato inizio al *SNP*.

2.3.2 Kamiokande

Kamiokande[2] fu il secondo esperimento di misura dei flussi di neutrini a dare risultati e fu il primo esperimento in tempo reale, a luce Čerenkov in acqua.

Il rivelatore fu costruito per la ricerca sul decadimento di nucleoni nella miniera di Kamioka in Giappone e funzionò in quest'ottica dal 1983 al 1985. Il rivelatore era costituito da una tanica di $15,6m$ di diametro per $16m$ di altezza contenente $2142t$ di acqua e guardata da 948 grandi tubi fotomoltiplicatori. Per abbassare la soglia energetica dall'ordine del GeV ai $7.5MeV$, necessari per la rivelazione di neutrini, si purificò l'acqua eliminando, per quanto possibile, le contaminazioni da radioisotopi delle catene radioattive naturali e si costruì una tanica esterna attorno a quella esistente i cui segnali vennero utilizzati in anticoincidenza con quelli della tanica principale per la

[2]KAMIOKANDE = KAMIOKA Nucleon Decay Experiment.

reiezione del fondo esterno e muonico. Infine si impose un taglio fiduciale sul volume più interno di $680t$.

Queste le risoluzioni ottenute:

energetica: 22% a $10MeV$

spaziale: $1.7m$

angolare: $\pm 28°$

temporale: $5ns$

Il rivelatore, con questa soglia, era sensibile alla coda ad alta energia dei neutrini del Boro.

Nonostante un rate di trigger di 150000 eventi/giorno, grazie agli efficienti mezzi di reiezione del fondo studiati, Kamiokande isolò, in 2079 giorni di misura, un segnale di 0.4 eventi al giorno provenienti dalla direzione del sole, corrispondenti ad un flusso di neutrini del Boro[16] di:

$$\Phi_{exp}(\nu_e^{8B}) = (2.82 \pm 0.19[stat] \pm 0.33[sist]) \cdot 10^6 cm^{-2} s{-1} \tag{2.19}$$

in aperto contrasto con la previsione di:

$$\Phi_{th}(\nu_e^{8B}) = (5.15^{+0.98}_{-0.72}) \cdot 10^6 cm^{-2} s{-1} \tag{2.20}$$

Kamiokande ha quindi dato la prima evidenza diretta di un flusso di neutrini solari proveniente dal sole e allo stesso tempo ha consolidato il *SNP* sollevato dai risultati di Homestake.

Recentemente il rivelatore è stato smantellato per far posto al nuovo esperimento KamLand per la rivelazione di neutrini da reattore.

2.3.3 GALLEX

Da un'idea di Kuzmin del 1966[18] partì la proposta di un gruppo di fisici di Homestake, fra cui lo stesso R. Davis [19] per un esperimento radiochimico di rivelazione di neutrini solari, basato sulla reazione di cattura sul nucleo di ^{71}Ga:

$$\nu_e + {}^{71}Ga \longrightarrow {}^{71}Ge + e^- \tag{2.21}$$

caratterizzata da una soglia di soli $233KeV$ che la rende sensibile anche agli importantissimi ν_e^{pp}, fino ad allora invisibili ai rivelatori esistenti.

Oltre alla soglia energetica straordinariamente bassa, il Gallio soddisfa ogni requisito richiesto per un materiale bersaglio in un esperimento radiochimico:

1. Abbondanza isotopica del ^{71}Ga pari al 39.9%.
2. Facilità di estrazione chimica del Germanio.
3. Vita media del ^{71}Ge di 11.49 giorni.

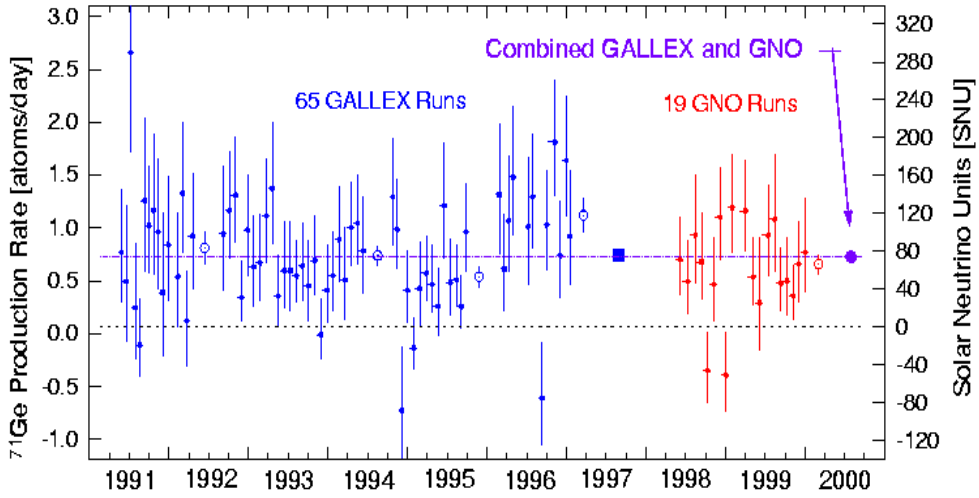


Figura 2.2: *Risultati sperimentali dei 5 anni di misura di Gallex e del primo biennio di GNO. Stessa simbologia della figura 2.1.*

4. Assenza di transizioni agli stati eccitati e sezioni d'urto conosciute con precisione.

Purtroppo però l'alto costo del Gallio ha posto seri ostacoli alla realizzazione di Gallex[3] [17], ritardandone l'inizio dei lavori fino al 1988.

Il bersaglio è costituito $30.3t$ di gallio nella forma di $100.9t$ di soluzione 8 molare di $GaCl_3$ con HCl. Il tutto è alloggiato in una tanica ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

L'estrazione del Germanio avviene ogni 4 settimane e questo, insieme ad una quantità macroscopica di *carrier* (come in Homestake) viene lasciato in misura per 6 mesi, in appositi contatori radiopuri su cui sono applicate schermature e provvedimenti anti-radon appropriati. Anche qui, come in Homestake, il segnale è costituito dagli elettroni Auger di diseccitazione del ^{71}Ga in cui è ridecaduto il ^{71}Ge. Attorno a $10.37KeV$ si cercano gli elettroni di energia corrispondente alla shell K e attorno a $1.1 - 1.3KeV$ quelli corrispondenti alla shell L. Un'analisi sui tempi di salita degli impulsi con il metodo della massima verosimiglianza permette di discriminare il fondo residuo per un'efficienza complessiva di conteggio superiore al 97%.

In 5 anni di presa dati (suddivisi in 4 periodi di funzionamento) dal 1991 al 1997, Gallex ha fornito il seguente risultato[20]:

$$R_{exp} = (77.5 \pm 6.2[stat]^{+4.3}_{-4.7}[sist])SNU = (78 \pm 8)\ SNU \tag{2.22}$$

da confrontarsi con il rate previsto di:

$$R_{th} = (129^{+8}_{-6})SNU \tag{2.23}$$

decisamente superiore.

[3]GALLEX = GALLium EXperiment

Negli anni sono state fatte numerose prove indipendenti (inclusa una calibrazione con una sorgente di ^{51}Cr e una di ^{71}As[21]) del corretto funzionamento di Gallex, sia per quanto riguarda la chimica di estrazione del germanio, sia per l'efficienza di rivelazione complessiva, e si può ragionevolmente escludere inefficenze superiori a qualche percento, necessarie a giustificare la discrepanza tra la 2.22 e la 2.23. Il risultato di Gallex va quindi a costituire un importante tassello del *SNP*.

2.3.4 Sage

Sage è un secondo esperimento che sfrutta la reazione 2.21, situato nel laboratorio sotterraneo di Baksan, nel Caucaso. A parte i differenti dettagli tecnici dovuti all'utilizzo di gallio metallico (sopra la temperatura di fusione di $30°C$), l'esperimento si distingue da Gallex per la massa bersaglio quasi doppia: $50t$ (dopo vari aggiustamenti), ma nonostante questo apparente vantaggio, non ha saputo produrre risultati statisticamente migliori di Gallex.

La presa dati, iniziata nel 1990, è ancora in corso e, visto che a breve non si prevedono esperimenti in tempo reale in grado di vedere i neutrini p–p, è stata pianificata per durare almeno fino al 2006. Il risultato dei primi 11 anni di misura è il seguente[22]:

$$R_{exp} = (75.4^{+7.0}_{-6.8}[stat]^{+3.5}_{-3.0}[sist])SNU = (75.4)^{+7.8}_{-7.4}\,SNU \tag{2.24}$$

che ben si accorda con il risultato di Gallex riportato nella 2.22, rimanendo quindi ugualmente lontano dalle previsioni della 2.23.

2.4 Esperimenti di seconda generazione

Dalla seconda metà degli anni novanta il panorama sperimentale mondiale si è via via allargato di anno in anno e oggi fervono gli studi progettuali, i lavori di costruzione e le attese di dati sperimentali da una grande varietà di esperimenti in vari stadi di sviluppo. Di seguito verranno discussi i due esperimenti già in presa dati (Superkamiokande[23] e SNO[25]) e i progetti già in avanzata fase di realizzazione.

2.4.1 SuperKamiokande

I principi fisici e la struttura generale sono gli stessi del predecessore Kamiokande, ma le dimensioni, le prestazioni e la statistica sono decisamente superiori.

Le dimensioni complessive della struttura raggiungono i $41.4m$ di altezza e i $39.3m$ di diametro. Il cilindro interno alloggia un bersaglio di $32000t$ di acqua ultrapura osservato da 11200 fotomoltoplicatori da $50cm$ di diametro (i più grandi mai realizzati). Il cilindro esterno alloggia altre $18000t$ che fungono, come in Kamiokande, contemporaneamente da schermo per la radioattività ambientale e da rivelatore per muoni atmosferici, da porre in anticoincidenza con il rivelatore principale.

Rispetto a Kamiokande si è inoltre abbattuto ulteriormente il fondo, migliorando gli impianti di purificazione dell'acqua e quelli di rimozione del gas radon. In questo modo si è potuto abbassare gradualmente la soglia energetica fino al traguardo stabilito di soli

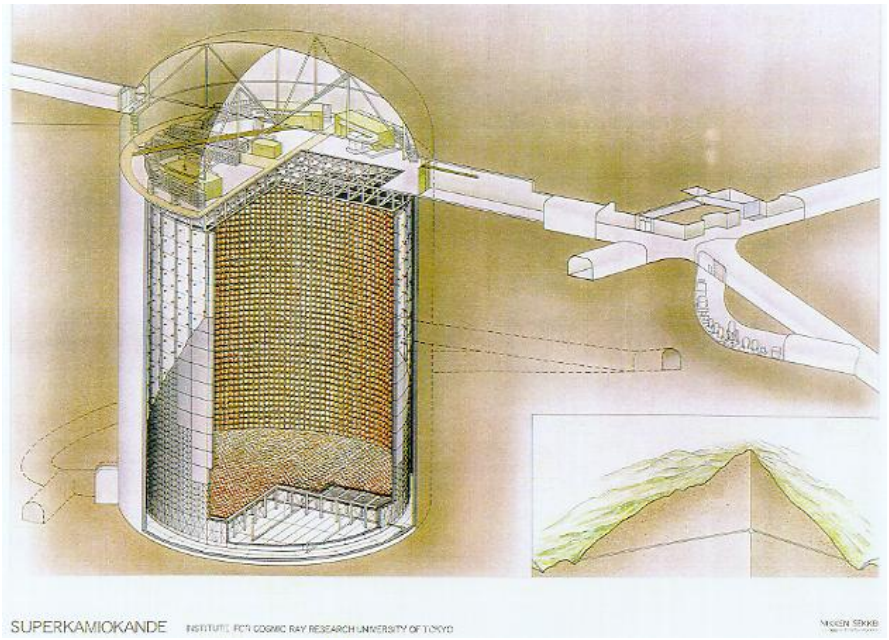


Figura 2.3: *Uno schema dell'apparato sperimentale di SuperKamiokande.*

$5MeV$ raggiunto recentemente. Infine la risoluzione energetica è stata portata al 16% (a $10MeV$).

Il risultato della misura del flusso di neutrini del Boro dopo 1258 giorni di presa dati, dall'aprile 1996 al dicembre 2000 è il seguente[24]:

$$\Phi_{exp}(\nu_e^{8B}) = (2.32 \pm 0.03[stat]^{+0.08}_{-0.07}[sist]) \cdot 10^6 cm^{-2} s{-1} \tag{2.25}$$

in discreto accordo con i risultati di Kamiokande 2.19, ma con incertezze decisamente inferiori. Si noti invece l'accentuato contrasto con la previsione 2.20.

Grazie all'elevata statistica di oltre 10 eventi/giorno, possono essere esplorate tutte le possibili correlazioni temporali del flusso misurato, quali variazioni giorno/notte, variazioni stagionale, dipendenza dal ciclo solare, etc. Questi effetti potrebbero dare un contributo determinante nella determinazione di eventuali oscillazioni di sapore e saranno discussi più nel dettaglio nel prossimo capitolo.

SuperKamiokande è un rivelatore multifunzionale e i neutrini solari costituiscono soltanto una delle sue linee di ricerca. Tra le altre, vi sono la ricerca sui neutrini atmosferici e da fascio (*Long BaseLine Experiment*), nonché l'originale ricerca di Kamiokande che diede il nome all'esperimento: il decadimento del protone.

2.4.2 SNO

SNO[4][26] è un rivelatore a luce Čerenkov di nuova concezione, situato nella miniera di Creighton, vicino a Sudbury (Canada), in una cavità di forma irregolare ($34m$ di altezza

[4]SNO = Sudbury Neutrino Observatory

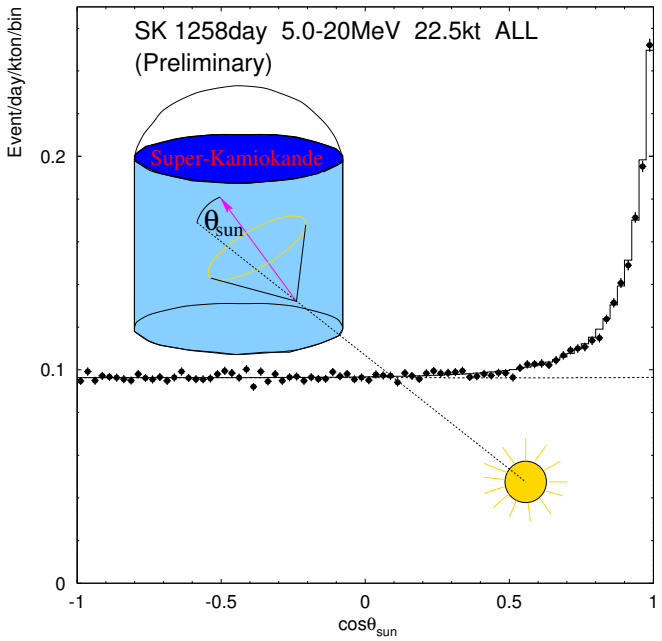


Figura 2.4: *Distribuzione angolare degli eventi di neutrino di Superkamiokande nella regione da* $6.5MeV$ *a* $20MeV$*, nei primi 1258 giorni di misura. L'angolo* θ *è calcolato rispetto alla direzione del sole. Risulta chiaro il contributo dominante dei neutrini solari.*

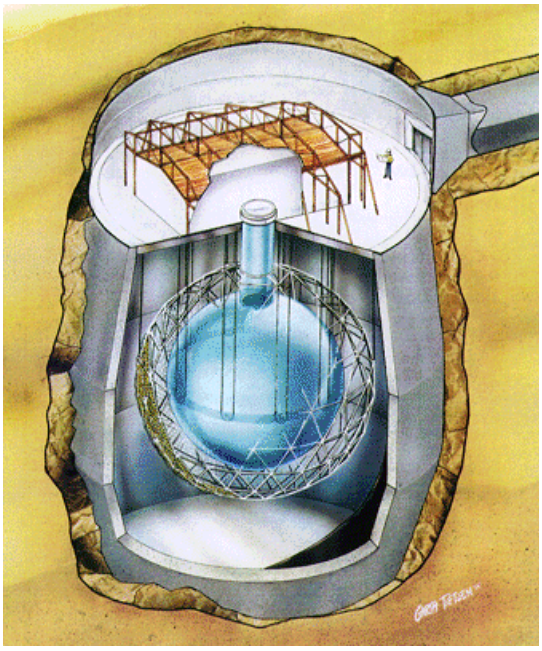


Figura 2.5: *Uno schema dell'apparato sperimentale di SNO*

massima per $22m$ di larghezza massima), in un punto la cui copertura rocciosa supera i $2000m$. Il rivelatore è costituito da un *vessel* di materiale acrilico trasparente contenente $1000t$ di acqua pesante (D_2O) e da una struttura di supporto geodetica concentrica al *vessel*, in cui sono alloggiati 9600 fotomoltiplicatori. La cavità, esternamente al *vessel*, è riempita di acqua normale per ovvie ragioni idrostatiche e come schermo per la radioattività ambientale. Grazie alla straordinaria copertura rocciosa, il fondo muonico è invece talmente basso da non richiedere un rivelatore esterno da porre in anticoincidenza.

La peculiarità del rivelatore sta nelle tre possibilità di rivelazione:

$$\nu_x + e^- \longrightarrow \nu_x + e^- \qquad \textit{(scattering elastico)} \tag{2.26}$$

$$\nu_e + D \longrightarrow e^- + 2p \qquad \textit{(corrente carica)} \tag{2.27}$$

$$\nu_x + D \longrightarrow \nu_x + P + n \qquad \textit{(corrente neutra)} \tag{2.28}$$

tutte con soglia tale da permettere la sola osservazione dei neutrini del Boro.

Nello scattering si rivela direttamente la luce Čerenkov dell'elettrone diffuso, come avviene in Superkamiokande.

Lo stesso avviene nel caso di interazione di corrente carica con le seguenti fondamentali differenze:

1. Il processo risulta accessibile ai soli neutrini elettronici.

2. La correlazione energetica neutrino–elettrone è migliore rispetto alla reazione di scattering grazie alle maggiori masse dei protoni che non sottraggono quasi energia all'elettrone.

Questi due fattori permetteranno, nelle intenzioni della collaborazione, di fornire una misura dello spettro di neutrini da Boro, decisamente più accurata di quella di Superkamiokande.

L'interazione di corrente neutra, grazie alla sezione d'urto indipendente dal sapore del neutrino, dovrebbe fornire un importante dato di raffronto insensibile alle oscillazioni[5]. Per rendere possibile ottenere un segnale da questa reazione si aggiungerà successivamente all'acqua pesante del $MgCl_2$, per sfruttare l'enorme sezione d'urto per cattura di neutroni termici del ^{35}Cl e si osserverà la luce Čerenkov prodotta dagli elettroni Compton diffusi dal γ emesso in seguito all'assorbimento del neutrone.

2.4.3 Borexino

All'esperimento Borexino, nell'ambito del quale si è svolto il presente lavoro di tesi, è dedicato tutto il capitolo 4. Qui si vuole soltanto anticipare brevemente le caratteristiche salienti per consentire un confronto più agevole con gli altri esperimenti descritti.

Borexino è il primo rivelatore a scintillazione per la rivelazione di neutrini solari ed entrerà in funzione all'inizio del 2002. Si tratta di un esperimento in tempo reale a scattering su elettroni, con una soglia effettiva di $250KeV$ (per l'elettrone di rinculo), dettata dalla presenza di ^{14}C nello pseudocumene usato come scintillatore. La soglia così bassa permetterà al rivelatore di essere sensibile ai neutrini del ^7Be di cui si vuole dare una misura di flusso ad alta statistica.

[5] a meno di oscillazioni a neutrino sterile di cui si fa cenno nel capitolo 3

2.4.4 Homestake (I)

Cuncluso il lunghissimo corso sperimentale dell'esperimento al Cloro, nella miniera di Homestake, è stato allestito un nuovo esperimento radiochimico[27] basato sulla reazione:

$$\nu_e + {}^{127}I \longrightarrow {}^{127}Xe + e^- \tag{2.29}$$

cratterizzata da una soglia di $789KeV$.

L'esperimento è attualmente funzionante con un primo modulo da 100t di soluzione acquosa di NaI. Le similitudini con il predecessore sono fortissime: soglia, composizione del segnale, vita media dell'isotopo attivo, estrazione basate sulle proprietà dei gas nobili. Tuttavia ci sono alcune importanti differenze. La prima di questa, che spiega la motivazione scientifica dell'esperimento, è il tasso d'interazione atteso, superiore di un fattore 5 rispetto al Cloro, e quindi in grado di dare risultati statisticamente più significativi. Un altro vantaggio è offerto dall'alta barriera Coulombiana che abbatte considerevolmente il fondo di *tipo I* dovuto a reazioni collaterali (p, n).

Una caratteristica importante della reazione 2.29, dal duplice risvolto, è la completa assenza di transizioni fra stati fondamentali, proibita da regole di selezione ($\Delta J = 2$). Ciò, da un lato, comporta estreme difficoltà nel calcolo delle sezioni d'urto, dall'altro, permette di usufruire, in fase di conteggio, della coincidenza col γ di diseccitazione dello ${}^{127}I$, un impagabile strumento di reiezione del fondo.

Nelle intenzioni della collaborazione, si punta ad un bersaglio da $1000t$ dalle possibilità statistiche ineguagliate. Inoltre l'estrazione avviene due volte al giorno con il preciso scopo di separare segnale notturno e diurno e valutare così un possibile effetto giorno-notte (paragrafo 3.4.2).

2.4.5 GNO

Dopo un anno di transizione dallo spegnimento di Gallex, in cui si è rinnovata l'elettronica di lettura, è subito partito il progetto GNO[6] [29]. GNO, al momento si presenta sperimentalmente quasi identico a Gallex, ma nel giro di pochi anni, se ottenesse i necessari finanziamenti, potrebbe portare la massa di gallio bersaglio dalle attuali $30t$, prima a $60t$ e infine a $100t$.

Le sue motivazioni scientifiche principali sono tre:

1. Si vuole dimezzare l'errore statistico del risultato di Gallex, ottenendo un'evidenza di proprietà non standard del neutrino al 99% di c.l., assolutamente autoconsistente e indipendente da qualsiasi altro risultato sperimentale.

2. La durata minima prevista di 11 anni consentirà un monitoraggio del flusso di neutrini p–p durante l'arco di un ciclo solare.

3. Saranno esplorate variazioni stagionali del flusso. Con il bersaglio da $60t$, saranno apprezabili persino variazioni dell'8%.

[6] GNO = Gallium Neutrino Observatory

Il risultato del primo biennio di presa dati (1998-2000) è il seguente:

$$R_{GNO} = (65.8^{+10.2}_{-9.7}[stat]^{+3.4}_{-3.6}[sist])SNU = (65.8^{+10.7}_{-10.2})\ SNU \tag{2.30}$$

che combinato con il risultato di Gallex da un risultato complessivo di[28]:

$$R_{Gallex+GNO} = (74.1^{+6.7}_{-6.8})\ SNU \tag{2.31}$$

La figura 2.2 riporta sia i risultati di Gallex che quelli di GNO.

Ricordiamo che il flusso di neutrini p–p è fortemente vincolato dalla luminosità solare e noto con ottima precisione ($< 1\%$), per cui qualsiasi speculazione, anche irragionevole, sui modelli solari, può influenzare significativamente soltanto il flusso di neutrini del Boro o, in misura minore, del Berillio. Quindi anche volendo ignorare i risultati dell'eliosismologia riportati nel paragrafo 1.3, l'indicazione incontrovertibile di un deficit di neutrini p–p fornita da Gallex e da Sage, inspiegabile con argomentazioni astronomiche, è una chiara evidenza di fisica non standard del neutrino (capitolo 3). A questo punto, poiché ancora per parecchi anni non è probabile che si possa realizzare un rivelatore in tempo reale sensibile ai neutrini p–p, appare chiara la fondamentale azione di monitoraggio di questi ultimi svolta da GNO.

2.4.6 Icarus

Proposto da C. Rubbia già nel 1985, l'esperimento consiste di una TPC (*Time Projection Chamber*) ad Argon liquido dalle molteplici mete scientifiche[30, 31]. Dopo che un prototipo da $3t$ ha funzionato per 4 anni al CERN, presso l'università di Pavia si sta costruendo un primo modulo da $600t$ che verrà installato a breve presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso. La massa finale proposta per l'esperimento attualmente è di $5000t$, ma questo dato è variato più volte negli ultimi anni e rimane ancora incerto.

L'affascinante prerogativa di Icarus, sta nel riproporre i vantaggi di rappresentazione tridimensinale delle vecchie camere a bolle, superandone l'intrinseca lentezza e la non "triggerabilità". L'Argon liquido, chimicamente purissimo e ad alta densità, costituisce contemporaneamente il materiale bersaglio e quello rivelante. Due piani di fili anodici ortogonali, uniti alla ricostruzione dell'informazione temporale sui tempi di deriva degli elettroni di ionizzazione, assicurano la tridimensionalità dell'immagine, mentre non è difficile comprendere come sia possibile porre il rivelatore in autotrigger e avere così una lettura "agganciata" alla presenza di una traccia.

Due sono le interazioni possibili per i neutrini:

1. Scattering sugli elettroni (correnti cariche e neutre)

$$\nu_e + e^- \longrightarrow \nu_e + e^- \tag{2.32}$$

   visibile semplicemente tramite traccia dell'elettrone diffuso.

2. Cattura su nucleo di Argon (solo correnti cariche)

$$\nu_e + {}^{40}Ar \longrightarrow {}^{40}K^* + e^- \tag{2.33}$$

visibile tramite coincidenza tra elettrone emesso e gli elettroni compton diffusi dalla cascata γ di diseccitazione del $^{40}K^*$.

La soglia di $5MeV$ permetterà, per quanto riguarda i nuetrini solari, la misura del solo flusso del Boro, ma grazie alle elevate risoluzioni energetica e spaziale, darà importanti contributi alla determinazione dello spettro. Dal rapporto tra eventi dei due tipi descritti sopra si potranno inoltre trarre conclusioni circa eventuali oscillazioni di sapore del neutrino.

2.5 Progetti futuri

Tra gli esperimenti proposti per un prossimo futuro si segnala quello di una collaborazione principalmente russa di un rivelatore radiochimico al Litio[32, 33] basato sulla reazione $^7Li(\nu_e, e^-)^7Be$, particolarmente sensibile a flussi per ora misconosciuti quali quelli del ciclo CNO e della reazione *pep*. Il Berillio decade nel 90% dei casi emettendo un elettrone Auger da soli $50eV$, cosicché si rende necessario l'impiego di rivelatori criogenici in fase di conteggio.

Per il resto la prospettiva principale nel campo della rivelazione dei neutrini solari è quella di riuscire a realizzare un rivelatore in tempo reale in grado di rivelare i neutrini *p–p*.

Una scelta ottimale per il materiale besaglio sarebbe quella dell'elio, ottenibile alle radiopurezze richieste senza grosse difficoltà e ad un costo ragionevole. Inoltre, visto l'alto flusso di neutrini *p–p*, una massa di 10t darebbe già un segnale di qualche decina di eventi al giorno.

In quest'ottica si posizionano **Hellaz** [34, 35], un progetto per una TPC ad elio gassoso ad alta pressione, ed **Heron** [36, 37], un rivoluzionario rivelatore ad elio superfluido, in cui lo scattering verrebbe rivelato sia a mezzo fotoni UV, sia a mezzo fononi/rotoni balistici che migrerebbero sino alla superficie del fluido causando l'evaporazione quantistica di atomi di elio successivamente rivelati da un calorimetro al silicio.

Tuttavia tra i progetti più interessanti occupa certamente un posto d'onore LENS[7].

2.5.1 LENS

Il proposito[38, 39] è quello di avere un rivelatore in tempo reale, in grado di fare spettroscopia, a cattura su nucleo (e quindi con una soglia sufficientemente bassa da vedere i neutrini *p–p*).

La reazione che si vuole sfruttare è la seguente:

$$\nu_e + {}^{176}Yb \longrightarrow {}^{176}Lu^* + e^- \tag{2.34}$$

con soglia di appena $301KeV$ e il vantaggio di una correlazione tra energia del neutrino e dell'elettrone, molto migliore che non nel caso di scattering su elettrone.

[7] LENS = Low Energy Neutrino Spectroscopy

Esperimento	Località	Stato	Tecnica	Bersaglio	Soglia	Predizioni del Modello Solare Standard	Composizione del segnale (%) pp	^7Be	NO	pep	^8B
Homestake Cl	miniera di Homestake (USA)	presa dati 1970-1996	radiochimica: $^{37}Cl(\nu_e,e)\,^{37}Ar$	$615t\ C_2Cl_4$	$813KeV$	$7.7^{+1.2}_{-1.0}\ SNU$	0.0	14.8	6.5	2.6	76.1
Kamiokande	miniera di Kamioka (Jpn)	presa dati 1987-1995	scattering: Čerenkov	$680t\ H_2O$	$7MeV$ su e	$\left(5.15^{+0.98}_{-0.72}\right)10^6$ $\nu_B\,cm^{-2}s^{-1}$	0.0	0.0	0.0	0.0	100
Sage	laboratorio di Baksan, Caucaso	presa dati 1990-	radiochimica: $^{71}Ga(\nu_e,e)\,^{71}Ge$	$55t\ Ga$ metallico	$233KeV$	$129^{+8}_{-6}\ SNU$	54.0	26.7	7.5	2.2	9.6
Gallex	Laboratori Nazionali del Gran Sasso (It)	presa dati 1991-1997	radiochimica: $^{71}Ga(\nu_e,e)\,^{71}Ge$	$30t\ Ga$ in soluz. $GaCl_3$	$233KeV$	$129^{+8}_{-6}\ SNU$	54.0	26.7	7.5	2.2	9.6
SuperK	miniera di Kamioka (Jpn)	presa dati 1996-	scattering: Čerenkov	$22500t$ H_2O	$5.5MeV$ su e	$\left(5.15^{+0.98}_{-0.72}\right)10^6$ $\nu_B\,cm^{-2}s^{-1}$	0.0	0.0	0.0	0.0	100
GNO	Laboratori Nazionali del Gran Sasso (It)	presa dati 1998-	radiochimica: $^{71}Ga(\nu_e,e)\,^{71}Ge$	$30t \rightarrow 100t\ Ga$ soluz. $GaCl_3$	$233KeV$	$129^{+8}_{-6}\ SNU$	54.0	26.7	7.5	2.2	9.6
SNO	miniera di Sudbury Ontario (Can)	presa dati 1999-	mista: $e(\nu_x,\nu_x)e$ $^2H(\nu_e,e)pp$ $^2H(\nu_x,e)pn$	$1000t\ D_2O$	$\sim 5MeV$ $6.5MeV$ $2.2MeV$	$\sim 2ev/giorno$ $\sim 24ev/giorno$ $\sim 7ev/giorno$	0.0	0.0	0.0	0.0	100
Homestake I	miniera di Homestake (USA)	test	radiochimica: $^{127}I(\nu_e,e)\,^{127}Xe$	$100t$ soluz. NaI	$789KeV$	$\sim 35SNU$	Simile ad Homestake Cl				
Borexino	Laboratori Nazionali del Gran Sasso (It)	in costruzione	scattering: scintillazione	$100t$ scintillatore	$\sim 250KeV$ su e	$\sim 57ev/giorno$	3.5	77	16	3.5	0.0
Icarus	Laboratori Nazionali del Gran Sasso (It)	prototipo	mista: $e(\nu_x,\nu_x)e$ $^{40}Ar(\nu_e,e)\,^{40}K^*$	$600t \rightarrow 6000t$ Argon liquido	$\sim 5MeV$ $5.9MeV$	da completare	0.0	0.0	0.0	0.0	100

Tabella 2.1: *Tabella riassuntiva dei principali esperimenti completati, in fase di presa dati o in fase di costruzione*

Se gli studi di fattibilità attualmente in corso daranno i risultati sperati, il rivelatore, da realizzarsi presso i laboratori Nazionali del Gran Sasso, consisterà di moduli di lunghezza dell'ordine dei 3 metri (il cui numero non è ancora precisato) contenente scintillatore liquido[8] in cui è disciolto l'itterbio che fa da bersaglio, in percentuali prossime all'8%

Per avere un rapporto segnale/fondo sufficientemente elevato anche nella regione a bassa energia, si punta sulla coincidenza col γ da $72KeV$ della diseccitazione del $^{176}Lu^*$, ma il tempo di coincidenza ridotto ($50ns$) pone alti requisiti sulla velocità di risposta dello scintillatore. Recentemente la collaborazione ha fornito una soluzione sui metodi di dissoluzione del bersaglio nello scintillatore a mezzo di acidi carbossilici, ma restano aperte numerose incognite tra cui quelle riguardanti le radiopurezze richieste sia per lo scintillatore che per il bersaglio: nonostante la segnatura col γ si temono, infatti, coincidenze casuali da radioisotopi naturali.

Con l'ausilio di un prototipo di piccole dimensioni attualmente in corso di installazione, la collaborazione cercherà di risolvere i quesiti ancora aperti e, forse tra un paio d'anni, si darà il via a quello che sembra proporsi come l'esperimento-svolta nel campo della rivelazione dei neutrini solari.

[8] probabilmente a base di pseudocumene, anche se proposte alternative sono ancora allo studio.

Capitolo 3

Il problema del neutrino solare

Passando in rassegna i risultati sperimentali illustrati nel capitolo 2, appare chiara la conferma dell'esistenza di un flusso di neutrini provenienti dalla direzione del sole. Se, da un lato, questo è dello stesso ordine di grandezza delle previsioni del *Modello Solare*, dall'altro non si può negare il deficit registrato da tutti e cinque gli esperimenti[1] al di là di ogni possibile errore sperimentale. I flussi registrati, rapportati ai valori del *Modello Solare*, vanno da un minimo del $(33 \pm 6)\%$ per Homestake ad un massimo del $(57 \pm 7)\%$ per Gallex.

Quindi, preso atto della conferma diretta della generazione di energia nucleare nel sole secondo i meccanismi descritti nel capitolo 1, si è passti ad affrontare la discrepanza tra teoria e misure, iniziando a pensare alle possibili spiegazioni. Questo scenario è ciò che viene comunemente denominato come *il Problema del Neutrino Solare (SNP).*

3.1 La storia

Storicamente, il *SNP* ebbe inizio con i risultati di Homestake, che per oltre 20 anni furono anche gli unici disponibili sull'argomento. Il 75% del segnale di Homestake era costituito da neutrini del Boro, per cui il deficit ($(33\pm6)\%$ del flusso previsto) non poteva che essere dovuto per lo più a neutrini di questa emissione. Ben poche considerazioni erano possibili su altri neutrini costituenti la rimanente piccola frazione di segnale, quali ad esempio quelli del Berillio.

Il flusso dei neutrini del Boro, è fortemente dipendente dal *Modello Solare*, per cui giustificare il deficit di Homestake su considerazioni astrofisiche non era difficile. Furono esplorate due possibilità principali:

1. Ipotizzare una più bassa temperatura centrale del sole pari a $14.8 \cdot 10^6 K$, anziché $15.7 \cdot 10^6 K$, giustificava in pieno il risultato di Homestake, modificando i tassi d'interazione delle varie reazione della catena p–p. Per spiegare questo valore di T_c furono sviluppati i cosiddetti *modelli solari non standard* che introducevano ipotesi *ad hoc*. Tra le principali ipotesi studiate ricordiamo:

[1] Homestake, Kamiokande, Gallex, Sage, SuperKamiokande. Si attendono a breve quelli di SNO.

Esperimento	Previsioni (BP2000)	Risultato	Ris./Prev.	Deficit $\left(\sigma = \sqrt{\sigma_{exp}^2 + \sigma_{th}^2}\right)$
Homestake (Cl)	$\left(7.7^{+1.3}_{-1.1}\right) SNU$	$(2.56 \pm 0.23)\, SNU$	$(33 \pm 6)\,\%$	$4.2\,\sigma$
Kamiokande	$\left(5.15^{+1.03}_{-0.82}\right)$ $10^6 \nu cm^{-2} s^{-1}$	(2.80 ± 0.39) $10^6 \nu cm^{-2} s^{-1}$	$(54 \pm 13)\,\%$	$2.3\,\sigma$
Gallex + GNO	$\left(129^{+9}_{-7}\right) SNU$	$\left(74.1^{6.7}_{7.8}\right) SNU$	$(57 \pm 7)\,\%$	$5.1\,\sigma$
Sage	$\left(129^{+9}_{-7}\right) SNU$	$\left(75.4^{7.8}_{7.4}\right) SNU$	$(58 \pm 7)\,\%$	$4.9\,\sigma$
SuperK	$\left(5.15^{+1.03}_{-0.82}\right)$ $10^6 \nu cm^{-2} s^{-1}$	(2.32 ± 0.08) $10^6 \nu cm^{-2} s^{-1}$	$(47 \pm 0.09)\,\%$	$3.0\,\sigma$

Tabella 3.1: *Risultati e previsioni relativi agli esperimenti di rivelazione dei neutrini solari[3]. Le incertezze sperimentali tengono conto sia del contributo sistematico che di quello statistico. Il risultato in forma percentuale include tutte le incertezze. Tutte le incertezze sono quotate ad* 1σ.

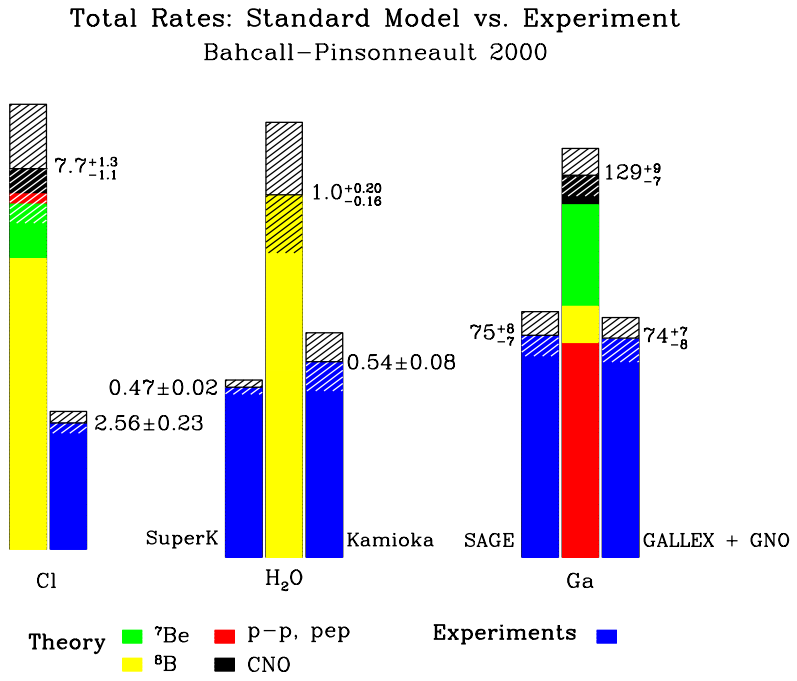


Figura 3.1: *Confronto fra flussi di neutrini misurati dai principali esperimenti e flussi attesi in base al modello solare standard.*

Riduzione dell'opacità: Si modificano i valori della composizione chimica del sole in merito alla presenza di elementi pesanti, secondo vari meccanismi, in modo che il trasporto radiativo risultante sia maggiore rispetto a quello del *Modello Solare*.

Moti di rimescolamento: Si ipotizzano pesanti moti di rimescolamento della materia solare che dagli strati esterni riportino le concentrazioni relative di idrogeno ed elio ai valori iniziali.

Inclusione di forza centrifuga: Se una seconda forza contribuisce a mantenere l'equilibrio idrostatico della stella, si richiede una minore forza di pressione e quindi temperature più basse.

Inclusione di pressione magnetica: Stesse motivazioni del punto precedente.

Tutte queste ipotesi, piuttosto ardite, furono in seguito smentite sia da ragionamenti teorici[14], che da evidenze sperimentali. L'ultima e definitiva stroncatura dei modelli solari non standard è venuta, come abbiamo detto nel capitolo 1, dalla misura dei modi di pressione delle oscillazioni solari, che non trovano una buona riproduzione in questi modelli.

Oggi l'unico modello solare considerato consistente con tutte le osservazioni è il *Modello Solare Standard (SSM)*.

2. Senza uscire dall'ambito dello *SSM*, il risultato di Homestake può essere spiegato modificando arbitrariamente le sezioni d'urto della catena p–p, postulando diversi fattori astrofisici che assegnano i pesi ai vari rami[40].

   Le soluzioni che deprimono il ramo PPIII rispetto al PPII, non si accordano con i dati eliosismologici, mentre altre che puntano alla depressione dell'intero ramo PPII-PPIII a favore del ramo PPI, sono state smentite dai risultati dell'esperimento LUNA[41], che escludono la presenza delle necessarie risonanze a bassa energia per la reazione 1.6.

Nei primi anni Novanta il risultato di Kamiokande indicava un tasso d'interazione pari a circa il 50% delle previsioni con un segnale costituito quasi completamente da neutrini del Boro. Questo risultato confermava il deficit osservato da Homestake, ma apriva un secondo problema di compatibilità tra i due esperimenti[42]. Infatti se il flusso di ν_e^{8B}, fosse stato quello misurato da Kamiokande, il segnale di Homestake poteva giustificare soltanto questa emissione, ponendo a zero gli altri contributi, in primis quello del Berillio. Da un punto di vista astrofisico questa soppressione non trovò valide spiegazioni per cui si ipotizzò una soppressione di neutrini del Boro dipendente dall'energia, maggiore nella regione tra le soglie dei due esperimenti. Questa ipotesi implicava uno spettro diverso dalla classica forma *alla Fermi* ed era quindi indizio di fisica non standard.

Finché i dati disponibili riguardavano principalmente neutrini provenineti da una relazione tutto sommato secondaria e sopprimibile in termini di produzione energetica, quale quella del decadimento del Boro, la possibilità di speculazioni astrofisiche era considerata favorita. Con il risultato combinato di Gallex e Sage, si voltò pagina. Gli

esperimenti al gallio avevano un segnale composto dal 57% di ν_e^{pp} e 27% di $\nu_e^{^7Be}$. I $(72 \pm 6)SNU$ misurati bastavano appena a giustificare il flusso di ν_e^{pp}, non lasciando spazio ad altre emissioni. Le speculazioni sulla più bassa T_c del sole, avanzata per sopprinere i $\nu_e^{^8B}$, non poteva in alcun modo giustificare la pressoché totale assenza di $\nu_e^{^7Be}$[43].

A questo punto la ricerca di soluzioni astrofisiche al *SNP* pareva già "disperata" prima ancora che i risultati dell'eliosismologia vi ponessero fine in modo conclusivo. Escludendo che i cinque esperimenti analizzati abbiano errori sistematici largamente sottostimati nonostante le differenti tecniche di rivelazione (per quelli al gallio le verifiche sono state molto pressanti), non rimane che rimettere in discussione il modello standard delle interazioni elettrodeboli per quanto riguarda la descrizione del comportamento dei neutrini. In altre parole, oggi, la soluzione al *SNP* va cercata nell'ambito della fisica delle particelle elementari.

3.2 Oscillazioni di sapore

Nel Modello Standard delle interazioni elettrodeboli, i neutrini sono particelle di Dirac di massa e carica nulle. Si conoscono neutrini di tre diversi sapori leptonici, ciascuno associato in un doppietto di isospin debole ad un lepone carico. La teoria elettrodebole, inoltre, prevede la conservazione del numero leptonico di famiglia in ogni processo elementare[44].

L'ipotesi di massa nulla, tuttavia, non deriva da considerazioni teoriche, bensì dalla mancata osservazione di massa in qualunque esperimento di misura diretta ($m_{\nu_e} < 15eV$).

Nel 1957 B. Pontecorvo[45] osservò come, in presenza di una massa finita del neutrino, gli autostati di sapore non debbano necessariamente coincidere con gli autostati di massa.

È possibile rappresentare gli autostati di sapore ν_e, ν_μ, ν_τ come combinazione lineari degli autostati di massa ν_1, ν_2, ν_3 in questo modo:

$$|\nu_l\rangle = \sum_m U_{lm}|\nu_m\rangle \quad l = e, \mu, \tau \quad m = 1, 2, 3 \tag{3.1}$$

dove, se la matrice unitaria U è diagonale, gli autostati di sapore e di massa coincidono, in caso contrario si ha un mescolamento. In quest'ottica i neutrini interagiscono in autostati di sapore, ma si propagano in autostati di massa e le differenti frequenze di propagazione di questi ultimi causano variazioni di fase. Così un neutrino creato in un preciso autostato di sapore avrebbe una certa probabilità di interagire come un autostato di sapore differente con conseguente violazione della conservazione del numero leptonico di famiglia. Questo fenomeno è ciò che comunemente viene definito *oscillazione di sapore*.

Nel caso specifico dei neutrini solari, l'unico sapore presente nel flusso prodotto è quello elettronico. Gli esperimenti di cattura su nucleo sono sensibili ai soli ν_e, in quanto non sussistono le richieste energetiche per generare la massa di un leptone pesante. Gli esperimenti di scattering sono sensibili a tutti i sapori, ma i ν_e possono interagire anche

per corrente carica, mentre per i ν_μ e i ν_τ è disponibile soltanto l'interazione per corrente neutra. Il risultato è che i ν_e hanno una sezione d'urto maggiore di un fattore 6-7.

A questo punto è facile intuire come l'ipotesi di oscillazione dei neutrini solari dal sapore elettronico ad un altro sapore possa spiegare il deficit osservato da tutti gli esperimenti.

Un ipotesi recente prevede anche l'esistenza di un neutrino incapace di partecipare all'interazione debole verso il quale potrebbero verificarsi oscillazioni dal difficile riscontro sperimentale. Nel seguito si parlerà di neutrino *attivo* per indicare un neutrino di uno dei tre sapori "tradizionali", mentre il neutrino non interagente viene comunemente denominato neutrino *sterile*.

3.2.1 Oscillazioni nel vuoto

Per semplicità consideriamo il caso di oscillazioni a due sapori (e due autostati di massa). Il modello a tre sapori è stato studiato ampiamente e, nonostante un formalismo assai più complesso, non giunge a conclusioni troppo dissimili.

In questo caso è possibile parametrizzare la matrice U con un solo angolo detto *angolo di mixing*. Possiamo esplicitare la 3.1 in questo modo:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_x\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta & sin\theta \\ -sin\theta & cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \tag{3.2}$$

dove ν_x può indicare tanto un neutrino attivo, quanto quello sterile. A questo punto gli autostati:

$$|\nu_e\rangle = cos\theta|\nu_1\rangle + sin\theta|\nu_2\rangle \tag{3.3}$$

$$|\nu_x\rangle = -sin\theta|\nu_1\rangle + cos\theta|\nu_2\rangle \tag{3.4}$$

risultano ortonormali.

Nel sole viene prodotto un neutrino elettronico con un energia E ben definita. In conseguenza della differente massa i due autostati ν_1 e ν_2 hanno però momenti differenti dati da:

$$p_i = \sqrt{E^2 - m_i^2} \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} \qquad (i = 1, 2) \tag{3.5}$$

avendo posto $\hbar = c = 1$.

La propagazione nello spazio degli autostati di massa, quindi, è data da:

$$|\nu_1(r)\rangle = |\nu_1\rangle e^{ip_1 r} \tag{3.6}$$

$$|\nu_2(r)\rangle = |\nu_2\rangle e^{ip_2 r} \tag{3.7}$$

per cui in un punto r dello spazio la funzione d'onda che descrive il neutrino sarà:

$$|\nu(r)\rangle = cos\theta|\nu_1\rangle e^{ip_1 r} + sin\theta|\nu_2\rangle e^{ip_2 r} \tag{3.8}$$

che proiettata sull'autostato 3.4 permette di ottenere la probabilità che il neutrino venga osservato come ν_x, mediante la:

$$P_{\nu_e \to \nu_x}(r) = |\langle \nu_x | \nu(r) \rangle|^2 \tag{3.9}$$

Sostituendo, dopo alcuni semplici passaggi, si ottiene:

$$P_{\nu_e \to \nu_x}(r) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{(p_1 - p_2)r}{2} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E_\nu} r \right) \tag{3.10}$$

dove si è posto $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$. Si definisce *lunghezza di oscillazione nel vuoto* la quantità:

$$L_\nu = \frac{4\pi E_\nu}{\Delta m^2} \tag{3.11}$$

per cui la probabilità di oscillazione è massima, fissato l'angolo di mixing.

Ovviamente, per la cosiddetta probabilità di sopravvivenza si avrà:

$$P_{\nu_e \to \nu_e}(r) = 1 - P_{\nu_e \to \nu_x}(r) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E_\nu} r \right) \tag{3.12}$$

Dalla 3.10 si possono dedurre subito un paio di richieste sui valori dei parametri in gioco:

1. Deve essere $\sin^2 2\theta \sim 1 (\Rightarrow \theta \sim \frac{\pi}{4})$, cioè si deve avere un mescolamento vicino a quello massimo, in quanto per angoli molto più piccoli di $\frac{\pi}{4}$ l'effetto di oscillazione sarebbe insufficiente a spiegare i risultati sperimentali.

2. Si deve avere $L_\nu \sim d_{T-S}$ per le energie tipiche dei neutrini solari, in quanto se L_ν fosse molto più grande non ci sarebbe spazio a sufficienza per sviluppare l'oscillazione durante il percorso, mentre se fosse molto più piccola, l'effetto sarebbe mediato sulle continue variazioni del punto di produzione del neutrino e della stessa d_{T-S} e risulterebbe indipendente dall'energia, contrariamente a quanto osservato. Quindi una stima per ordini di grandezza[2] ci porta: $E_\nu \sim 1MeV$, $L_\nu \sim 10^{10}m \sim 10^{23}MeV^{-1}$ e quindi, dalla 3.11, $\Delta m^2 \sim \frac{10 \cdot 1MeV}{10^{23}MeV^{-1}} = 10^{-22}MeV^2 = 10^{-10}eV^2$.

Per i dettagli sui meccanismi di oscillazione si può fare riferimento all'ampia letteratura disponibile sull'argomento come ad esempio [46].

3.2.2 Oscillazioni nella materia

Il primo ad ipotizzare che la presenza di materia potesse influenzare la dinamica delle oscillazioni fu L. Wolfenstein[47] nel 1978, mentre la decisiva formalizzazione del meccanismo di oscillazione nella materia per i neutrini solari avvenne nel 1986 ad opera di S.P Mikheyev e A.Yu. Smirnov[48]. Dalle iniziali dei tre fisici si attribuì il nome di *effetto MSW* a tale fenomeno.

Nell'attraversare la materia solare, i neutrini prodotti nelle regioni interne risentono della presenza degli elettroni in maniera dipendente dalla loro densità. Nonostante la probabilità di interazione sia trascurabile, il potenziale di interazione si manifesta con l'aggiunta di un termine di "massa efficace", presente di fatto per i soli neutrini elettronici in virtù della loro capacità di interazione per corrente carica, cui si è già

[2] Usando $\hbar c \simeq 197 MeV\ fm$.

accennato più volte[3]. In virtù di questa differenza, gli autostati di massa, la matrice di mixing, l'angolo di mixing e la lunghezza di oscillazione non coincidono con quelli nel vuoto e sono generalmente dipendenti dalla densità di elettroni ρ_e. In particolare si può scrivere: $\theta_m = \theta_m(\theta_v, L_v, \rho_e)$ e $L_m = L_m(\theta_v, L_v, \rho_e)$, dove le dipendenze esplicite sono state ricavate, ad esempio, in [47].

Nel sole, ρ_e va da un massimo di $10^2 cm^{-3}$ nelle regioni centrali ad un minimo di $10^{-6} cm^{-3}$ nella fotosfera. Ora, supponendo fissato Δm^2, per ogni E_ν, si può ragionevolmente assumere la presenza di uno strato solare a densità ρ_e^{ris}, tale per cui θ_m attraversa e assume il valore $\frac{\pi}{4}$. Se ciò è verificato, l'oscillazione presenta una risonanza, anche per piccoli valori di θ_v. La conversione sarà massima però solamente in condizioni "adiabatiche", cioè nel caso in cui la variazione di densità in un intorno della condizione di risonanza rimane piccola rispetto ad L_m. In condizioni non adiabatiche si verificherà soltanto una conversione parziale.

Il valore di densità elettronica di risonanza risulta essere:

$$\rho_e = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta_v}{2\sqrt{2} G_F E_\nu} \tag{3.13}$$

dove G_F indica la costante di Fermi.

Non è difficile intuire come questo meccanismo allarghi enormemente gli intervalli accessibili ai parametri di oscillazione, in primo luogo eliminando la stringente richiesta di un $\sin 2\theta_v$ prossimo a '1'.

3.3 Le soluzioni possibili

Una delle maniere più efficaci di rappresentare le coppie di valori $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ è il cosiddetto *piano di Bethe* in cui ogni coppia individua un punto. Tuttavia recentemente si è preferito optare per una rappresentazione leggermente differente che prevede l'utilizzo di $\tan^2\theta$ al posto di $\sin^2 2\theta$ in modo da permettere la visualizzazione anche di soluzioni con $\theta > \pi/4$.

Per ogni punto di questi piani si possono calcolare i flussi previsti dai quattro esperimenti che compongono il puzzle del neutrino solare[4]. Poi, dal confronto con il dato misurato si calcola un χ^2 con un numero di parametri liberi e di gradi di libertà variabile a seconda delle differenti filosofie che si sono sviluppate sul modo di condurre questa analisi. In questo modo si determinano sul piano dei punti di minimo χ^2 locali che costituiscono le possibili soluzioni al *SNP*. Questi minimi sono poi contornati da curve iso-χ^2 che definiscono le regioni di ammissibilità per i due parametri liberi rappresentati sugli assi del grafico, entro un certo livello di confidenza.

Recentemente la misura di spettro fornita da SuperKamiokande ha raggiunto statistiche accettabili (paragrafo 3.4.1) ed è stata inclusa nell'analisi globale. Lo spettro misurato (figura 3.7) è suddiviso in base all'energia in 18 bin, ciascuno dei quali costituisce un dato utile per il fit al pari delle misure di flusso. Si tiene poi conto dell'effet-

[3]Trascuriamo invece il contributo dovuto ai processi di corrente neutra, identici per tutti i sapori.

[4]La prassi è di considerare Homestake, Gallex+GNO, Sage e SuperKamiokande, tralasciando il contributo di Kamiokande statisticamente ininfluente rispetto a SK.

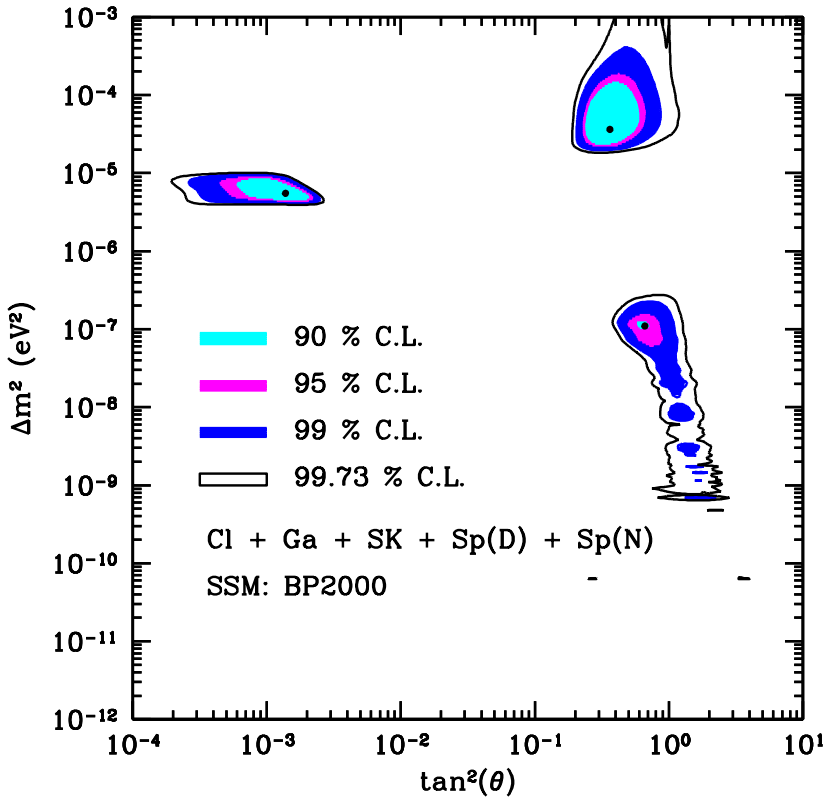


Figura 3.2: *Soluzioni ammesse per le oscillazioni a neutrino attivo secondo l'analisi più tradizionale[53]. Sono state utilizzate le previsioni del Modello Solare BP2000. Sono stati utilizzati i flussi misurati dagli esperimenti Homestake, Gallex+GNO, Sage e Superkamiokande e gli spettri diurno e notturno di quest'ultimo (18 bin ciascuno). I punti scuri rappresentano le soluzioni di minimo χ^2 locale.*

to giorno–notte (paragrafo 3.4.2) includendo separatamente lo spettro diurno e quello notturno.

Lo studio più consolidato e diffuso in letteratura prevede l'utilizzo di soli 2 parametri liberi: Δm^2 e $\sin^2(2\theta)$ (oppure $\tan^2(\theta)$, come si diceva sopra) e di tutti i dati in ingresso esposti sopra (4 flussi e 36 bin per i due spettri di SK).

Dalla figura 3.2 e dalla tabella 3.2 si vedono le 3 soluzioni possibili per l'oscillazione a neutrino attivo. L'oscillazione a neutrino sterile, poco favorita, a cui viene dedicata minore attenzione, è possibile soltanto per lo scenario MSW-SMA.

Un'analisi più recente di J.N. Bahcall et al.[53] ritiene invece che utilizzare sia i dati di spettro che il dato di flusso di SuperKamiokande introduca, in realtà, una ridondanza non voluta, in quanto l'ultimo non è altro che l'integrale riapetto all'energia dei primi. Un secondo argomento di discussione riguarda l'opportunità di considerare il flusso di neutrini del ^8B e del *hep* come parametri liberi anziché vincolati alle previsioni del *Modello Solare*, che implicano incertezze del 20% sul flusso di neutrini del Boro e incertezze non stimabili su quello dei neutrini *hep*. Così, secondo questo nuovo modo di analizzare il problema, il flusso misurato da Superkamiokande non viene più incluso e i parametri

Soluzione	Δm^2	$tan^2\theta$	χ^2_{min}
LMA	4.7×10^{-5}	3.6×10^{-1}	0.98
SMA	7.6×10^{-6}	5.0×10^{-4}	1.07
LOW	9.4×10^{-8}	7.0×10^{-1}	1.12

Tabella 3.2: *Soluzioni possibili al* SNP, *considerando oscillazioni a neutrino attivo secondo l'analisi più tradizionale [64].*

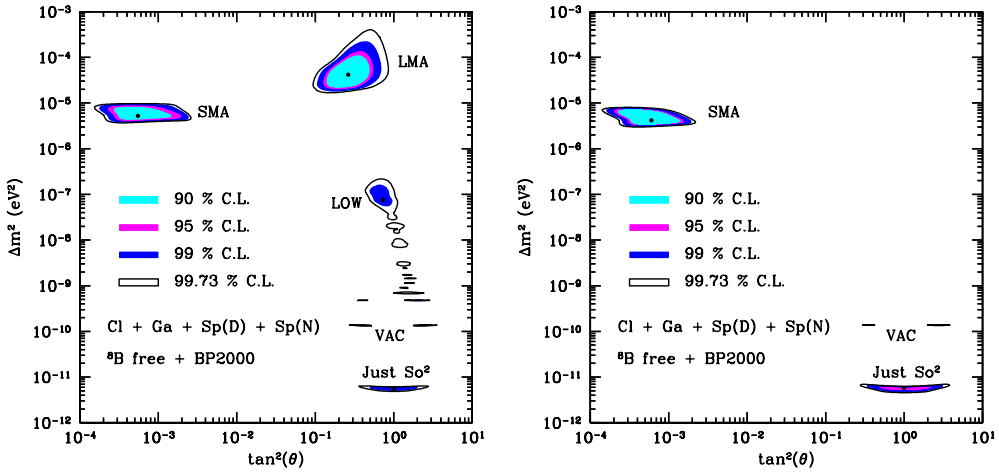


Figura 3.3: *Soluzioni ammesse per le oscillazioni a neutrino attivo (a sinistra) e a neutrino sterile (a destra)[53]. Sono state utilizzate le previsioni del Modello Solare BP2000 lasciando come parametri liberi i flussi del* ^8B *e del hep. Sono stati utilizzati i flussi misurati dagli esperimenti Homestake, Gallex+GNO e Sage e gli spettri diurno e notturno di SuperKamiokande (18 bin ciascuno). I punti scuri rappresentano le soluzioni di minimo* χ^2 *locale.*

liberi divengono 4.

Dalla figura 3.3 e dalla tabella 3.3 si vedono le 5 soluzioni possibili per l'oscillazione a neutrino attivo secondo quest'ultima analisi, più 3 soluzioni di oscillazione a neutrino sterile poco favorite a cui viene dedicata minore attenzione.

La soluzione *Just So*^{2} fu proposta da R. Raghavan ed è possibile soltanto ammettendo l'ipotesi di flusso del Boro libero. Qui non si approfondirà questa soluzione i cui dettagli possono essere trovati nella letteratura recente[49].

Nel seguito, per ogni soluzione presentata, si prende ora in esame la probabilità di sopravvivenza $P_{\nu_e \to \nu_e}(E_\nu)$ in funzione dell'energia del neutrino e si considerano le conseguenze sui flussi previsti. In figura 3.4 è mostrato l'andamento della probabilità di sopravvivenza per ogni soluzione.

3.3.1 VAC: Oscillazioni nel Vuoto

Questa soluzione richiede la singolare coincidenza che la distanza terra-sole sia prossima alla lunghezza di oscillazione. Per questo motivo questa soluzione viene anche definita soluzione "*Just So*". Come si vede in tabella 3.3 questa soluzione non è particolarmente

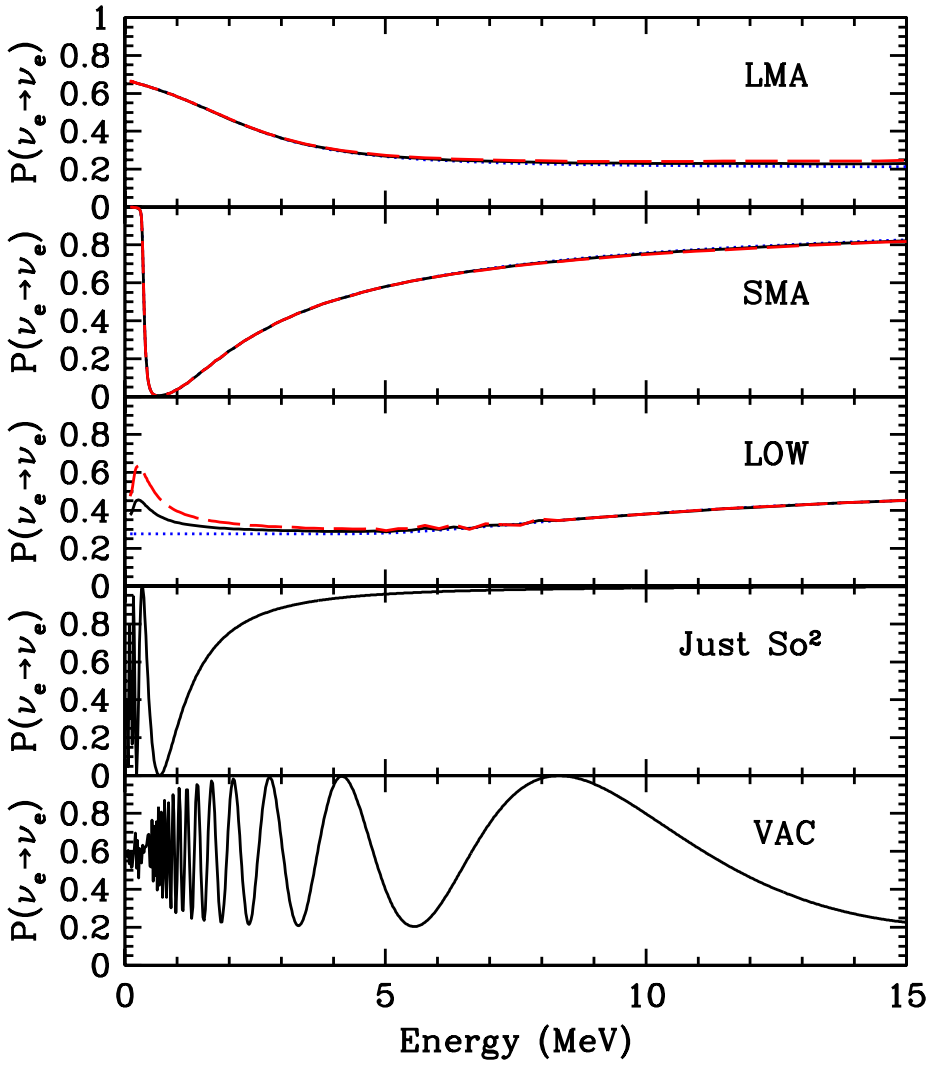


Figura 3.4: *Probabilità di sopravvivenza nelle cinque soluzioni di oscillazione a neutrino attivo, mediata sul periodo di un anno, inclusiva di rigenerazione all'attraversamento della terra. Le probabilità analoghe per le soluzioni di oscillazione a neutrino sterile non differiscono significativamente da quelle riportate. Le linee punteggiate riportano le probabilità relative alle ore diurne, senza rigenerazione. Le linee tratteggiate riportano le probabilità relative alle ore notturne.*

Soluzione	Δm^2	$tan^2\theta$	χ^2_{min}
LMA	4.2×10^{-5}	2.6×10^{-1}	0.83
SMA	5.2×10^{-6}	5.5×10^{-4}	0.89
LOW	7.6×10^{-8}	7.2×10^{-1}	1.03
Just So^2	5.5×10^{-12}	1.0×10^{0}	1.03
VAC	1.4×10^{-10}	3.8×10^{-1}	1.07
SMA ($\nu_{sterile}$)	4.2×10^{-6}	6.0×10^{-4}	0.93
Just So^2 ($\nu_{sterile}$)	5.5×10^{-12}	1.0×10^{0}	1.04
VAC ($\nu_{sterile}$)	1.4×10^{-10}	3.6×10^{-1}	1.18

Tabella 3.3: *Soluzioni possibili al* SNP*, secondo la più recente analisi che lascia come parametri liberi i flussi del* ^8B *e del hep e non include la misura di flusso di SuperKamiokande[53]. Le prime cinque soluzioni si riferiscono ad oscillazioni a neutrino attivo, le ultime tre a neutrino sterile.*

favorita nè per il caso di oscillazione a neutrino attivo nè per quello di oscillazione a neutrino sterile.

Osservando la 3.12 si nota che fissato $r = d_{T-S}$, la probabilità di sopravvivenza diviene:

$$P_{\nu_e \to \nu_e}(E_\nu) \propto 1 - C \sin^2\left(\frac{cost.}{E}\right)$$

dove $C = sin^2 2\theta$ determina l'ampiezza d'oscillazione. Come si vede in figura 3.4(e), $P_{\nu_e \to \nu_e}(E_\nu)$ ha un andamento sinusoidale di periodo proporzionale all'energia.

Vediamo come questo andamento influenza le previsioni dei tre flussi principali:

- ν_e^{pp}. Si ha una soppressione pressoché costante del 60-65%. Ad energie basse quali quelle dei neutrini p–p, la lunghezza di oscillazione diventa piccola rispetto alla differenza tra afelio e perielio dell'orbita terrestre e la probabilità mediata sull'arco temporale annuo tende al valore costante $1 - C/2$.

- $\nu_e^{^7Be}$. La riga a $0.862 MeV$ si trova in prossimità di un minimo, per cui la soppressione di questo contributo è notevole: quasi il 75%.

- $\nu_e^{^8B}$. Si ha una soppressione dipendente dall'energia in modo caratteristico. Una distorsione dello spettro registrato dai rivelatori Čerenkov (al momento non osservato) sarebbe quindi l'indizio migliore di questa soluzione.

È importante notare anche la dipendenza da r della probabilità di sopravvivenza per i tre contributi principali (figura 3.5):

- ν_e^{pp}. La piccola lunghezza di oscillazione causa un effetto medio, sull'orbita terrestre, di soppressione costante.

- $\nu_e^{^7Be}$. Dall'ingrandimento in basso a destra nella figura 3.5 si nota la forte dipendenza della soppressione dall'orbita terrestre. È lecito quindi attendersi ampie oscillazioni stagionali, dagli esperimenti (come Borexino) che effettueranno la misura di questo flusso.

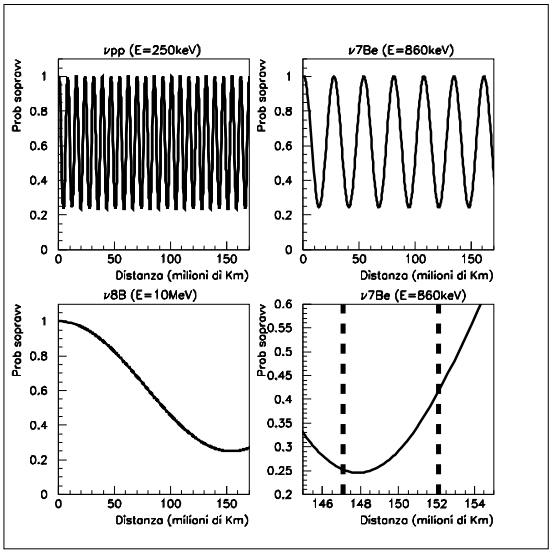


Figura 3.5: *Probabilità di sopravvivenza in funzione di r nel caso di oscillazioni nel vuoto per le energie caratteristiche dei tre contributi principali del flusso di neutrini solari[50].*

- ν_e^{8B}. La grande lunghezza d'oscillazione fa sì che non ci sia una rilevante dipendenza dall'orbita terrestre.

3.3.2 MSW – SMA: *Small Mixing Angle*

È l'unica soluzione di oscillazione nella materia non incompatibile con il caso di oscillazione a neutrino sterile. Mentre qualche tempo fa sembrava favorita rispetto alla LMA oggi non è più così. La figura 3.6(a) mostra il singolare andamento della probabilità di sopravvivenza per questa soluzione. Anche qui possiamo valutare le soppressioni dei vari contributi.

- ν_e^{pp}. Nessuna soppressione significativa è presente.

- ν_e^{7Be}. La riga a $0.862MeV$ è totalmente soppressa, la riga a $0.388MeV$ è fortemente soppressa. In pratica non ci si deve attendere alcun contributo da questa emissione.

- ν_e^{8B}. La soppressione è dipendente dall'energia in modo caratteristico. La regione compresa tra le soglie di Homestake e di SuperKamiokande è più marcatamente soppressa di quella visibile soltanto a quest'ultimo esperimento. Questo potrebbe spiegare l'iniziale incompatibilità tra i risultati dei due esperimenti di cui si era parlato nel paragrafo 3.1

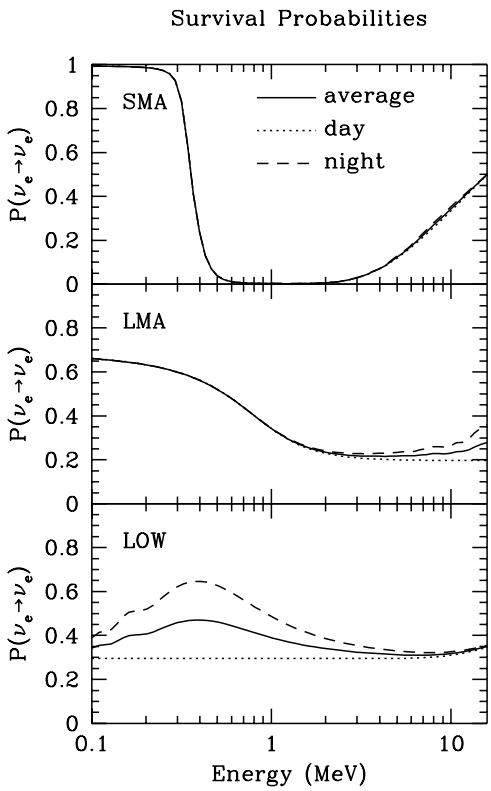


Figura 3.6: *Probabilità di sopravvivenza in scala logaritmica dell'energia per le 3 soluzioni di effetto MSW presentate in figura 3.4.*

3.3.3 MSW – LMA: *Large Mixing Angle*

Qui l'approccio è differente. La probabilità varia gradatamente dal 60% della regione a basse energie, fino al 30% della porzione finale dello spettro e questa gradualità permette di calcolare i tassi attesi per i vari esperimenti con incertezze accettabili:

- Homestake:

$$R_{Cl} \approx 0.45 \cdot 1.2SNU + 0.4 \cdot 0.7SNU + 0.3 \cdot 5.9SNU \approx 2.6SNU$$

  dove i contributi sono rispetttivamente quelli di ^7Be, CNO+*pep*, ^8B.

- Gallex+Sage:

$$R_{Ga} \approx 0.6 \cdot 72SNU + 0.45 \cdot 34SNU + 0.4 \cdot 10SNU + 0.3 \cdot 12SNU \approx 66SNU$$

  dove i contributi sono rispetttivamente quelli di *p–p*, ^7Be, CNO+*pep*, ^8B.

- SuperKamiokande:

$$R_{H_2O} \approx 0.3 + 0.7 \cdot \frac{1}{6} \approx 0.42R_{th}$$

  dove i contributi sono rispettivamente quelli di ν_e e di ν_μ (o ν_τ).

3.3.4 MSW – LOW: Soluzione a basso Δm^2

È una soluzione di difficile individuazione in quanto prevede una soppressione del flusso diurno pressoché indipendente dall'energia che porta il flusso a circa il 30-40% delle previsioni SSM.

L'unico tratto distintivo è una cospicua riconversione notturna all'attraversamento della terra ad energie sub-MeV ed in particolare attorno alle energie dell'emissione del ^7Be. Per questo motivo Borexino pare essere l'unico[5] esperimento in grado di mettere in luce questa soluzione come esemplificato meglio nel capitolo 4.

3.4 Situazione e prospettive

Oggi[6], alla vigilia della tanto attesa presentazione dei primi dati di SNO, il panorama delle possibili soluzioni al *SNP* è dominato dai dati in continua evoluzione provenienti dal rivelatore SuperKamiokande. Quest'ultimo effettua, come abbiamo detto, anche una rivelazione di neutrini atmosferici e proprio dai risultati di quest'ultima si è avuta la prima evidenza di fenomeni oscillatori[51]. Limitandoci al panorama sperimentale dei neutrini solari esposto nel capitolo 2, vengono adesso presentate le conclusioni possibili fino ad oggi e le evidenze che le hanno motivate [52, 53].

3.4.1 Misure di spettro

Una significativa distorsione dello spettro dei neutrini del Boro[7] a discostarsi dalla classica forma alla Fermi prevista dal *Modello Solare*, potrebbe essere segnale di oscillazione nel vuoto, oppure, a seconda della forma, di effetto MSW - SMA. Un'assenza di tale distorsione invece sarebbe un chiaro segnale a favore della soluzione MSW - LMA. I dati di SuperKamiokande[24] al momento non sembrano indicare la presenza di alcuna distorsione in maniera chiara. Come si vede in figura 3.7, lo spettro misurato non è troppo dissimile da quello atteso in base al *Modello Solare* e il fit migliore dei dati lo si ottiene per una distribuzione "*flat*".

L'eccesso di conteggi nei bin a più alta energia ha fatto discutere molto ultimamente. La precedente versione del *Modello Solare*, il BP98, prevedeva un contributo trascurabile dell'1-2% dovuto a neutrini *hep* nello spettro di SuperKamiokande. Il *Modello Solare* BP2000 ha fatto per la prima volta una stima precisa di tale flusso producendo un risultato di $9.3SNU$ (4.4 volte le stime precedenti) sul quale non sono ancora disponibili le incertezze. Il miglior fit di SuperKamiokande, tra quelli che lasciano il flusso di neutrini *hep* come parametro libero, prevede $11.3[1.00 \pm 0.8]SNU$. Ogni considerazione su tale accordo è prematura vista l'assenza di incertezze sulla previsione, in ogni caso pare chiaro che il flusso di neutrini *hep* non può essere trascurato nell'analisi dello spettro di Superkamiokande come si supponeva inizialmente.

[5] Si ricorda che gli esperimenti al gallio che eseguono la misura dei neutrini *pp* sono di tipo radiochimico, incapaci di distinguere tra flusso diurno e flusso notturno.

[6] Inizio 2001

[7] L'unica emissione di cui è in corso una misura spettroscopica.

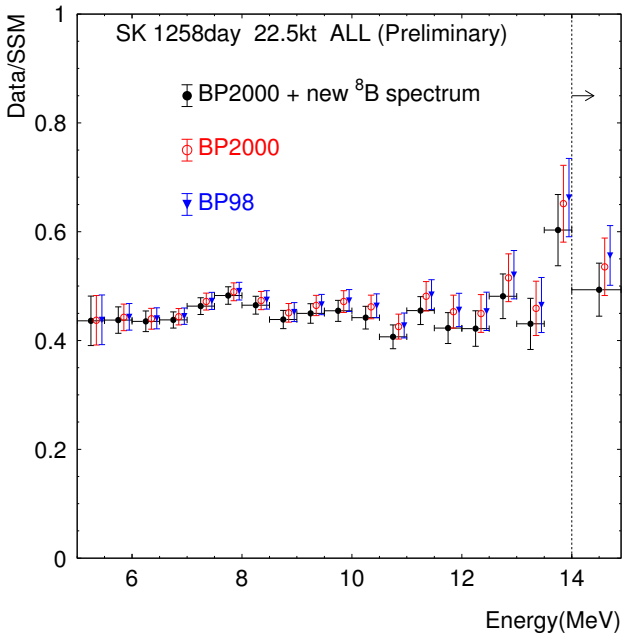


Figura 3.7: *Spettro energetico di SK, normalizzato a quello atteso in base al* Modello Solare *BP98, al* Modello Solare *BP2000 e al* Modello Solare *BP2000 modificato con lo spettro del boro misurato indipendentemente dalla collaborazione. Quest'ultimo costituisce il nuovo modello di riferimento per SK. Si nota come l'eccesso di conteggi nei bin ad alta energia sia in parte rientrato[24].*

3.4.2 L'effetto giorno-notte

Nel caso di effetto MSW, i neutrini all'atto di attraversare la terra potrebbero ritrovare le condizioni di risonanza che li avevano fatti transire allo stato ν_x ed essere quindi rigenerati come ν_e. Per mettere in luce tale possibilità il rivelatore SuperKamiokande ha segmentato il proprio segnale anche secondo l'angolo zenithale di provenienza dei neutrini, come si vede in figura 3.8. La soluzione SMA richiederebbe condizioni di alta densità per la rigenerazione dei neutrini, ottenibile solo attraversando il cuore del pianeta, per cui una segnatura di questa soluzione sarebbe un segnale con un massimo in corrispondenza di tale percorso (bin N5 in figura 3.8). Viceversa la soluzione LMA richiederebbe condizioni di bassa densità per la rigenerazione e quindi un'asimmetria uniforme su tutti i segnali notturni. Stando ai risultati attuali, il segnale notturno è effettivamente maggiore di quello diurno in modo uniforme come richiesto dalla soluzione MSW – LMA, ma soltanto per un 6%. Questo risultato giace ad appena 1.5σ dalla condizione di perfetta simmetria che quindi, per il momento, non può essere affatto esclusa.

3.4.3 Interazioni di corrente neutra di SNO

Come accennato nel paragrafo 2.4.2, il rivelatore SNO, fornirà innanzi tutto un segnale di corrente carica che, per differenza con i dati di SuperKamiokande, permetterà

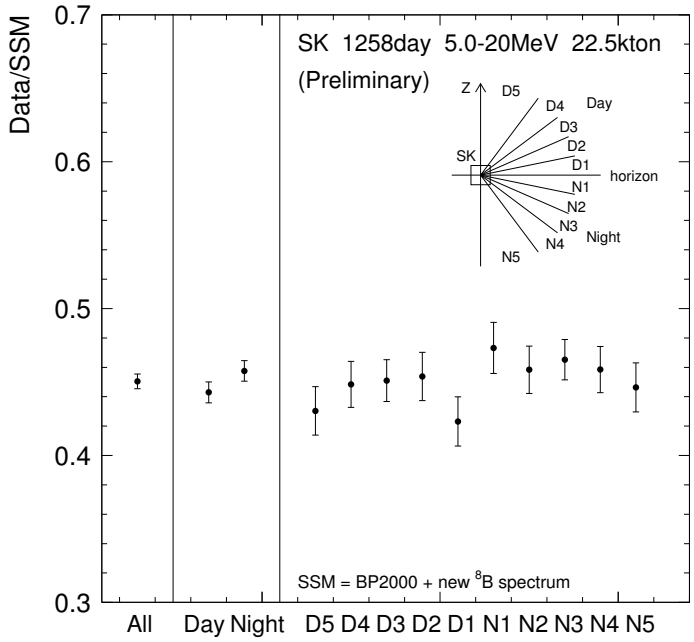


Figura 3.8: *Dipendenza del segnale (normalizzato alle previsioni del* Modello Solare*) dalla direzione di provenienza dei neutrini[24]. Lo scopo è quello di mettere in risalto eventuali variazioni giorno–notte.*

di stimare la componente non elettronica del flusso (se c'è)[53, 54]. Come si vede in figura 3.9 soltanto la soluzione LMA (attualmente favorita) può essere messa in risalto con chiarezza da questa misura, in quanto le altre comportano flussi troppo vicini allo scenario senza oscillazioni nel momento in cui si assume come flusso del Boro quello misurato da SuperKamikande.

In seguito all'introduzione del $MgCl_2$ nel rivelatore, quando la statistica sarà sufficiente, SNO darà la prima verifica diretta delle previsioni del *Modello Solare* misurando il flusso di neutrini indipendentemente dal sapore leptonico. A quel punto dal rapporto tra il segnale di corrente carica misurato in precedenza e quello di corrente neutra saranno possibili nuove conclusioni.

3.4.4 Il contributo del ^7Be

La misura del flusso del ^7Be potrebbe dare una svolta alla situazione per almeno due motivi:

1. La sua determinazione permetterebbe di incasellare tutti gli altri risultati sperimentali in un quadro completo che darebbe stime accettabili su ogni singolo flusso.

2. Ogni soluzione presentata gode di una segnatura particolare riguardante la misura del flusso del ^7Be, come verrà spiegato meglio nel capitolo 4.

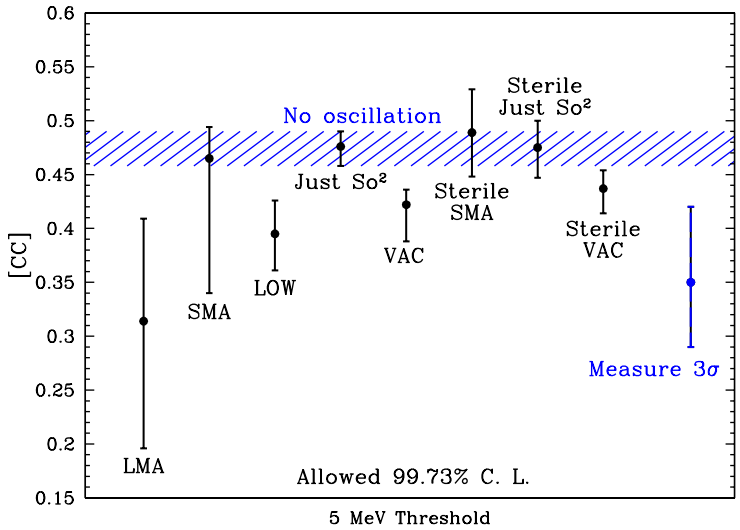


Figura 3.9: *Confronto fra i flussi di corrente carica (CC) normalizzati alle previsioni del* Modello Solare*, attesi in SNO per gli scenari di oscillazione della tabella 3.3. La regione barrata rappresenta la previsione nello scenario senza oscillazioni considerando come flusso del Boro quello misurato da SuperKamiokande. Le barre di errore rappresentano gli intervalli ammessi al 99.73% CL.*

Per questi motivi l'inizio della presa dati di Borexino è attesa con impazienza dalla comunità scientifica internazionale.

Capitolo 4

L'esperimento Borexino

Come si è visto nel capitolo 3, la misura diretta del flusso di neutrini solari, provenienti dalla reazione di decadimento del ^7Be, appartenente alla catena p–p delle reazioni termonucleari dell'interno solare, costituirebbe un tassello importante nell'interpretazione del *SNP*. Il principale traguardo dell'esperimento Borexino è quello di realizzare per la prima volta tale misura[55].

Per ottenere una soglia energetica sufficientemente bassa da consentire la misura della riga spettrale da $862KeV$ del ^7Be in un rivelatore in tempo reale, si è scelto di realizzare un rivelatore a scintillazione basato sulla reazione di scattering elastico $\nu_e + e^- \longrightarrow \nu_e + e^-$ nel mezzo scintillante.

La maggiore sfida nella realizzazione di questo progetto è costituita dagli altissimi livelli di radiopurezza richiesti per lo scintillatore e per ogni materiale costituente o circostante il rivelatore. Soltanto bassissimi livelli di fondo permetterebbero, infatti, di osservare un segnale di pochi eventi al giorno quale quello atteso dai neutrini solari.

Dopo che l'esperienza effettuata con il prototipo CTF (capitolo 5) ha messo in luce la realizzabilità di questo traguardo, il progetto è stato portato avanti con determinazione da una crescente collaborazione internazionale, che oggi vede impegnate 5 sezioni dell'I.N.F.N., 4 istituti statunitensi, 2 tedeschi, 2 russi, 1 francese e 1 ungherese.

I complessi lavori di costruzione del rivelatore presso la struttura I.N.F.N. dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso, sono ormai in fase terminale e si attende l'inizio della presa dati nel primo trimestre dell'anno 2002.

4.1 La fisica di Borexino

In questa sezione viene presentata la natura del segnale di neutrino previsto per il rivelatore Borexino e la sua segnatura distintiva. Vengono poi analizzate le varie componenti del fondo, suddivise in fondo interno, esterno e superficiale e le restrizioni che queste comportano nella realizzazione del rivelatore[61]. Infine vengono passate in rassegna le potenzialità diagnostiche dell'esperimento riguardo ai possibili scenari della fisica del neutrino[60]. Eventuali dettagli costruttivi e sperimentali cui si fa cenno, verranno chiariti nel paragrafo successivo.

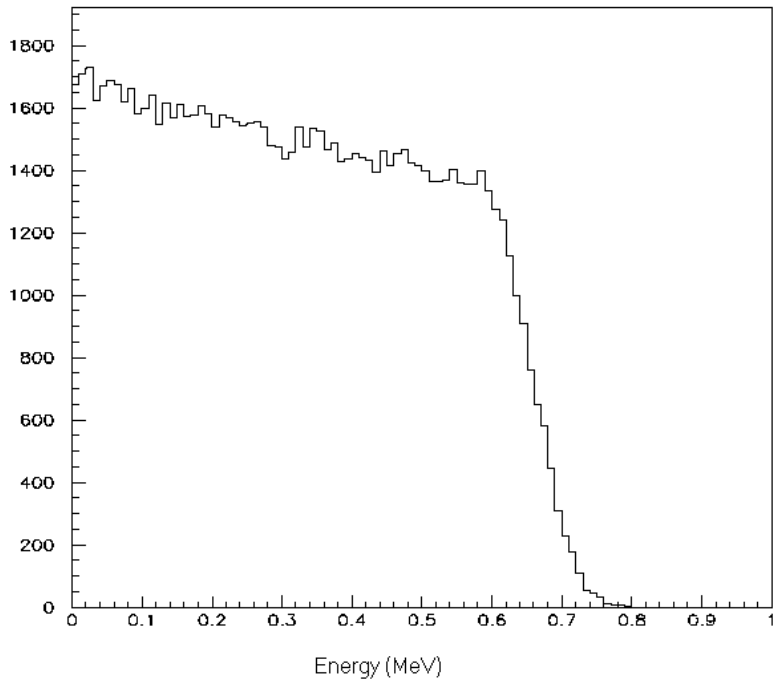


Figura 4.1: *Spettro degli elettroni di rinculo previsto per Borexino. L'energia è espressa in MeV, il numero di eventi di neutrino in unità arbitraria.*

4.1.1 Il segnale di neutrino

Nel paragrafo 2.2.2 si è accennato a come la reazione di scattering elastico su elettrone

$$\nu_e + e^- \longrightarrow \nu_e + e^- \tag{4.1}$$

su cui è basato l'esperimento Borexino, non abbia una soglia energetica intrinseca e sono stati dati i risultati del calcolo della sezione d'urto, ottenuti in base alla teoria elettrodebole. La soglia effettiva per la reazione 4.1, nel caso dello scintillatore utilizzato in Borexino (pseudocumene), che come tutti gli scintillatori organici viene ricavato dal petrolio grezzo, è determinata dalla contaminazione di ^{14}C, il quale, come si vedrà, crea un fondo notevole nella regione $0 - 200KeV$. La soglia energetica per l'esperimento Borexino viene quindi fissata conservativamente a $\sim 250KeV$.

Diversamente dai rivelatori di luce Čerenkov, quali SuperKamiokande, i rivelatori a scintillazione non possiedono una segnatura direzionale degli eventi in quanto l'emissione di luce di scintillazione è notoriamente un processo isotropo. Così l'unica segnatura degli eventi di neutrino rimane la spalla (simile ad una spalla Compton) localizzata nella regione attorno a $665KeV$ dello spettro energetico degli elettroni di rinculo (fig. 4.1).

4.1.2 Il fondo interno

Appartengono a questa categoria tutti le sorgenti che causano eventi *interni* all'*inner vessel*[1], cioè le contaminazioni radioattive dello scintillatore stesso:

- ^{14}C.

  Il ^{14}C è un isotopo radioattivo che decade con una vita media di $\sim$ 5700 anni emettendo una particella β da $156KeV$. Viene prodotto nella biosfera terrestre dalla reazione $^{14}N(n,p)^{14}C$, innescata dai neutroni prodotti nello scattering dei raggi cosmici. La sua abbondanza relativa all'equilibrio è di $1.2 \cdot 10^{-12} g/g$. Nelle falde petrolifere la produzione sotterranea del ^{14}C avviene con diverse modalità e in diverse concentrazioni a seconda delle condizioni della falda stessa.

  Come si è accennato sopra, l'abbondanza relativa di ^{14}C nello scintillatore determina la soglia energetica dell'esperimento per cui essa va soggetta ad attento monitoraggio. Il fondo dovuto a questa emissione considerato accettabile per Borexino è di 1 evento/giorno nella finestra energetica $250 - 800KeV$. In base alle simulazioni effettuate, la concentrazione massima compatibile con tale richiesta è risultata essere di $3 \cdot 10^{-18}$.

  Tra gli scopi previsti nel prossimo futuro per il prototipo CTF (capitolo 5 e 7), c'è la valutazione dello pseudocumene in arrivo dallo stabilimento petrolchimico, in merito, tra l'altro, alla concentrazione di ^{14}C, la quale, se non accettabile, permetterebbe di rifiutare lo scintillatore prima di riempirvi il rivelatore vero e proprio.

- ^{238}U,^{232}Th.

  La radioattività intrinseca dello scintillatore è dovuta principalmente a elementi radioattivi appartenenti alle catene naturali dell'^{238}U e del ^{232}Th. Borexino necessita di concentrazioni di questi elementi non maggiori di $10^{-16} g/g$.

  Come si vedrà, la prima presa dati del prototipo CTF ha confermato questi ordini di grandezza nello pseudocumene utilizzato. Nel capitolo 5 si fa cenno alle tecniche utilizzate per giungere a queste stime.

- ^{40}K

  Un'altra sorgente di fondo intrinseca allo scintillatore è il ^{40}K che può decadere in due differenti canali:

$$^{40}K \longrightarrow {}^{40}Ca \quad (\beta^-, Q = 1.32MeV, 89.3\%B.R.) \tag{4.2}$$
$$^{40}K \longrightarrow {}^{40}Ar + \gamma \quad (EC, E_\gamma = 1.46MeV, 10.7\%B.R.) \tag{4.3}$$

  Borexino non può tollerare concentrazioni di ^{40}K maggiori di $10^{-14} g/g$.

[1] La mambrana di nylon che contiene lo scintillatore, che verrà descritta nel paragrafo 4.2.

- ^{222}Rn,^{85}Kr.

  Il Radon è un gas chimicamente inerte con un'altissima capacità di diffondere in aria e nei materiali. Qualsiasi sito sotterraneo ne è ricco a causa dell'emanazione delle rocce, dove l'isotopo, appartenente alla catena dell'^{238}U, si forma nell'ambito dell'equilibrio secolare, diffondendo con notevole facilità. Ogni contatto dello scintillatore con aria deve pertanto essere evitato. Analogamente l'esposizione all'aria, può introdurre del ^{85}Kr.

- ^{7}Be.

  I muoni cosmici inducono la creazione di elementi radioattivi, tuttavia l'assenza di elementi più pesanti del carbonio negli scintillatori organici fa sì che l'unico radionuclide cosmogenito che può indurre fondo nella finestra energetica di Borexino, è il ^{7}Be.

  Il ^{7}Be decade per cattura elettronica con una vita media di 53.3 giorni, emettendo (nel 10% dei casi) un γ da $478KeV$. In base ai calcoli effettuati, tenendo conto del tasso di produzione d'equilibrio nei siti petroliferi sotterranei, dove il flusso muonico è notoriamente ridotto, si ha un contributo tollerabile di ~ 0.4 eventi/giorno al segnale di Borexino, nella finestra $250 \rightarrow 800KeV$.

4.1.3 Il fondo esterno

Qualsiasi sorgente di radiazione esterna all'*inner vessel*, ma che può generare deposizione di energia nello scintillatore costituisce fondo *esterno*. Si tratta naturalmente della sola radiazione γ. Per sopprimere tale fondo è stata concepita la struttura dell'esperimento a strati concentrici che verrà descritta nel prossimo paragrafo. Inoltre, si è fatta un'accurata selezione dei materiali utilizzati per *ogni* componente del rivelatore. Il taglio di volume fiduciale permetterà di limitare i contributi residui e verrà aggiustato attorno al valore previsto di $100t$, in base alle contaminazioni che saranno presenti in regime di presa dati. Nella tabella 4.1 riportiamo i contributi stimati in base alle misure effettuate per ciascun componente del rivelatore, la cui descrizione è rimandata al prossimo paragrafo.

4.1.4 Il fondo superficiale

Si definisce fondo superficiale ogni eventuale contaminazione del nylon costituente l'*inner vessel*, l'unico materiale a diretto contatto con lo scintillatore. In condizioni ideali non dovrebbero sussistere contributi di questo tipo e per questo motivo la lavorazione del nylon, l'assemblaggio dell'*inner vessel* e il suo trasporto avvengono sotto stretto monitoraggio. La principale preoccupazione è quella che un'esposizione al Radon possa generare un'accumulo di radionuclidi figli del radon e in particolare di ^{210}Pb, a cui si potrà solo in parte ovviare tramite il taglio sul volume fiduciale in sede di analisi dati. Nella recente presa dati del CTF si è riscontrata una contaminazione di ^{40}K nei tiranti di ormeggio dell'*inner vessel* (paragrafo 7.5.6).

Componente	^{238}U (g/g)	^{232}Th (g/g)	^{nat}K (g/g)	Total Mass (g)	Contributo[a] (ev/day/100t)
2200 PMTs	$3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$38 \cdot 10^{6}$	0.06
PC di schermo	$1 \cdot 10^{-15}$	$1 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^{-12}$	$8.7 \cdot 10^{8}$	≤ 0.004
Outer Vessel	$2 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{4}$	≤ 0.04
Concentratori	$2 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{6}$	0.01
Sfera	$2 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$3.7 \cdot 10^{7}$	≤ 0.007
Cavi	$2.1 \cdot 10^{-8}$	$2.4 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{5}$	≤ 0.003
Roccia					≤ 0.005
$^{222}Rn^{b}$					0.03
Totale					0.11 ± 0.05

[a]Nella finistra energetica $250 - 800 KeV$.
[b]nel PC di schermo per un'attività di $1 mBq/m^3$.

Tabella 4.1: *Contributi al* fondo esterno *provenienti dai vari componenti del rivelatore.*

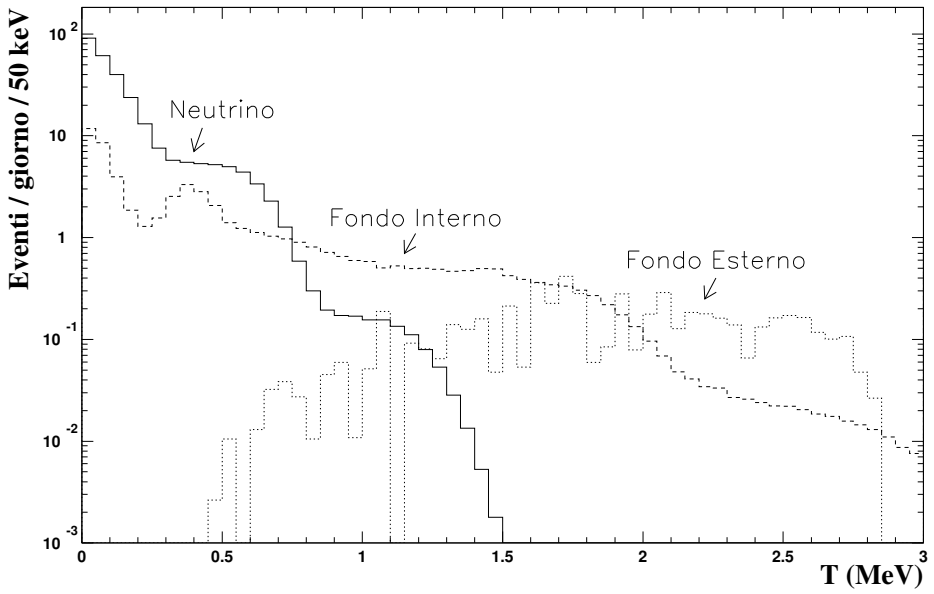


Figura 4.2: *Confronto tra segnale di neutrino, fondo esterno e fondo interno previsti nel rivelatore Borexino.*

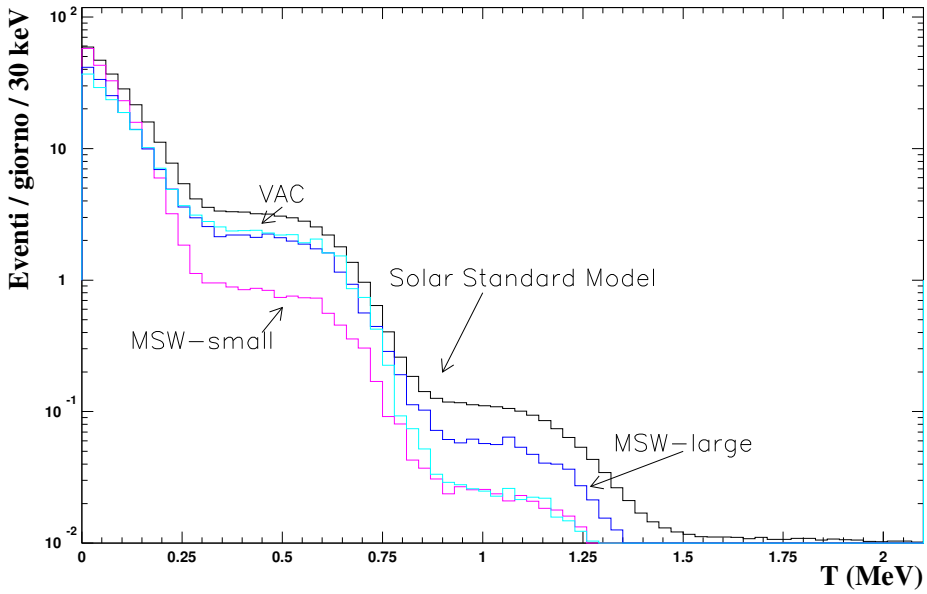


Figura 4.3: *Spettro energetico previsto in Borexino nei vari scenari.*

$E_e(MeV)$	ν	SSM	LMA	SMA	LOW
$0.25-0.8$	$p-p$	0.22	0.15	0.08	0.13
	^7Be	43.3	24.4	9.20	22.8
	$p-e-p$	2.0	0.95	0.39	1.03
	^{13}N	4.0	2.27	0.87	2.13
	^{15}O	5.5	2.86	1.12	2.86
	^{17}F	0.07	0.03	0.01	0.03
	^8B	0.08	0.03	0.04	0.04
	Tot	55.2	30.7	11.7	29.0
$0.8-1.5$	$p-e-p$	1.43	0.68	0.28	0.73
	^{13}N	0.13	0.07	0.03	0.07
	^{15}O	1.80	0.86	0.35	0.92
	^{17}F	0.02	0.01	0.00	0.01
	^8B	0.10	0.04	0.05	0.05
	Tot	3.48	1.66	0.71	1.78
$1.5-5.5$	^8B	0.45	0.17	0.22	0.23

Tabella 4.2: *Segnale di neutrino in eventi/giorno, atteso in Borexino. Sono presi in esame tre intervalli di energia per 4 possibili scenari, considerando un volume fiduciale di* $113m^3$ *di scintillatore (PC-PPO). I valori riportati sono stati calcolati per una distanza Terra-Sole media. Lo scenario delle oscillazioni nel vuoto, non è mostrato in quanto prevede forti oscillazioni stagionali.*

4.1.5 Potenzialità di Borexino

Osservando le figure 3.4 e 3.6 con particolare riferimento all'energia dell'emissione di neutrino del ^7Be ($0.862MeV$) è possibile capire come il segnale di neutrino atteso in Borexino sia variamente soppresso dai vari scenari di oscillazione.

La tabella 4.2 e la figura 4.3 raccolgono le previsioni di segnale per l'esperimento Borexino, considerando anche componenti secondarie rispetto ai neutrini del ^7Be.

Richiamiamo qui, con ordine, i vari scenari possibili esposti nel capitolo 3 in riferimento a ciò che l'esperimento Borexino potrà affermare al loro riguardo:

SSM (Modello Solare Standard BP2000). Nello scenario previsto dal *Modello Solare*, il tasso di interazione dei neutrini è di circa $\sim 0.5\frac{eventi}{ton \cdot giorno}$ con una variazione stagionale di $\pm 3.5\%$ dovuto alla variazione dell'angolo solido durante l'orbita terrestre.

VAC (Oscillazioni nel vuoto). Il flusso da ^7Be viene mediamente ridotto a $\sim 25\%$, tuttavia esiste una netta segnatura per questo scenario costituita da una forte variazione stagionale dello stesso ordine. Ciò è dovuto al fatto che l'andamento della probabilità di sopravvivenza in funzione della distanza radiale, all'energia del ^7Be, presenta un minimo di oscillazione proprio nell'intervallo di distanze coperto dal moto orbitante della terra attrono al sole (figura 3.5 (d)).

La figura 4.4 illustra la modulazione attesa per il segnale diurno di Borexino per valori di Δm^2 compatibili con i risulati sperimentali di SK.

SMA (Effetto MSW a piccoli angoli). La conversioni dei ν_e è completa. Nel caso di conversione a neutrino attivo si ha un segnale di 11 eventi/giorno dovuto alle interazioni di corrente neutra (NC) dei ν_μ o ν_τ pari a $\sim \frac{1}{5}$ delle previsioni. Un'eventuale segnale inferiore a tale soglia, appena o per nulla distinguibile dal fondo, potrebbe quindi indicare oscillazione a neutrino sterile.

LMA (Effetto MSW a grandi angoli). La conversione dei ν_e non è completa e si ha un segnale pari a $\sim 1/2$ delle previsioni.

LOW (Effetto MSW, soluzione a basso Δm^2). La conversione è dello stesso ordine di grandezza di quella attesa nello scenario LMA, ma in questo caso esiste una buona segnatura distintiva. Essa è costituita da una cospicua riconversione nell'attraversare la terra, visibile con un marcato effetto giorno-notte (paragrafo 3.4.2) proprio nella regione energetica del ^7Be. Per questo motivo, Borexino sembra essere l'unico esperimento in grado di mettere in luce questo scenario.

Riassumendo, un'altro modo di porre la questione è il seguente:

- La presenza di modulazione stagionale metterebbe in luce la soluzione di oscillazione nel vuoto.
- La presenza di modulazione giorno–notte metterebbe in luce la soluzione MSW-LOW.

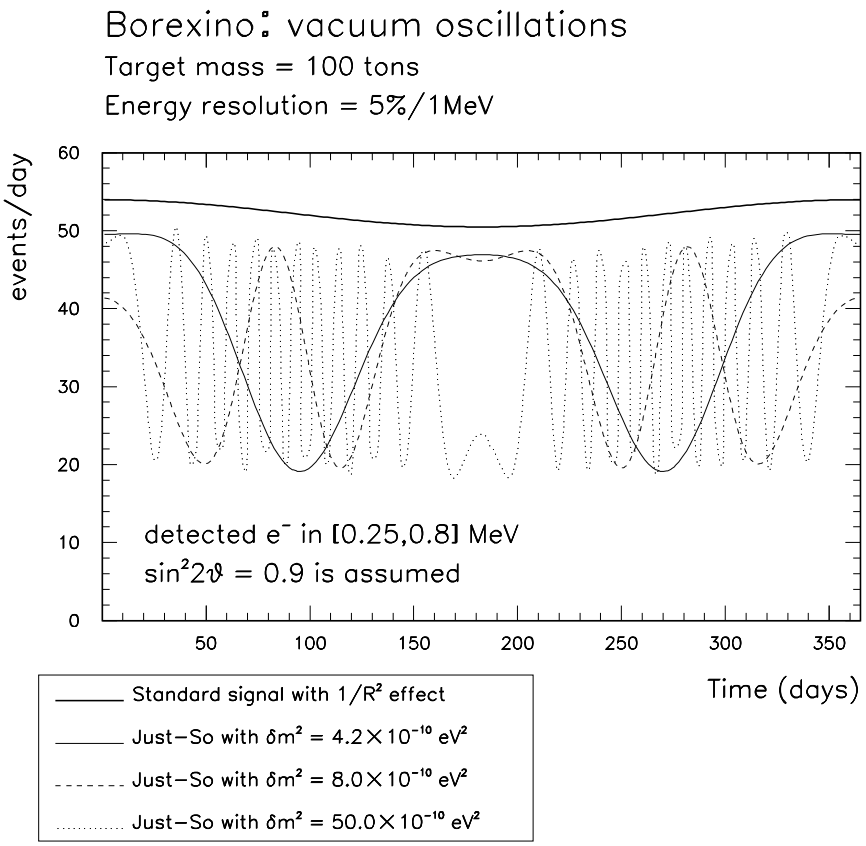


Figura 4.4: *Variazione stagionale attesa in Borexino in caso di oscillazioni nel vuoto.*

- L'assenza di entrambe le modulazioni e la rivelazione di un flusso fortemente soppresso evidenzierebbe la soluzione MSW-SMA.

- L'assenza di entrambe le modulazioni e la rivelazione di un flusso debolmente soppresso evidenzierebbe la soluzione MSW-LMA.

Le figure 4.5 e 4.6 illustrano il confronto tra le attese di Borexino e le soluzioni possibili nello scenario attuale del *SNP*. La figura 4.7 riassume le potenzialità diagnostiche di Borexino ottenute correlando le misure di flusso con le variazioni giorno–notte del segnale.

4.2 Il rivelatore

Dopo aver affrontato la fisica dell'esperimento, vengono illustrati, in questa sezione, alcuni importanti tratti sperimentali del rivelatore Borexino.

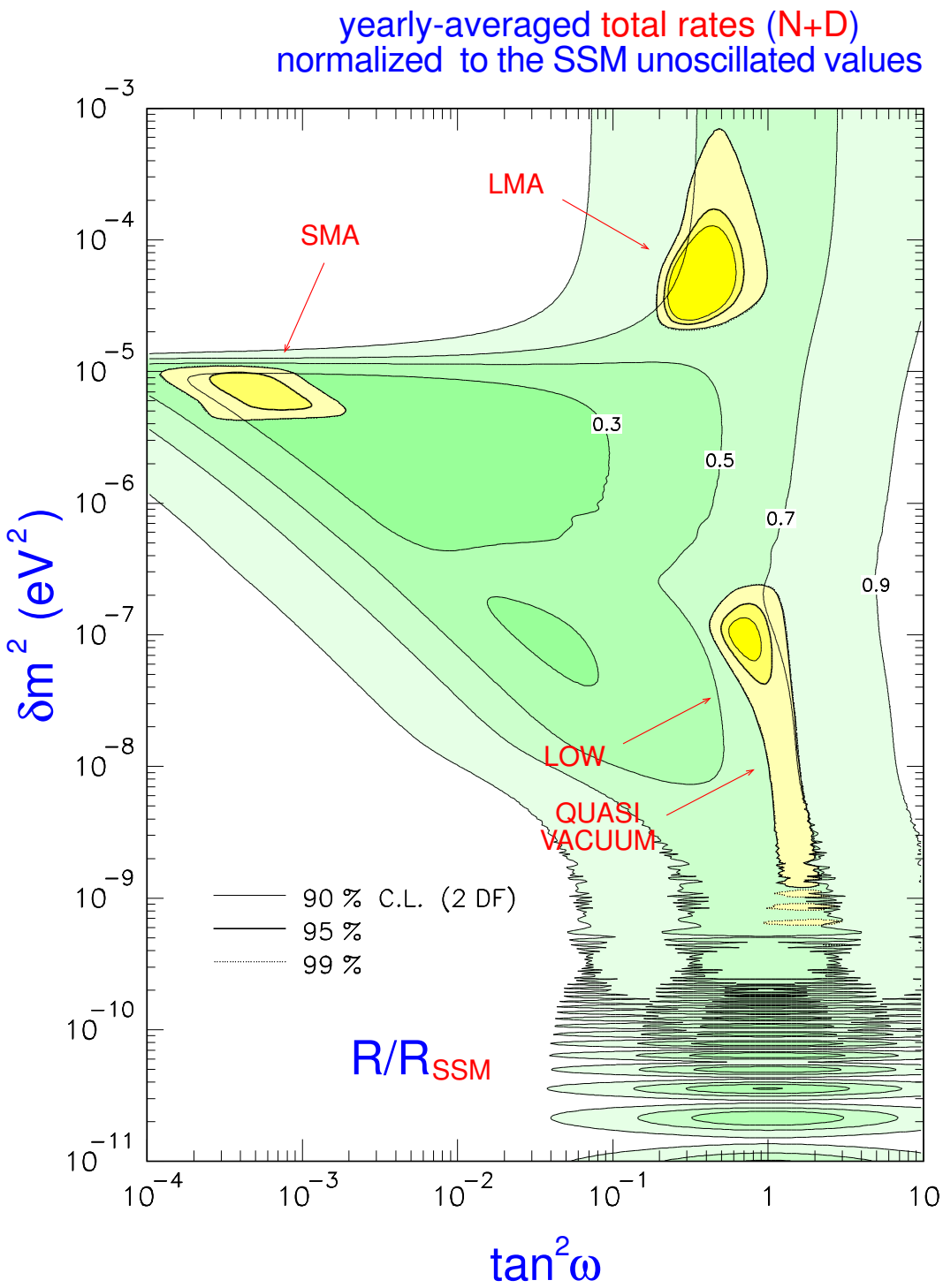


Figura 4.5: *Confronto tra il flusso atteso in Borexino, espresso in frazioni delle previsioni del* Modello Solare, *e le soluzioni MSW compatibili con i dati sperimentali attuali.*

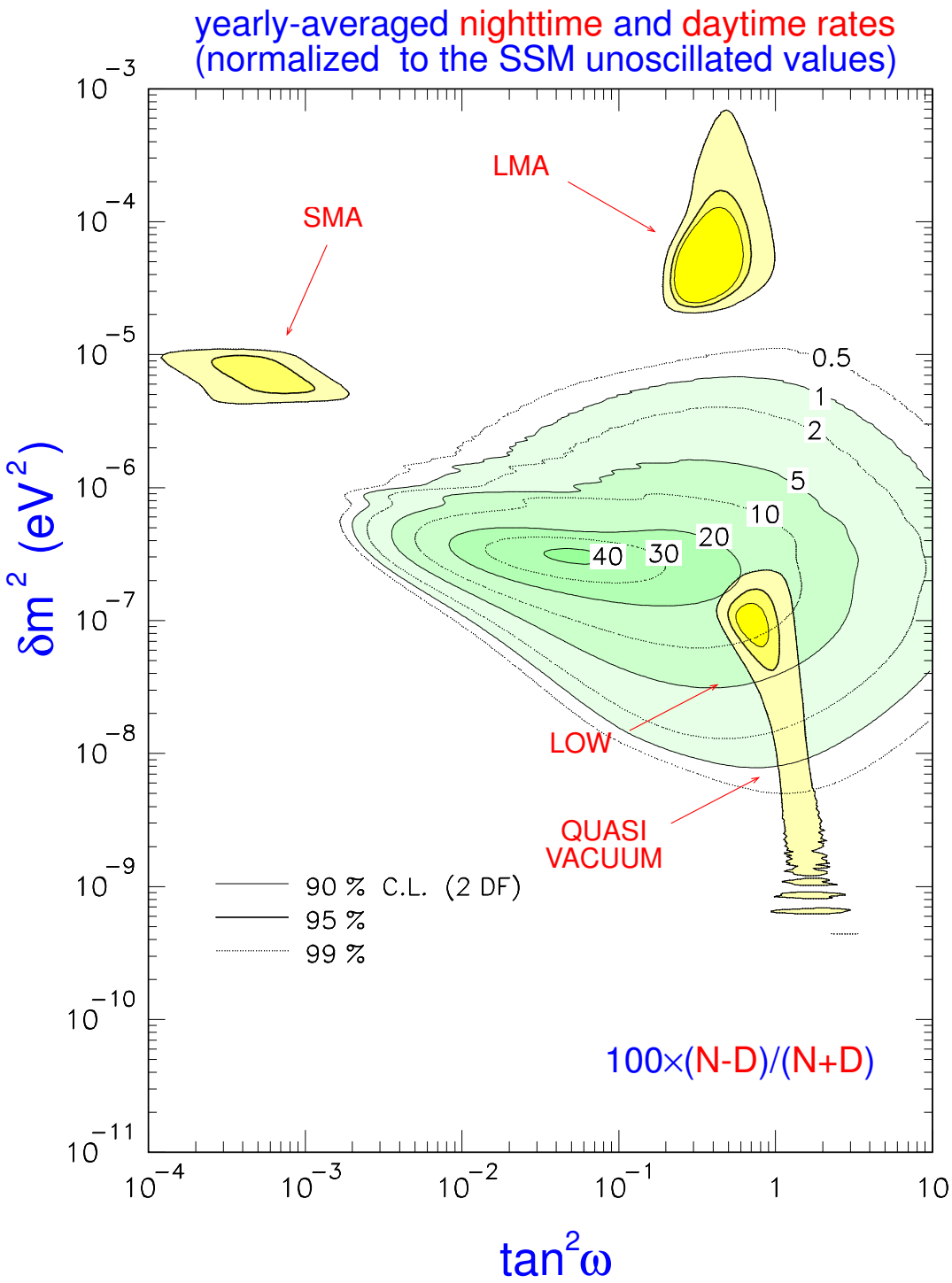


Figura 4.6: *Confronto tra l'effetto giorno–notte atteso in Borexino e le soluzioni MSW compatibili con i dati sperimentali attuali.*

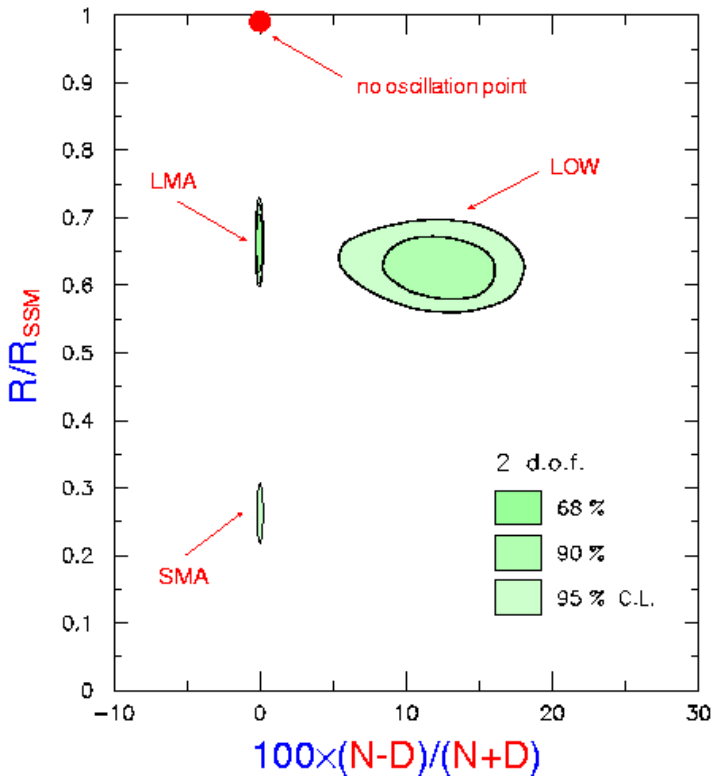


Figura 4.7: *Potenzialità diagnostiche dell'esperimento Borexino in base alla correlazione tra misure di flusso e un eventuale effetto giorno–notte.*

4.2.1 L'ambiente sperimentale

I Laboratori Nazionali del Gran Sasso[56], situati in provincia di L'Aquila, sono stati scavati lateralmente alla galleria Ovest del traforo del Gran Sasso dell'autostrada A24 Roma-Teramo ($10.4Km$ di lunghezza), a circa $6km$ dall'ingresso Sud-Ovest. I laboratori si trovano a $963m$ s.l.m. e sono sovrastati da $1400m$ di roccia dolomitica equivalenti a circa $3800m$ di acqua.

La copertura rocciosa, oltre a fornire un eccezionale schermo nei confronti della radiazione cosmica, gode di ottime caratteristiche di radiopurezza, se paragonata ad altri siti adibiti ad uso sperimentale sotterraneo nel mondo (tabella 4.3).

Il complesso è costituito da tre sale sperimentali (denominate A, B e C) di lunghezza variabile attorno ai $100m$ e di altezza superiore ai $18m$, per un volume complessivo di oltre $180000m^3$. Gli apparati sperimentali di una dozzina di progetti di varia dimensione sono ospitati nelle sale o nella rete di gallerie di servizio che completano la struttura.

L'esperimento Borexino occupa la metà Nord della sala C. I componenti dell'esperimento sono schematizzati nella figura 4.9.

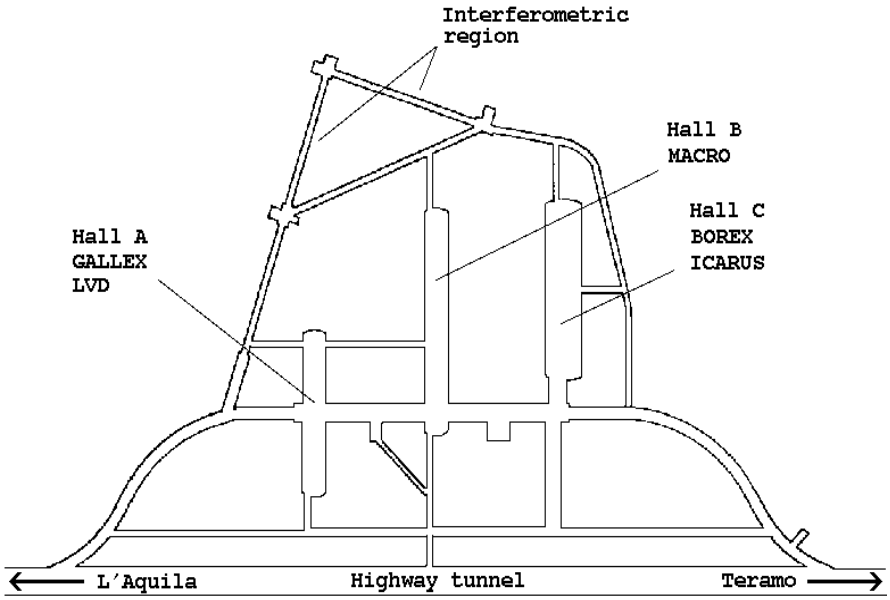


Figura 4.8: *Mappa della struttura sotterranea dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso*

Sorgente di fondo		Flusso integrato superficie $(m^{-2}h^{-1})$	Flusso integrato LNGS $(m^{-2}h^{-1})$
muoni	$E > 1GeV$	3.1×10^6	1.16 ± 0.09
neutroni	termici	5×10^4	73 ± 2
	epitermici	2.5×10^5	46 ± 11
	$E > 0.5MeV$	2×10^5	92 ± 10
	$E > 2.5MeV$		3.2 ± 2.1
gamma			$\sim 10^7$

Tabella 4.3: *Confronto tra sorgenti di fondo radioattivo presenti in superficie e all'interno dei LNGS.*

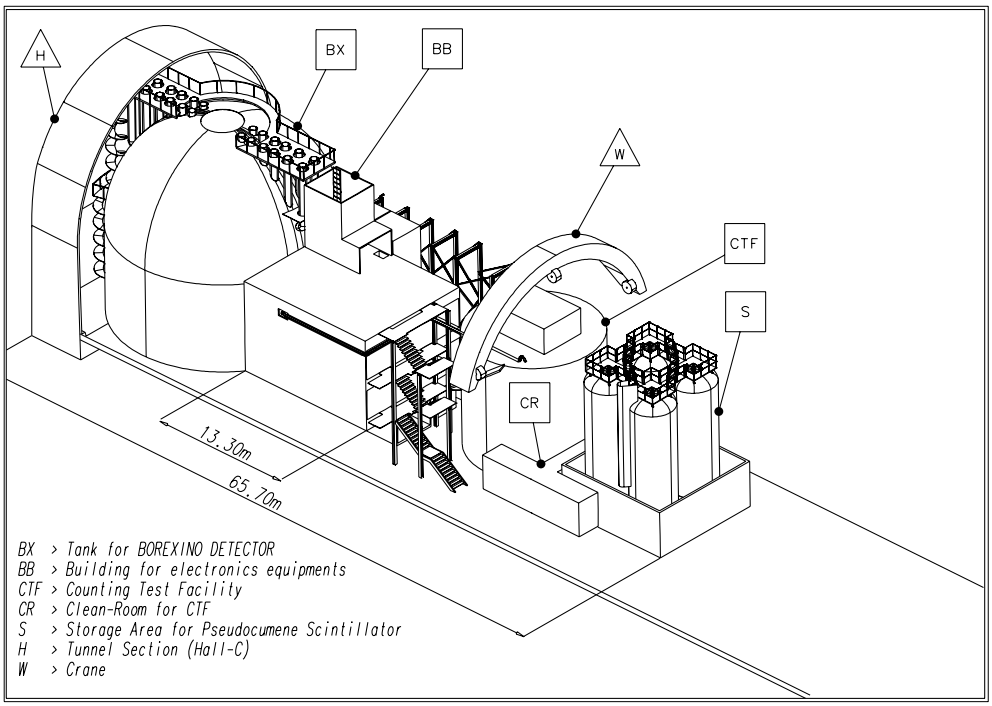


Figura 4.9: *Schema della metà Nord della sala C dei LNGS che ospita le strutture sperimentali di Borexino.*

4.2.2 La struttura del rivelatore

Con lo scopo di ridurre al minimo il fondo esterno costituito dai γ emessi dalla roccia (vedi tabella 4.3), il rivelatore è concepito come una struttura a strati concentrici a simmetria sferica. La radiopurezza dei materiali impiegati, ovviamente, deve essere tanto maggiore quanto più questi sono prossimi al volume attivo del rivelatore.

Dall'interno verso l'esterno abbiamo[57]:

Lo scintillatore

Il volume sensibile dello scintillatore è di $320m^3(280t)$. Il taglio fiduciale che si intende applicare, in base alla ricostruzione della posizione degli eventi in sede di analisi dati, riguarderà approssimativamente le $100t$ più interne.

La scelta dello scintillatore, dopo vari studi alcuni dei quali si sono avvalsi del prototipo CTF, è ricaduta su una miscela di pseudocumene (PC, 1,2,4–trimethylbenzene, $C_6H_3(CH_3)_3$) come solvente e fluoro PPO (2,5–diphenyloxazolo, $C_{15}H_{11}NO$) come soluto, nella concentrazione di $1.5g/l$.

La collaborazione ha inoltre deciso di portare avanti anche gli studi riguardanti una seconda miscela scintillante a base di PXE da utilizzare come opportunità di riserva in caso di imprevisti. Di più su questa miscela si dirà a proposito della recente presa dati del prototipo CTF che ne ha studiato le caratteristiche (capitoli 5 e 7).

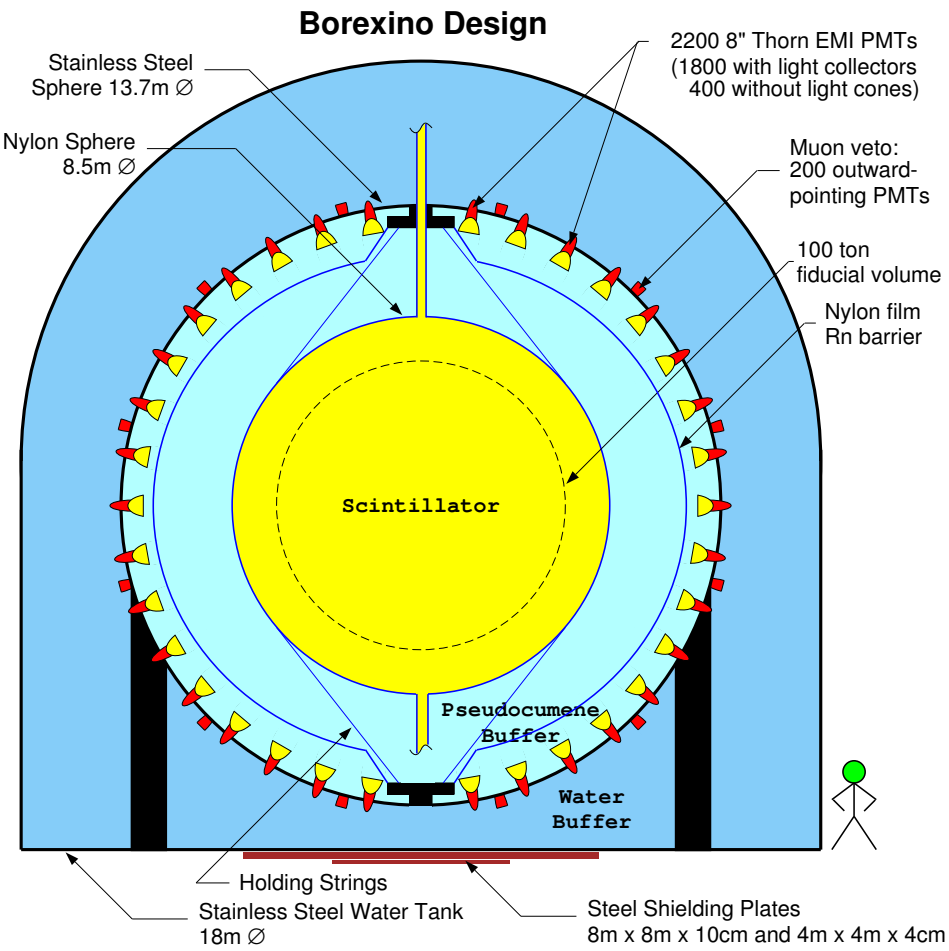


Figura 4.10: *Visione schematica del rivelatore Borexino*

L'*Inner Vessel* (IV)

Lo scintillatore è contenuto in una membrana sferica di nylon trasparente, di raggio $8.5m$ e spessore $125\mu m$. La sua tenuta deve essere perfetta poiché separa liquidi che non devono mai miscelarsi. L'ancoraggio dell'*inner vessel* è garantito da un sistema di tiranti di nylon collegati a celle di carico. Le celle di carico sono in grado di convertire la forza di trazione in un impulso elettrico, permettondo in questo modo di monitorare la spinta idrostatica e la stabilità meccanica dell'*inner vessel*.

Il liquido di schermo (*Buffer*)

All'esterno dell'*inner vessel* trova posto una massa di $1040t$ di liquido di schermo. Non è possibile realizzare uno schermo con un liquido di densità molto differente a quella dello scintillatore, in quanto si genererebbe una spinta idrostatica che farebbe deviare la forma dell'*inner vessel* da quella sferica prevista con alterazioni consistenti della risposta del rivelatore se non, addirittura, alti rischi di rottura meccanica dell'*inner vessel* stesso.

La densità dello pseudocumene è di $0.88g/cm^3$, troppo dissimile da quella dell'acqua. Ciò rende necessario uno schermo di pseudocumene puro a cui si aggiunge un *quencher*, DMP (dimethylphtalato) nella concentrazione di $5g/l$ per ridurre la fluorescenza residua in assenza di fluori. La presenza del DMP non influenza nè il cammino libero medio dei fotoni, nè la resa luminosa per effetto Čerenkov.

L'*Outer Vessel* (OV)

Dopo che l'esperienza CTF-1 ha rilevato la presenza di una sorgente di Radon esterna all'*inner vessel*, si è deciso di introdurre nel progetto una seconda membrana di nylon posta nel liquido di schermo. Questa ha un raggio di $12.6m$ e lo stesso spessore dell'*inner vessel* ($125\mu m$) e ha lo scopo di fermare la diffusione del gas Radon emanato dagli elementi esterni e che potrebbe raggiungere l'*inner vessel*.

La sfera di acciaio inossidabile (SSS)

Il liquido di schermo è a sua volta contenuto in una sfera di acciaio inossidabile di $8-10mm$ di spessore e raggio $13.7m$, la quale funge anche da struttura di sostegno per i fotomoltiplicatori. La sfera è sostenuta da 20 "gambe" saldate sulla piastra base della tanica esterna.

I fotomoltiplicatori (PMTs)

I fotomoltiplicatori, prodotti dalla ditta inglese ETL, hanno un fotocatodo di 20cm di diametro e sono dotati di una sigillatura molto complessa studiata con lo scopo di resistere all'azione corrosiva dello pseudocumene. La loro finestra di sensibilità va da $350nm$ a $500nm$ con un massimo di efficienza quantica del 26% a $420nm$.

Essi sono installati nella sfera in appositi passanti e connessi tramite connettore ad un cavo singolo che, all'esterno della sfera, porta sia la tensione di alimentazione che

il segnale. I cavi poi, attraverso delle flange poste nella parte superiore della tanica esterna, raggiungono un edificio limitrofo in cui è alloggiata l'elettronica di lettura.

Dei 2200 fotomoltiplicatori interni alla sfera, 1800 sono equipaggiati con concentratori di luce in alluminio che ottimizzano la raccolta dei fotoni prodotti nell'*inner vessel*.

Veto per i muoni (interno ed esterno)

I 400 fotomoltiplicatori senza concentratore costituiscono il *veto interno* per i muoni. Il maggiore angolo di accettanza permette loro di essere particolarmente sensibili alla luce Čerenkov prodotta dai muoni nel liquido di schermo[2].

Il *veto esterno* per i muoni, invece, è costituito da ulteriori 210 fotomoltiplicatori installati sulla superficie esterna della sfera allo scopo di rivelare la luce Čerenkov prodotta dai muoni nell'acqua di schermo.

Tanica esterna e acqua di schermo

Tutto l'apparato sperimentale è contenuto in una tanica della forma visibile in figura 4.10. Il diametro del cilindro di base è di $18m$, mentre l'altezza massima è di $17m$. Le $2400t$ di acqua ultrapura ospitate nella tanica, esternamente alla sfera, costituiscono lo strato di schermo più esterno del rivelatore. Le pareti interne della tanica sono rivestite di pannelli di *Tyvek* per riflettere la luce Čerenkov e migliorare così l'efficienza di reiezione dei muoni.

4.2.3 Gli impianti di gestione e purificazione dei fluidi

Il rivelatore Borexino è dotato di numerosi impianti di purificazione dei fluidi coinvolti nell'esperimento, il funzionamento di alcuni dei quali è stato provato con successo nell'ambito sperimentale del prototipo CTF. Segue una breve panaoramica degli impianti in questione.

L'impianto di purificazione dell'acqua

Per ottenere le $2000t$ di acqua utrapura per riempire la tanica esterna del rivelatore è stato costruito un impianto di purificazione dell'acqua basato su diversi procedimenti di purificazione. Essi sono l'osmosi inversa, la deionizzazione, l'ultrafiltrazione, lo scambio ionico e lo *stripping* in controcorrente di azoto. Questo impianto è in grado di ridurre le concentrazioni di Uranio e Torio dal valore $10^{-10}g/g$, tipico dell'acqua disponibile nelle sale sperimentali, a ben $10^{-14}g/g$ con una portata di $2m^3/h$.

[2] La luce Čerenkov prodotta da muoni che attrversano lo scintillatore porta segnali di energia troppo elevata per costituire fondo.

L'impianto di stoccaggio dello scintillatore

Per lo stoccaggio dello scintillatore ($300t$) sono state allestite 4 taniche, da $100t$ ciascuna, dotate di un sistema di gestione dei fluidi proprio. Una delle taniche rimane vuota per permettere di spostare lo scintillatore da una tanica all'altra a seconda delle necessità.

L'impianto di purificazione dello scintillatore (Skids)

La purificazione dello scintillatore è affidata ad un complesso sistema genericamente indicato come *skids*, in grado di effettuare ultrafiltrazione, distillazione, *water extraction* e *stripping* in controcorrente di azoto, riducendo le impurità ioniche, il particolato e le impurità gassose. Tale impianto, attualmente in fase di finalizzazione in sala C, è stato realizzato sulla base dell'analogo e più piccolo impianto di purificazione dello scintillatore utilizzato per il prototipo CTF (paragrafo 5.1.2).

Il modulo-0

Il modulo-0 è un'unità di gestione dei fluidi, alloggiata in un edificio apposito in sala C, concepita per la massima versatilità di utilizzo.

Due anelli orizzontali di tubazioni (*upper manifold* e *lower manifold*), posti a quote differenti, sono connessi da numerose altre condotte. Sono parte del sistema 2 taniche fisse da $7m^3$ denominate *EP tanks*, che possono contenere quantitativi di scintillatore da trattare o da mescolare con i soluti appropriati, e 3 taniche eventualmente rimuovibili da $1m^3$ denominate *hoover tanks*.

Oltre a numerose operazioni di gestione dei fluidi, il modulo-0 fornisce un ulteriore importante stadio di purificazione: la colonna "silica-gel". Durante l'attraversamento del gel da parte dello scintillatore le impurità ioniche vengono catturate dalle molecole di silica-gel e rimosse dallo scintillatore. Sfortunatamente le molecole di PPO, il fluoro della miscela di scintillatore utilizzata, subiscono lo stesso destino. Per ovviare a questo problema si sta cercando di realizzare un silica-gel presaturato di PPO. Una seconda più grande colonna entrerà in funzione per essere utilizzata in Borexino.

Infine il modulo-0 è in grado di realizzare, in modo rudimentale ma efficace, le operazioni di *water extraction* e *nitrogen stripping* all'interno delle taniche, essendo così un sistema di purificazione completo e indipendente.

Il modulo-0 è stato collauadato nella sua versione definitiva durante la recente presa dati del rivelatore CTF.

Il sistema di distribuzione dell'azoto

Un impianto di distribuzione dell'azoto è situato nel tunnel principale dei LNGS, adiacente all'ingresso della sala C.

L'azoto è usato ampiamente in Borexino (e in CTF) per una varietà di usi che vanno dal flussaggio di fluidi al riempimento di taniche e *vessels* puliti che non debbono entrare in contatto con l'aria dei laboratori ricca di radon.

L'impianto consiste di 3 taniche di stoccaggio dell'azoto liquido da $6m^3$ ciascuna, 2 evaporatori atmosferici e uno scambiatore termico ad acqua con la funzione di produrre azoto fino a $250m^3/h$.

L'impianto è stato in funzione durante tutte le fasi di CTF e, dopo il termine della prima fase, è stato completato con un sistema di purificazione che fornisce azoto ultrapuro. L'azoto ultrapuro viene prodotto attraverso una colonna di purificazione a carbone attivo agente sull'azoto in fase liquida. In questa modalità il flusso massimo ottenibile è di $100m^3/h$.

4.2.4 Elettronica e DAQ

Il riconoscimento degli eventi di neutrino del rivelatore Borexino è basato sulla misura accurata dell'energia complessiva dell'evento (che richiede la rivelazione del segnale di singolo fotoelettrone) e sulle elevate precisioni di temporizzazione che permettono la ricostruzione spaziale dell'evento, la *pulse shape discrimination (PSD)* di eventi α e β e l'identificazione di coincidenze correlate.

I cavi provenienti dai fotomoltiplicatori giungono in una stanza apposita di un edificio limitrofo alla tanica del rivelatore, dove 14 *racks* ospitano i moduli di elettronica (VME) destinati all'acquisizione dei segnali[58].

Dopo un *patch panel* posto sulla parte superiore di ciascun rack, il segnale giunge alle schede di *front-end (FEB)* dove viene disaccoppiato dalla tensione di alimentazione, filtrato del rumore a basse frequenze e amplificato. Ciascuna scheda (14 per rack) è dotata di 12 canali e ciascuno di questi dotato di un'uscita lineare ed una integrata che vanno entrambe alle schede Laben (20 da 8 canali ciascuna). Inoltre dalle *FEBs* esce anche un segnale analogico pari alla somma dei 12 canali che va ad una serie di schede di somma e quindi ad un *Flash ADC* che registra la forma del segnale complessivo del rivelatore.

Le schede Laben fungono contemporaneamente da ADC (8 bit) e TDC (risoluzione: $0.4ns$) e sono acquisite da Power PC (PPC) dedicati che mantengono in RAM l'informazione per $6\mu s$ in attesa di un input di trigger.

Ogni crate Laben ha un pannello posteriore che svolge il duplice compito di portare un segnale logico dai canali colpiti alla scheda di trigger e distribuire il segnale di trigger che proviene da questa a tutte le schede del crate. La scheda di trigger è alloggiata in un crate opportuno, anch'esso servito da un PPC, in modo che il comportamento della scheda sia completamente programmabile. In situazioni standard la condizione di trigger è data dall'arrivo di un numero n di segnali di "canale colpito" in un finestra temporale di circa $50ns$. Se le schede Laben ricevono il segnale di trigger in tempo utile, l'informazione temporanea viene inviata al programma di costruzione dell'evento, altrimenti l'informazione viene sovrascritta.

Completano l'elettronica di lettura di ciascun crate i moduli di generazione e distribuzione dei segnali di calibrazione e i moduli di alimentazione delle schede di front-end.

Tutti i PPC sono dotati di interfaccia Fast Ethernet da 100MBit/s e sono connessi ad una LAN (*Local Area Net*) privata dotata di 2 Fast Ethernet Switches e comprendente 5 PC, ciascuno dei quali è destinato ad ospitare un diverso segmento del software di

acquisizione. La rete dei PC di acquisizione[59] è basata sul sitema operativo Linux Debian 2.1, è dotata di un web server e dialoga con il mondo esterno tramite un *internet hub*. Tutte le operazioni di gestione possono essere svolte attraverso apposite interfacce web.

L'elettronica è stata recentemente installata nell'apposita struttura della sala C e connessa ai cavi dei PMTs, mentre il software di acquisizione è in fase di messa a punto.

Il rivelatore esterno sarà invece governato da un'elettronica autonoma, connessa al trigger principale, di cui si prevede a breve l'ultimazione.

4.3 Il processo di scintillazione nelle soluzioni organiche

I meccanismi fisici che conducono all'emissione di luce di scintillazione nella materia sono stati ampiamente studiati in letteratura e sfruttati per la rivelazione di particelle nel corso di molti decenni[62]. Dopo una breve revisione di tali meccanismi nelle soluzioni organiche binarie, con particolare riferimento alla miscela PC+PPO(1.5g/l) destinata all'impiego nel rivelatore Borexino, riportiamo i risultati degli studi effettuati nell'ambito della collaborazione circa la rispota di luce, il fenomeno del *quenching* e le interazioni dei fotoni in grandi volumi di scintillatore[65].

4.3.1 Il meccanismo di emissione della luce

In questo paragrafo vengono presentati i meccanismi di emissione della luce di scintillazione in tutte le sue componenti partendo dalla descrizione delle molecole costituenti gli scintillatori organici.

Struttura della molecola

Gli scintillatori organici valutati per Borexino hanno una struttura molecolare costituita principalmente da anelli benzenici. Le molecole di benzene sono molecole planari in cui 2 o 3 degli elettroni di valenza degli atomi di carbonio rimangono localizzati tra gli atomi stessi nel piano della molecola e costituiscono i cosiddetti legami σ, mentre i rimanenti sono delocalizzati in piani soprastanti o sottostanti alla molecola e ne costituiscono i cosiddetti legami π.

Le transizioni tra i livelli elettronici π (fig. 4.11) sono al centro del meccanismo di scintillazione, mentre le interazioni che riguardano l'eccitazione o la ionizzazione di elettroni σ non danno origine ad emissioni luminose bensì a processi di diseccitazione o ricombinazione in cui l'energia è dissipata termicamente.

Eccitazione dei livelli di singoletto

Come si vede in figura 4.11, gli stati di singoletto (spin 0) S_0, S_1, S_2, ..., sono ulteriormente suddivisi in sottostati vibrazionali della molecola. La separazione energetica tra S_0 e S_1 è si circa $3 \sim 4eV$, mentre la separazione tra stati di singoletto successivi è via via inferiore. La separazione energetica tra i sottostati vibrazionali è invece molto più piccola: $\sim 0.15eV$. Tuttavia le tipiche energie termiche in gioco sono ancora inferiori

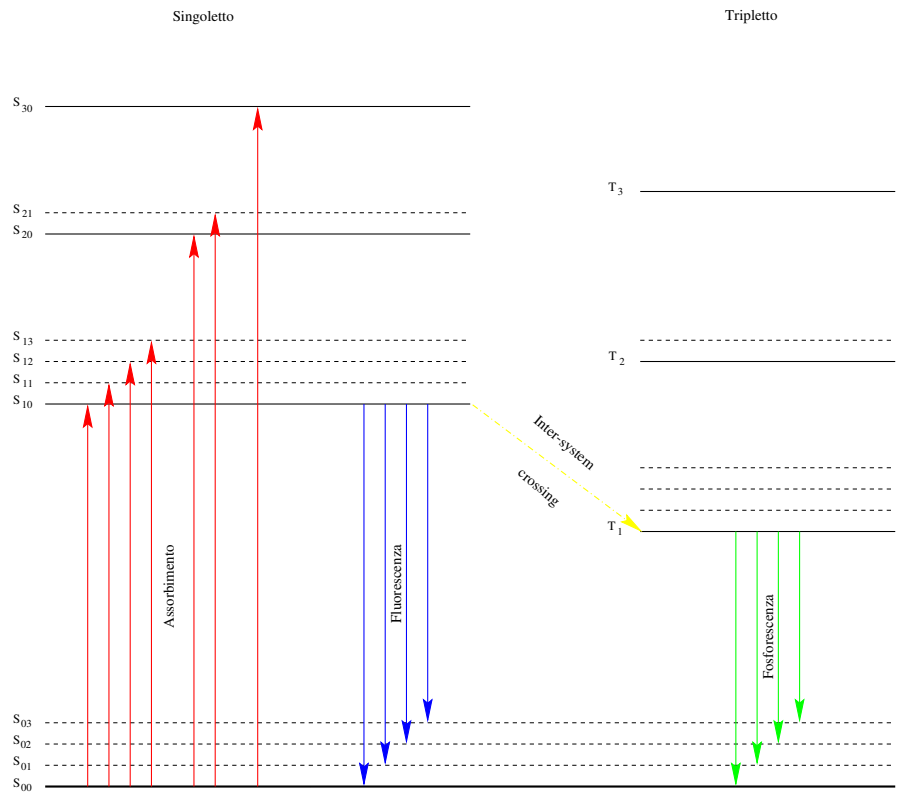


Figura 4.11: *Livelli energetici degli elettroni π di una molecola di scintillatore organico.*

$(0.025eV)$ cosicché a temperatura ambiente la quasi totalità delle molecole giace nello stato S_{00}.

La deposizione di energia causata da una particella che attraversa il mezzo può generare eccitazione ad uno qualsiasi degli stati di singoletto esistenti, ma la molecola si porta rapidamente ($\tau_c \simeq 1 \div 10ps$) sullo stato S_{10} a mezzo di processi non-radiativi. Da questo livello la molecola si diseccita ad uno qualsiasi degli stati S_0 attraverso il processo di *fluorescenza*, che costituisce la componente veloce del meccanismo di scintillazione, secondo una semplice legge esponenziale:

$$I = I_0 e^{-t/\tau_d} \tag{4.4}$$

dove $\tau_d \simeq 1 - 10ns$ e si è trascurato il tempo di popolamento del livello $S_{10}(\tau_r < 0.5ns)$.

Eccitazione dei livelli di tripletto

La popolazione degli stati di tripletto (spin 1) può avvenire attraverso due meccanismi:

1. *inter-system crossing* dallo stato S_1.

2. ricombinazione ionica in stati di tripletto ad energia più elevata e successiva conversione interna allo stato T_1.

La vita media dello stato di tripletto è molto maggiore di quello di singoletto ($\tau_d \sim 10^{-4} \div 10^{-3} s$) e l'emissione, denominata *fosforescenza*, avviene a lunghezze d'onda sensibilmente maggiori di quelle della fluorescenza a causa della minore energia di T_1 rispetto a S_1. Per questo motivo la fosforescenza non gioca un ruolo significativo nel processo di scintillazione.

A mezzo di un fenomeno di annichilazione, però, una coppia di molecole nello stato T_1 può dare origine ad uno stato S_1 e uno stato S_0. La successiva diseccitazione dello stato S_1 avviene quindi con lo stesso spettro di emissione della fluorescenza, ma in tempi tipici della fosforescenza. Tale emissione viene detta *fluorescenza ritardata*.

All'aumentare della perdita specifica di energia della particella dE/dx si registra una leggera diminuzione del meccanismo di *inter-system crossing* a causa di effetti di *quenching* (paragrafo 4.3.2), ed uno spiccato aumento della ricombinazione ionica a causa della maggiore probabilità di ionizzazione.

Le particelle pesanti come le α godono, a parità di energia, di una perdita specifica di energia molto maggiore rispetto agli elettroni, per cui, nei segnali ad esse corrispondenti, la componente a tempi lunghi sarà necessariamente maggiore. Questo fenomeno è alla base dei metodi di discriminazione α/β (paragrafo 5.2.3).

Tutte queste emissioni, con l'eccezione di quella corrispondente alla transizione $S_{10} \rightarrow S_{00}$, giacciono ad energie inferiori alla soglia di assorbimento, per cui possono attraversare il mezzo scintillante con un autoassorbimento limitato (paragrafo 4.3.3).

Sistemi binari

I sistemi organici binari, quali quelli studiati per l'impiego in Borexino, sono costituiti da un solvente e da un soluto (fluoro) dotato di una struttura di livelli energetici analoga a quella del solvente ma dove ogni livello giace ad energie leggermente inferiori. In tali soluzioni l'energia della particella incidente viene ceduta principalmente alle molecole di solvente nelle quali avviene l'eccitazione primaria e il degrado dell'energia ai livelli S_{10} e T_{10}. A questo punto il trasferimento di energia intermolecolare dal solvente al soluto risulta favorito rispetto alla diseccitazione diretta ed essendo l'efficienza di scintillazione del fluoro molto maggiore di quella del solvente, l'intero processo risulta decisamente più efficace.

Risposta di luce

La miscela scintillante di PC+PPO (1.5 g/l) è stata studiata a fondo dalla collaborazione Borexino. La sua emissione luminosa può essere modellizzata mediante una somma di esponenziali:

$$S(t) = \sum_{i=1}^{N} \frac{q_i}{\tau_i} e^{-t/\tau_i} \tag{4.5}$$

dove N=3 per eccitazioni β (o $\beta+\gamma$) e N=4 per eccitazioni α. La tabella 4.4 riporta i valori di τ_i e q_i misurati in laboratorio.

Il primo termine corrisponde alla componente veloce della luce di scintillazione

Eccitazione	$\tau_1(ns)$	$\tau_2(ns)$	$\tau_3(ns)$	$\tau_4(ns)$	q_1	q_2	q_3	q_4
β	3.57	17.61	59.50		89.5%	6.3%	4.2%	
α	2.19	12.02	56.13	433.6	63.6%	15.3%	10.4%	10.7%

Tabella 4.4: *Tempi di decadimento della miscela PC+PPO (1.5 g/l) per eccitazioni dovute a particella β o α.*

(fluorescenza), mentre gli altri rendono conto della componente lenta (fluorescenza ritardata).

La prima componente ha un chiaro significato fisico: rende conto del tempo medio di trasferimento dell'eccitazione dalla molecola che l'ha "raccolta" (generalmente PC) ad una molecola di fluoro che la trasforma in luce visibile, nonché del tempo di diseccitazione del livello S_1 del PPO stesso ($\tau_d = 1.6ns$). Studi effettuati in laboratorio con concentrazioni maggiori di PPO in soluzione hanno infatti mostrato come $\tau_1 \longrightarrow \tau_d$ al crescere della concentrazione di PPO.

Gli altri termini esponenziali presenti nella (4.5) sono invece il risultato di una modellizzazione matematica dell'impulso, ottenuta come *fit* delle curve di decadimento misurate in laboratorio, senza una precisa correlazione coi complessi fenomeni fisici che portano alla fluorescenza ritardata.

4.3.2 Efficienza di scintillazione e *quenching*

Si definisce *efficienza di scintillazione* S la frazione di energia della particella incidente che viene convertita in luce visibile. Qualsiasi processo in cui l'energia della particella incidente viene assorbita e dissipata in modalità non-radiative è responsabile di un'inefficienza di scintillazione. Tali processi vanno sotto il termine generico di *quenching* e tra essi spiccano l'eccitazione e soprattutto la ionizzazione di elettroni σ, per cui particelle più pesanti, e quindi più ionizzanti, vanno incontro ad un effetto di quenching maggiore. Generalmente l'efficienza di scintillazione dipende sia dal tipo di particella incidente che dalla sua energia anche se al di sopra di una certa soglia la dipendenza dall'energia scompare e la risposta dello scintillatore risulta felicemente lineare. Ad esempio, nel caso degli elettroni, al di sopra di circa 125KeV la risposta dello scintillatore può essere descritta dalla seguente relazione:

$$\frac{dL}{dx} = S\frac{dE}{dx} \tag{4.6}$$

dove con dL/dx si indica l'emissione specifica di energia luminosa e con dE/dx la perdita di energia specifica della particella.

In generale, però, si assume che la densità di molecole ionizzate lungo una traccia si possa scrivere come $B\frac{dE}{dx}$ e che una frazione k di esse porti a fenomeni di quenching. In questo modo la dipendenza 4.6 diviene:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S\frac{dE}{dx}}{1 + kB\frac{dE}{dx}} \tag{4.7}$$

nota come la *formula di Birks*[66], in cui kB è generalmente lasciato come singolo parametro libero per permettere un buon adattamento ai dati sperimentali relativi a ciascuno scintillatore.

Per elettroni veloci, per i quali dE/dx è piccolo, la 4.7 si riduce alla 4.6, mentre per particelle pesanti quali le α, per le quali dE/dx è molto grande, si ha saturazione e la 4.7 diviene:

$$\left.\frac{dL}{dx}\right|_{\alpha} = \frac{S}{kB} \tag{4.8}$$

Un parametro spesso quotato nella descrizione di uno scintillatore è il *fattore di quenching* $Q = L(\beta)/L(\alpha)$, cioè il rapporto tra le luminosità emesse da particelle β e α di pari energia. Nelle soluzioni organiche binarie si ha approssimativamente $Q \simeq 10$.

4.3.3 Propagazione della luce di scintillazione

Idealmente i fotoni emessi nel processo di scintillazione dovrebbero propagare in linea retta nello scintillatore, senza subire interazioni di sorta, diretti verso i fotomoltiplicatori e, certamente, per una frazione della luce prodotta, questo è proprio ciò che accade. Tuttavia un ampio studio è stato svolto per comprendere appieno quale può essere il comportamento della luce di scintillazione nel rivelatore Borexino e si è osservato che esistono due fenomeni che possono complicare la propagazione dei fotoni nella miscela scintillante:

1. Assorbimento e riemissione della luce da parte delle molecole di PPO (*scattering anelastico*).

2. *Scattering elastico o alla Rayleight* da parte della molecole di PC.

Entrambi questi fenomeni peggiorano la risposta temporale del rivelatore, pur non intaccando sostanzialmente la resa luminosa del rivelatore.

Assorbimento e riemissione

Dal confronto fra spettro di emissione del PPO (figura 4.12) e lunghezze di attenuazione per PC e PPO misurate in laboratorio (figura 4.13) si vede come il PPO sia in grado di riassorbire la maggior parte della propria emissione a basse lunghezze d'onda ($\lambda < 360nm$) nello spazio di pochi cm dal punto di emissione. Il fotone assorbito viene quasi sempre riemesso (efficienza quantica del PPO $\sim 80\%$) secondo lo stesso spettro di emissione. Il processo può essere iterato finché il fotone non esce dal volume dello scintillatore o non viene riemesso con una lunghezza d'onda superiore alla regione di assorbimento, con un conseguente generale spostamento dello spettro verso la regione del rosso.

La riemissione della luce è isotropa senza correlazione con la direzione di provenienza del fotone assorbito, ma ciò non è determinante per la possibilità di ricostruire la posizione spaziale degli eventi, perché, come abbiamo detto, la distanza dal punto di emissione iniziale è molto piccola e comunque inferiore alla risoluzione spaziale.

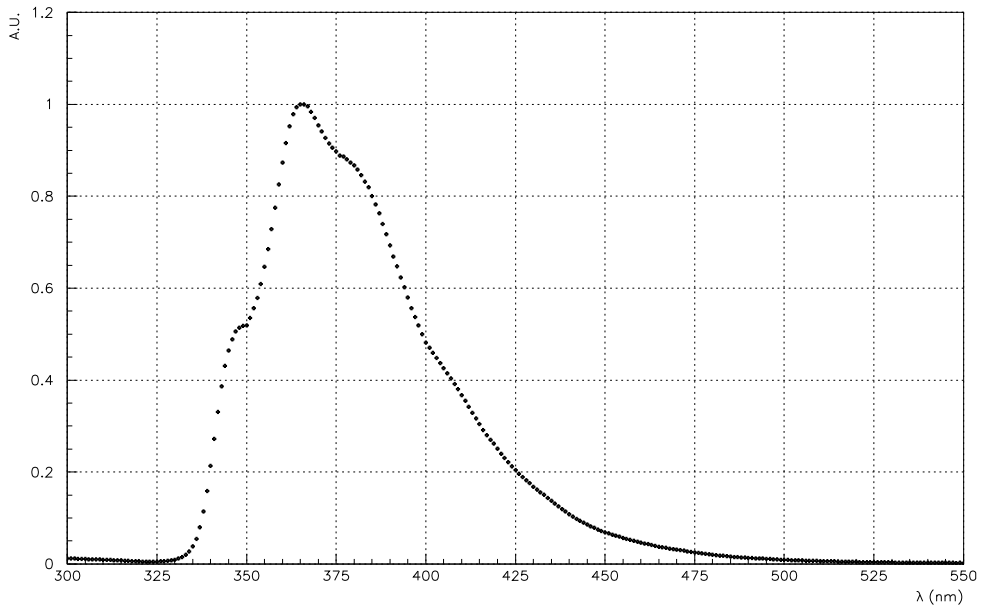


Figura 4.12: *PC+PPO(1.5g/l): Spettro di emissione.*

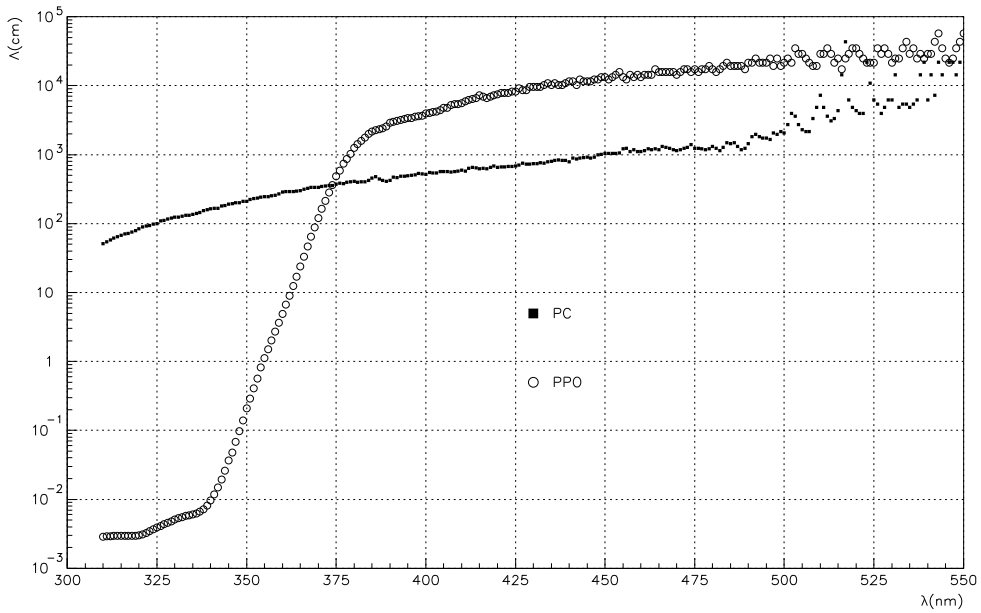


Figura 4.13: *Lunghezze di attenuazione del PC e del PPO.*

L'effetto determinante di questo processo per Borexino è, invece, l'aumento della costante di tempo veloce dello scintillatore a circa $5ns$ a causa della costante di decadimento del PPO ($1.6ns$).

Scattering elastico

La più bassa energia di transizione delle molecole di PC giace a circa $320nm$, fuori dallo spettro di emissione del PPO, per cui l'assorbimento della luce di scintillazione di Borexino da parte delle molecole di PC è comunque limitato con un andamento di tipo $\sim \lambda^{-4}$ tipico dello scattering alla Rayleight. Fuori dalla regione di assorbimento del PPO ($\lambda > 380nm$) lo scattering alla Raylight domina sul fenomeno di assorbimento e riemissione. La lunghezza di attenuazione dello scattering elastico è superiore al metro per cui in CTF raramente un fotone subisce più di un fenomeno di scattering. In Borexino ciò non è più del tutto vero, tuttavia si può ragionevolmente supporre che la dipendenza angolare del fotone diffuso sia del tipo $1 + cos^2(\theta)$. Questo fenomeno causa un'allargamento nelle lunghezze delle traiettorie che peggiora in qualche modo la risoluzione spaziale.

Capitolo 5

Il prototipo CTF

Nella prima metà degli anni Novanta la collaborazione avviò la realizzazione di un prototipo su scala ridotta del rivelatore, denominato CTF (*Counting Test Facility*), con lo scopo di valutare l'effettiva raggiungibilità delle altissime radiopurezze richieste per l'esperimento Borexino.

Nella sua prima fase di presa dati, denominata CTF-1, tale rivelatore ha permesso di studiare le caratteristiche fondamentali di due possibili scintillatori attestando la raggiungibilità dei traguardi proposti e ha dato così il via libera ai lavori di costruzione di Borexino.

Recentemente si è avuta una seconda fase di presa dati denominata CTF-2, di cui si dirà nel capitolo 7, e ve ne sarà a breve una terza (CTF-3).

In questo capitolo viene presentato il rivelatore CTF con particolare riferimento alle tecniche di analisi dati comunemente adottate e viene stilato un resoconto dei principali risultati di CTF-1[67].

5.1 Il rivelatore

Il rivelatore CTF è situato nella sala C dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (paragrafo 4.2.1), adiacente alle strutture del rivelatore Borexino.

5.1.1 La struttura

La struttura del prototipo CTF è piuttosto simile a quella del rivelatore Borexino, ma con alcune importanti differenze:

1. Le dimensioni.

   L'*inner vessel* ha un raggio di $1m$ e ospita circa $4t$ di scintillatore osservate da 100 PMTs. I PMTs, identici a quelli che vengono adoperati per Borexino, sono tutti muniti di ampi concentratori di luce costituiti da uno strato riflettente di argento ($1\mu m$) e uno strato di schermo in rame ($1\mu m$) in un *sandwitch* di materiale acrilico ($1.5mm$ all'interno e $1\mu m$ all'esterno). La copertura geometrica raggiunta in merito alla rivelazione della luce proveninte dall'*inner vessel* è di $\sim 31\%$.

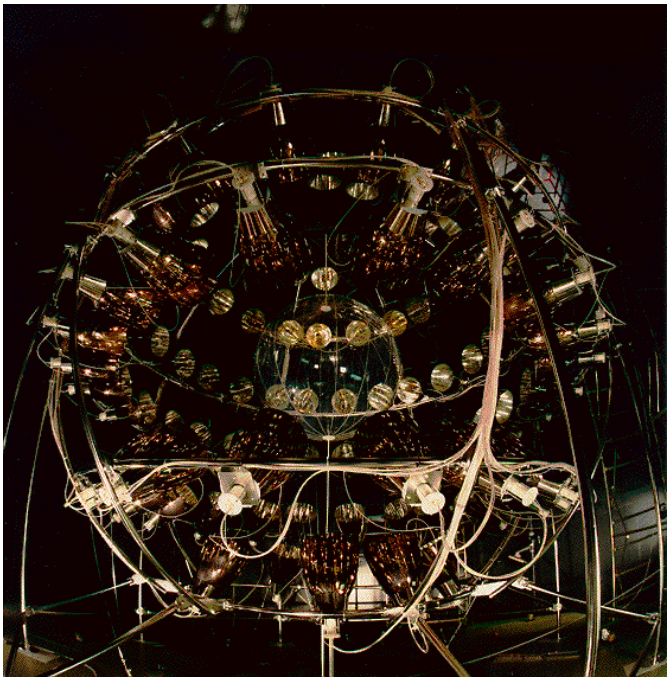


Figura 5.1: *Immagine del rivelatore CTF.*

2. La struttura di sostegno dei PMTs.

   I PMTs sono alloggiati su una struttura aperta di acciaio inossidabile (OS, *Open Structure*) di forma sferica di raggio $\sim 3.3m$. Questa struttura è costituita da 6 paralleli (rings), numerati con numeri progressivi dall'alto in basso e circa altrettanti meridiani.

   Il numero di PMT alloggiati nei vari anelli è il seguente:

   (a) R1, R6 = 8 PMTs.

   (b) R2, R5 = 18 PMTs.

   (c) R3, R4 = 24 PMTs.

3. Liquido di schermo e *inner vessel*.

   L'unico liquido di schermo presente all'esterno dell'*inner vessel* è acqua ultrapura ($1000t$) in cui i PMTs sono immersi completamente. Le dimensioni ridotte di CTF fanno sì che il rapporto superficie/volume dell'*inner vessel* sia più favorevole rispetto a Borexino e che l'*inner vessel* stesso possa mantenere una forma approssimativamente sferica con entrambi gli scintillatori utilizzati. Occorre però sottolineare che ciò ha comunque richiesto una membrana di nylon di maggiore spessore ($0.5mm$).

4. La tanica esterna

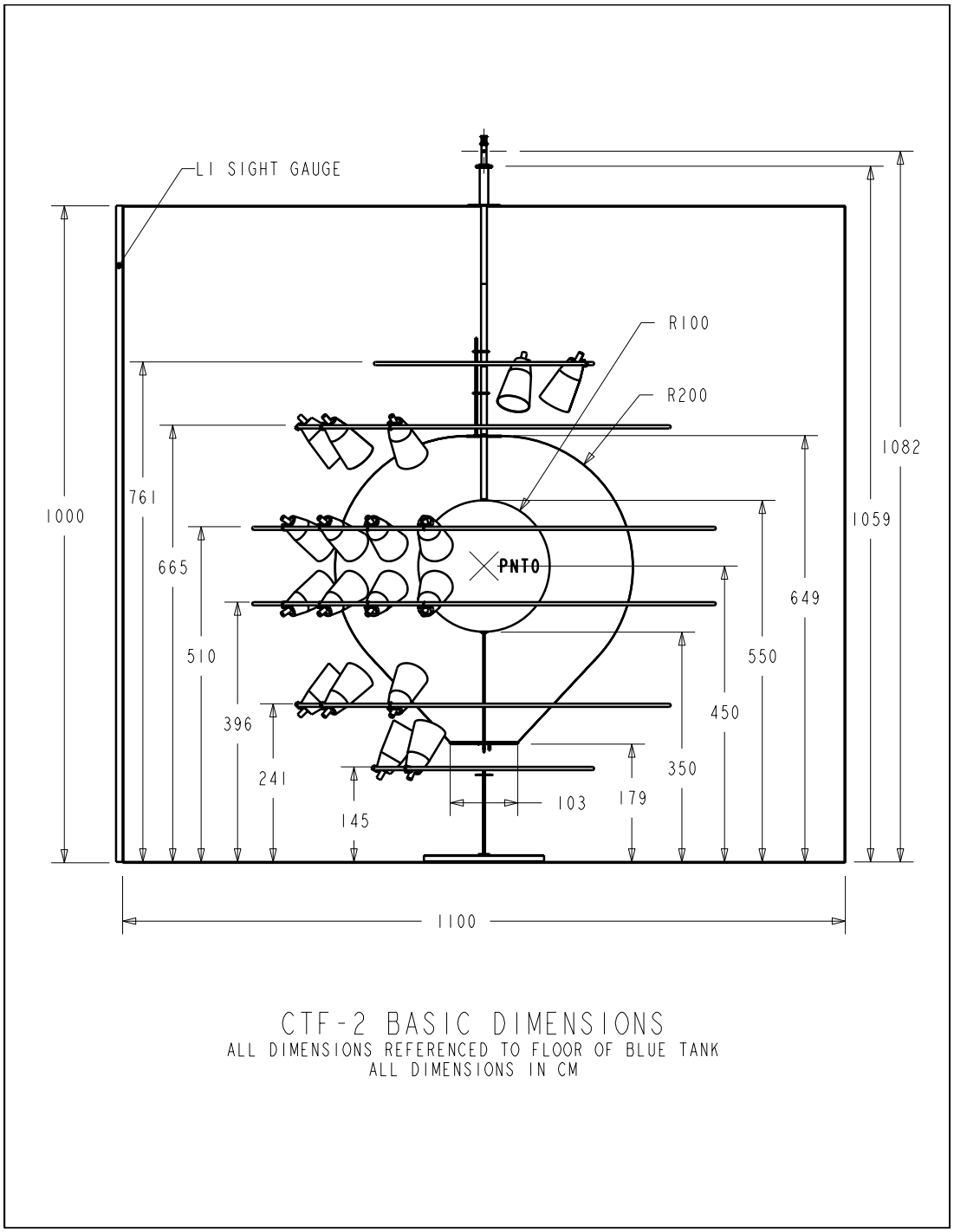


Figura 5.2: *Visione schematica del rivelatore CTF. I PMTs del veto per i muoni non sono rappresentati.*

La tanica esterna, denominata D200, è di forma cilindrica ($11m$ di diametro per $10m$ di altezza). Sotto di essa una piastra di acciaio dello spessore di $10cm$ garantisce la necessaria schermatura dal fondo roccioso.

5. L'*Outer Vessel* (solo CTF-2).

   Nel CTF-2 si è sentita l'esigenza di avere un *vessel* esterno allo scopo di collaudare più realisticamente i sistemi di riempimento di Borexino (appendice B). Lo spessore di questa seconda membrana è pari a quello previsto per l'*outer vessel* di Borexino, mentre il raggio è di $2m$.

6. Il veto per i muoni (solo CTF-2).

   Durante la fase di passaggio dal CTF-1 al CTF-2, si è sentita l'esigenza di introdurre un sistema di veto per i muoni. Esso è costituito da 16 PMTs posizionati in due anelli concentrici ($R_1 = 240cm$ e $R_2 = 490cm$) sul fondo della tanica e rivolti verso l'alto con lo scopo di vedere la luce Čerenkov prodotta dai muoni nell'acqua di schermo.

5.1.2 Gli impianti di gestione e purificazione dei fluidi

Nell'ambito dell'esperienza CTF, come in parte anticipato nel capitolo 4 a proposito di Borexino, sono stati utilizzati una quantità di impianti e sistemi ausiliari di gestione e purificazione dei fluidi. L'impianto di distribuzione dell'azoto e il modulo-0 sono gli stessi destinati al rivelatore Borexino descritti nel paragrafo 4.2.3. Di seguito invece diamo una breve descrizione degli impianti di purificazione dell'acqua e dello scintillatore specifici per CTF.

L'impianto di purificazione dell'acqua

Un impianto di purificazione dell'acqua è in funzione in sala C con lo scopo di fornire acqua ultrapura al livello del $\sim \mu Bq/kg$ per una varietà di scopi tra cui il principale, sinora, è stato il riempimento della tanica D200 per entrambe le fasi di presa dati di CTF.

L'impianto può operare in due modalità distinte: *produzione* e *ricircolo*.

In modalità *produzione* l'acqua, proveniente dalle sale sperimentali dei LNGS, viene prefiltrata, passata attraverso un'unità di osmosi inversa, quindi in un'unità di deionizzazione continua e infine introdotta in un serbatoio di stoccaggio da $5m^3$.

In modalità *ricircolo* l'acqua in eccesso viene prelevata dalla parte alta della tanica D200, passata attraverso un'unità di scambio ionico e quindi immessa nella tanica di stoccaggio.

Dal serbatoio di stoccaggio, l'acqua viene flussata in controcorrente di azoto per la rimozione del radon prima di essere introdotta nella tanica D200.

L'unità di deionizzazione continua ha un'efficienza più alta, ma elimina il $\sim 10\%$ dell'acqua, per cui può essere usata soltanto in fase di produzione. Lo scambiatore ionico, che ha un'efficienza più limitata, viene invece utilizzato sull'acqua di ricircolo che è già relativamente pulita.

Il livello di impurezze ioniche delle catene dell'uranio e del torio viene ridotto da $10^{-10}g/g$ a $10^{-14}g/g$. Il contenuto di radon viene invece ridotto a $\sim 10mBq/m^3$.

L'impianto funziona in entrambe le modalità ad un regime di $2m^3/h$.

L'impianto di purificazione dello scintillatore

Un impianto per la purificazione dello pseudocumene, utilizzato per CTF-1 e denominato *CTF skids*, è alloggiato in una camera pulita sul tetto della tanica D200.

Esso preleva lo scintillatore dal fondo di una tanica di stoccaggio da $15m^3$, denominata D201 (o dal fondo dell'*inner vessel* in regime di ricircolo) e lo passa alternativamente ad una colonna di *water extraction* o ad un distillatore, per la purificazione da impurità di uranio, torio e potassio. Dopo di ciò lo scintillatore viene filtrato con un filtro da $0.05\mu m$, dove viene rimosso il particolato di dimesioni maggiori, e flussato in controcorrente di azoto per la rimozione di impurità gassose quali radon, argon e kripton, prima di essere immesso nella parte superiore dell'*inner vessel*.

L'impianto può funzionare ad un regime di $50l/h$ in modalità *water extraction* e di $20l/h$ in quella di distillazione.

5.1.3 L'elettronica di lettura

Per ogni PMT del rivelatore è necessario conoscere le informazioni relative alla carica complessiva rivelata e all'istante di arrivo del primo fotone. Inoltre, risultano di importanza fondamentale la conoscenza della forma d'onda del segnale dell'intero rivelatore e i tempi di coincidenza tra gli eventi rivelati, unitamente ad altre informazioni di rilievo.

L'alimentazione dei PMTs, il prelievo e la processazione dei segnali di ogni PMT, la definizione e la distribuzione del segnale di trigger e naturalmente l'acquisizione di tutte le informazioni necessarie vengono effettuate da una catena elettronica dedicata, insieme ad una varietà di altre funzioni di servizio. In particolare, per la determinazione delle coincidenze correlate si è resa necessaria la progettazione di un sistema duplicato (gruppo 1 e gruppo 2).

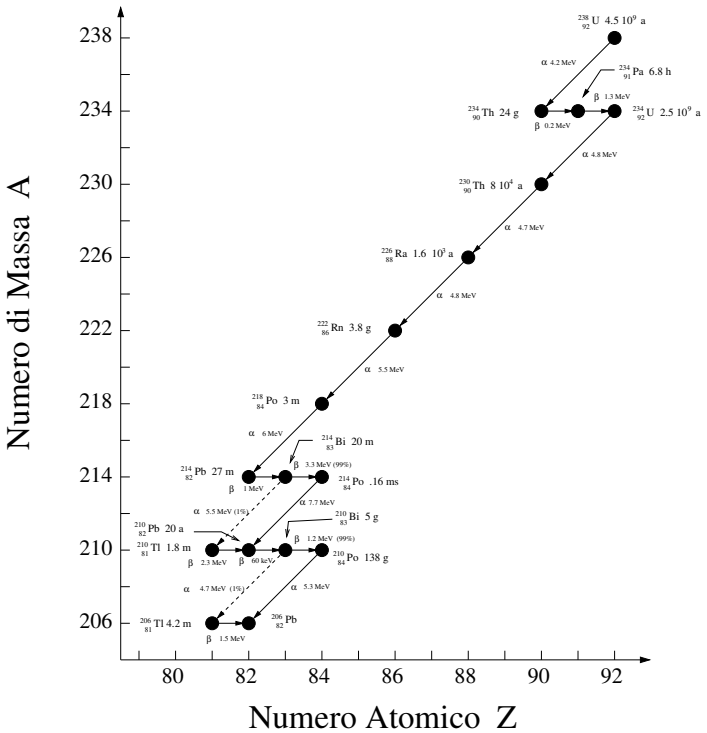
Dal momento che la prima parte del presente lavoro di tesi ha riguardato la messa a punto dell'elettronica di CTF in vista della presa dati dell'estate 2000, l'intero capitolo 6 è dedicato alla descrizione dettagliata del sistema.

5.2 L'analisi dei dati di CTF

Sintetizziamo qui i principali strumenti di analisi utilizzati.

5.2.1 Il metodo delle coincidenze correlate

Come si può notare in figura 5.3, nelle catene radioattive dell'uranio e del torio sono presenti alcune coppie di isotopi che decadono a distanze temporali variabili da qualche centinaia di ns al ms. In questo caso il secondo decadimento della coppia fa scattare anche il trigger del gruppo 2 (capitolo 6) e l'informazione del tempo di correlazione,



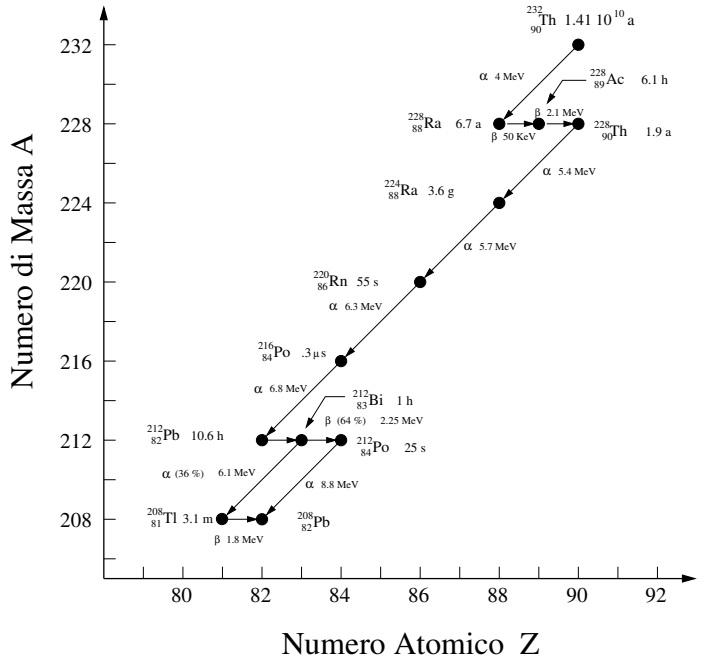


Figura 5.3: *Isotopi radioattivi delle catene naturali dell* ^{238}U *(in alto) e del* ^{232}Th *(in basso).*

unitamente all'energia e alla forma dell'impulso, rivela la natura dell'evento in maniera inequivocabile.

In particolar modo si sono studiate le seguenti coincidenze.

1. Catena dell'Uranio:
   $^{214}Bi(\beta+\gamma, 3.23MeV) \longrightarrow {}^{214}Po(\alpha, 7.69MeV) \quad \tau = 236\mu s$
2. Catena del Torio:
   $^{212}Bi(\beta+\gamma, 2.25MeV) \longrightarrow {}^{212}Po(\alpha, 8.79MeV) \quad \tau = 432ns$
3. Catena del Torio:
   $^{220}Rn(\alpha, 6.29MeV) \longrightarrow {}^{216}Po(\alpha, 6.54MeV) \quad \tau = 216ms$[1]

I valori energetici ridotti a causa del *quenching* (paragrafo 4.3.2) dei decadimenti α sono riportati nella tabella 5.1.

La coincidenza BiPo

La prima coincidenza correlata, tra quelle elencate sopra, è sfruttata universalmente come elemento di calibrazione ed è nota come coincidenza "*BiPo*". Vediamo come viene individuata in CTF.

Nel piano di analisi che riporta sugli assi tempo di coincidenza ed energia degli eventi di gruppo 2, è visibile la struttura corrispondente alle α del ^{214}Po. Essa viene selezionata tagliando in energia tra $250pe$ e $380pe$, con un'efficienza di taglio del 97.88%, e tagliando in tempo di coincidenza tra $50\mu s$ e $1ms$, con un'efficienza dell'82.5%. Gli eventi di gruppo 1 con energia maggiore di $150pe$ (per evitare coincidenze casuali di ^{14}C) immediatamente precedenti a quelli del ^{214}Po, sono necessariamente eventi β del decadimento del ^{214}Bi.

5.2.2 Metodi di reiezione dei muoni

Nel CTF-1 non era incluso un veto per i muoni, per cui si mise a punto un sistema di discriminazione dei muoni dagli eventi di scintillazione, basato su tagli *software* applicati in fase di analisi.

Le informazioni che si sfruttano sono due.

1. La distribuzione dei tempi di arrivo dei fotoni sui fototubi nei due casi è molto differente. Per gli eventi di scintillazione prodotti all'interno dell'*inner vessel* si ha una distribuzione con forte predominanza di tempi brevi ($< 10 - 15ns$), mentre la luce Čerenkov dei muoni, provenendo preferenzialmente dall'alto, colpisce prima i fototubi sugli anelli inferiori e, solo dopo essere stata riflessa (da fototubi, concentratori o altro) ed avere riattraversato il rivelatore ($30ns$ di tempo di volo),

[1] Questa coincidenza in realtà ha un tempo troppo lungo perché il secondo decadimento sia visibile sul gruppo 2. La coincidenza va quindi ricercata osservando le differenze di tempo assoluto degli eventi di gruppo 1.

Elemento	Energia (MeV)	Energia ridotta in PC+PPO (KeV)	Energia ridotta in PXE+tp+bisMSB (KeV)
^{222}Rn	5.49	410	530
^{218}Po	6.02	483	622
^{210}Po	5.30	395	490
^{214}Po	7.69	751	961
^{212}Po	8.79	1010	1151
^{220}Rn	6.29	524	679
^{216}Po	6.54	558	727

Tabella 5.1: *Sorgenti α naturali presenti negli scintillatori organici studiati per Borexino e CTF. I primi quattro isotopi appartengono alla catena dell'uranio, sono usati per la calibrazione energetica e la valutazione dell'efficienza di discriminazione α/β e i relativi valori energetici ridotti a causa del* quenching *sono quelli misurati in laboratorio. Gli ultime tre sono usati per la determinazione della contaminazione di torio con il metodo delle coincidenze correlate e i relativi valori energetici ridotti a causa del* quenching *sono calcolati indirettamente con le formule di Birks[66] a partire dalle misure relative agli altri isotopi.*

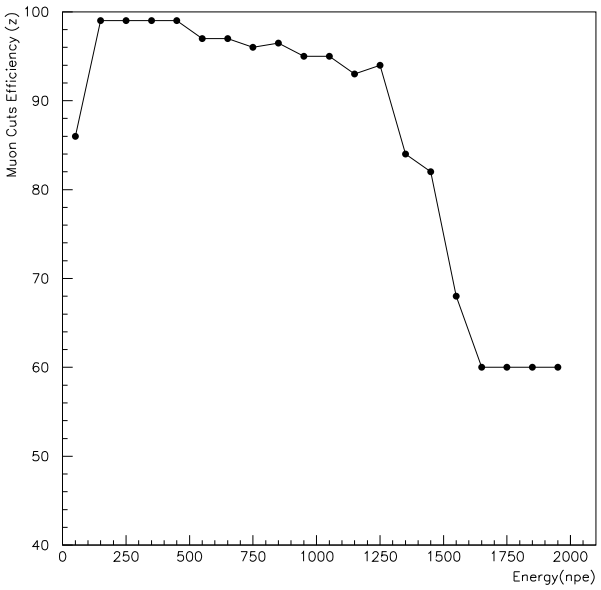


Figura 5.4: *Efficienza dei tagli di analisi per le reiezione degli eventi muonici in funzione dell'energia[75].*

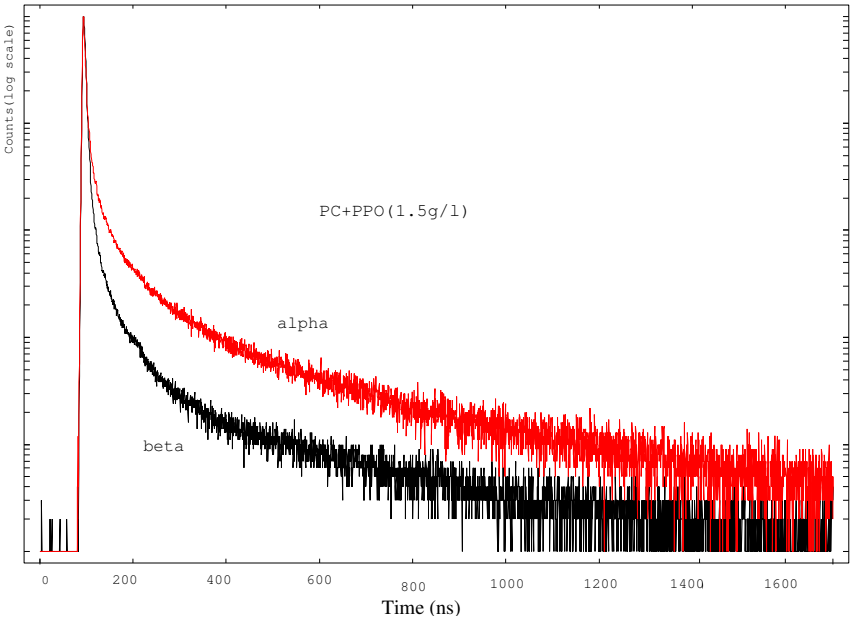


Figura 5.5: *Curve di decadimento dello scintillatore per impulsi α e β.*

viene vista dai fototubi sugli anelli superiori. La distribuzione dei tempi di arrivo è meno piccata, ha una maggiore componente a tempi lunghi e un valor medio superiore a quello degli eventi di scintillazione.

Richiedendo che il valor medio della distribuzione dei tempi di arrivo dei fotoni, contenuto nella variabile *"meantime"* della n-tupla standard, sia minore di $16ns$ si eliminano gran parte degli eventi muonici.

2. Seguendo il percorso della luce Čerenkov dei muoni espresso al punto precedente è facile capire come i fototubi dell'emisfero inferiore ricevano significativamente più luce di quelli posti nell'emisfero superiore per questa classe di eventi. Al contrario le emissione di luce di scintillazione sono notoriamente isotrope.

   Quindi anche richiedendo che il rapporto tra carica vista dall'emisfero inferiore e carica totale, contenuto nella variabile *"up_tot"* della n-tupla standard, sia maggiore di 0.4 si rigettano gran parte degli eventi muonici.

La prassi è quella di usare i due tagli esposti sopra in modo combinato, con l'efficienza mostrata in figura 5.4. Come si vede l'efficienza è buona nella finestra di energia da $250Kev$ a $1MeV$ e peggiora sensibilmente al di fuori di essa.

5.2.3 Metodi di discriminazione α/β

Come abbiamo visto nel capitolo 4, la perdita di energia per ionizzazione di una particella α si differenzia da quella degli elettroni per una più marcata componente a tempi lunghi nell'emissione della luce di scintillazione. Su questa segnatura si fondano i due metodi di discriminazione α/β messi a punto in CTF.

"Banco di prova" ad alta energia ($700 \longrightarrow 1200KeV$) dell'efficienza di questi due metodi è, ancora una volta, la coincidenza *BiPo* di cui abbiamo parlato sopra, mentre a più basse energie ($200 \longrightarrow 700KeV$) si sfruttano le α di altri isotopi riportati in tabella 5.1. In entrambi i casi si fissa un'efficienza considerata accettabile (di solito il 97.5% o il 98%) di riconoscimento delle β e si controlla qual'è la percentuale di particelle α che vengono riconosciute come tali.

Un confronto tra i due metodi sui dati acquisiti in CTF-2 può essere trovato nella figura 7.2 e verrà presentato nel capitolo 7.

Metodo dell'integrazione di carica

Come descritto nel capitolo 6, nell'elettronica di lettura del rivelatore CTF sono inclusi 4 ADC (per ciascuno dei due gruppi) operanti sul segnale di somma analogica dei singoli segnali. Il primo di questi registra la carica totale dell'evento fino a $500ns$, gli altri registrano la carica vista dopo un ritardo di $16ns$, $32ns$ e $48ns$, cioè differenti porzioni della coda del segnale.

In particolare, il rapporto tra la carica registrata dagli ultimi due di questi ADC e quella del primo rappresenta il rapporto "coda-su-totale" dell'evento e viene memorizzato in due variabili della n-tupla standard, denominate *r32_tot* e *r48_tot*. L'utilizzo di un ritardo piuttosto che l'altro dipende dallo scintillatore utilizzato, ma non dall'energia.

Gli eventi α e β si distribuiranno statisticamente in due gaussiane centrate attorno a valori marcatamente distinti del rapporto "coda-su-totale" e si potrà scegliere un valore di separazione ottimale tra queste due distribuzioni. Tuttavia le distribuzioni mostrano inevitabilmente una certa sovrapposizione nella regione centrale tanto maggiore quanto più larghe sono le distribuzioni stesse. Questa sovrapposizione è la ragione ultima della non assoluta efficienza di discriminazione di questo come di altri metodi.

Mentre si dimostra facilmente l'indipendenza dall'energia dei valor medi delle distribuzioni, è altrettanto chiaro come la larghezza e quindi la sovrapposizione delle stesse, diminuirà con l'energia della particella. In conseguenza di ciò si osserva che l'efficienza di discriminazione cresce come $\sqrt{E}$.

Metodo del filtro ottimo

Recentemente è stato studiato, nell'ambito della collaborazione, un secondo metodo di discriminazione α/β basato sugli studi di Gatti e De Martini [68] sul filtro ottimo.

Il secondo metodo sfrutta le lettura della scheda DPSA di cui si parlerà nel dettaglio nel capitolo 6 e che registra direttamente la forma dell'impulso dopo averlo integrato. In fig. 5.6 si vede chiaramente come gli impulsi α e β siano differenti.

In breve possiamo dire che si scelgono delle curve campione (medie) delle due tipologie di eventi e, dopo averle normalizzate e discretizzate, si ricavano due parametri ad esse associati:

$$G_\alpha = \sum_i P_i \alpha_i \qquad G_\beta = \sum_i P_i \beta_i \tag{5.1}$$

dove $\{P_i\}$ è un vettore di pesi che va scelto in modo da esaltare la separazione tra i due

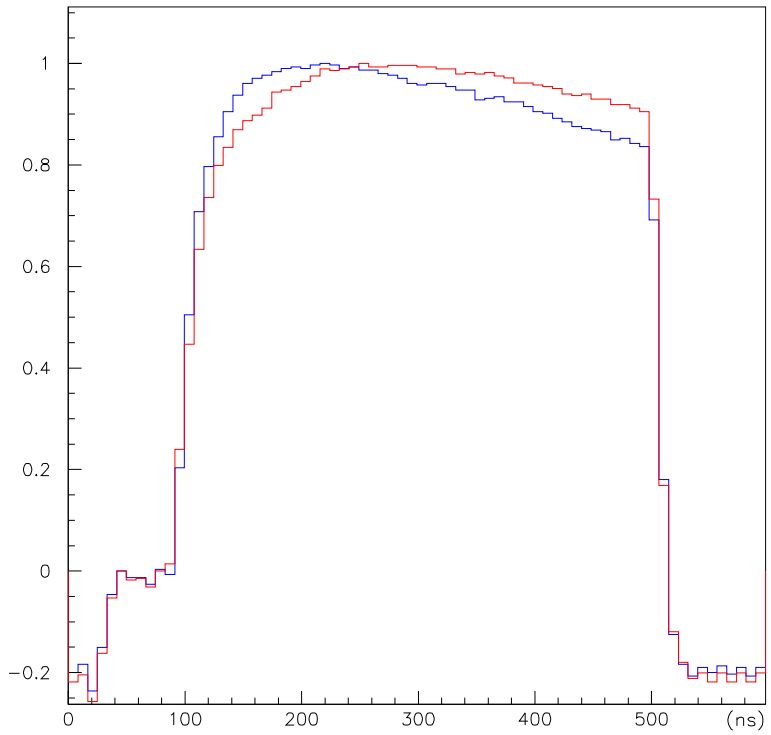


Figura 5.6: *Curve campione della scheda DPSA utilizzate per la discriminazione α/β. In rosso la curva rappresentativa degli aventi α, in blu quella degli eventi β.*

parametri. Si trova che la migliore scelta possibile è:

$$P_i = \frac{\alpha_i - \beta_i}{\alpha_i + \beta_i} \tag{5.2}$$

A questo punto si associa ad ogni impulso S ignoto un analogo parametro G_S:

$$G_S = \sum_i \frac{\alpha_i - \beta_i}{\alpha_i + \beta_i} S_i \tag{5.3}$$

In analogia con il metodo dell'integrazione di carica, si osserva che i segnali si distribuiscono in due gaussiane centrate attorno ai valori G_α e G_β tra i quali, ancora una volta, va scelto il valore di separazione. Nonostante una larghezza delle gaussiane leggermente più accentuata a parità di energia, l'efficienza di questo secondo metodo, come si vedrà, risulta migliore di un fattore 3 rispetto a quello dell'integrazione di carica, grazie ad una maggiore distanza tra i valor medi.

Anche l'efficienza di questo metodo di discriminazione risente di una dipendenza $\sim \sqrt{E}$ a causa della dipendenza energetica della larghezza delle distribuzioni gaussiane del parametro G_S.

5.2.4 Il programma di ricostruzione

Gli eventi appartenenti al cosiddetto fondo esterno sono per la maggior parte confinati alle regioni più periferiche dell'*inner vessel* e possono quindi essere rigettati per mezzo di tagli sul volume fiduciale considerato. Tale selezione è fondata sulla possibilità di ricostruire in maniera affidabile le coordinate spaziali dellla deposizione energetica che può essere puntiforme o meno[69].

Nel caso di deposizione puntiforme, oltre all'energia E_e dell'evento, possono essere definiti un tempo assoluto t_e e una posizione $\mathbf{r}_e = (x_e, y_e, z_e)$ dell'evento.

L'elettronica di lettura permette, per ciascun PMT, l'acquisizione delle informazioni sul numero di fotoni che hanno colpito il fotocatodo (informazione di carica dagli ADC) e sul tempo relativo in cui il primo fotone ha raggiunto il fotocatodo (informazione di tempo dai TDC). Da queste informazioni e in particolare da quella temporale, l'algoritmo di ricostruzione spaziale è generalmente in grado di risalire a $\mathbf{r}_e$ con una precisione dipendente dalla tipologia di evento e che quindi fornisce un ulteriore indizio in sede di analisi dati[2]. Il tempo di arrivo del fotone al fotocatodo è dato dalla somma di 4 termini:

$$t = t_e + t_d + t_f + t_j \tag{5.4}$$

Vediamo ciascun termine a cosa si riferisce:

1. t_e è il tempo in cui è avvenuta al deposizione di energia nelle molecole di scintillatore.

2. t_d è il tempo di diseccitazione dello scintillatore (paragrafo 4.3.1). Tale ritardo è distribuito esponenzialmente secondo la

$$f(t, \mathbf{q}, \lambda) = \sum_i q_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} \tag{5.5}$$

   dove $\lambda_i = 1/\tau_i$ sono le costanti di decadimento delle diverse componenti di luce caratteristiche della miscela scintillante, mentre q_i sono i pesi relativi delle diverse componeti ($\sum_i q_i = 1$).

3. t_f è il tempo di volo del fotone dal luogo di emissione alla superficie del fotocatodo e, nell'approssimazione di propagazione in linea retta si ha:

$$t_f = \sum_i \frac{n_i l_i}{c} \tag{5.6}$$

   dove n_i e l_i sono rispettivamente gli indici di rifrazione e le distanze percorse relative ai differenti mezzi attraversati.

   Tuttavia sono presenti alcuni fenomeni di difficile modellizzazione, quali lo scattering elastico e l'assorbimento e riemissione (paragrafo 4.3.3), ma soprattutto le

[2] Ad esempio eventi che non possono essere ricostruiti come puntuali sono più facilmente attribuiti a deposizioni estese orginate da un γ che genera uno sciame elettromagnetico.

riflessioni totali alla superficie di separazione dei due mezzi. Questi fenomeni fanno deviare la propagazione dei fotoni da quella semplicemente rettilinea e vengono compensati utilizzando un indice di rifrazione "efficace" n_{eff}, differente da quello reale dello scintillatore. Tale indice può essere determinato, tramite simulazioni MC, dal confronto tra posizione generata e posizione ricostruita. Alternativamente si è ricorso a misure effettuate in presenza di sorgenti puntiformi[3] di Radon contenute in ampolle di quarzo e posizionate in punti differenti dell'*inner vessel* per mezzo di un braccio meccanico; anche in questo caso si richiede la coincidenza tra posizione nominale della sorgente e posizioni ricostruite determinando n_{eff} di conseguenza.

La superficie di separazione tra i due mezzi ad indice di rifrazione differente ($n_{PC} = 1.51$) genera fenomeni di rifrazione e riflessione totale che allargano la distribuzione dei tempi di rivelazione. A conferma di ciò le analoghe simulazioni riguardanti Borexino mostrano che le correzioni richieste in questo caso sono molto minori.

4. t_j è lo *jitter* temporale sul tempo di transito nei PMTs che può essere rappresentato da una gaussiana con una $\sigma \simeq 1ns$.

La probabilità che un fotone raggiunga un particolare PMT nell'intervallo di tempo (t_1, t_2) è data da:

$$P_N(t_1 \leq t \leq t_2) = \int_{t_1}^{t_2} f(t, \mathbf{a}_N, \mathbf{r}_e, t_e)dt \tag{5.7}$$

dove $\mathbf{a}_N$ è il vettore dei parametri che include t_d, t_j e le coordinate del PMT, mentre la *p.d.f.(probability density function)* $f(t)$ è data dalla convoluzione delle funzioni di distribuzione del tempo di decadimento dello scintillatore $f_d(t)$ e del tempo di *jitter* del PMT $f_j(t)$:

$$f(t^*) = \int_{-\infty}^{t^*} f_d(t')f_j(t^* - t')dt' \tag{5.8}$$

dove $t^* = t - t_e - t_f = t_d + t_j$.

Ogni fotone viene rivelato indipendentemente dagli altri, per cui si può definire una funzione di Massima Verosimiglianza:

$$L(\mathbf{r}_e, t_e) = \prod_{i=1}^{n} f(t_i^*, \mathbf{r}_e, t_e) \tag{5.9}$$

dove n è il numero di PMTs colpiti. L'algoritmo utilizza il codice di minimizzazione MINUIT disponibile presso le librerie del CERN e cerca nello spazio dei parametri i valori di (x_e, y_e, z_e, t_e) per cui la 5.9 ha un massimo assoluto[4] assumendo il baricentro della carica come valore iniziale.

Per ovviare ai problemi di allargamento della distribuzione dei tempi di arrivo derivanti dai fenomeni di deviazione dal comportamento di propagazione lineare dei

[3] di dimensioni dell'ordine di qualche cm, cioé non superiori alla risoluzione spaziale dell'algoritmo.

[4] In realtà vengono cercati i massimi della funzione $L(\mathbf{r}_e, t_e) = \sum_{i=1}^{n} ln(f(t_i^*, \mathbf{r}_e, t_e))$ che ovviamente coincidono con quelli della 5.9.

Elemento	PC (CTF-1)	PC (NAA)	PXE (CTF-1)	PXE (NAA)
^{238}U	$(3.5 \pm 1.3) \cdot 10^{-16} g/g$	$\leq 2 \cdot 10^{-16}$	$(1.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-15}$	$\leq 1 \cdot 10^{-17} g/g$
^{232}Th	$(4.4 \pm 1.5) \cdot 10^{-16} g/g$	$\leq 2 \cdot 10^{-15}$	$(2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-15}$	$\leq 2 \cdot 10^{-16} g/g$
$^{14}C/^{12}C$	$(1.94 \pm 0.09) \cdot 10^{-18}$	-	$9 \cdot 10^{-18}$	-
K_{nat}	$\leq 2.4 \cdot 10^{-11} g/g$	$\leq 4 \cdot 10^{-12}$		$\leq 6 \cdot 10^{-12}$

Tabella 5.2: *Risultati di CTF-1 e dell'analisi effettuata con l'attivazione neutronica (NAA) [70] su campioni di PC e PXE in merito alle concentrazioni di elementi radioattivi. Va notato che i risultati citati a proposito della NAA sono i limiti di sensibilità del metodo e questi erano migliori al momento dell'analisi sul PXE di quanto non fossero al momento dell'analisi sul PC.*

fotoni cui abbiamo accennato sopra, si calcola il valor medio dei tempi e la sua deviazione standard e si rigettano tutti i tempi esterni al limite di 3σ dal valor medio. Il procedimento viene poi iterato sui tempi rimasti con un taglio a 2.5σ.

5.3 I risultati di CTF-1

Come detto in precedenza lo scopo e il risultato principale della prima fase di presa dati di CTF, che ha avuto luogo dal 1995 al 1997, è stata le determinazione delle impurità presenti nello scintillatore. La presa dati è stata caratterizzata dalla progressiva diminuzione nel numero di fototubi in funzione, connessa a problemi di imperfetta tenuta stagna della sigillatura e conseguente penetrazione di acqua nel partitore di potenza. La prima parte della presa dati, avvenuta con un numero variabile ma suffciente di PMTs, ha permesso l'analisi delle caratteristiche della miscela PC+PPO, mentre la seconda parte, che ha tentato di analizzare le caratteristiche del PXE, ha subito un arresto prematuro e non ha concesso di valutare le proprieta ottiche dello scintillatore a causa dell'esiguo numero di fototubi in funzione[5].

5.3.1 La calibrazione energetica

La calibrazione energetica, effettuata sulla base delle sorgenti di radioattività naturali presenti, risultò essere di 300 ± 30 fotoelettroni per MeV a fronte di 12000 fotoelettroni per MeV emessi nello pseudocumene.

La risoluzione energetica a $825KeV$ è del 9%, mentre la risoluzione spaziale varia da $15cm$ (a $250KeV$) a $10cm$ (a $1MeV$).

5.3.2 I risultati delle misure di fondo

In tabella 5.2 sono riportati i risultati ottenuti da CTF-1 in merito alle radiopurezze dei due scintillatori analizzati, confrontandoli con quelli ottenuti dall'analisi con l'attivazione neutronica (NAA) effettuata nell'ambito della collaborazione stessa [70].

È importante sottolineare come i campioni di PXE misurati con i due metodi fossero in realtà differenti in quanto quello analizzato con la NAA aveva subito un ripetuto

[5] L'esperienza di CTF-2 ha poi ripetuto questo studio in condizioni pressoché ideali.

passaggio nella colonna di purificazione a silica-gel, mentre quello analizzato in CTF-1 era precedente e non aveva subito tale trattamento. Il confronto diretto non fu possibile a causa del termine prematuro della presa dati di CTF-1.

Commentiamo i risultati riportati in tabella:

- **^{14}C**. Il contenuto di ^{14}C fu valutato rilevando il numero di conteggi presenti tra 70 e $150KeV$. Il risultato riguardante il PC era soddisfacente alle richieste di Borexino, mentre quello riguardante il PXE era significativamente peggiore.

- **^{238}U** e **^{232}Th**. Le contaminazioni da ^{238}U e da ^{232}Th furono valutate col metodo delle coincidenze correlate. I valori del PC erano in discreto accordo con le richieste per Borexino, quelli del PXE sembravano anche migliori dai risultati della NAA, ma le misure non sono direttamente confrontabili con quelle sul PC in quanto la sensibiltà del metodo era aumentata. Per fare chiarezza sulle contaminzioni del PXE occorreva dunque una conferma da CTF e tale conferma rientra tra gli scopi di CTF-2 (capitolo 7).

- **Radon**. Lo studio della coincidenza *BiPo* (paragrafo 5.2.1) mise in luce la presenza di un'alterazione nell'equilibrio secolare della catena dell'uranio, indice di una diffusione di radon nell'acqua, con un'attività di $\sim 30mBq/m^3$, proveniente da quelche materiale presente nella tanica. Questo risultato fu alla base della decisione di introdurre un *outer vessel* nel CTF-2 e in Borexino, di cui siè detto in precedenza.

  Per quanto riguarda la presenza di Radon nello scintillatore si osservò che dopo ogni passaggio nel sistema di gestione dei fluidi o di purificazione ne veniva introdotto di nuovo. L'ipotesi più accreditata vedeva il Radon provenire dall'azoto usato per flussare lo scintillatore. Per questo motivo si decise di procedere alla costruzione di un impianto di azoto ultrapuro (paragrafo 4.2.3).

- **^{40}K**. Per quanto riguarda la contaminazione da ^{40}K, il risultato di CTF-1 riportato in tabella 5.2 è semplicemente il limite di sensibilità del rivelatore.

5.3.3 Discriminazione α/β dello pseudocumene.

Con il metodo dell'integrazione di carica si è determinata la capacità di discriminazione α/β del PC.

- Ad alte energie: picco del ^{214}Po a $751KeV$.

  Fissata un'identificazione delle β del 97.5%, si ha un'efficienza di riconoscimento delle α del 97% su tutto il volume dello scintillatore.

- A basse energie: α del ^{222}Rn, ^{218}Po e ^{210}Po tra 300 e $600KeV$ (tabella 5.1).

  Fissata un'identificazione delle β del 93%, si ha un'efficienza di riconoscimento delle α del 89% con un taglio radiale di $R \leq 0.6 \cdot R_{Max}$.

La capacità di discriminazione α/β con il PXE non fu attestata a causa dell'esiguo numero di PMTs funzionanti al momento della presa dati. Tale determinazione è tra gli scopi principali della presa dati di CTF-2 (capitolo 7).

Capitolo 6

L'elettronica di lettura del rivelatore CTF

La prima parte del presente lavoro di tesi ha riguardato la messa a punto finale del sistema di acquisizione del rivelatore CTF e la successiva partecipazione alla presa dati dell'estate 2000, denominata CTF-2. Per questo motivo, nel presente capitolo, viene data una descrizione dettagliata della catena elettronica di tale rivelatore.

6.1 Funzionalità del sistema

Come già anticipato nel capitolo 5, la catena elettronica del rivelatore CTF assolve ad una vasta gamma di funzioni:

1. Alimentazione dei fototubi.
2. Prelievo del segnale analogico dai PMTs, sua amplificazione e distribuzione alle unità che ne fanno uso (ADC).
3. *time pick-off* del segnale e distribuzione del segnale logico alle unità che ne fanno uso (TDC).
4. Costruzione del segnale di trigger e sua distribuzione a tutte le unità che ne hanno necessità.
5. Costruzione di un segnale di somma analogica di tutti i PMTs e sua distribuzione alle unità che ne fanno uso.
6. Acquisizione di una serie di informazioni sull'evento: carica e tempo misurati da ciascun PMT, valori del segnale di somma, distanze tra eventi consecutivi, ...
7. Monitoraggio del conteggio di buio dei fotomoltiplicatori.
8. Monitoraggio del tempo morto del sistema stesso.
9. Calibrazione in carica e in tempo del sistema stesso a mezzo laser.

10. Monitoraggio e stabilizzazione del guadagno dei fotomoltiplicatori.

Nel seguito viene descritto il "sistema principale", dedicato all'acquisizione dei 100 PMTs del rivelatore interno, e il sistema di "muon veto", dedicato all'acquisizione dei 16 PMTs del veto per i muoni, senza trascurare i dettagli dell'integrazione tra i due sistemi.

La figura 6.1 riporta lo schema di entrambi i sistemi. La tabella 6.1 riporta i dati principali di tutti i moduli elettronici utilizzati nella composizione dei due sistemi; ad essa fanno riferimento le sigle utilizzate sia in figura 6.1 che nel resto del capitolo.

6.2 Struttura del sistema principale

L'elettronica di lettura del rivelatore interno è duplicata (Gruppo 1 e Gruppo 2), con il preciso scopo di permettere la rivelazioni di eventi in coincidenza correlata.

Il gruppo 1 comprende:

1. 100 ADC.
2. 64 TDC.
3. 4 ADC per la discriminazione α/β.
4. 1 TTR (Transient Time Recorder).
5. 1 DPSA (Digital Pulse Shape Analyser).

Il gruppo 2 comprende:

1. 64 ADC.
2. 64 TDC.
3. 4 ADC per la discriminazione α/β.
4. 1 TTR (Transient Time Recorder).

Inoltre il sistema include un *Long Range TDC* e una scheda *Flash ADC*.

La necessità di avere un sistema duplicato nasce dall'osservazione che il sistema di acquisizione dati Camac richiede un tempo di circa $75ms$ ad evento. Quindi l'elettronica di Gruppo 1 è "cieca" per i $75ms$ successivi al trigger, mentre i tempi di correlazione tra alcune coppie di radioisotopi naturali, che si vogliono registrare, possono essere più piccoli anche di 5 ordini di grandezza.

Mentre il gruppo 1 è impegnato nel trasferimento dei dati viene attivata la possibilità di lettura del gruppo 2 per un periodo di $8.3ms$: se in questo intervallo temporale si registra un trigger, viene letto anche il gruppo 2. In questo modo, il tempo in cui il rivelatore è cieco è limitato a $50ns$, il tempo impiegato dal sistema per attivare il gruppo 2.

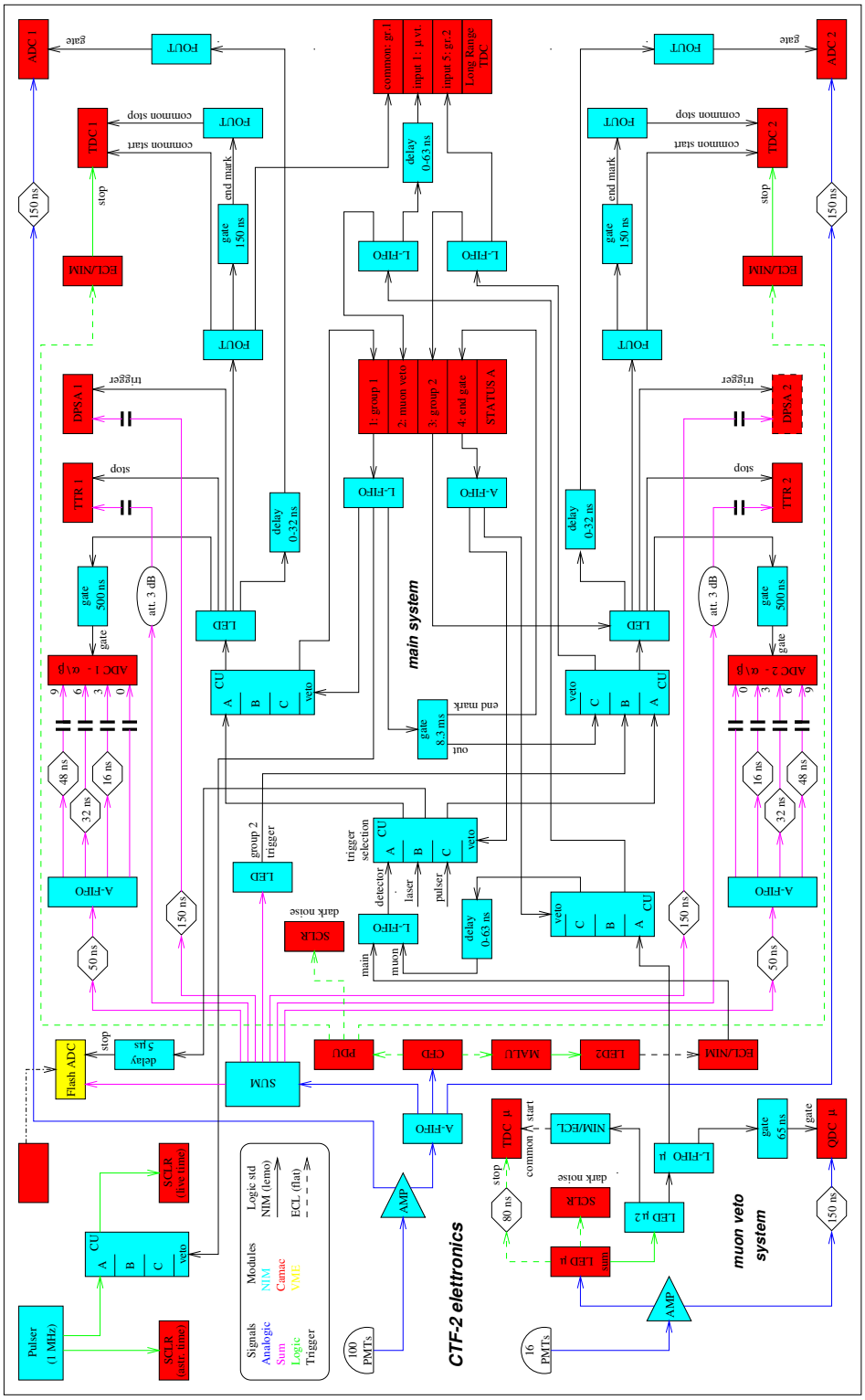


Figura 6.1: *Schema dell'elettronica di acquisizione di CTF.*

Sigla	Modulo	Marca	Modello	Bus	Unità	Canali	Note
ADC	Analog-to-Digital Conv.	LeCroy	2249A	Camac	1	12	10 bits
ADU	Unità di ritardo variabile	CAEN	N108	NIM	2	1	$0 - 32ns$
ADU μ	Unità di ritardo variabile	Phillips	792	NIM	2	1	$0 - 63ns$
A-FIFO	*Fan-in Fan-out* analogico	CAEN	N401	NIM	4	1	input: $\pm 2V$
AMP	Amplificatore lineare	LeCroy	612AM	NIM	1	6	2 uscite per canale
AMP μ	Amplificatore lineare	Phillips	777	NIM	1	8	2 uscite per canale
CFD	Discr. a frazione costante	Ortec	CCF8200	Camac	1	8	$f = 0.4$
CU	Unità di coincidenza	LeCroy	465	NIM	3	1	
DPSA	Campionatore d'onda integr.	*artigianale*		Camac	1	1	120 MHz, 10 bits
DT	Dual Timer	CAEN	N93B	NIM	2	1	
DT2	Dual Timer	LRS	222	NIM	2	1	
ECL/NIM	Conv. ECL $\rightarrow$ NIM	CAEN	C468	Camac	2	8	
FADC	Flash ADC	*artigianale*		VME	1	3	400 MHz, 8 bits
FOUT	*Fan-out* 1×16	CAEN	N105	NIM	2	1	
GDG	Generatore di gate/ritardo	Phillips	794	NIM	4	1	
HV	Alimentatore Alta Tensione	CAEN	SY403	Camac	1	64	
LED	Discr. lineare	LeCroy	821	NIM	4	1	
LED2	Discr. lineare	LeCroy	4413	Camac	1	16	
LED μ1	Discr. lineare	Phillips	7106	Camac	1	16	2 uscite per canale + *sum*
LED μ2	Discr. lineare	Phillips	706	NIM	1	16	2 uscite per canale
L-FIFO	*Fan-in Fan-out* logico	CAEN	N454	NIM	4	1	
L-FIFO μ	*Fan-in Fan-out* logico	LeCroy	429A	NIM	4	1	
LRT	*Long Range TDC*	LeCroy	4208	Camac	1	8	max $8.3ms$
MALU	*Majority Logic Unit*	LeCroy	4532	Camac	1	32	
MEMO	Unità di memoria	LeCroy	MM8104	Camac	1	1	32KB a 200MB/sec
NIM/ECL	Conv NIM $\longrightarrow$ ECL	TLC	8903	NIM	1	8	
PDU	Unità ritardo programmabile	LeCroy	4518	Camac	1	16	
QDC μ	Charge ADC	Phillips	7166	Camac	1	16	
TDC	Time-to-Digital Conv.	CAEN	C414	Camac	1	8	12 bits
TDC μ	Time-to-Digital Conv.	Phillips	7186H	Camac	1	16	
TTR	Campionatore d'onda	LeCroy	TR8828C	Camac	1	1	200MHz, 8 bits
SCLR	Scaler	LeCroy	4434	Camac	2	16	
SA	Status A	CAEN	C236	NIM	1	4	Record & *latch*

Tabella 6.1: *Moduli elettronici utilizzati nell'elettronica di lettura di CTF-2.*

L'elettronica è dotata di soli 64 canali, a fronte di 100 PMTs, per cui 36 canali accolgono il segnale di coppie di PMTs adiacenti[1], mentre gli altri 28 canali accolgono il segnale di singoli PMTs[2].

Tuttavia nell'ambito delle migliorie apportate al rivelatore tra CTF-1 e CTF-2, si è scelto di portare gli ADC di gruppo 1 da 64 a 100, per consentire maggiori possibilità in sede di analisi e di calibrazione.

6.2.1 Alimentazione dei fotomoltiplicatori

I 100 PMTs del rivelatore interno e i 16 PMTs del muon veto richiedono una tensione di alimentazione di circa $1300 - 1500V$. Il valore esatto dipende dal singolo fototubo e viene determinato durante il test preliminare del fototubo, effettuato in camera buia, in modo che il guadagno sia uguale per tutti i PMTs e pari a circa 10^7. Questa tensione di alimentazione è fornita da 2 moduli CAEN SY403 identici, ciascuno dei quali dispone di 64 canali indipendenti (14 canali del secondo modulo sono quindi inutilizzati).

I moduli di alimentazione sono dotati di un sistema di protezione che gestisce le variazioni di tensione in modo graduale sia all'accensione che allo spegnimento. Tale sistema entra in funzione anche in caso di interruzione di corrente.

La corrente assorbita da ciascun PMT in condizioni normali oscilla attorno a $60\mu A$. Nel caso in cui tale corrente supera un valore di soglia regolabile, indice di cattivo funzionamento o eccessivo rumore del fototubo, entra in funzione un dispositivo di protezione che spegne l'alimentazione. Tale valore di soglia è abitualmente impostato a $200\mu A$.

I moduli sono dotati di un interfaccia Camac e possono essere controllati sia manualmente sul pannello frontale, che attraverso il programma di DAQ.

6.2.2 Prelievo del segnale

Ogni PMT è connesso ad un cavo coassiale che porta sia la tensione di alimentazione che il segnale. Il cavo usato è del tipo RG-213, prodotto dalla ditta *Suhner*, modificato con l'aggiunta di una specifica barriera impermeabilizzante. Il connettore impiegato per collegare il cavo sottomarino al fototubo è stato invece realizzato dalla ditta *Jupiter*, che lo ha derivato dalla sua serie standard M, su cui ha apportato alcune modifiche imposte dalle stringenti esigenze operative di CTF. È da sottolineare che la sua parte strutturale è stata realizzata interamente in acciaio inossidabile AISI 316 L, al fine di garantirne la massima compatibilità con l'acqua deionizzata in cui va immerso, e che la tenuta è assicurata da una doppia guarnizione in viton.

I cavi lasciano la tanica D200 attraverso alcune flange situate nella parte superiore della stessa e dotate di appositi passanti a tenuta di luce. I cavi raggiungono poi la sala conteggio di CTF, situata in un edificio limitrofo alla tanica stessa, dove è alloggiata tutta la catena elettronica. Qui sono connessi, tramite connettori standard BNC, alla parte posteriore di un *patch panel* da 100 "canali" dove trovano alloggio altrettante "scatole" di disaccoppiamento, costituite da semplici circuiti capacitivi con funzione di

[1] situati negli anelli 3 e 4 e in parte degli anelli 2 e 5

[2] situati negli anelli 1 e 6 e in parte degli anelii 2 e 5

filtri passa-alto. A tali "scatole" giunge inoltre il cavo dell'alta tensione proveniente dai moduli HV. Sulla porte frontale del *patch panel* sono impiantati dei connettori Lemo femmina da cui viene prelevato il segnale che deve essere processato.

Come riferimento possiamo dire che il segnale di singolo fotoelettrone di un PMT ha le seguenti caratteristiche:

1. Ampiezza: circa $-10mV$.
2. FWHM: circa $5ns$.
3. Tempo di salita (*rise time*): $4ns$.

6.2.3 Distribuzione del segnale analogico

Il sistema di moltiplicazione del segnale, intrinseco al fototubo, svolge la funzione di preamplificazione con un guadagno di circa 10^7, per cui il segnale dal *patch panel* viene semplicemente inviato a degli amplificatori lineari (AMP, 17 moduli, 2 canali inutilizzati). Si tratta di amplificatori a banda larga ($200MHz$) a guadagno regolabile tra 2.5 e 40, solitamente impostato a 30. Entrambe le uscite dell'amplificatore sono utilizzate.

1. La prima uscita va, tramite una linea di ritardo da $150ns$, agli ADC di gruppo 1 (ADC, 9 moduli, 8 canali non utilizzati).
2. La seconda uscita va a delle unità *Fan-in Fan-out* (A-FIFO, 17 moduli, 4 unità non utilizzate). Si tratta di unità dotate di 4 ingressi e 4 uscite. Ciascuna uscita corrisponde alla somma analogica dei 4 ingressi. Questi moduli possono quindi essere usati sia come moduli sommatori, che come moduli quadruplicatori. Nei canali elettronici singoli è sfruttato soltanto un ingresso, mentre nei canali doppi ne vengono utilizzati due, ottenendo così il *multiplexing* dei segnali.

   Tre delle quattro uscite di ciascuna unità sono utilizzate.

   (a) La prima uscita dei *Fan-in Fan-out* va, tramite una linea di ritardo da $150ns$, agli ADC di gruppo 2 (ADC, 6 moduli, 8 canali non utilizzati).

   (b) La seconda uscita dei *Fan-in Fan-out* va a dei moduli *Fan-in Fan-out* identici ai precedenti che, costruiscono il segnale di somma analogica di tutti i PMTs (paragrafo 6.2.4).

   (c) La terza uscita dei *Fan-in Fan-out* viene inviata a dei discriminatori a frazione costante (paragrafo 6.2.5), che prelevano l'informazione temporale destinata ai TDC e al sistema di trigger. Da qui in poi il segnale trasmesso è di tipo logico.

6.2.4 Il segnale di somma analogica

Il segnale di somma analogica di tutti i PMTs viene costruito tramite moduli *Fan-in Fan-out* (A-FIFO, 6 moduli, 21 unità per la costruzione, 2 unità per la distribuzione, 1 unità inutilizzata) in 3 stadi successivi:

1. 64 canali vengono sommati in gruppi di 4 da 16 unità di somma. Il segnale viene prelevato dai moduli *Fan-in Fan-out* di cui si è parlato in precedenza.

2. le 16 uscite dello stadio precedente vengono sommate in gruppi di 4 da 4 unità di somma.

3. le 4 uscite dello stadio precedente vengono sommate da un'ultima unità di somma.

I punti di saturazione delle unità *Fan-in Fan-out* analogiche sono situati a $\pm 2V$ e la regione di linearità è compresa tra $\pm 1.8V$. In ciascuno dei moduli *Fan-in Fan-out* dei primi due stadi è stato inserito un attenuatore da $15db$ che riduce il segnale di un fattore 5.8, dando un fattore di attenuazione complessivo di 33.6. Soltanto in questo modo è possibile effettuare comodamente la somma analogica di ben 100 segnali senza uscire dalla regione di linearità delle unità *Fan-in Fan-out*.

2 delle 4 uscite dell'unità costituente l'ultimo stadio di costruzione vengono distribuite ad altrettante unità *Fan-in Fan-out* identiche, per essere replicato. Tutte le 8 uscite vengono sfruttate per la distribuzione del segnale a vari moduli:

1. La prima uscita, attraverso un ritardo fisso di $50ns$, va ad un modulo *Fan-in Fan-out* (A-FIFO) che quadruplica il segnale e lo smista agli ADC α/β di gruppo 1 (ADC, 1 modulo, 4 canali utilizzati).

2. La seconda uscita serve allo stesso modo gli ADC α/β di gruppo 2.

3. La terza uscita va attraverso un attenuatore Sunher da $3dB$ e un condensatore da $100\mu F$ alla scheda TTR di gruppo 1.

4. La quarta uscita va similmente alla scheda TTR di gruppo 2.

5. La quinta uscita va attraverso una linea di ritardo fisso da $150ns$ e un condensatore da $100\mu F$ alla scheda DPSA di gruppo 1.

6. La sesta uscita è predisposta per la scheda DPSA di gruppo 2, ma al momento non è sfruttata in quanto tale scheda non è ancora presente nel sistema.

7. La settima uscita va alla scheda Flash ADC.

8. L'ottava uscita va al sistema di trigger aggiuntivo per il gruppo 2, descritto nel paragrafo 6.2.7.

6.2.5 *Time pick-off*

Il segnale proveniente dal tubo fotomoltiplicatore ha una forma pressoché costante, per eventi appartenenti alla stessa classe, e le differenze tra segnali appartenenti a classi diverse si limitano principalmente alla coda del segnale, lasciando la parte frontale (*leading edge*) dello stesso quasi identica in tutti i casi. Tuttavia l'ampiezza del segnale è soggetta a vaste escursioni, in funzione del numero di fotoelettroni rivelati dal PMT in questione. Quindi, se venisse utilizzato un "semplice" discriminatore a soglia (*leading edge discriminator*), si andrebbe incontro ad un'eccessiva *amplitude walk* del segnale,

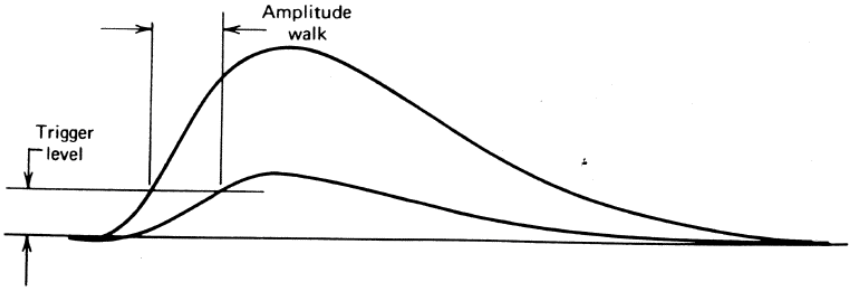


Figura 6.2: Amplitude walk *in caso di discriminazione a soglia semplice per segnali di ampiezza differente.*

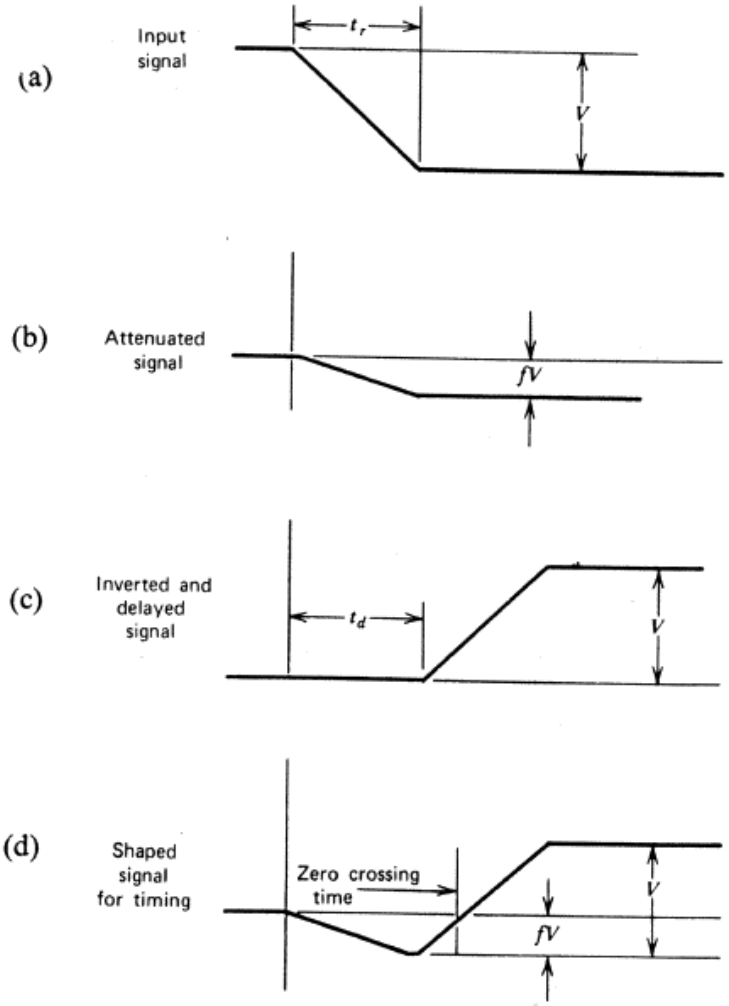


Figura 6.3: *Forme d'onda nella discriminazione a frazione costante. Per semplicità soltanto la parte frontale dell'impulso è raffigurata.*

cioè l'incertezza di temporizzazione dovuta alla variazione di ampiezza sarebbe molto grande come mostrato in figura 6.2.

La scelta obbligata, per una buona precisione di temporizzazione, è quindi quella di usare discriminatori *a frazione costante*. Il funzionamento di tale metodo è esemplificato in figura 6.3. In pratica il segnale in ingresso viene gestito da due canali paralleli:

- Il primo canale attenua il segnale moltiplicandolo per un fattore f ($0 < f < 1$), che rappresenta la frazione dell'ampiezza massima in corrispondenza della quale si desidera avere la temporizzazione.
- Il secondo canale inverte il segnale e lo ritarda di un tempo maggiore del tempo di salita del segnale stesso.

I due segnali vengono quindi sommati in un segnale bipolare per il quale l'istante di inversione di polarità risulta indipendente dall'ampiezza dell'impulso e corrispondente all'istante in cui tale impulso raggiunge la frazione f della sua ampiezza massima.

In CTF si utilizzano quindi dei moduli CFD = *Costant Fraction Discriminator* (8 moduli) con $f = 0.4$ fisso, la cui uscita è un segnale logico di standard ECL. La durata di questo segnale è regolabile ed è attualmente impostata a $30ns$ per motivi legati alla definizione di trigger (6.2.7). La soglia viene impostata canale per canale via Camac, in prossimità della valle tra piedistallo e picco di singolo fotoelettrone, la cui posizione viene determinata durante i run di laser (paragrafo 6.6). L'*amplitude walk* di questi moduli, per segnali con tempi di salita pari a quelli provenienti dai fototubi di CTF, è di appena $250ps$ per una variazione[3] di ampiezza di un fattore 10.

6.2.6 Distribuzione del segnale logico

I moduli CFD sono dotati di due uscite di standard ECL, entrambe sfruttate.

1. La prima uscita dei CFD va a delle unità di ritardo programmabili (PDU, *Programmable Delay Unit*, 4 moduli). Si tratta di unità programmabili via Camac, per segnali di tipo logico. Ciascuna unità è dotata di 3 uscite di standard ECL:
   (a) La prima uscita delle unità PDU va ai TDC di gruppo 1 (TDC, 8 moduli) tramite un convertitore di standard (ECL $\longrightarrow$ NIM, 8 moduli).
   (b) La seconda uscita delle unità PDU serve in modo analogo i TDC di gruppo 2.
   (c) La terza uscita delle unità PDU va a dei contatori (SCLR = *scaler*, 2 moduli) per il monitoraggio del *rate* di buio dei fototubi. Il *rate* di buio di un fototubo esprime la frequenza con cui un fototubo produce un segnale (generalmente di singolo fotoelettrone) in conseguenza di un'emissione termoionica, anziché fotoelettrica, del fotocatodo; in altre parole, esso esprime la frequenza con cui un PMT emette un segnale senza aver visto alcun fotone.
2. La seconda uscita dei CFD va al sistema di trigger.

[3] Per l'esattezza da $5mV$ a $50mV$.

6.2.7 Il sistema di trigger

Il sistema di trigger è ciò che dà la definizione di "evento" per la catena elettronica e si preoccupa di distribuire un segnale logico che ne manifesta la presenza.

La definizione di evento in CTF è la coincidenza di n segnali di canali elettronici differenti in una finestra temporale $\Delta t = 30ns$, scelta in modo da essere circa 6 volte maggiore della componente veloce della luce di scintillazione ($\tau_1 \simeq 5ns$, paragrafo 4.3). Un segnale in un determinato canale elettronico è definito dalla presenza di un segnale di uscita dall'unità CFD, di cui si è detto sopra.

Il numero minimo di PMTs che possono essere posti in trigger dipende dal *rate* di buio dei fototubi e dalla larghezza della finestra temporale impostata, in quanto deve essere trascurabile la possibilità che un trigger venga generato dalla coincidenza casuale di n fototubi che "sparano" nella finestra Δt, senza aver visto alcuna luce. La frequenza con cui tale evento si verifica è data dalla seguente relazione[71]:

$$P = \binom{100}{n} r^n \Delta t^{n-1} \tag{6.1}$$

Il *rate* di buio dei PMTs di CTF, nelle condizioni operative della tanica D200, è dell'ordine di $500Hz$. Quindi la 6.1 si traduce nella richiesta di $n \geq 6$ per avere $P < 1$ conteggio/anno.

Durante l'acquisizione con acqua o con PC+PPO nell'*inner vessel*, si può tranquillamente porre $n = 6$ e tenere la soglia del rivelatore al suo minimo possibile, in modo da analizzare le sorgenti di fondo presenti nella regione di bassa energia. Invece, a causa dell'alto contenuto di ^{14}C del PXE, si è reso necessario l'innalzamento di tale numero fino a $n = 21$, durante la presa dati di CTF-2, al fine di contenere il *rate* di trigger (e quindi il tempo morto del sistema) a livelli accettabili (paragrafo 7.4).

Il sistema di trigger è costituito da 2 moduli MALU (*Majority Logic Unit*) e da un discriminatore lineare (LED2 = *Leading Edge Discriminator*, soltanto 1 canale utilizzato).

Il modulo MALU è una sorta di unità di somma per larghi numeri di segnali logici. Esso è dotato di un'uscita NIM, di ampiezza pari a $V(t) = -s(t) \times 80mV$ dove $s(t)$ è il numero di segnali presenti in ingresso in ciascun istante di tempo. Il primo modulo MALU riceve in ingresso le seconde uscite ECL di 4 delle unità CFD (32 canali). Il secondo modulo MALU riceve in ingresso le seconde uscite ECL delle altre 4 unità CFD (32 canali) e, come *offset*, il segnale NIM dal primo modulo MALU. L'uscita NIM del secondo modulo va quindi in ingresso al modulo LED la cui soglia T viene impostata via Camac in modo che sia:

$$-(n-1) \times 80mV < T < -n \times 80mV$$

dove n è il numero di PMTs che si desidera avere in trigger.

Il segnale dei MALU supera la soglia se e soltanto se si verifica la "concomitante" presenza di n segnali, dove il concetto di "concomitante" è fissato ad una finestra di $30ns$ dalla durata dei segnali in uscita dai CFD. Il segnale di trigger ha una lunghezza

di $50ns$ ed è di standard ECL. Esso viene inviato ad un convertitore ECL $\longrightarrow$ NIM (1 modulo, 1 solo canale utilizzato).

Da qui il segnale di trigger raggiunge un'unità *Fan-in Fan-out* logica (L-FIFO), analoga alle unità *Fan-in Fan-out* analogiche, ma destinata a processare segnali logici. Ad un altro ingresso della stessa unità giunge il trigger proveniente dal Muon Veto (vedi 6.3.2). In questo modo si realizza un OR logico tra i trigger dei due sistemi.

Per quanto riguarda il gruppo 2, le condizioni di trigger sono le stesse che determinano il trigger sul gruppo 1 e la finestra temporale, in cui tale trigger può avvenire, è fissata a $8.3ms$ da un segnale di *gate*, aperto per tale scopo dal sistema di distribuzione del trigger di gruppo 1. Il ritardo minimo dopo il quale può avvenire un trigger sul gruppo 2 è fissato a $50ns$ dalla lunghezza del segnale di trigger in uscita dal LED principale.

Esiste l'eventualità che un evento determini l'innesco di entrambi i gruppi della catena elettronica. Tale fenomeno è denominato "*retrigger*" e può essere dovuto principalmente a 4 meccanismi:

1. Il tempo di diseccitazione dello scintillatore è di circa $100ns$ per cui nominalmente esiste una possibilità intrinseca di *retrigger* in qualsiasi evento di scintillazione. Tuttavia il ritardo minimo di $50ns$ limita in modo significativo questa possibilità.

2. La luce Čerenkov prodotta dai muoni nell'acqua di schermo è soggetta a numerose riflessioni su diverse superfici, per cui può avere, a seconda della geometria dell'evento, un'ampia componente a tempi lunghi, che puó facilmente causare *retrigger*. Tale fenomeno può essere monitorato tramite l'analisi delle forme d'onda registrate dal TTR o dal Flash ADC.

3. Il fenomeno di *after pulsing* da parte dei fototubi può indurre situazioni di *retrigger*. Il fenomeno può essere indotto da luce prodotta dai dinodi della parte terminale del moltiplicatore che torna verso il fotocatodo, con tempi dell'ordine del tempo di transito, oppure da ioni creati nel gas residuo durante il transito dell'impulso primario, anch'essi in grado occasionalmente di raggiungere il fotocatodo, ma con tempi molto maggiori. Tale fenomeno è stato studiato per i PMTs in uso in CTF e Borexino e si è osservato che avviene con una probabilità molto bassa del 2.5% e ritardi caratteristici di almeno $1\mu s$.

4. Riflessioni elettroniche alle estremità dei cavi.

Il problema delle riflessioni era notevole in CTF-1[71] dove i cavi erano suddivisi in più segmenti. Per risolvere questo problema si mise a punto un trigger aggiuntivo in carica per il gruppo 2, realizzato con un semplice LED che agisce sul segnale di somma analogica e va in coincidenza (e quindi in AND logico) con il trigger principale sul gruppo 2. In questo modo si metteno sotto soglia gli eventi indesiderati, anche se al prezzo di alzare la soglia del rivelatore per quanto riguarda il gruppo 2. Da allora la situazione è migliorata, grazie ad un migliore design del partitore di tensione dei PMTs e all'utilizzo di un unico segmento di cavo, per cui l'utilizzo del trigger aggiuntivo non si è più reso necessario per il momento.

6.2.8 Distribuzione del segnale di trigger

Un'unità di coincidenza (CU) funge da "pannello di controllo" della modalità di trigger. Essa è dotata di 4 ingressi, inseribili e disinseribili attraverso dei pulsanti manuali, più un ingresso negato con funzioni di veto. Su 3 degli ingressi giungono altrettanti segnali di trigger:

1. Sull'ingresso A giunge il trigger del rivelatore, cioè l'OR logico tra il trigger del sistema principale e quello del muon veto di cui si è detto sopra.

2. Sull'ingresso B giunge il segnale di trigger del laser di calibrazione che permette di far scattare il sistema in coincidenza col sistema di calibrazione.

3. Sull'ingresso C giunge il segnale di un impulsatore, utile in fase di messa a punto del sistema, per innescare il sistema senza accendere i PMTs.

Sull'ingresso negato giunge uno dei segnali di auto-veto del sistema, descritto oltre, che impedisce la distribuzione di un eventuale secondo segnale di trigger dopo il termine del *gate* di gruppo 2.

Da questa unità il segnale viene distribuito, in maniera pressoché equivalente, agli elementi dei due gruppi. La descrizione che segue riguarda il gruppo 1 e sottolinea, al termine, eventuali differenze presenti sul gruppo 2.

Dall'unità di coincidenza principale il segnale va ad una unità di coincidenza identica alla precedente. Due uscite di tale unità vengono sfruttate:

1. La prima uscita dell'unità di coincidenza di gruppo 1 giunge ad un discriminatore lineare che, dotato di 5 uscite, distribuisce il trigger alle varie schede:

   (a) La prima uscita del LED di gruppo 1 fornisce il segnale di *gate* agli ADC di gruppo 1 attraverso un'unità di ritardo variabile $0 - 32ns$ (ADU) e un'unità di distribuzione 1×16 denominata *Fan-out* (FOUT, 9 uscite utilizzate). Si è scelto di utilizzare un LED in questo ruolo apparentemente insolito, proprio per la possibilità di fissare la lunghezza del segnale di uscita a ben $100ns$, necessari per il *gate* degli ADC.

   (b) La seconda uscita del LED di gruppo 1 serve i TDC attraverso un'unità di distribuzione 1×16 *Fan-out* (FOUT) di cui 10 uscite sono utilizzate.

      i. Le prime 8 uscite vanno agli 8 moduli TDC di gruppo 1 come segnali di *common start*.

      ii. La nona uscita va ad una unità di un modulo *Dual Timer* (DT) che funziona da generatore di gate da $150ns$ il cui *end marker* viene mandato ad un altra unità *Fan-out* (FOUT) 1×16. 8 uscite di tale modulo giungono infine agli 8 moduli TDC di gruppo 1 come segnali di *common stop*.

      iii. La decima uscita va al modulo LRT (*Long Range TDC*) come *common start*.

(c) La terza uscita del LED di gruppo 1 va ad una unità di un modulo *Dual Timer* (DT) che funziona da generatore di gate da $500ns$ per gli ADC α/β di gruppo 1 (ADC, 1 modulo).

(d) La quarta uscita del LED di gruppo 1 va al TTR di gruppo 1 come segnale di stop.

(e) La quinta uscita del LED di gruppo 1 va al DPSA di gruppo 1 come segnale di trigger.

2. La seconda uscita dell'unità di coincidenza di gruppo 1 va al canale n.1 di un registro elettronico denominato Status A (SA).

   Lo Status A è un modulo Camac, dotato di 4 canali, dalla duplice funzione di record e di *latch*. In pratica questo modulo, da un lato registra la presenza di un segnale all'interno di un dato canale, dall'altro fornisce un segnale logico in uscita da quel canale il quale rimane attivo finché non viene terminato via Camac[4].

   L'uscita del canale n.1 dello Status A viene inviata ad un'unità *Fan-in Fan-out* logica (L-FIFO) di cui 3 uscite vengono sfruttate.

   (a) La prima uscita torna all'unità di coincidenza di gruppo 1 come auto-veto.

   (b) La seconda va ad un'unità di un modulo *Dual Timer* (DT) che genera il *gate* di $8.3ms$ per il trigger di gruppo 2, messo in AND presso l'unità di coincidenza di gruppo 2. Inoltre l'*end marker* di tale *gate* va al canale n.4 dello status A e da qui ad una unità *Fan-in Fan-out* analogica che lo sdoppia e lo distribuisce come veto all'unità di coincidenza del trigger del muon veto e all'unità di coincidenza principale.

   (c) La terza uscita va al sistema di monitoraggio del tempo morto.

La distribuzione del trigger sul gruppo 2 avviene in modo quasi identico. Ecco le uniche differenze:

- L'unità di coincidenza di gruppo, oltre al trigger dall'unità di coincidenza principale, riceve anche il segnale di *gate* da $8.3ms$ ed il segnale dal sistema di trigger aggiuntivo di gruppo 2 (paragrafo 6.2.7).

- L'input al *Long Range TDC* (canale n.5) non proviene dal *Fan-out* che distribuisce i *common start* ai TDC, come accade sul gruppo 1, bensì direttamente dall'uscita dell'unità di coincidenza di gruppo 2 destinata allo status A (canale n.3) la quale viene quindi preventivamente sdoppiata da un'unità *Fan-in Fan-out* logica per servire ad entrambi gli scopi.

- L'auto-veto proveniente dallo status A non giunge all'unità di coincidenza di gruppo come accade per il gruppo 1, bensì al LED di distribuzione, per compensare il ritardo introdotto dall'unità *Fan-in Fan-out* aggiuntiva menzionata sopra.

[4] Ad esempio in conseguenza di un istruzione *clear*.

6.2.9 Veto per il rumore

Durante la fase di messa a punto del rivelatore, in vista della presa dati di CTF-2, si è osservata la presenza di 2 sorgenti di rumore:

1. Un rumore costituito da pacchetti sinusoidali smorzati, con una frequenza di arrivo di $75KHz$. Tale rumore è probabilmente dovuto al sistema di UPS operante sul sistema di alimentazione della *counting room*.

2. Un rumore con una portante di $100MHz$ di forma e frequenza di arrivo irregolare. La sorgente di tale rumore non è stata identificata.

Ovviamente era stringente la necessità di evitare che il sistema venisse innescato da queste sorgenti di rumore e, a tal fine, si è messo in opera un sistema di veto. Come antenna è stato temporaneamente utilizzato un cavo coassiale destinato all'alimentazione di uno dei LED non funzionanante tra quelli preposti calibrazione del sistema di muon veto (paragrafo 6.6.4). Tale cavo, provenendo dalla regione centrale della tanica, è più corto di qualche metro rispetto ai cavi che portano i segnali dei PMTs e ciò permette di avere l'anticipo temporale sufficiente per mettere in veto il sistema.

Il segnale proveniente dall'antenna viene amplificato nella stessa identica maniera in cui viene amplificato il segnale proveniente dai PMTs, dopodiché esso viene sottoposto ad un discriminatore lineare che genera un segnale logico e questo infine manovra un generatore di gate da $5\mu s$ che viene posto in anticoincidenza con il trigger del sistema sull'unitá di coincidenza principale.

Per l'imminente presa dati del CTF (in cui i 4 LED di calibrazione del muon veto saranno ovviamente tutti funzionanti) si prevede l'installazione di un'antenna dedicata.

6.2.10 Monitoraggio del tempo morto

Il tempo morto (*dead time*) τ_d del sistema è il tempo impiegato dal sistema per trasmettere i dati al computer di acquisizione. Durante tale lasso di tempo il sistema è "cieco", cioè non è in grado di acquisire nuove informazioni.

La sua conoscenza precisa è importante per almeno due ragioni.

- Esso determina il massimo *rate* di trigger sopportabile dal sistema, in quanto la frazione di tempo complessiva in cui il sistema è cieco è il prodotto del *rate* di trigger del sistema per il tempo morto.

- Qualsiasi misura riguardante una frequenza di conteggio di eventi deve essere corretta in modo da tener conto del tempo morto tramite il fattore:

$$\frac{1}{1 - r\tau_d}$$

  dove r è il *rate* di acquisizione del sistema.

In CTF è presente un sistema in grado di determinare con buona precisione il tempo morto del sistema. Esso è costituito da 2 contatori di impulsi, da un'unità di coincidenza (CU) e da un impulsatore da $1MHz$. L'impulsatore è realizzato utilizzando 2

unità timer (di un modulo GDG) secondo l'abituale schema spesso denominato *flip flop* descritto di seguito. Ciascuna unità timer (di un modulo DT o GDG, ad esempio) è generalmente munita di un'uscita $\overline{OUT}$ che produce un segnale logico quando *non* è attivo il canale di input dell'unità. Collegando 2 unità timer in modo che l'$\overline{OUT}$ di ciascuna sia connesso allo *start* dell'altra e prelevando il segnale dall'OUT di una dei due si realizza un impulsatore. Il timer dell'unità da cui è prelevato il segnale regola la lunghezza degli impulsi, mentre quello dell'altra unità regola la frequenza dell'impulsatore stesso. Utilizzando l'uscita *delay* anziché l'uscita $\overline{OUT}$ si ottiene lo stesso effetto con le funzioni dei due timer scambiate.

Tornando al sistema di monitoraggio del tempo morto, gli impulsi dell'impulsatore giungono direttamente ad uno dei due contatori, deputato a determinare il tempo totale trascorso. Gli stessi impulsi giungono all'unità di coincidenza dove giunge anche il veto dallo Status A (canale n.1) in conseguenza di un trigger sul gruppo 1 e per tutta la durata dell'acquisizione. L'uscita dell'unità di coincidenza va poi all'altro contatore che è così destinato alla determinazione del tempo "vivo" del sistema. La frazione di tempo in cui il sistema è cieco risulta quindi per sottrazione dai due contatori e dalla conoscenza del *rate* di trigger si determina il tempo morto di acquisizione.

6.3 Struttura del sistema di muon veto

L'elettronica di lettura del muon veto può, per certi aspetti, essere considerata una sorta di "gruppo 3" del sistema.

L'alimentazione dei fototubi e il prelievo del segnale avvengono in modo identico a quanto descritto per il rivelatore principale.

6.3.1 Distribuzione del segnale

Il segnale parte da un *patch panel* e giunge ad un amplificatore lineare (2 moduli AMP μ) il cui guadagno è regolato a circa 10. Entrambe le uscite vengono sfruttate:

1. La prima uscita va a delle linee di ritardo da $150ns$ e da qui a dei Charge ADC (QDC μ, 1 modulo). Si tratta di moduli che operano una conversione analogico-digitale sul segnale integrato, avendo quindi un'uscita proporzionale alla carica complessiva del segnale stesso.

2. La seconda uscita va ad un discriminatore lineare (LED μ, 1 modulo) che realizza il *time pick-off* del segnale. La soglia è regolata per scattare sul segnale di singolo fotoelettrone.

   Il modulo è dotato di 2 uscite per canale di standard ECL.

   (a) La prima uscita di ogni canale va ad un contatore (SCLR, 1 modulo) che si occupa di monitorare il *rate* di buio di ciascun fototubo.

   (b) La seconda uscita di ogni canale va ai TDC (TDC μ, 1 modulo), tramite un cavo di ritardo ECL *Twisted Pairs* da $80ns$.

Tale discriminatore è inoltre dotato di un'uscita di standard NIM pari, ad ogni istante, alla somma logica dei 16 canali, che viene sfruttata per il trigger del sistema.

6.3.2 Il sistema di trigger

Si sfrutta, come detto in precedenza, l'uscita somma logica dei 16 canali del discriminatore Camac. La lunghezza degli impulsi in uscita da tale discriminatore fissa la finestra temporale di coincidenza ai fini del trigger come avviene per i CFD della catena principale. L'uscita somma di questo primo discriminatore va ad un secondo discriminatore lineare (LED $\mu 2$, soltanto 1 canale utilizzato). La soglia di questo secondo discriminatore definisce di fatto il numero di PMTs richiesti per il trigger del sistema di muon veto e, in condizioni standard, è fissata a $-158mV$, equivalenti alla richiesta di 4 PMTs colpiti nella finestra temporale stabilita.

Questo secondo discriminatore è dotato di 2 uscite che distribuiscono il trigger.

1. La prima uscita va ad un convertitore NIM $\longrightarrow$ ECL e da qui va al modulo TDC come *common start*.

2. La seconda uscita va ad una unità *Fan-in Fan-out* logica (L-FIFO μ) che la sdoppia.

   (a) La prima uscita va ad un generatore di *gate* (GDG, 1 modulo), il quale fornisce un *gate* di $65ns$ al QDC.

   (b) La seconda uscita va al sistema principale per essere integrata in esso.

6.3.3 Integrazione nel sistema principale

Il segnale di trigger del muon veto giunge ad un'unità di coincidenza (CU) che riceve anche il veto corrispondente alla fine del gate da $8.3ms$, quello, cioè, corrispondente all'inizio dell'acquisizione Camac.

Due uscite dell'unità di coincidenza vengono sfruttate.

1. La prima uscita viene messa in OR logico con il "main trigger" in un'unità *Fan-in Fan-out* logica (L-FIFO). Un'unità di ritardo variabile (ADU μ) precede la *Fan-in Fan-out* ed è regolata in modo da correggere i diversi tempi di formazione dei 2 segnali di trigger.

2. La seconda uscita va ad un'altra unità *Fan-in Fan-out* logica (L-FIFO) che la sdoppia.

   (a) La prima uscita va al canale n.2 dello Status A (SA), come flag dell'avvenuto trigger del sistema di muon veto.

   (b) La seconda uscita giunge al *Long Range TDC* (LRT, input n.1), attraverso un'unità di ritardo variabile (ADU μ), che corregge i diversi tempi di formazione dei 2 segnali di trigger.

6.4 L'acquisizione (DAQ)

Tutti i moduli che registrano informazioni sono schede Camac, con la sola eccezione della scheda Flash ADC. Ciascun crate Camac è corredato da un *Crate Controller*, un modulo che si occupa di gestire il *dataway bus* Camac. Ogni Crate Controller è dotato di un'interfaccia *ethernet* e di un indirizzo IP, con cui viene reso visibile all'interno della rete telematica locale, attraverso la quale passa l'acquisizione.

Il software di acquisizione opera su un computer *VAX Station* a sistema operativo VMS ed è suddiviso in 4 parti:

Producer È il programma che si occupa di inviare i comandi di impostazione ai *Crate Controllers* (regolazione delle soglie, lunghezza dei ritardi, ...), nonché di leggere i dati inviati da questi incorrispondenza di un evento.

Analyzer È un programma che si occupa di riempire alcuni istogrammi con gli output della maggior parte delle schede. Ciò è indispensabile in sede di messa a punto del sistema, per monitorare *on-line* come varia la risposta del sistema alle modifiche apportate, ma è molto utile anche in sede di presa dati, per diagnosticare eventuali malfunzionamenti.

Consumer È il programma che si occupa della definizione del record dei dati e della sua scrittura su disco fisso. Il *back-up* su CD-Rom viene invece effettuato da un PC Linux dotato di masterizzatore, che legge i dati grezzi direttamente dal disco fisso della *VAX Station*.

Monitor È un programma che, durante i *laser runs* (paragrafo 6.6), si occupa di monitorare il guadagno dei PMTs, osservando eventuali spostamenti dei picchi di singolo fotoelettrone, visibili negli istogrammi degli ADC. In caso di necessità esso modifica la tensione di alimentazione dei PMTs corrispondenti, dopo aver annotato la variazione in un file apposito. La stabilità del guadagno dei canali elettronici si è rivelata molto buona durante CTF-2, richiedendo raramente degli aggiustamenti di tensione, persino in seguito a spegnimento e riaccensione dei PMTs.

I dati grezzi (*raw data*) vengono processati in vari modi, tuttavia la collaborazione ha messo a punto un programma di ricostruzione ufficiale, denominato *ctf_rec*. Esso incorpora la routine di ricostruzione spaziale di cui si è detto nel capitolo 5 e produce la *n-tupla standard*, la matrice di variabili contenente le informazioni di rilievo circa l'evento nel suo complesso.

Per quanto riguarda la scheda Flash ADC, essa è alloggiata in un crate VME dedicato e gestito da un Power PC, identico a quelli che verranno utilizzati in Borexino. Il software di acquisizione è installato su un apposito PC e funziona in maniera del tutto indipendente dal programma di acquisizione principale. Di conseguenza si è reso necessario sviluppare un programma in grado di integrare e sincronizzare i dati provenienti dalle due acquisizioni.

6.5 Le informazioni acquisite

La catena elettronica, per ogni evento, fornisce una quantità di informazioni. Nel seguito vengono presentate le caratteristiche di ciascuna di esse e dei dispositivi che le generano.

6.5.1 Informazione di carica

I "LeCroy 2249" sono ADC a 10 bit (i.e. 1024 bins), concepiti per accettare i segnali negativi provenienti dai PMTs e utilizzati in modalità d'integrazione di carica. Essi hanno un fondoscala di $-256pC$ che si traduce in una risoluzione di $-0.25pC/bin$. Il gate temporale che ricevono dal LED di gruppo è di 100ns e i ritardi vengono regolati in modo che esso si apra circa $20 - 30ns$ prima dell'arrivo del segnale.

6.5.2 Informazione di tempo

I "CAEN C414" sono TDC a 12 bit (i.e. 4096 bins), utilizzati per monitorare una finestra temporale di $200ns$ con una risoluzione di $0.05ns/bin$. Il sistema di distribuzione del trigger si occupa di fornirvi un segnale di *common start* da cui parte la misura temporale. Il segnale dai canali colpiti giunge alcuni ns dopo, mentre i canali non colpiti registrano il *common stop* regolato circa $150ns$ dopo il trigger.

L'informazione fornita riguarda il tempo di arrivo del primo fotoelettrone tra quelli rivelati da uno stesso PMT, ma non si tratta di un'informazione assoluta, in quanto la scala dei tempi è arbitraria e dipende dal tempo di transito del segnale nella catena elettronica. L'informazione importante, d'altronde, è la dispersione dei tempi d'arrivo, cioè la misura relativa dei tempi su diversi canali e il programma di ricostruzione riscala tutte le letture ponendo a 0 il tempo del primo fotoelettrone dell'evento.

6.5.3 Integrazione del segnale con ritardi diversi

Un modulo di ADC per ciascun gruppo, identico a quelli utilizzati per i singoli PMTs (o canali) è preposto all'integrazione del segnale di somma analogica. Il *gate* fornito è di $500ns$ e vengono utilizzati 4 canali a cui giunge lo stesso segnale con ritardi diversi: 0, 16, 32, $48ns$. Ciascun ingresso è preceduto da un condensatore da $100\mu F$ con lo scopo di realizzare un accoppiamento AC. Ciò si rende indispensabile su un segnale di somma in quanto l'*offset* del segnale è tale da saturare da solo l'ADC. Il ritardo comune dei 4 segnali (applicato prima della quadruplicazione ad opera di un'unità *Fan-in Fan-out*) viene regolato in modo che il canale con il ritardo di 48ns riceva il segnale subito dopo ($5ns$) l'apertura del gate e integri così l'intero segnale, mentre gli altri canali tagliano differenti porzioni della testa del segnale. Il canale con il ritardo di $32ns$ integra il segnale da $16ns$ in poi, il canale con il ritardo di $16ns$ lo integra da $32ns$ in poi e quello senza ritardo lo integra da $48ns$ in poi. Lo scopo di queste integrazioni è quello di rendere disponibili le informazioni per calcolare il rapporto coda-su-totale del segnale, importante per la discriminazione α/β dell'evento (paragrafo 5.2.3).

6.5.4 Forma d'onda dal TTR

Il TTR "LeCroy TR8828C" è un triplo modulo Camac che associa un campionatore di forma d'onda da $200MHz$ ($5ns$ di risoluzione) e un convertitore analogico-digitale da 8 bit.

Il segnale di somma analogica del rivelatore viene prima attenuato di un fattore 3 da un attenuatore *Sunher* da $10db$, poi filtrato da un condensatore da $100\mu F$ al fine di rimuovere il notevole *offset* risultante dal processo di somma e infine viene fornito all'ingresso analogico del TTR. Tale ingresso ha un range dinamico $0 \longrightarrow -510mV$ che consente una risposta lineare fino a circa $340pe$ (equivalenti a poco più di $1MeV$).

Il modulo "LeCroy MM8104 è un modulo di memoria Camac da 32KB abbinato al TTR e ne determina la profondotà di memoria. La memoria è di tipo circolare, cioè il TTR è costantemente in funzione sovrascrivendo man mano le porzioni di memoria più vecchie. Quando giunge un segnale logico di stop dal sistema di distribuzione del trigger, viene acquisita l'informazione riguardante l'intevallo temporale di $1\mu s$ precedente a tale segnale.

Il TTR è stato uno strumento prezioso durante la presa dati di CTF-1, quando molte caratteristiche del rivelatore erano ancora incomprese, ed è ancora un valido strumento per guardare la forma del segnale nel suo complesso, tuttavia la scheda Flash ADC, recentemente inserita nel sistema, svolge lo stesso compito con prestazioni decisamente superiori.

6.5.5 Forma d'onda integrata dal DPSA

La scheda DPSA, inserita sul gruppo 1, è un campionatore di forma d'onda realizzato artigianalmente presso i laboratori dell'Università di Milano con caratteristiche dedicate al CTF e in particolare allo studio delle possibilità di discriminazione α/β con il metodo del filtro ottimo (paragrafo 5.2.3).

La DPSA esegue tre operazioni successive sul segnale analogico che riceve.

1. Integrazione del segnale d'ingresso in 3 passaggi.
   (a) Integrazione dell'impulso per un periodo di $600ns$.
   (b) Azzeramento dell'output integrato ($100ns$).
   (c) Integrazione della *baseline* per un periodo di $200ns$.
2. Campionamento del segnale a $120MHz$ ($8.3ns$ di risoluzione).
3. Conversione analogico-digitale dei campioni a 10 bits.

La DPSA riceve come input il segnale di somma analogica del rivelatore preceduto da un grosso condensatore da $100\mu F$ al fine di eliminare il forte *offset* del segnale di somma stesso.

Poiché il *gate* che governa le operazioni d'integrazione è generato internamente, il modulo necessita soltanto di un segnale logico di trigger.

La scheda è dotata di interfaccia Camac ed è acquisita in questo modo insieme al resto dell'elettronica.

Si è osservato che il segnale è affetto da un *undershoot* dovuto all'accoppiamento capacitivo tra il PMT e il *front-end*: la forma d'onda integrata tende a cadere dopo aver raggiunto il massimo, invece di mostrare il classico *flat top* tipico di un segnale integrato. Questa caratteristica influenza anche il secondo *gate* di $200ns$ rendendo inutilizzabile la lettura della *baseline*. La *baseline* deve quindi essere determinata nel primo gate da $600ns$, nel breve intervallo temporale precedente all'arrivo dell'impulso.

A parte questo piccolo inconveniente dalle conseguenze limitate, le prestazioni della scheda si sono rivelate perfettamente all'altezza delle aspettative, per cui si prevede, nell'ambito della prossima presa dati di CTF, l'inserimento sul gruppo 2 di un'altra scheda DPSA identica a quella attuale.

6.5.6 Forma d'onda dal Flash ADC

La scheda Flash ADC (FADC) è un campionatore di forma d'onda realizzato artigianalmente presso il *College de France* di Parigi identica a quelle sviluppate per Borexino con caratteristiche dedicate[72]. Il ruolo svolto da questa scheda è simile a quello svolto dai TTR di cui vuole essere un'opzione migliore.

Si tratta di un campionatore da $400MHz$ ($2.5ns$ di risoluzione) e di un convertitore analogico-digitale da 8 bit.

Il segnale di somma analogica viene fornito all'input analogico della scheda Flash ADC, simile a quello del TTR, con un range di $500mV$ regolabile all'interno della finestra $\pm 0.5V$. Inoltre la scheda riceve un segnale logico di trigger prelevato dall'unità di coincidenza principale e ritardato opportunamente da un'unità *Dual Timer* (DT2). Infine la scheda necessita di un *pattern* di dati a 16 bit di standard TTL da un modulo Camac dedicato, con il quale compone l'intestazione del record di evento nei propri dati grezzi.

La scheda possiede 3 canali indipendenti utilizzati nel modo seguente:

1. Il canale 0 processa il segnale di somma analogica.
2. Il canale 1 processa un segnale da un singolo PMT.
3. Il canale 2 processa il segnale di somma analogica dopo avervi applicato uno stadio di amplificazione aggiuntivo.

Di fatto si è utilizzato soltanto il canale 0, in quanto il canale 2 mostrava un certo grado di saturazione, mentre il canale 1 è concepito per controllo.

Ciascun canale possiede una memoria circolare di $256KB$ suddivisa in pagine di lunghezza variabile impostata a $5\mu s$. Si tratta di una memoria RAM ad accesso condiviso (*shared memory* o *dual port memory*) che può essere contemporaneamente scritta dalla scheda Flah ADC e letta attraverso il bus VME. Il vantaggio enorme che deriva dall'uso di questo tipo di memoria è quello di avere un sistema privo di tempo morto, costituito da una singola scheda in grado di attivarsi per entrambi i trigger di un evento doppio.

La scheda Flash ADC è stata introdotta nella catena elettronica di CTF con lo scopo principale di effettuare un collaudo e una verifica delle prestazioni, in vista dell'utilizzo in Borexino di schede praticamente identiche. Ciononostante, essa si è rivelata utile sotto alcuni aspetti:

1. Ridondanza di determinazione dell'energia dell'evento.
2. Analisi degli eventi indotti da muoni che attraversano l'*inner vessel*.
3. Analisi degli eventi di *retrigger* (in analogia al TTR).
4. Ridondanza di discriminazione α/β con il metodo dell'integrazione di carica (paragrafo 5.2.3).

6.5.7 Flags di trigger e tempi di coincidenza

Il modulo Status A (SA) registra la presenza di un trigger in ciascun sottosistema.

- In caso avvenga un trigger di gruppo 2 nella finestra di $8.3ms$ predisposta, entrambi gli eventi vengono registrati con un flag che segnala tale situazione. Nella n-tupla standard ciò è visibile nella variabile "coinc" che assume valore 2 per entrambi gli eventi appartenenti ad un doppio trigger, mentre assume valore 1 per gli eventi singoli.
- In caso di trigger del sistema di muon veto, l'evento corrispondente viene registrato con un flag che segnala tale avvenimento. Nella n-tupla standard ciò è visibile nella variabile "muon_flag" che viene posta uguale a 1 se si è verificato un trigger nel muon veto, mentre viene posta uguale a 0 in caso contrario.

Il modulo *Long Range TDC* registra i tempi intercorsi tra i trigger dei diversi sottosistemi.

- In caso di evento doppio, il LRT registra il tempo intercorrente tra l'evento di gruppo 1 e quello di gruppo 2. Tale informazione va poi a riempire la variabile "coinc_time" della n-tupla standard. È proprio la memoria di questo modulo a fissare il massimo intervallo di coincidenza monitorabile a $8.3ms$.
- In caso di trigger al sistema di muon veto, sia precedente che susseguente al trigger del sistema principale, il LRT registra il tempo intercorrente fra i due trigger. Tale informazione riempe poi la variabile "coinc_muon" della n-tupla standard.

6.6 Ottimizzazione e calibrazione

Viene descritto qui l'apparato di calibrazione della catena elettronica e le operazioni di messa a punto e calibrazione del rivelatore che hanno costituito una parte attiva del presente lavoro di tesi.

6.6.1 Apparato di calibrazione del sistema principale

Per la calibrazione del rivelatore interno e della sua elettronica di lettura si utilizza un laser con una frequenza di $410nm$ e un sistema di 100 fibre ottiche che portano la luce

laser direttamente all'interno dei concentratori di ciascun fototubo. Il laser è situato sul tetto della tanica D200 ed è corredato di uno *splitter* 1×100 che permette l'accoppiamento con le fibre. L'intesità della luce laser è stata ridotta per mezzo di appositi filtri ottici in modo che il numero medio di fotoelettroni per canale elettronico fosse sempre ≤ 1. Una coppia di cavi coassiali collega il tetto della tanica e la sala conteggio del CTF portando il segnale di trigger da e per il laser. Durante il funzionamento del laser è possibile utilizzare il segnale di *trigger out* del laser per innescare il sistema oppure lasciare che il sistema venga gestito dal trigger abituale.

Il segnale di trigger per il laser è gestito da un'impulsatore *flip flop* realizzato con 2 unità di un modulo *Dual Timer*. Tale impulsatore generalmente viene fatto funzionare con impulsi molto brevi di $1ns$ ed una frequenza di $10KHz$.

Le brevi acquisizioni durante le quali viene acceso il laser sono dette *laser runs* e hanno molteplici scopi sia in fase di messa a punto che in fase di calibrazione del sistema.

6.6.2 Messa a punto e calibrazione degli ADC

Il segnale in arrivo agli ADC è sovrapposto ad un *offset* che è la somma degli *offset* introdotti da amplificatore, *Fan-in Fan-out* (solo su gruppo 2) e dallo stesso ADC.

Negli istogrammi costruiti dal programma *analyzer* per ciascun ADC, la prima struttura incontrata, denominata *piedistallo*, corrisponde agli eventi in cui il canale non ha registrato alcun segnale e l'ADC ha integrato soltanto il proprio *offset*.

Nel caso di un laser run nello stesso istogramma è poi visibile con chiarezza soltanto una seconda struttura di forma gaussiana corrispondente al cosiddetto picco di singolo fotoelettrone.

Durante la messa a punto dell'elettronica, prima dell'inizio della presa dati di CTF-2, sono stati regolati gli *offset* dei moduli coinvolti, al fine di posizionare i piedistalli di tutti gli ADC nella stessa posizione (circa bin n. 15). Dopodiché sono stati regolati i guadagni degli ADC stessi[5] in modo che il picco di singolo fotoelettrone cadesse intorno al bin n. 55. Questo valore è stato scelto in modo da fissare conseguentemente il numero di fotoelettroni che determina la saturazione dell'ADC a circa $22 - 24pe$.

Per ricavare l'informazione di carica dalla lettura degli ADC occorre conoscere con precisione i numeri di bin in cui cadono il piedistallo e il picco di singolo fotoelettrone. Denominati rispettivamente *offset* e *peak* questi due valori, si ha infatti:

$$Q(npe) = \frac{bin\ number - offset}{peak - offset} \tag{6.2}$$

Offset e *peak* vengono registrati all'inizio della presa dati in appositi matrici di valori e salvati su un file destinato al programma di ricostruzione.

Nonostante il sistema di monitoraggio si occupi di mantenere il più possibile stabile il guadagno dei PMTs, la risposta del sistema nel suo complesso può subire variazioni in conseguenza di molti fattori, quali la deriva termica di vari componenti elettronici[6] o

[5] Dove era indispensabile si è dovuto procedere anche all'aggiustamento del guadagno degli amplificatori.

[6] Allo scopo di limitare tale eventualità la stanza dove sono alloggiati i *racks* dell'elettronica è dotata di un impianto di condizionamento che mantiene la temperatura costante di $18.5°C$.

altre instabilità (guadagni, offset, soglie, ecc...). Per questo motivo la calibrazione con il laser viene ripetuta più volte nel corso della presa dati e un nuovo file con i valori di *offset* e *peak* viene scritto. Il programma di ricostruzione recupera le informazioni necessarie alla conversione dal file più recente tra quelli precedenti al run di dati processato, in modo da utilizzare sempre i valori più aggiornati.

6.6.3 Messa a punto e calibrazione dei TDC

Prima dell'inizio della presa dati di CTF è stata determinata la conversione ($bins \longrightarrow ns$) dei TDC utilizzando un impulsatore. Nei cavi che portano il segnale ai TDC sono stati temporaneamente introdotti alcuni ritardi fissi dell'ordine della decina di ns, e si è applicato il segnale dell'impulsatore al posto di quello dei PMTs all'inizio della catena. Si è così potuto registrare la risposta del TDC all'impulso nei vari casi, osservando, di volta in volta, gli istogrammi relativi a brevi acquisizioni. Con 4 punti per TDC è stato possibile costruire una retta di calibrazione per ciascun TDC, la cui pendenza (*slope*, il valore di conversione) viene conservato in un apposito file per essere letto dal programma di ricostruzione.

La lettura di un TDC è influenzata dal tempo di transito del segnale nel PMT e nella catena elettronica. Entrambi questi fattori sono spesso differenti per diversi PMTs e per diversi canali elettronici. Le asimmetrie tra i tempi di transito di due PMTs accoppiati in un unico canale elettronico sono state approssimativamente corrette introducendo piccoli segmenti aggiuntivi di cavo[7] dopo il *patch panel*. Non è invece possibile correggere anche le asimmetrie tra canali diversi, per cui si è effettuata la calibrazione con l'impulsatore che desse dei valori di riferimento, con cui riscalare le letture in fase di ricostruzione. Tali valori, denominati T_0, non hanno un significato fisico preciso in quanto, come si è detto, la scala con cui vengono letti i tempi è arbitraria.

L'informazione temporale viene ricavata come segue:

$$T^{ns} = (T^{bins} - T_0^{bins}) \times slope \tag{6.3}$$

Vista la complessità dell'operazione di determinazione dei valori di *slope* e considerata la provata stabilità di tale conversione nel tempo, i valori trovati prima dell'inizio della presa dati sono stati utilizzati per tutta la sua durata. Invece i T_0 sono stati rimisurati ad ogni laser run in modo da mettere a disposizione del programma di ricostruzione valori sempre relativamente recenti.

6.6.4 Apparato di calibrazione del sistema di muon veto

Per la calibrazione del muon veto si utilizza un sistema di 4 LED (*Light Emitting Diode*) blu ($450nm$), incapsulati a tenuta stagna e circondati da un diffusore in teflon che ne aumenta l'angolo di emissione uniforme da 13° a 70° circa. Ciascun LED è montato, tramite un apposito supporto, alla struttura aperta del CTF, ad una quota di circa $3.5m$ e ad una distanza identica da 4 PMTs.

[7] Con tempi di transito da $0.5ns$ a $2ns$ circa.

I LEDs sono gestiti da un impulsatore *flip flop* realizzato con una coppia di unità GDG.

Durante CTF-2 il sistema di muon veto non è stato ottimizzato nè calibrato per cui non sono state utilizzate le informazioni di tempo e carica relative. Il sistema ha comunque funzionato efficacemente come veto, integrato nel sistema principale come descritto sopra. Nella prossima presa dati di CTF si prevede di effettuare anche la messa a punto e la calibrazione necessaria.

Capitolo 7

L'esperienza CTF-2

Durante l'estate 2000 (giugno–settembre) si è avuta la seconda presa dati del rivelatore CTF. In questo capitolo vengono presentate le motivazioni di tale presa dati, la dinamica di ogni operazione riguardante la preparazione del rivelatore, nonché la presa dati stessa e, naturalmente, i principali risultati che questa esperienza ha fornito.

7.1 Le motivazioni di CTF-2

La motivazione scientifica principale di CTF-2 è stata la determinazione della capacità di discriminazione α/β del PXE.

Con PXE si intende in realtà una miscela di cui il PXE (phenyl-o-xylylethane, $C_{16}H_{18}$) è soltanto il solvente. Ad esso sono aggiunti due soluti: il fluoro p-tp ($2g/l$) e il *wavelength shifter* bis-MSB ($20mg/l$).

Come accennato nel capitolo 4, questa miscela costituisce una soluzione di riserva per l'esperimento nel caso si verificassero problemi pratici nella gestione delle grandi masse di pseudocumene in gioco. Infatti il PXE offre il vantaggio di consentire l'utilizzo di acqua come liquido di schermo grazie alla sua densità di $0.99g/cm^3$. Tuttavia il PXE presenta prestazioni ottiche e di radiopurezza inferiori a quelle del PC+PPO e per questa ragione non è stato preferito a quest'ultimo come scelta primaria.

Il PXE era stato introdotto in CTF-1 soltanto negli ultimi mesi di presa dati, quando, a causa dei problemi di tenuta nella sigillatura dei PMTs, il loro numero era piuttosto esiguo. Per questo motivo, la capacità di discriminazione α/β del PXE, dopo essere stata attestata come intrinsecamente comparabile a quella del PC in misure di laboratorio, non aveva potuto subire una prova su larga scala in CTF.

Inoltre, per quanto riguarda la radiopurezza dello scintillatore, CTF-1 aveva fornito dei risultatati anche per il PXE, tuttavia si è ritenuto utile avere una nuova presa dati anche allo scopo di effettuare questa analisi con il rivelatore nelle condizioni migliori.

Infine, rimettere in funzione il rivelatore CTF ha consentito il collaudo di numerosi impianti ed apparecchiature modificate o realizzate ex-novo alla luce dell'esperienza CTF-1, in vista della presa dati di Borexino, nonché la verifica delle procedure stabilite dalla collaborazione in merito alle diverse operazioni. I principali collaudi che si sono avuti in CTF-2 includono:

- Prima prova di istallazione di una "coppia" di vessels (interno ed esterno).
- Prima prova di riempimento con acqua di un sistema composto da 3 volumi (tanica, *outer vessel*, *inner vessel*) simile a quello di Borexino.
- Verifica della nuova configurazione di sigillatura dei PMTs.
- Collaudo del modulo-0 nella sua configurazione finale (5.1.2).
- Prova della scheda Flash ADC, per il campionamento della forma d'onda del rivelatore (6.5).
- Sviluppo del metodo del filtro ottimo per la discriminazione α/β basato sull'introduzione della scheda DPSA nella catena elettronica del rivelatore (5.2.3).
- Ulteriore verifica del corretto funzionamento del programma di ricostruzione spaziale su dati reali(5.2.4).

A queste motivazioni può essere aggiunta la caratterizzazione della risposta del rivelatore in tutte le regioni energetiche di interesse, nonché lo sviluppo di un metodo di riconoscimento degli eventi, basato sul principio di massima verosimiglianza. Questi ultimi due studi sono stati l'oggetto dell'ultima frazione della presente tesi di laurea e ad essi è dedicato l'intero capitolo 8.

7.2 Da CTF-1 a CTF-2

Il primo problema che si è dovuto affrontare dopo CTF-1 è stata la risoluzione del problema legato alla non perfetta sigillatura dei fototubi. Questa, infatti, dava modo all'acqua di penetrare all'interno causando scariche elettrostatiche nel partitore di tensione e determinava così l'immediato spegnimento del fotomoltiplicatore. Dopo lunghi studi, da parte di un gruppo di lavoro dedicato, si è giunti ad una configurazione in grado di eliminare il problema. Durante l'estate del 1999 si è proceduto all'istallazione di 100 nuovi PMTs dotati di questa migliore sigillatura nella tanica D200. Inoltre, circa metà dei concentratori di luce, trovati leggermente danneggiati al termine di CTF-1, sono stati rimpiazzati.

Si è poi proceduto all'installazione di un nuovo *inner vessel* molto simile a quello utilizzato in CTF-1, ma circondato dall'*outer vessel* di nuova introduzione. Infine l'installazione dei 16 PMTs del sistema di muon veto ha portato il rivelatore nella configurazione attuale.

Al termine di tutte le operazioni di installazioni delle varie componenti, all'interno della tanica D200 è stata creata un'atmosfera di azoto con lo scopo di evitare ogni contatto del rivelatore, e soprattutto dell'*inner vessel*, con l'aria dell'ambiente sperimentale ricca di radon. Purtroppo, la prolungata permanenza del nylon nell'azoto a bassissima umidità della tanica, ha modificato le proprietà di flessibilità che il nylon dimostra in ambiente umido e ha comportato il formarsi alcune lesioni di qualche *cm* di lunghezza nella membrana dell'*inner vessel*.

Temporaneamente, il problema è stato risolto con l'applicazione di piastre rigide di nylon su entrambe le faccie dell'*inner vessel* in corrispondenza delle lesioni. Questa soluzione permetteva con certezza il riempimento con PXE, grazie alla densità di quest'ultimo molto prossima a quello dell'acqua, mentre il PC, di densità molto inferiore avrebbe sottoposto l'*inner vessel* a sforzi meccanici probabilmente eccessivi a causa della forte spinta idrostatica.

Per questo motivo si è deciso di rimandare le misure per il controllo di qualità dello pseudocumene da impiegare in Borexino, inizialmente tra gli scopi principali di CTF-2, ad una seguente presa dati da effettuarsi con una nuova coppia di contenitori.

7.3 Il riempimento della tanica

Il presente lavoro di tesi ha incluso una partecipazione ai lavori di riempimento della tanica di CTF, svoltisi durante i mesi di Marzo-Aprile 2000. Per questo motivo, di seguito, viene data una descrizione delle procedure di riempimento utilizzate[73].

La tanica D200, dopo la chiusura definitiva, è stata riempita con un'atmosfera di azoto in leggera sovrappressione rispetto all'ambiente della sala C. Analogamente l'*outer vessel* è stato riempito di azoto in sovrappressione rispetto alla tanica e l'*inner vessel* è stato riempito in sovrappressione rispetto all'*outer vessel*.

Per il riempimento della tanica D200 è stata utilizzata acqua ultrapura proveniente dall'impianto di purificazione dell'acqua (paragrafo 5.1.2) di cui soltanto la parte terminale viene schematizzata nella regione a destra della figura 7.1. L'impianto dell'acqua è stato lasciato in funzione durante tutto il periodo del riempimento. In questo modo l'impianto produce acqua a regime minimo continuo riempendo il serbatoio di stoccaggio fino ad un livello stabilito e smaltendo automaticamente l'eccesso verso il bacino di drenaggio. Il risultato è quello di avere nel serbatoio sempre acqua "fresca".

Per il corretto funzionamento dell'impianto di purificazione dell'acqua è richiesto il funzionamento dell'impianto di distribuzione dell'azoto (paragrafo 4.2.3). Anch'esso è stato lasciato sempre in funzione per tutto il periodo del riempimento, tuttavia il consumo di azoto per il flussaggio dell'acqua nel serbatoio e nella colonna apposita è piuttosto costoso per cui i due flussi venngono aperti soltanto all'occorrenza, cioè quando si sta prelevando acqua dall'impianto per riempire effettivamente la tanica.

7.3.1 Generalità sul sistema di riempimento

Il sistema di riempimento è rappresentato nel dettaglio in figura 7.1. L'acqua proviene dall'impianto dell'acqua di cui la valvola regolabile VR159 e il flussometro FI161 rappresentano una sorta di "interfaccia utente".

Alla tanica si accede per mezzo di una linea diretta (SV60) da 1", una indiretta (SV2) e una di sola lettura (V8) da 1/2"; all'*outer vessel* si accede attraverso una linea da 1" (SV1) e una da 1/2" di sola lettura (V9); all'*inner vessel* si accede attraverso un'unica linea da 1/4" (SV3 + V13 & V14).

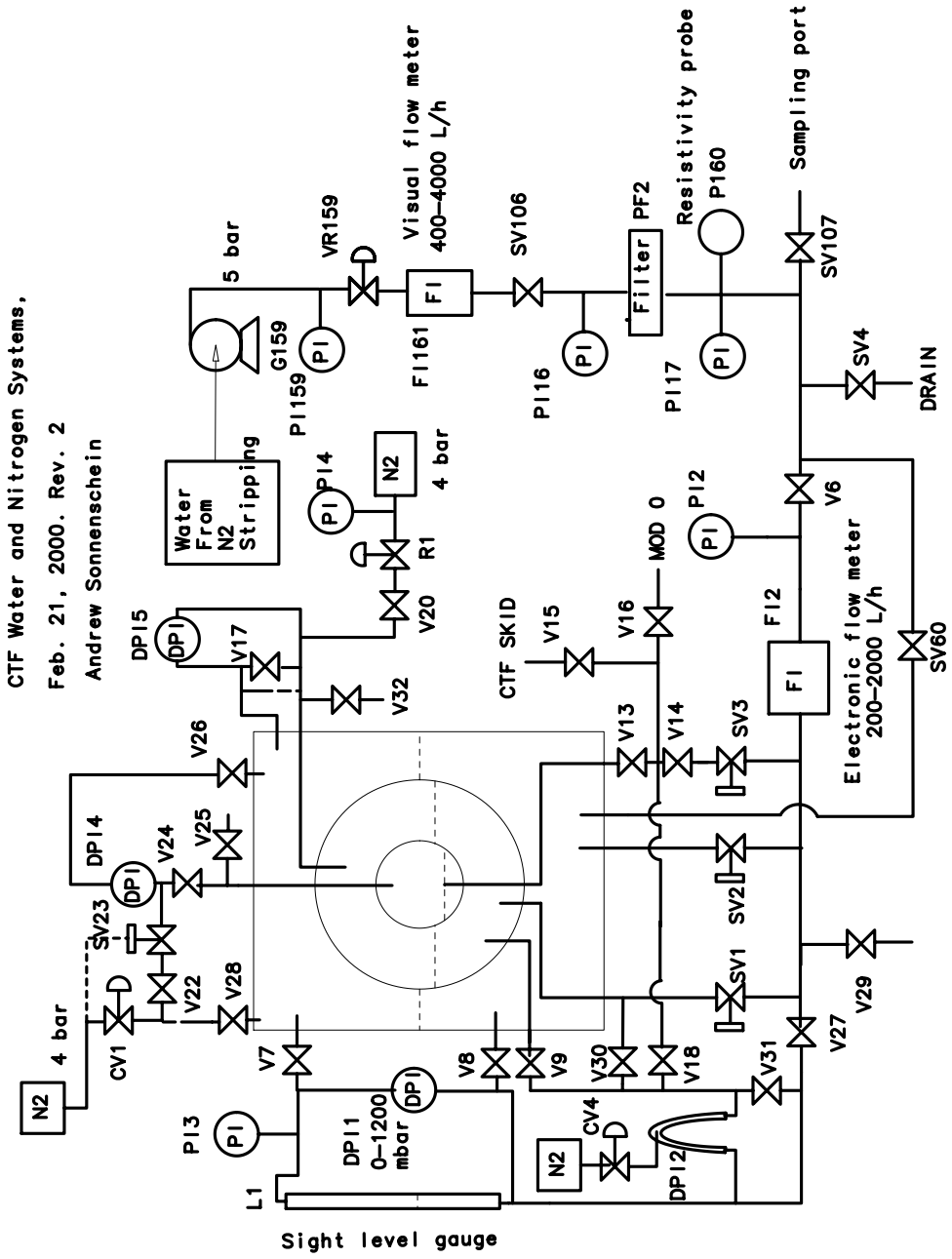


Figura 7.1: *Schema degli impianti di riempimento del CTF.*

Quando si fa passare acqua attraverso V6 anziché SV60 si accede ad una linea multiservizio in grado di riempire tutti i volumi presenti:

1. tanica: SV2.
2. *outer vessel*: SV1.
3. *inner vessel*: SV3 più valvole di sicurezza V13 e V14.

La stessa linea, con V6 chiusa e V27 aperta, è in grado di collegare l'indicatore di livello L1 e il manometro differenziale DPI2 ai vari volumi.

L'indicatore visuale L1 è costituito da un tubo di tygon trasparente verticale aderente alla parete esterna della tanica per tutta la sua altezza. Per mezzo del principio dei vasi comunicanti permette di monitorare efficacemente il livello dell'acqua nella tanica e dare un'indicazione immediata di quale fase è in corso. All'occorrenza può essere collegato all'*outer vessel* chiudendo la valvola V8 e aprendo V27 e SV1 (V29 e V31 chiuse).

Del tutto parallelo ed isofunzionale è il manometro differenziale elettronico DPI1 che rimane l'unico strumento accessibile durante la parte centrale del riempimento in cui l'altezza del livello nel L1 è tale da non poter essere letta nè dal pavimento della sala C, nè dal tetto della tanica.

Il manometro differenziale DPI2 è un tubo di tygon trasparente piegato a "U" rovesciata, nella cui parte superiore può essere creata una bolla di azoto tramite la valvola CV4. È importante che non siano presenti altre bolle d'aria nei tubi di tygon che connettono il DPI2 alla tanica e all'*outer vessel*, in quanto falserebbero la lettura in modo consistente. Se questo problema si verifica può essere risolto facendo uscire una piccola quantità d'acqua da V8 o V9 attraverso il DPI2 e la V27 fino allo scarico V29.

Una videocamera dotata di lente grandangolare è installata sulla parete interna della tanica e permette di monitorare i due *vessels* a meno della parte superiore che rimane esclusa dall'angolo visivo. Il segnale della videocamera viene visualizzato su un monitor ed è stato controllato regolarmente durante tutte le fasi del riempimento. Per ricostruire eventuali variazioni di forma dei vessels, viene utilizzato un videoregistratore in modo da confrontare le immagini direttamente anche se distanziate nel tempo.

Il riempimento è stato suddiviso in 5 parti successive in base alle quote interessate:

1. Riempimento della parte bassa della tanica.
2. Superamento del piatto di ormeggio dell'*outer vessel*.
3. Avvicinamento all'*inner vessel*.
4. Riempimento dell'*inner vessel*.
5. Completamento del riempimento.

7.3.2 Fase I: Riempimento della parte bassa della tanica.

Questa fase termina $5cm$ al di sotto del piatto di ormeggio dell'*outer vessel* ($L1 = DPI1 = 176cm$).

All'inizio della giornata di riempimento occorre aprire i flussi di azoto della colonna di *stripping* e del serbatoio di stoccaggio dell'acqua agendo su opportune valvole e monitorando la situazione sui flussometri preposti (valvole e flussometri dell'azoto non sono mostrati in figura 7.1). A questo punto si può aprire il flusso di acqua in uscita tramite la valvola VR159: l'acqua scorre nel bacino di smaltimento sottostante all'impianto. Per immettere acqua nella tanica si apre la valvola di accesso diretto SV60 e successivamente si chiude la valvola di drenaggio SV4. Il flusso di acqua in ingresso alla tanica deve essere monitorato tramite il flussometro FL161 e regolato eventualmente tramite la valvola VR159. Il flusso di riempimento in condizioni normali è di $2m^3/h$, cioè il massimo compatibile con il tasso di produzione d'acqua dell'impianto.

Per terminare l'operazione di riempimento si eseguono le operazioni in senso inverso.

7.3.3 Fase II: Superamento del piatto di ormeggio dell'*outer vessel.*

Questa fase inizia $5cm$ sotto il piatto inferiore dell'*outer vessel* ($L1 = DPI1 = 176cm$) e termina $25cm$ sopra lo stesso ($L1 = DPI1 = 206cm$).

In questa fase il riempimento della tanica avviene come descritto in precedenza, tuttavia questo va alternato al riempimento dell'*outer vessel* che avviene ad intervalli regolari.

L'acqua nell'*outer vessel* viene introdotta attraverso V6 - SV1 e il flusso viene monitorato attraverso il flussometro elettronico FI2. Si calcola il tempo necessario all'introduzione del volume d'acqua desiderato in base alla lettrura di FI2 e lo si misura con un cronometro.

Tre operazione preliminari sono necessarie per questa fase:

1. La stabilità della sovrappressione di azoto dell'*outer vessel* rispetto alla tanica dovrebbe essere garantita da una linea ad impedenza fissa che connette i due volumi (mostrata tratteggiata in figura 7.1). Tuttavia essa deve essere preliminarmente e periodicamente monitorata per prevenire eventuali problemi. Ciò avviene tramite il manometro differenziale DPI5, la lettura del quale richiede la temporanea chiusura della valvola V20, e deve mantenersi tra $1mm$ e $2mm$. Un eventuale aggiustamento di tale pressione va effettuato attraverso il regolatore R1. Questa parte dell'impianto è alloggiata sopra la tanica.

2. Occorre controllare l'accuratezza di FI2 attorno ad un flusso modesto di circa $R = 200L/h$, regolato tramite VR159. Ciò si effettua riempiendo un volume fisso (una piccola tanica portatile da 10L) attraverso lo scarico V29. Il flusso viene diretto a questo scarico tramite la chiusura di SV4 e l'apertura di V6 (SV60 chiusa). Misurando il tempo necessario si ricava un fattore di correzione $K = \frac{V}{t \cdot R}$ che viene impiegato ogni qual volta si legga FI2.

3. Per stabilire la reale posizione dell'*outer vessel*, lo si svuota di ogni eventuale contenuto d'acqua attraverso il drenaggio V29 (V6 e V27 chiuse, SV1 aperta). Dopodiché si collega L1 all'*outer vessel*, come spiegato sopra, e si introducono 5l di acqua. Il livello di L1 sale velocemente man mano che l'acqua riempie la condotta inferiore dell'*outer vessel* e rallenta bruscamente non appena si inizia a

riempire l'*outer vessel* stesso. La quota a cui si osserva tale variazione è quella della parte inferiore dell'*outer vessel* e, all'inizio della fase II, dovrebbe essere superiore di $5cm$ rispetto al livello della tanica. La differenza dei livelli deve essere visibile anche sul DPI2.

Effettuate le operazioni preliminari si porta il livello della tanica da -$5cm$ a $+1cm$ rispetto a quello dell'*outer vessel* riempendo dall'accesso principale SV60. D'ora innanzi i livelli di tanica e *outer vessel* devono essere mantenuti prossimi entro $\pm 1cm$ e per ottenere questo si alterna l'introduzione di 1cm d'acqua nei due volumi. Considerando che $1cm = 1000l = 0.5h$ a $2000l/h$ per la tanica e $1cm = 8l = 2.5min$ a $200l/h$ per l'*outer vessel*, è facile capire quando occorre invertire il funzionamento dell'impianto.

7.3.4 Fase III: Avvicinamento all'*inner vessel.*

Questa fase inizia $25cm$ sopra il piatto inferiore dell'*outer vessel* ($L1 = DPI1 = 206cm$) e termina $15cm$ sotto l'*inner vessel* ($L1 = DPI1 = 337cm$).

In questa fase si prosegue l'immissione alternata di acqua nella tanica e nell'*outer vessel* con la differenza che il diametro dell'*outer vessel* cresce con la quota richiedendo riempimenti via via meno frequenti, ma ovviamente più consistenti. In base a considerazioni puramente geometriche è stata stilata una tabella con le quote, i volumi, i flussi e i tempi relativi ad ogni riempimento per questa fase e per le successive. Lo scopo di questi riempimenti alternati è sempre quello di limitare gli sforzi meccanici a cui potrebbe essere sottoposta la membrana dell'*outer vessel.*

7.3.5 Fase IV: Riempimento dell'*inner vessel.*

Questa fase inizia $15cm$ sotto l'*inner vessel* ($L1 = DPI1 = 337cm$) e termina quando questo è pieno ($L1 = DPI1 = 552cm$).

In questa fase si sfrutta la lettura delle celle di carico situate nei tiranti dell'*inner vessel.* Tale lettura è acquisita da amplificatori Pavone ATT6. Una delle uscite di ciascun amplificatore è collegata ad una sceda di acquisizione di un PC dedicato che funge anche da web server. Una pagina web dedicata riporta le letture delle singole celle di carico e la forza idrostatica complessiva (in Kg) a cui è sottoposto l'*inner vessel*, aggiornandole ad intervalli di qualche secondo.

La sovrappressione di azoto dell'*inner vessel* rispetto alla tanica deve essere di $6cm$ e può essere aggiustata mediante la CV1 e controllata direttamente sul DPI4 (entrambi sul tetto della tanica).

Ogni eventuale contenuto d'acqua dell'*inner vessel* viene drenato attraverso una piccola porta in corrispondenza di V13 (non mostrata in figura).

L'acqua nell'*inner vessel* viene immessa attraverso V6 - SV3 - V14 - V13 a 200l/h misurato sul FI2. Tuttavia, poiché l'impedenza della linea di ingresso all'*inner vessel* è maggiore di quella dello scarico attraverso V29, il flusso misurato da FI2 varia tra le due modalità. Per questo motivo occorre spesso ricalcolare i tempi di riempimento previsti in funzione del flusso reale misurato durante il riempimento stesso.

Si inizia inserendo 5l di acqua nell'*inner vessel* allo scopo di riempire la condotta di accesso ($\sim 2l$) e di controllare la reale posizione dell'*inner vessel.* Quindi, per controllare

la differenza di pressione tra tanica e *inner vessel* si utilizza il DPI2. Si chiude V9 e si apre V18 e V13 (V30 e V14 chiuse). Il DPI2 dovrebbe leggere circa $15cm$ di acqua più $6cm$ di sovrappressione gassosa per un totale di $21cm$. Con il DPI2 in questa configurazione si riempe la tanica fino al livello dell'*inner vessel*, cioè finché il DPI2 non legge soltanto i $6cm$ di sovrappressione gassosa.

A questo punto si alterna l'introduzione di acqua tra la tanica e l'*inner vessel*. Durante il riempimento della tanica ($2cm$) la forza idrostatica sull'*inner vessel* sale sino a circa $25 \sim 30Kg$ e la lettura del DPI2 passa da $+6cm$ a $+4cm$, mentre l'introduzione di acqua nell'*inner vessel* va a cancellare tale spinta e a ristabilire i $+6cm$ nell'*inner vessel*.

Anche durante questa fase è necessario riempire l'*outer vessel* alle quote indicate nell'apposita tabella.

7.3.6 Fase V: Completamento del riempimento.

Questa fase inizia quando l'*inner vessel* è pieno ($L1 = DP1 = 552cm$) e porta a termine il riempimento della tanica ($L1 = DP1 = 965cm$).

Si controlla che la pressione gassosa nell'*outer vessel* sia ancora $2mm$ e si riporta il DPI2 sull'*outer vessel*.

Si porta a termine il riempimeto della tanica avendo cura di riempire l'*outer vessel* alle quote indicate nell'apposita tabella come in fase III.

Una particolare attenzione va prestata al momento del completo riempimento dell'*outer vessel* per evitare che bolle di gas restino intrappolate in qualche piega del nylon: al crescere del livello d'acqua nella tanica esse potrebbero distruggere l'*outer vessel* a causa della forte spinta idrostatica a cui sarebbero sottoposte.

Tale inconveniente si è verificato durante il riempimento della tanica per CTF-2, ma è stato diagnosticato immediatamente tramite una rapida ispezione visiva attraverso una flangia superiore della tanica. Il livello dell'acqua nella tanica è stato leggermente abbassato; quindi si è aumentata la pressione nell'*outer vessel* in modo che questo si dispiegasse, eliminando le nicchie esistenti, e lasciasse fuoriuscire il gas attraverso il condotto superiore per semplice spinta idrostatica.

7.4 Riempimento dell'*inner vessel* con lo scintillatore e presa dati

7.4.1 Presa dati con acqua

L'acquisizione con acqua è di fondamentale importanza non solo per la messa a punto del rivelatore, ma anche per una sua piena comprensione e costituisce un riferimento imprescindibile per tutta l'analisi dati dell'esperienza.

La presa dati con acqua si è svolta dal 19 al 31 Maggio 2000 (run 706 - 716) e ha permesso innanzi tutto la messa a punto della catena elettronica e del sistema di acquisizione del rivelatore (capitolo 6). Inoltre essa ha consentito di portare a termine lo sviluppo del programma di monitoraggio del guadagno dei PMTs (paragrafo 6.4).

Entrambe questi traguardi sono sono stati raggiunti avvalendosi anche di calibrazioni a mezzo laser con il sistema che abbiamo descritto (paragrafo 6.6).

In assenza di scintillatore nell'*inner vessel*, il *rate* di trigger è dominato dagli eventi Čerenkov dovuti ai muoni cosmici e, al di sopra di $20pe$, questa è indubbiamente la sola cotegoria di eventi presente nei dati. Ciò permette non soltanto di studiare a fondo i tagli software standard che si applicano abitualmente per rigettare questi eventi dai dati acquisiti in presenza di scintillatore, bensì anche di valutare le prestazione del veto per i muoni e di mettere appunto sitemi di reiezione alternativi o aggiuntivi ad esso come è stato fatto nel presente lavoro di tesi (capitolo 8).

Durante l'acquisizione con acqua, infine, è stato rivelato il problema dei rumori elettronici sulla catena di acquisizione e si è messo in opera il sistema di veto per il rumore di cui abbiamo detto nel paragrafo 6.2.9. Questo, purtoppo, limita i dati disponibili relativi a questa fase a soli 15000 eventi acquisiti nei 4 giorni immediatamente precedenti all'inizio del riempimento con PXE.

7.4.2 Primo riempimento

Il PXE, conservato in una tanica in sala C dopo il termine di CTF-1, è stato prima purificato con la colonna di purificazione a silica-gel presente nel modulo-0 e successivamente flussato in controcorrente di azoto per rimuovere le impurità rilasciate dal silica gel. In questa fase si è utilizzato prevalentemente azoto normale, tuttavia, nella parte finale del flussaggio si è fatto ricorso ad azoto ultrapuro.

Dopo questo trattamento, il PXE è stato introdotto nell'*inner vessel* utilizzando la tecnica dello scambio volumetrico. Questa consiste nell'immettere lo scintillatore nella parte superiore dell'*inner vessel* e contemporaneamento prelevare un ugual volume di acqua dalla parte inferiore dello stesso.

Si è scelto di frazionare prudentemente il riempimento in 3 parti allo scopo valutare man mano sia l'effettiva tenuta delle riparazioni effettuate sulla membrana di nylon, che il contenuto di radon dello scintillatore in funzione dei diversi tempi di transito attraverso il silica-gel della colonna di purificazione.

Durante i primissimi giorni del Giugno 2000 è stato effettuato il primo riempimento da $1m^3$ di PXE, seguito da una breve presa dati di alcuni giorni (run 717 - 723). Il radon nello scintillatore è stato misurato in 50 conteggi/giorno, un risultato di gran lunga migliore di quanto ottenuto in CTF-1 e dovuto al buon funzionamento della colonna.

7.4.3 Secondo riempimento

A questo punto, verificata l'effettiva tenuta dell'*inner vessel*, si è deciso di procedere ad un secondo riempimento di $2m^3$, seguito da un presa dati di un mese (run 724 - 757). Questo secondo riempimento ha comportato l'introduzione di un livello di Radon ben maggiore: 840 conteggi/giorno (inclusi 10 conteggi/giorno rimanenti dal primo riempimento). Il peggior risultato può essere spiegato in base al diverso tempo di flussaggio dello scintillatore.

Durante questa presa dati è stata già effettuata l'analisi relativa al contenuto di ^{14}C (paragrafo 7.5.3). Questo si è rivelato superiore di un fattore 5-6 rispetto a quello del

	Run nr.	Numero di eventi	Durata totale (h)	*Rate* (Hz)
1	758	44840	21.42	0.587
2	759	61451	28.98	0.589
3	760	31360	15.52	0.561
4	761	146902	71.84	0.568
5	763	149290	70.78	0.586
6	768	153902	72.30	0.591
7	770	53745	24.46	0.607
8	771	50155	23.69	0.588
9	773	28036	13.28	0.586
10	774	53342	25.53	0.581
11	775	43617	20.93	0.579
12	776	36480	17.47	0.580
13	777	47681	23.18	0.571
14	778	52381	25.00	0.582
15	779	54014	24.97	0.601
16	780	53125	25.31	0.583
17	783	64407	30.69	0.583
18	784	49291	23.63	0.579
19	785	49300	23.55	0.581
20	786	49003	23.28	0.585
21	788	31121	14.80	0.584
	totale	1303443	620.61	0.583

Tabella 7.1: *La presa dati con 4t di PXE. Sono riportati soltanto i runs che non presentano problemi di acquisizione.*

PC e rappresenta il contributo dominate al *rate* di trigger del sistema. Già dopo questo secondo riempimento, con $3123Kg$ di PXE caricati nell'*inner vessel*, si è riscontrato un *rate* di trigger troppo elevato che dava luogo ad un tempo morto fortemente penalizzante. Per questo motivo, prima di completare il riempimento dell'*inner vessel*, si è deciso di innalzare gradualmente la soglia di trigger dai canonici 6 PMTs a ben 21 PMTs, escludendo così buona parte degli eventi di ^{14}C (paragrafo 6.2.7).

7.4.4 Terzo riempimento e presa dati principale

Il 15 Luglio 2000 è stata caricata l'ultima tonnellata di scintillatore nell'*inner vessel* e nel fare ciò si è tornati alla procedura di purificazione iniziale. In questo modo il livello di Radon rilevato al completo riempimento dell'*inner vessel* era di 90 conteggi/giorno di cui 30 conteggi/giorno residui dal precedente riempimento.

La fase che è seguita ha rappresentato la parte principale dell'esperienza CTF-2 e si è protratta sino al 6 Settembre 2000. Si è avuto un totale di quasi 26 giorni effettivi di acquisizione (run 758 -788) ed $1.3 \cdot 10^6$ eventi registrati ad un rate di trigger medio di $0.58Hz$. Questo si è mantenuto approssimativamente stabile (entro il 4%) come era lecito attendersi dal momento che il contributo del ^{14}C ($\tau \simeq 5700$ anni) è largamente dominante.

La tabella 7.1 riporta l'elenco dei run di dati relativi a questa fase. Da tale elenco sono tuttavia esclusi i run di calibrazione (paragrafo 6.6), e i run che hanno presentato qualche inconveniente a livello di acquisizione risultando inutilizzabili.

Va segnalato che la presa dati ha subito un'interruzione per tutta la prima metà del mese di agosto per cause tecniche.

7.4.5 Inserimento di sorgenti

Al termine della presa dati sono state successivamente introdotte nel rivelatore due sorgenti costituite da ampolle di quarzo contenenti gas radon. Esse sono state calate dalla parte superiore dell'*inner vessel* a mezzo di un braccio meccanico in grado di raggiungere diverse quote lungo l'asse z del rivelatore e persino alcune posizioni esterne a tale asse.

A causa del non misurabile effetto di *quenching* introdotto dall'ossigeno che inevitabilmente era presente nelle fiale, l'utilizzo di tali sorgenti non era mirato a realizzare una calibrazione energetica del rivelatore. L'utilità di questa presa dati è stata invece quella di verificare il corretto funzionamento del programma di ricostruzione spaziale col PXE (paragrafo 5.2.4).

L'inserimento di queste sorgenti è stato effettuato dal 12 al 20 settembre 2000 (run 790 - 810), al termine della presa dati in modo da non rischiare di compromettere lo scintillatore con contaminazioni radioattive.

7.5 I risultati di CTF-2

In questa sezione vengono presentati tutti i risultati ottenuti analizzando i dati acquisiti durante CTF-2, in merito, tra le altre cose, alla capacità di discriminazione α/β e alle contaminazioni radioattive del PXE.

7.5.1 La calibrazione energetica

Per la calibrazione energetica del rivelatore si sono sfruttate le sorgenti α naturali presenti e il loro valore di quenching nel PXE misurato in laboratorio (tabella 5.1). Il valore ottenuto è il seguente:

$$Q/E = 330 \pm 20 pe/MeV \tag{7.1}$$

con una risoluzione del 7% all'energia del ^{214}Po che, ovviamente, scala con $\propto 1/\sqrt{npe}$.

7.5.2 Discriminazione α/β del PXE

Tra gli scopi principali della presa dati del CTF-2 c'è stata, come si è detto, la determinazione delle proprietà di discriminazione α/β del PXE[74].

I metodi di discriminazione α/β e le sorgenti naturali disponibili per la verifica dell'efficienza sono state descritte nel paragrafo 5.2.3.

Il metodo dell'integrazione di carica, è stato verificato con la variabile *r48_tot* che si è dimostrata più affidabile della *r32_tot*. La verifica è stata effettuata in entrambi gli intervalli energetici in cui sono disponibili sorgenti naturali di α, e per diversi tagli radiali, imposti utilizzando il programma di ricostruzione spaziale (paragrafo 5.2.4).

Energia	R/R_{IV}	r48_tot	$G_{\alpha\beta}$
Alta	–	$98\%\beta \rightarrow 77.3\%\alpha$	non disp.
		$93\%\beta \rightarrow 88.1\%\alpha$	
Alta	≤ 0.9	$98\%\beta \rightarrow 89.4\%\alpha$	non disp.
		$93\%\beta \rightarrow 94.6\%\alpha$	
Alta	≤ 0.6	$98\%\beta \rightarrow 98.4\%\alpha$	non disp.
		$93\%\beta \rightarrow 99.1\%\alpha$	
Bassa	–	Eccessivo contrib.	dal fondo esterno
Bassa	≤ 0.9	–	$93\%\beta \rightarrow 90.2\%\alpha$
Bassa	≤ 0.6	$93\%\beta \rightarrow 84\%\alpha$	$93\%\beta \rightarrow 94.2\%\alpha$

Tabella 7.2: *Risultati di discriminazione α/β del PXE con diversi metodi, diverse energie e diversi tagli radiali.*

Il metodo del filtro ottimo, invece, è stato provato soltanto a basse energie in quanto le α del ^{214}Po sono visibili soltanto sul gruppo 2 della catena elettronica, mentre la scheda DPSA era presente sultanto sul gruppo 1 durante la presa dati di CTF-2.

La tabella 7.2 sintetizza tutti i risultati di efficienza ottenuti e si presta ad alcuni commenti:

- Importanza dei tagli radiali.

  Consideriamo momentaneamente soltanto il metodo dell'integrazione di carica. A causa del differente indice di rifrazione di acqua e PXE, i fotoni prodotti nelle regioni periferiche dell'*inner vessel* sono facilmente soggetti a numerose riflessioni totali sulla superficie di separazione, prima di lasciare l'*inner vessel*, e, per alcuni di essi, ciò non avviene affatto. Per questo motivo la capacità di discriminazione migliora drasticamente e progressivamente con l'applicazione di tagli radiali via via più stringenti.

  L'importanza di applicare tagli radiali è molto maggiore nella regione a basse energie. Qui la corona sferica più esterna deve essere in ogni caso rigettata a causa dell'ampio contributo dovuto a sorgenti di fondo esterno che riescono a depositare energia in questa regione. Inoltre anche con il taglio $R \leq 0.9R_{IV}$ le due distribuzioni, corrispondenti ad eventi α e β per questa regione energetica, sono quasi completamente sovrapposte non consentendo alcuna discriminazione.

- Confronto tra PXE e PC+PPO.

  I risultati ottenuti con il metodo del'integrazione di carica, per la miscela scintillante PC+PPO in CTF-1 sono riportati nel paragrafo 5.3.3. Si vede come il PXE offre capacità di discriminazione peggiori sia ad alte che a basse energie:

  1. Ad alte energie 94% di identificazione α per il PXE contro il 97% del PC+PPO, fissata una identificazione del 98% delle β e senza tagli radiali.
  2. A basse energie 84% di identificazione α per il PXE contro l'89% del PC+PPO, fissata una identificazione del 93% dellle β e con il taglio radiale $R \leq 0.6 \cdot R_{IV}$.

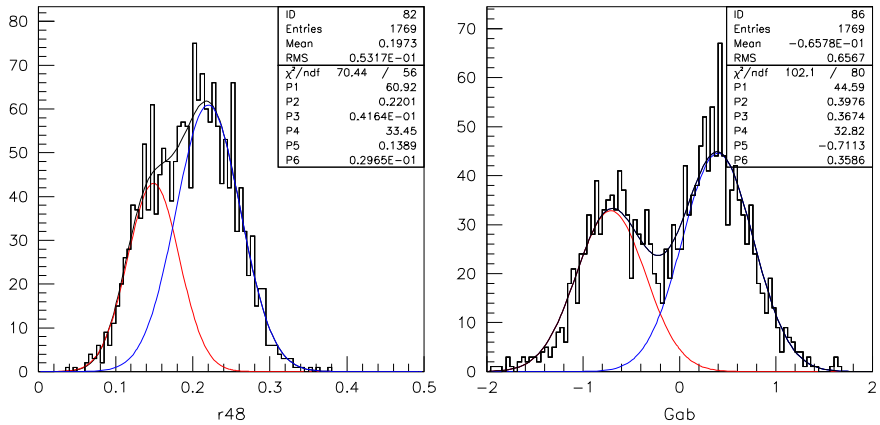


Figura 7.2: *Confronto tra le efficienze di discriminazione ottenibili con i due metodi di discriminazione α/β, nella regione di bassa energia[74].*

Queste discrepanze sono consistenti con le misure di laboratorio e devono essere accettate come una proprietà intrinseca del meccanismo di scintillazione delle due miscele.

- Confronto tra i due metodi utilizzati.

  Il confronto è possibile soltanto a basse energie, poiché la scheda DPSA del gruppo 2 non è ancora stata installata e, come abbiamo già detto, ad alte energie le α sono visibili soltanto sul gruppo 2 dell'elettronica.

  1. Con il taglio radiale da $R \leq 0.9R_{IV}$, che non permetteva alcuna discriminazione con il metodo dell'integrazione di carica, si vede invece che il metodo del filtro ottimo è in grado di dare risultati discreti.
  2. Con il taglio radiale da $R \leq 0.6R_{IV}$ si vede che, fissata un'identificazione delle β del 93%, l'inefficienza di identificazione delle α passa dal 16% per il metodo dell'integrazione di carica al 5.8% per il metodo del filtro ottimo, il che equivale ad un miglioramento di un fattore prossimo a 3.

7.5.3 Contaminazione da ^{14}C

Già con $3t$ di PXE nell'*inner vessel* il rate di trigger del rivelatore è dominato dal ^{14}C ed è pari a $5.75Hz$ (run 724 - 740) con 6 PMTs in trigger. Il tempo morto del sistema di acquisizione è di $75ms$, per cui il rivelatore rimane "cieco" per il 43% del tempo ($\epsilon_{dead} = 0.43$). Ricorreggendo per tenere conto del tempo morto si ottiene un trigger rate di $10.1Hz$. Per ovviare a questa situazione, come già detto in precedenza, si è deciso di portare gradualmente il numero di PMTs in trigger da 6 a 21 dopo il run 740, in modo da mettere "sotto-soglia" una consistente porzione dello spettro del ^{14}C.

Dall'analisi effettuata[75] prima di tale modifica del sistema, risulta che l'attività del ^{14}C fosse di:

$$A = \frac{N_C/T}{1 - \epsilon_{dead}} = 6.47 \pm 0.01Bq \tag{7.2}$$

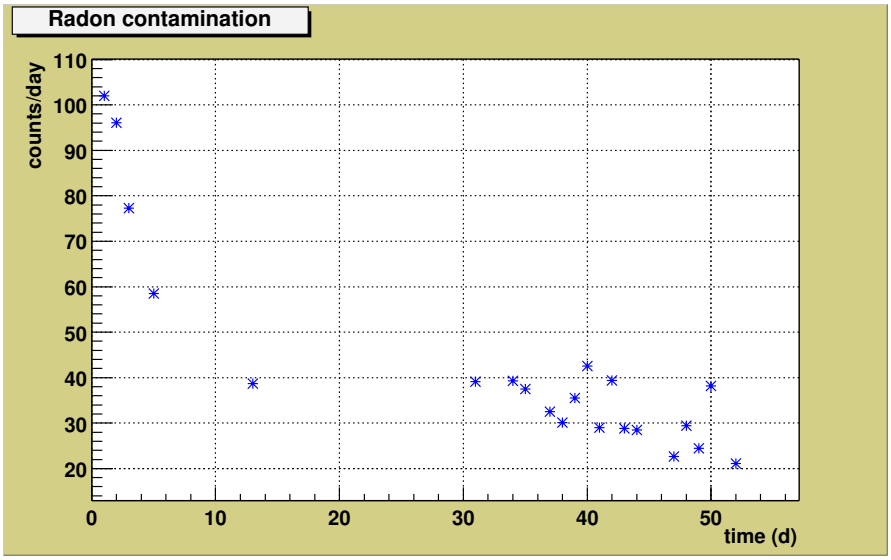


Figura 7.3: *Contaminazione di radon nel PXE. Conteggi giornalieri di coincidenze* BiPo *durante la parte principale della presa dati (dal 15/07 al 06/09/2000).*

dove N_c è il numero totale di conteggi nel tempo di misura T, attribuibili al ^{14}C in base ai fit applicati allo spettro misurato. Da questa attività si ricava il contenuto di ^{14}C nello scintillatore:

$$^{14}C/^{12}C = A\frac{\tau M}{16 N_A m} = (11.74 \pm 0.03) \cdot 10^{-18} \tag{7.3}$$

dove M è il peso molare della molecola di PXE ($C_{16}H_{18}$), N_A è il numero di Avogadro, $m = 3132Kg$ è la massa di PXE e $\tau = 5730y$ è la vita media del ^{14}C. Come si vede il valore trovato è superiore di un fattore 6 rispetto a quello misurato per il PC nel CTF-1 (tab. 5.2).

7.5.4 Contaminazione da Uranio e presenza di una sorgente di Radon ignota

In condizioni di equilibrio secolare della catena dell'uranio il numero di conteggi giornalieri di coincidenze *BiPo* è da considerarsi una misura efficace della contaminazione di Uranio presente nello scintillatore.

Naturalmente, dal momento che gli isotopi della coincidenza appartengono al segmento seguente al ^{222}Rn della catena, la contaminzaione di Uranio può essere stimata soltanto dopo che il radon introdotto durante il riempimento è decaduto. La presa dati con $4t$ di PXE è durata 52 giorni: quasi 10 vite medie del radon (5.48 giorni). Questo significa che durante l'ultima parte di presa dati, l'attività del radon rilevato subito dopo il completamento del riempimento (90 conteggi/giorno, come già detto) non dovrebbe essere più apprezzabile.

Osservando la figura 7.3 si può notare un andamento compatibile con un decadimento

esponenziale della contaminazione di radon, tuttavia ad esso pare essere sovrapposta un'attività costante di circa 1 conteggio/ora di eventi *BiPo*.

Inoltre va notata una probabile correlazione tra l'operazione di estrazione di $10l$ di acqua rilevati nell'*inner vessel*, avvenuta il 24 agosto (giorno '40' nella scala di fig 7.3), e l'innalzamento di conteggi registrato proprio nel giorno corrispondente.

Tornando all'attività costante di circa 20-30 conteggi al giorno a cui pare assestarsi l'andamento di figura 7.3, occorre ricordare come per spiegare questo risultato in termini di contaminazione intrinseca da uranio del PXE questa dovrebbe essere[75]:

$$^{238}U = (7.3 \pm 2.4) \cdot 10^{-16} g/g \tag{7.4}$$

Tale contaminazione è decisamente superiore alle aspettative risalenti ai test effettuati al termine di CTF-1 con l'analisi ad attivazione neutronica.

Un'analisi spaziale[75] ha messo in rilievo come gli eventi *BiPo* di questa componente costante non siano uniformemente distribuiti dentro il volume dell'*inner vessel*, bensì confinati in un volume cilindrico coassiale all'asse del rivelatore di raggio $R_C \sim 0.2 \cdot R_{IV}$.

Per questo motivo si pensa ad una sorgente di Radon di natura sconosciuta che non permette di stimare la concentrazione intrinseca di uranio nello scintillatore.

7.5.5 Contaminazione da Torio

La contaminazione da Torio è stata stimata utilizzando la coincidenza $^{212}Bi \longrightarrow {}^{212}Po$, descritta in 5.2.1 che ha un tempo di coincidenza $\tau = 432.8ns$.

Questi i tagli effettuati per isolare gli eventi della coincidenza interessata:

- Si rigettano gli eventi Čerenkov dovuti ai μ combinando l'utilizzo del muon veto e dei tagli software standard (paragrafo 5.2.2). Si è osservato che tale taglio è sufficente anche a rigettare i muoni a traccia lunga che causano retrigger del sistema "simulando" una coincidenza correlata a tempi brevi.

- Si applica un taglio radiale $R \leq 0.9 R_{IV}$.

- Si applica un taglio sui tempi di coincidenza $\leq 1500ns$ (efficienza del 97%). Si è osservato che il contributo dagli eventi di $^{214}BiPo$ ($\tau = 236\mu s$) è trascurabile in questa finestra temporale.

- Si applica un taglio in energia sugli eventi di gruppo 2, in modo da scartare quelli che giacciono a più di 5σ dall'energia del ^{212}Po.

Il rate di eventi attributi in questo modo alla coincidenza suddetta risulta essere di 0.7 eventi/giorno. Nell'ipotesi di equilibrio secolare, tale risultato corrisponde ad un contenuto di Torio[74] di:

$$^{232}Th = (5.9 \pm 8.4) \cdot 10^{-16} g/g \tag{7.5}$$

La bassa statistica disponibile non permette di ottenere un errore minore di quello citato, per cui l'unica conclusione che si può trarre è che il risultato non è in disaccordo con quelli trovati in CTF-1 (paragrafo 5.3).

7.5.6 Contaminazione da ^{40}K

Nell'analisi dei dati raccolti con $3t$ e $4t$ di PXE, si è osservata la presenza, nello spettro energetico di Gruppo 1, di un picco inequivocabilmente posizionato attorno a $1.46MeV$, valore corrispondente all'energia dell'emissione γ del ^{40}K (paragrafo 4.1.2).

Sono stati quindi eseguiti dei fit[76] dei dati acquisiti con $3t$ e $4t$ di PXE, nella regione da $1.2MeV$ a $3.6MeV$ utilizzando un polinomio di secondo grado sovrapposto ad una gaussiana. I risultati di tali fit sono stati rispettivamente 175 e 200 eventi/giorno, nel picco a $1.46MeV$. Inoltre si è effettuata la ricostruzione spaziale degli eventi del picco da $1.46MeV$, notando come questi rimangano preferenzialmente spostati verso alti valori di z rispetto al centro dell'*inner vessel*.

La possibilità che la presenza del ^{40}K fosse da ascrivere ad una contaminazione interna dello scintillatore è stata rapidamente scartata nonostante quest'ipotesi potesse spiegare la presenza del picco γ. Ciò è dovuto al fatto che essa presupporrebbe la concomitante presenza di un'altra struttura, nella regione a basse energie, dovuta al canale di decadimento β in ^{40}Ca. I dati sono compatibili con una struttura di entità molto inferiore di quella richiesta dall'ipotesi di contaminazione interna. Inoltre una contaminazione interna non può spiegare in alcun modo l'asimmetria geometrica degli eventi.

In conseguenza di tale ragionamento, si è cercata, a mezzo simulazioni MC[76], una possibile contaminazione esterna. Tre le ipotesi principali:

1. Contaminazione superficiale della membrana di nylon dell'*inner vessel*.

   Questa ipotesi potrebbe spiegare lo spettro osservato se il contenuto di potassio del nylon fosse due ordini di grandezza superiore a quello misurato prima di CTF-1, dove questo stesso nylon era stato utilizzato senza che si evidenziasse presenza di questa contaminazione. Anche l'ipotesi della contaminazione del nylon non può spiegare l'asimmetria geometrica.

2. Contaminazione delle giunzioni e delle condotte di accesso in nylon.

   In entrambi i casi i livelli di contaminazione richiesti per spiegare il fenomeno sono decisamente superiori a quelli misurati in laboratorio durante l'estate 2000.

3. Contaminazione dei tiranti di ormeggio in Vectran.

   In CTF-1, dove non c'era traccia di contaminazione esterna da ^{40}K, erano stati usati dei tiranti di ormeggio in nylon. Questi avevano rivelato un'inconveniente dilatazione inelastica, che minava la stabilità del sistema di ormeggio, richiedendo continui aggiustamenti di posizione per l'*inner vessel* stesso. Per questo motivo, in CTF-2, si è optato per dei tiranti differenti, realizzati in Vectran al pari di quelli utilizzati dall'esperimento SNO (paragrafo 2.4.2).

   Misure di laboratorio, effettuate durante l'estate 2000, mostrano presenza di K_{nat} per $45ppm$ nel Vectran adoperato, mentre $31ppm$ potrebbero spiegare la contaminazione in base alle simulazioni. Nonostante l'accordo tra questi numeri non sia perfetto, questa rimane l'ipotesi più accreditata, anche perché essa può spiegare

molto bene l'asimmetria geometrica degli eventi. I tiranti di ormeggio infatti corrono aderenti all'*inner vessel* lungo tutto l'emisfero superiore, mentre ad un certo punto, lungo l'emisfero inferiore, si distaccano dalla membrana di nylon per raggiungere le celle di carico posizionate parecchio più in basso. I γ emessi da queste porzioni di tirante variamente distanti dall'*inner vessel*, più difficilmente possono arrivare a depositare energia al suo interno, per cui, l'emisfero superiore risulta più soggetto a deposizioni di energia da parte di emissioni γ del potassio di quanto non lo sia l'emisfero inferiore.

In figura 7.4 sono riportati i risultati delle simulazioni effettuate per i vari scenari.

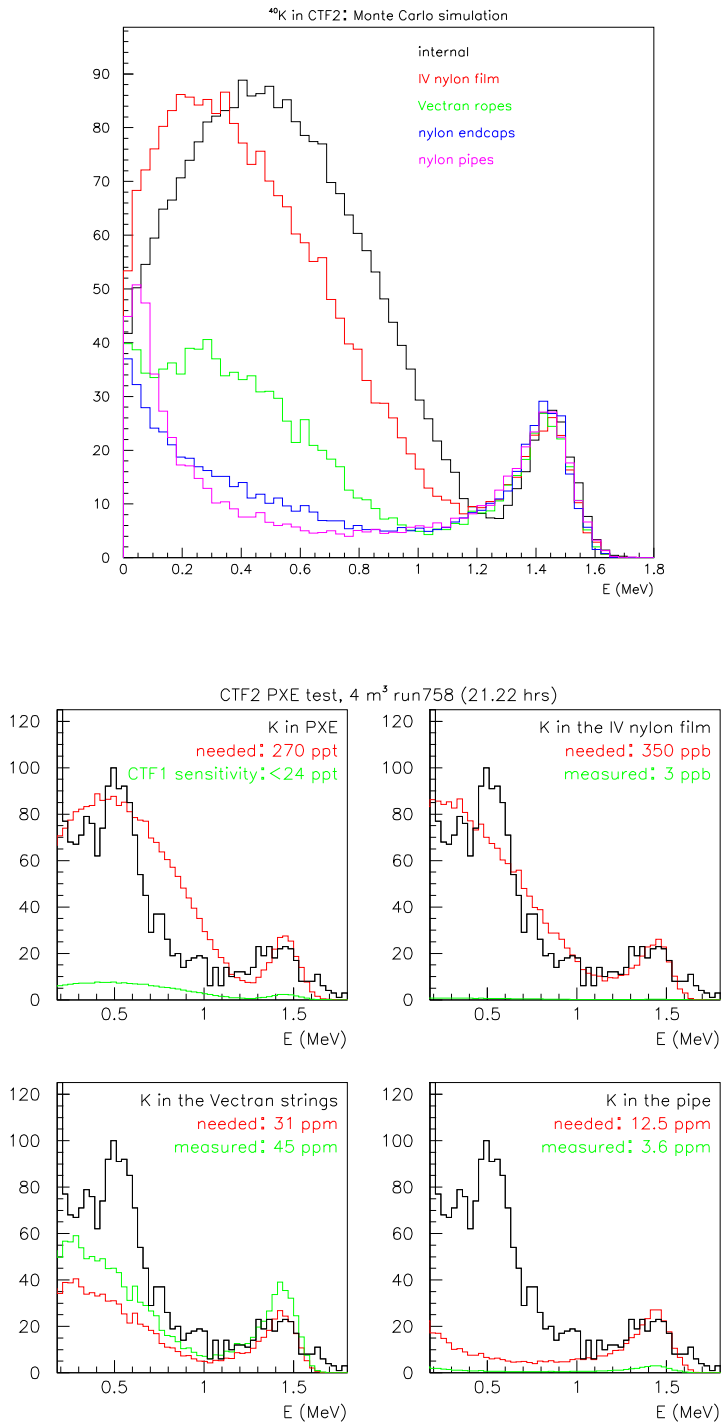


Figura 7.4: *Spettri energetici simulati relativi a diverse sorgenti di* ^{40}K *nel CTF-2[76].*

Capitolo 8

CTF-2: Caratterizzazione e riconoscimento degli eventi

Successivamente alla presa dati di CTF-2 e al lavoro "hardware" che l'ha riguardata e preceduta, il presente lavoro di tesi ha visto lo sviluppo di algoritmi per la caratterizzazione del rivelatore sulla base dei dati raccolti, nonché volti al riconoscimento di eventi appartenenti a categorie differenti.

Nel seguito viene innanzi tutto introdotto l'algoritmo di rappresentazione grafica degli eventi messo a punto in questo ambito. Quindi viene presentata la caratterizzazione del rivelatore nella regione di *bassa* energia dove è stata messa in luce la presenza di una classe di eventi inaspettata, denominata *luce strumentale*, che si presume essere dovuta ad emissioni gamma nei fotomoltiplicatori. Successivamente viene introdotto l'algoritmo di riconoscimento degli eventi e vengono presentate le prestazioni ottenute nella regione di bassa energia.

Viene poi presentata la caratterizzazione del rivelatore nella finestra energetica di *alta* energia, quella cioè in cui, in Borexino, è atteso il segnale di neutrino. Infine viene presentato il risultato dell'aggiornamento dell'algoritmo di riconoscimento degli eventi a tale regione unitamente al fenomeno di assorbimento e riemissione della luce Čerenkov da parte dello scintillatore che ne determina la non adeguata applicabilità.

8.1 Il *display* degli eventi

Il primo passo verso la caratterizzazione del rivelatore CTF è stato la realizzazione di un *display* degli eventi, strumento non ancora presente nel software ufficiale della collaborazione.

Con "*display* degli eventi" si intende un programma in grado di leggere i dati relativi ad un singolo evento e di produrre una rappresentazione grafica del rivelatore in cui sia possibile capire velocemente quale sia stata la distribuzione spaziale e temporale della luce rivelata al suo interno. L'utilità di questa rappresentazione sta nel fornire una visione rapida e intuitiva del processo di emissione luminosa e quindi dell'evento che l'ha generata. Per sviluppare questo strumento è stata utilizzata la piattaforma di analisi ROOT, introdotta brevemente nell'appendice A.

La figura 8.5 riassume la struttura del programma descritta nei paragrafi seguenti insieme a quella del pacchetto di *Pattern-Recognition* presentato più avanti.

8.1.1 Il programma di ricostruzione

I dati prodotti dal programma di acquisizione vengono chiamati "dati grezzi" poiché essi rispecchiamo semplicemente le letture dei moduli elettronici di cui è dotato il sistema e, prima di poter fornire indicazioni sulla fisica dell'evento registrato devono essere "ricostruiti". In CTF-2 i dati grezzi relativi a ciascun run sono salvati su file binari dal programma **Consumer** (paragrafo 6.4), che ne definisce il formato informatico.

La collaborazione ha sviluppato un pacchetto di ricostruzione del run denominato `ctf_rec` che svolge, tra le altre, le seguenti operazioni:

1. Legge il file binario di dati grezzi. La routine che esegue questa funzione è l'unica scritta in linguaggio C [77], particolarmente adatto a dialogare a basso livello con le risorse del sistema. La restante parte del programma è scritta in linguaggio FORTRAN.

2. Riscala le letture di ADC e TDC per correggere gli *offset* e le converte in unità utili utilizzando i dati relativi alle calibrazioni.

3. Definisce e calcola una serie di variabili utili per ogni evento processato (numero di fotoelettroni, media della distribuzione temporale, tempi di coincidenza e *flags* di trigger dei vari gruppi elettronici, rapporto coda-su-totale della carica per la discriminazione α/β, ...).

4. Esegue la ricostruzione spaziale (5.2.4) dell'evento. Questa operazione è la più costosa in termini di risorse è può essere esclusa attraverso un *flag* opzionale al momento di lanciare il programma.

5. Produce una matrice di tutte le variabili definite, denominata *n-tupla* che include un intero run. Tale n-tupla viene salvata in un file con estensione ".his" leggibile dalla piattaforma di analisi PAW, ma facilmente convertibile anche per la piattaforma ROOT. Anche questa opzione può essere esclusa per mezzo di un *flag* opzionale. Questa possibilità è utile soprattutto in fase di controllo del programma stesso, in quanto l'unico output prodotto dal programma in questo caso è un file ".log" che riassume ciò che il programma ha fatto.

L'utente ha la possibilità di inserire routine personalizzate nel pacchetto e di farle chiamare ed eseguire dal programma.

8.1.2 Il *dump* degli eventi

Per quanto riguarda i dati d'ingresso, l'esigenza primaria del programma di *display* degli eventi è quella di acquisire le letture di ADC e TDC di uno specifico evento senza ovviamente dover leggere tutto il run. Poiché non è stato possibile aprire il file binario direttamente in questa modalità di lettura, si è deciso di sfruttare il pacchetto *ctf_rec*.

A questo scopo è stata sviluppata ed introdotta nel pacchetto una routine FORTRAN, denominata *dump_for_display*, la quale esegue il *dump* di ogni singolo evento di un run. Con *dump* di un evento si intende la scrittura su file di caratteri (ASCII) della maggior parte delle informazioni disponibili relative all'evento.

Il file di *dump* che è stato definito è composto di tre parti successive per comodità di lettura:

intestazione Questa parte è composta da 11 variabili (4 intere e 7 in virgola mobile) fondamentali sull'evento, scelte tra quelle riempite da ctf_rec al punto (4) riportato sopra. L'elenco di tali variabili è il seguente:

1. `event_number_true`: Numero dell'evento (intero).
2. `universal_time`: Tempo assoluto dell'evento (virgola mobile).
3. `group`: Gruppo elettronico su cui è avvenuto il trigger (intero, può assumere soltanto valore '1' o '2').
4. `npe`: Numero di fotoelettroni complessivo registrato per l'evento (virgola mobile).
5. `meantime`: Media della distribuzione dei tempi di arrivo riscalati ponendo a zero il tempo inferiore (virgola mobile).
6. `multiplicity_flag`: Flag di evento doppio (intero, vale '2' su eventi di gruppo 1 e di gruppo 2 coinvolti in un doppio trigger, '1' su eventi singoli).
7. `multiplicity_coincidence`: Tempo di coincidenza tra gruppo 1 e gruppo 2 (virgola mobile).
8. `muon_flag`: Flag di trigger del sistema di muon veto (intero, vale '1' se il sistema è scattato, '0' altrimenti).
9. `muon_coincidence`: Tempo di coincidenza tra gruppo 1 e sistema di muon veto (virgola mobile).
10. `up_tot`: Rapporto tra la carica registrata nell'emisfero superiore del rivelatore e quella complessiva dell'evento, detto rapporto "sopra-su-totale" (virgola mobile).
11. `r48_tot`: Rapporto tra la carica registrata dall'ADC α/β che riceve il segnale tagliato dei primi $48ns$ e quello che riceve il segnale intero (paragrafo 6.5), detto rapporto "coda-su-totale" (virgola mobile).

corpo Questa parte è composta da una matrice di 64 righe, una per canale elettronico della catena del rivelatore (paragrafo 6.2). Le colonne riportano, nell'ordine:

1. Numero del canale elettronico.
2. Lettura in ns del TDC del canale.
3. Numero del primo ADC di gruppo 1 collegato al canale.
4. Numero del secondo ADC di gruppo 1 collegato al canale (se il canale elettronico è singolo viene posto uguale a '0').

5. Lettura in *pe* del primo ADC di gruppo 1 collegato al canale.
6. Lettura in *pe* del secondo ADC di gruppo 1 collegato al canale (se il canale elettronico è singolo viene posto uguale a '0').
7. Somma delle letture dei due ADC collegati, cioè somma delle due colonne precedenti.

coda Questa parte comprende le letture, campione per campione, delle schede TTR e DPSA (paragrafo 6.5).

Nel caso di evento di gruppo 2 le colonne 3, 4, 5, 6 del corpo non esistono, così come la lettura della DPSA.

Lo spazio disco occupato da un file *dump* è di quasi $9KB$, per cui, per realizzare il *dump* di tutti gli eventi di CTF-2 (circa 1300000), sono occorsi quasi $12GB$ di spazio disco. Per questo motivo è opportuno sviluppare sistemi migliori per la lettura dei dati e molteplici sono le possibilità che saranno esplorate in un prossimo futuro.

8.1.3 La funzione di lettura

La funzione di lettura dei file *dump* si chiama `read_event` ed accetta come parametri d'ingresso le coordinate dell'evento (numero di run e numero di evento) e un *flag* che ne stabilisce la modalità di operazione:

`mode == 0` Viene letta soltanto l'intestazione del file *dump*.

`mode == 1` Vengono letti l'intestazione e il corpo del file *dump*.

`mode == 2` Viene letto tutto il file *dump*.

Man mano che la funzione esegue la scansione del file *dump*, essa riempe con i valori letti una "struttura" di dati (`struct`, tipo definito dall'utente in linguaggio C [77]) che rispecchia nella forma, quella del file *dump*.

Essa quindi include le 11 variabili (4 intere e 7 in virgola mobile) dell'intestazione dell'evento presentate nel paragrafo precedente, 7 vettori (3 di interi e 4 di variabili in virgola mobile) di lunghezza pari a 64 (una variabile per canale) per alloggiare il corpo dell'evento e una coppia di vettori di lunghezza 200 e 120 per alloggiare le letture campione per campione rispettivamente delle schede TTR e DPSA.

Se l'evento letto è di gruppo 2, le varabili corrispondenti ad informazioni non definite restano semplicemente vuote.

8.1.4 Implementazione del *display*

Il *display* di un evento può essere lanciato dalla riga di comando di ROOT chiamando la funzione denominata `display_event`. Questa accetta come parametri d'ingresso le coordinate dell'evento che si desidera visualizzare e un *flag* booleano che governa la chiamata di funzione per l'algoritmo di riconoscimento dell'evento, di cui si parlerà ampiamente nel seguito.

Vediamo quali sono le operazioni principali compiute da questa funzione:

1. Costruzione della geometria del rivelatore.

   Sono state utilizzate le classi di oggetti grafici delle librerie di ROOT. Vengono così creati tanica (1 cilindro), *inner vessel* (1 sfera), *open structure* (6 anelli orizzontali), PMTs (100 policoniche). Segue il posizionamento relativo degli oggetti attraverso una gerarchia di nodi grafici come è nell'uso di ROOT, con l'esclusione dei PMTs. Naturalmente dimensioni e posizioni relative degli oggetti sono quelle reali (entro $\pm 1cm$).

2. Lettura completa dell'evento tramite chiamata della funzione di lettura `read_event` in modalità "`mode == 2`".

3. In un ciclo da 1 a 100, per ogni PMT vengono effettuate le seguenti operazioni:

   (a) lettura da file delle seguenti informazioni

      i. numero del canale elettronico

      ii. numero di ADC di gruppo 1 collegato.

      iii. coordinate cartesiane (x, y, z) rispetto ad un sistema di riferimento prestabilito con origine nel centro dell'*inner vessel*.

      iv. coordinate sferiche (θ, ϕ)[1] rispetto ad un sistema di riferimento prestabilito con origine nel centro dell'*inner vessel*.

   (b) Determinazione dello status del PMT nell'ambito dell'evento considerato:

      Fired Il PMT ha visto luce. La condizione è che l'ADC abbia visto almeno $0.2pe$ e il TDC *non* abbia letto il *common stop*.

      Non-Fired Il PMT non ha visto luce.

      Tripped Il PMT non era funzionante (Condizione controllata sul file di inclusione generale).

   (c) Assegnazione del colore in base all'informazione temporale. Il numero di intervalli temporali, l'ampiezza di ciascuno e il colore assegnato sono modificabili dall'utente nel file di inclusione generale.

   (d) Moltiplicazione delle dimensioni lineari della policonica che rappresenta il PMT per la carica vista dall'ADC se questa è maggiore di $1pe$.

   (e) Riempimento di un istogramma con la distribuzione temporale della carica rivelata.

   (f) Posizionamento del PMT in base alle coordinate cartesiane lette.

   (g) Rotazione del PMT in base alle coordinate sferiche lette in modo che "guardi" il centro dell'*inner vessel*.

4. Creazione e disegno di una legenda.

5. Eventuale chiamata all'algoritmo di pattern-recognition.

[1] Ci sono soltanto 2 gradi di libertà in quanto la distanza r dal centro dell'*inner vessel* deve essere identica per tutti i PMTs.

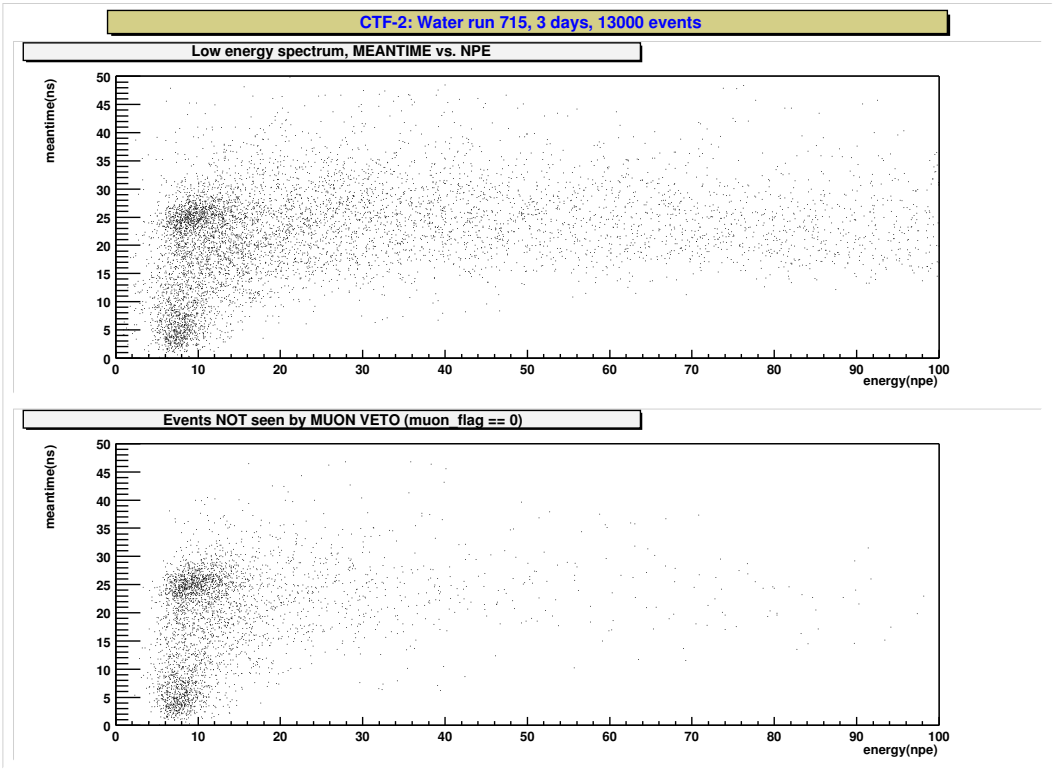


Figura 8.1: *CTF-2: scatter plot degli eventi del water run 715, regione a bassa energia. In basso sono rappresentati soltanto gli eventi NON visti dal muon veto.*

6. Creazione e disegno di una finestra di testo con le informazioni principali dell'evento tra cui, eventualmente, il *flag* di riconoscimento dell'evento.
7. Creazione di un grafico con la lettura del TTR e di uno con la lettura del DPSA.
8. Creazione di una finestra grafica suddivisa in 4 spazi:
   (a) Display grafico dell'evento.
   (b) Istogramma con la distribuzione temporale della carica rilevata.
   (c) Grafico con la forma d'onda del TTR.
   (d) Grafico con la forma d'onda integrata del DPSA.

Esempi di eventi rappresentati per mezzo del *display* sono riportati lungo tutto il capitolo alle figure 8.2, 8.3, 8.4, 8.11 e 8.17.

8.2 Caratterizzazione del rivelatore nella regione di bassa energia

Come primo passo verso la caratterizzazione completa del rivelatore CTF si è osservata la regione di bassa energia, cioè quella al di sotto dei 100*pe*.

Nel momento in cui uno scintillatore è presente nel rivelatore, questa regione è dominata dalla presenza di eventi dovuti al decadimento del ^{14}C (paragrafo 4.1.2). Nel caso del PXE, questa presenza è ancora più ingombrante che non nel caso del PC+PPO in quanto, come si è visto, l'abbondanza relativa di questo isotopo nella miscela scintillante è maggiore di un fattore 5-6 rispetto all'altra soluzione.

L'*end point* di questa struttura di eventi cade a circa $50pe$. Per comprendere a fondo il comportamento del rivelatore in questa regione è quindi opportuno andare a guardare la presa dati preliminare effettuata con acqua precedentemente all'introduzione dello scintillatore nell'*inner vessel*(paragrafo 7.4.1.

Tuttavia, durante questa fase della presa dati si è rivelata la presenza di sorgenti di rumore elettronico (paragrafo 6.2.9) che hanno implicato la messa a punto del sistema di veto. È quindi disponibile un unico run (n. 715, circa 13000 eventi) di dimensioni accettabili, susseguente alla risoluzione del problema.

La figura 8.1 mostra gli eventi del run 715 nella regione al di sotto dei $100pe$. Le variabili riportate sugli assi sono rispettivamente il tempo medio della distribuzione temporale (*meantime*), sull'asse delle ordinate, e il numero complessivo di fotoelettroni rivelati (*npe*), sull'asse delle ascisse.

Si nota chiaramente la presenza di tre strutture di eventi distinte:

1. Una prima struttura è localizzata sotto i $16 - 18pe$ con un *meantime* distribuito attorno al valore di $25ns$.

2. Un'altra struttura è localizzata sotto i $10-12pe$ con un *meantime* inferiore a $10ns$.

3. Tutti gli altri eventi possono essere assunti appartenenti ad una terza classe di eventi con una distribuzione energetica pressoché uniforme, ed un *meantime* generalmente compreso tra $15ns$ e $35ns$.

8.2.1 Eventi dovuti ai muoni

La classe di eventi estesa è, con buona probabilità, attribuibile ad eventi di luce Čerenkov prodotta dall'interazione dei muoni con l'acqua presente nella tanica.

I muoni sono particelle prodotte dall'interazione primaria dei raggi cosmici negli strati alti dell'atmosfera. Nonostante il loro flusso venga fortemente ridotto dalla copertura rocciosa dei laboratori Nazionali del Gran Sasso (paragrafo 4.2.1), la loro presenza nell'ambiente sperimentale è ben nota. Si tratta di particelle estremamente energetiche ($320GeV$ in media) in grado di attraversare tutto il rivelatore. Data la loro origine, i muoni provengono quasi esclusivamente dall'alto, anche se con un angolo molto variabile rispetto all'asse del rivelatore.

L'energia depositata da un muone nel CTF è fortemente dipendente dalla lunghezza percorsa in acqua, cioè dalla porzione di tanica attraversata e quindi dall'angolo di incidenza e dal punto di ingresso nel rivelatore. Per questo motivo lo spettro energetico di tale classe di eventi si estende in maniera pressoché uniforme a tutte le energie, ben oltre la regione di cui ci stiamo occupando in questo momento.

Il meccanismo di propagazione della luce atteso per eventi di questa categoria è il seguente. Il cono di luce Čerenkov è mediamente rivolto verso il fondo della tanica e

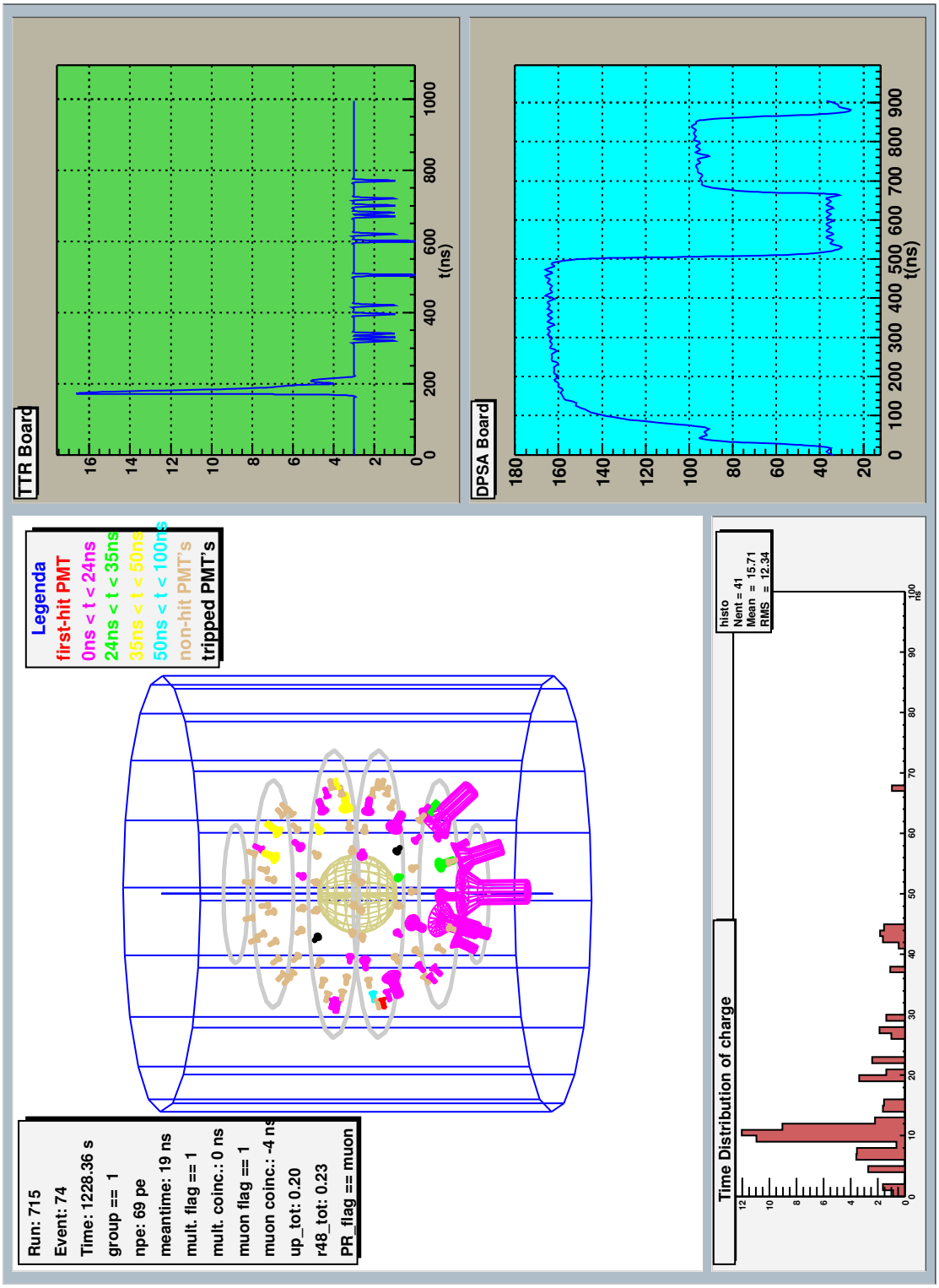


Figura 8.2: *CTF-2: esempio di evento Čerenkov dovuto all'interazione dei muoni cosmici in acqua.*

investe prima i PMTs sugli anelli inferiori. Parte della luce incidente può essere riflessa dai concentratori, dagli stessi PMTs o dal fondo della tanica e parte della luce riflessa può riattraversare l'intero rivelatore ed essere rivelata dai PMTs sugli anelli superiori dopo un tempo dipendente dalla geometria della riflessione, ma che può essere anche pari al tempo di volo dell'intero rivelatore: $30ns$.

Ciò che si osserva è che per alcuni di questi eventi il *display* (figura 8.2) sembra confermare questo meccanismo di propagazione, mentre per altri eventi di questa classe il meccanismo è più complesso e la distribuzione spazio-temporale della carica è di più difficile interpretazione.

Comunque a livello statistico ci sono alcuni indubitabili tratti distintivi:

- La luce vista dall'emisfero inferiore è maggiore di quella vista dall'emisfero superiore.
- C'è una componente di luce rivelata a tempi lunghi.
- I tempi di arrivo della luce sui PMTs dell'emisfero inferiore sono mediamente minori di quelli relativi all'emisfero superiore.

8.2.2 Eventi dovuti ai γ del radon

La struttura a basso *meantime* e bassa energia, viene comunemente attribuita ai cosiddetti "γ del radon". Essa era presente in CTF-1 dove, anzi, la sua entità era molto maggiore, in relazione al ben più consistente contenuto di radon dell'acqua utilizzata per il riempimento della tanica.

Per la verità si tratta di emissioni β+γ riconducibili al noto decadimento del ^{214}Bi ($\tau = 28.42m$) che ha 5 canali disponibili:

1. β^- in ^{214}Po $E = 3.23MeV$ $B.R. = 19\%$
2. β^- in $^{214}Po^*$ $E = 1.88MeV$ + γs $1.35MeV$ $B.R. = 9\%$
3. β^- in $^{214}Po^*$ $E = 1.51MeV$ + γs $1.72MeV$ $B.R. = 40\%$
4. β^- in $^{214}Po^*$ $E = 1.02MeV$ + γs $2.21MeV$ $B.R. = 23\%$
5. β^- in $^{214}Po^*$ $E = 0.42MeV$ + γs $2.81MeV$ $B.R. = 9\%$

dove E indica l'energia a disposizione per il decadimento β^- e γs indica una cascata γ di diseccitazione del nuceo di ^{214}Po.

I fotoni γ emessi nel decadimento del ^{214}Bi subiscono scattering alla Compton sugli elettroni presenti in acqua a cui cedono energia. Sia questi elettroni che quelli emessi direttamente nel decadimento β^- rallentano tramite emissione di luce Čerenkov.

Come si vede sopra, l'energia di questi eventi non è certamente comparabile con quella dei muoni, per cui l'emissione Čerenkov è limitata alla lunghezza di penetrazione del γ in acqua.

Il risultato di ciò è che soltanto i PMTs vicini alla regione di produzione, se ce ne sono, hanno un angolo solido sufficientemente ampio affinché la probabilità di rivelazione

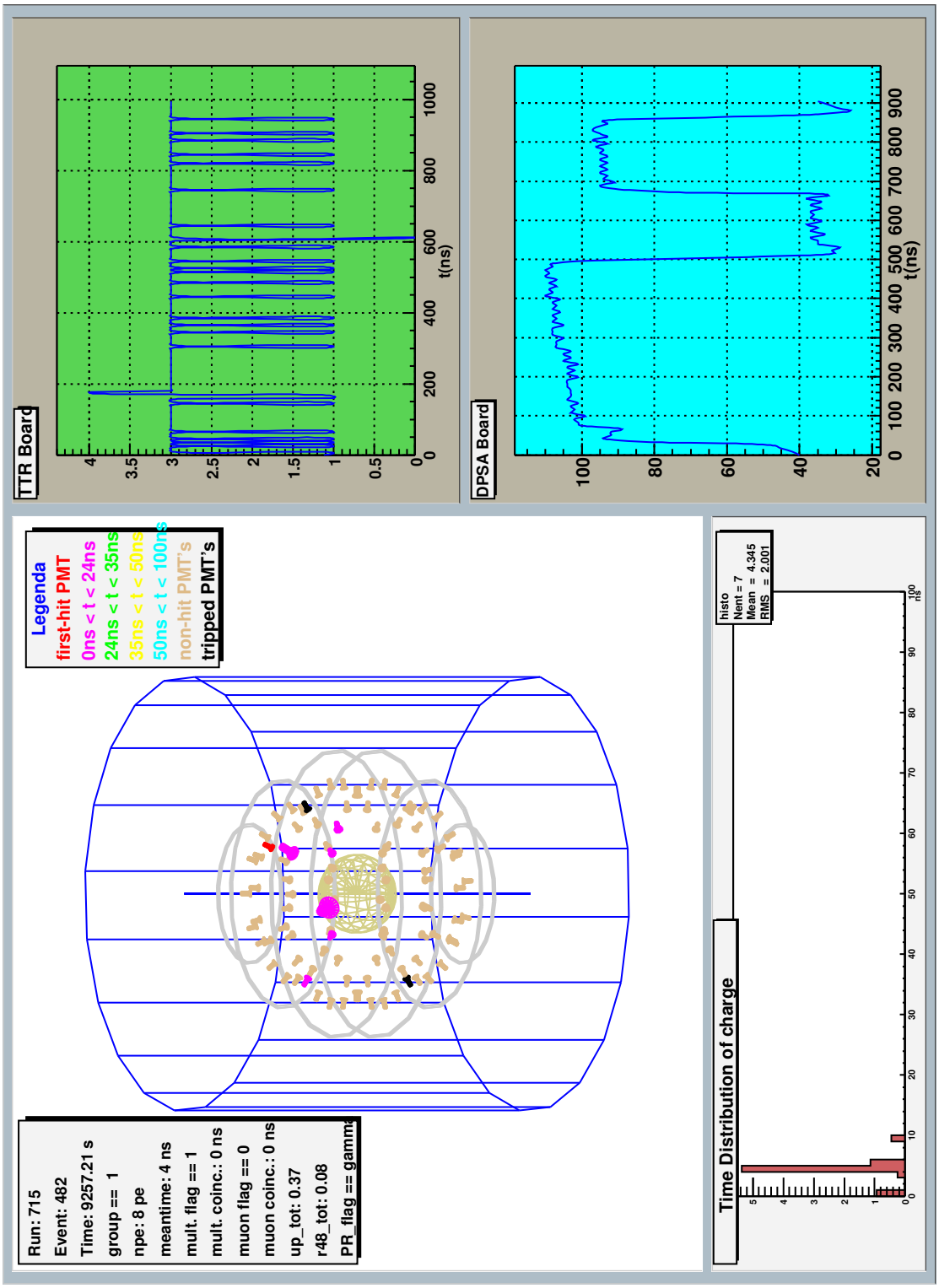


Figura 8.3: *CTF-2: esempio di evento $\beta+\gamma$ dovuto alla presenza di radon in acqua.*

non sia trascurabile. Questi eventi sono quindi caratterizzati dal fatto che soltanto una regione limitata di rivelatore ne è interessata, mentre la parte restante rimane completamente "al buio". A questo punto è facile capire come si spiega il basso *meantime* di questa classe di eventi.

La figura 8.3 mostra un esempio di evento appartenete a questa classe raffigurato con il *display* degli eventi.

8.2.3 Eventi di "luce strumentale"

Questa categoria di eventi è assolutamente inedita per il rivelatore CTF, forse perché durante CTF-1, l'ampia incidenza degli eventi γ del radon, di energia comparabile, ne mascherava la presenza.

Si è scelto di denominare questa categoria di eventi "luce strumentale" perché la distribuzione spazio-temporale della luce rivelata sembra dare una forte indicazione di produzione all'interno o in stretta prossimità di un tubo fotomoltiplicatore.

Le caratteristiche di questa distribuzione che portano a tale conclusione sono le seguenti:

1. Il primo fototubo che vede luce è generalmente quello che ne vede individualmente più di ogni altro.

2. Altri fototubi che vedono luce sono generalmente situati sul lato opposto del rivelatore rispetto al primo.

3. L'istante di arrivo del primo fotone sul primo PMT colpito nell'evento precede di circa $30ns$ gli istanti di arrivo di tutti gli altri fotoni.

Ricordiamo che $30ns$ è esattamente il tempo di volo della luce attraverso l'intero rivelatore.

Non è immediato dire quale possa essere l'origine della luce. Un'eventuale scarica elettrostatica nel partitore di tensione genererebbe probabilmente impulsi di energia molto maggiore. Poiché il vetro del fotocatodo è tutt'altro che esente da contaminazioni radioattive naturali di varia natura, pare più plausibile ipotizzare che una o più emissioni γ dovute a queste contaminazioni siano in grado di portare emissione di luce Čerenkov all'interno del vetro stesso. Parte di questa luce sarebbe poi in grado di lasciare il fototubo e propagherebbe all'interno del rivelatore, con un angolo limitato rispetto all'asse del fototubo emettitore a causa dell'azione riflettente del concentratore di quest'ultimo.

Il valore di *meantime* di circa $25ns$ risulta dalla media tra la lettura di $0ns$ del primo canale e le letture di $30ns$ degli altri.

La figura 8.4 mostra un esempio di evento appartenente a questa classe raffigurato con il *display* degli eventi.

8.3 Un algoritmo di riconoscimento degli eventi

L'idea è quella di sfruttare le peculiarità della distribuzione spazio-temporale della carica rivelata allo scopo di distinguere le tre classi di eventi messe in evidenza.

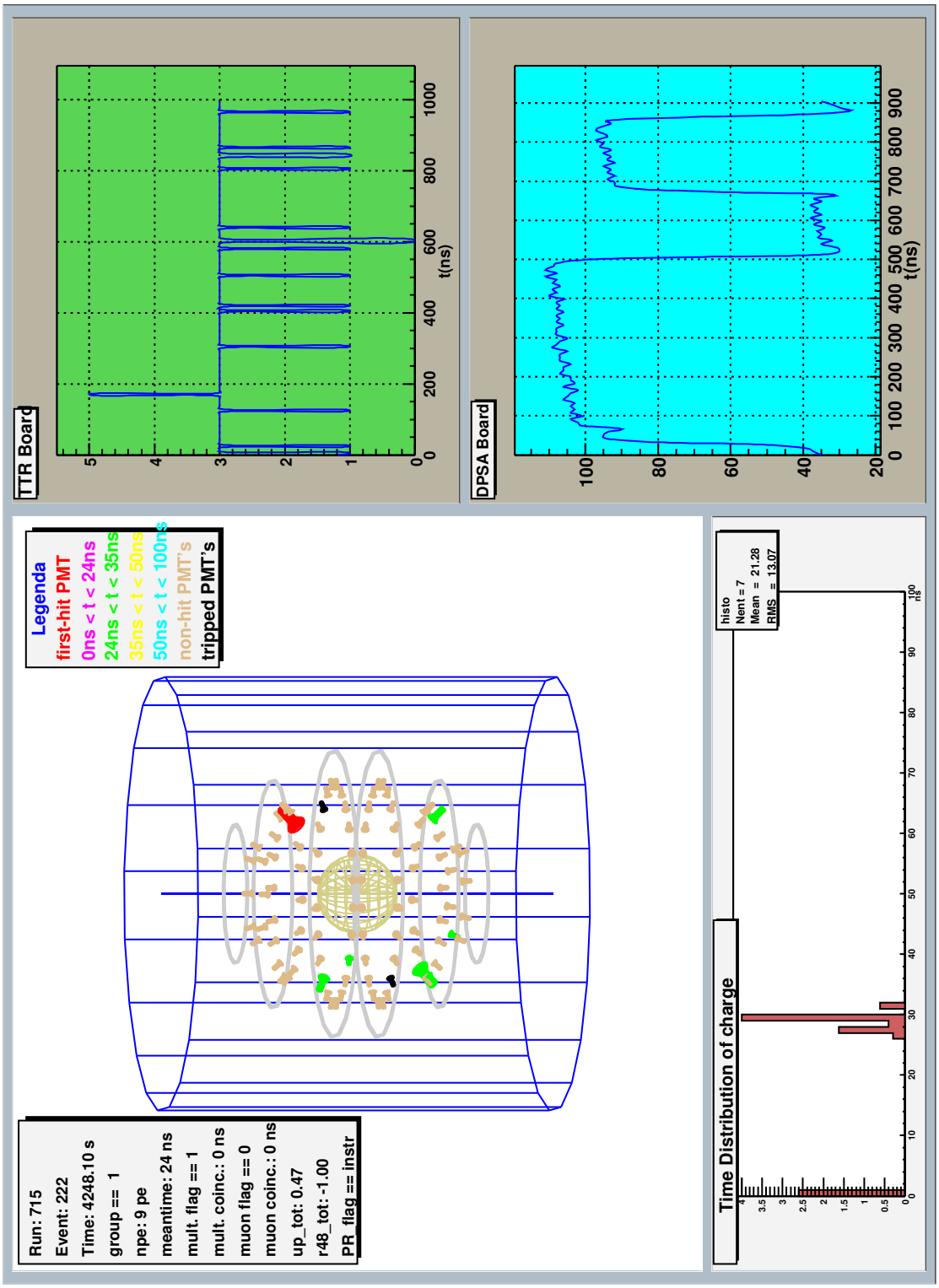


Figura 8.4: *CTF-2: esempio di evento di* luce strumentale.

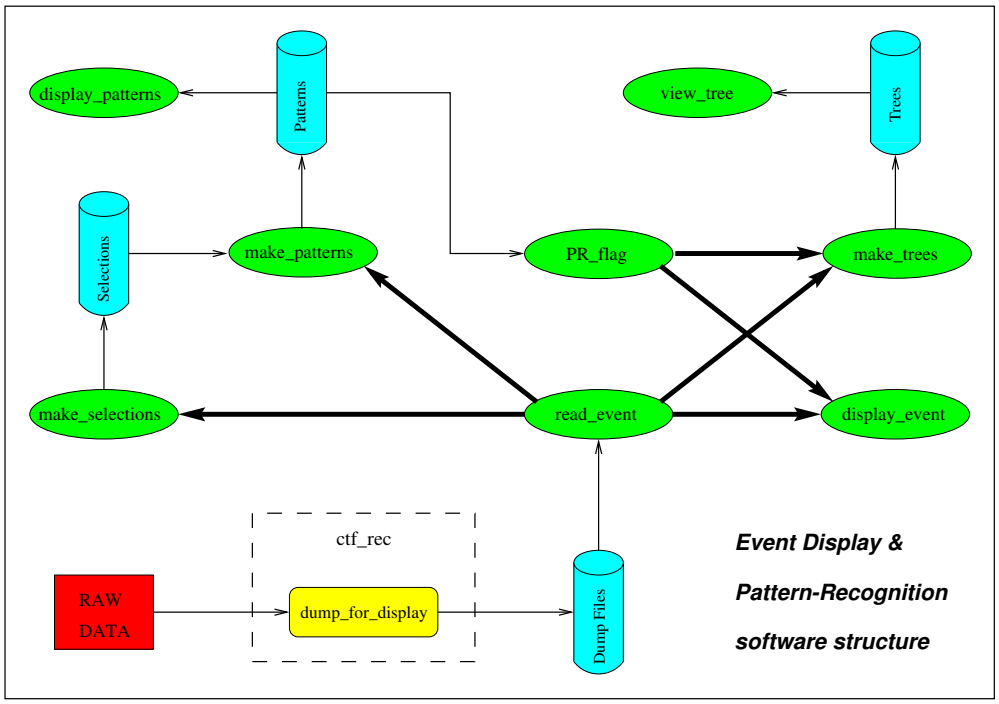


Figura 8.5: *Schema del software del* display *degli eventi e del programma di* Pattern-Recognition.

L'algoritmo è un complesso di funzioni, sviluppato in linguaggio C/C++ [77, 78] con l'ausilio della piattaforma di analisi ROOT (appendice A), che si occupa di selezionare dei campioni sufficientemente puri di eventi di ciascuna classe e di costruire alcuni *patterns* riguardanti, per l'appunto, la distribuzione spaziale e quella temporale della carica rivelata. Per ogni singolo evento vengono quindi confrontate le stesse distribuzioni con i *patterns* precedentemete creati e viene assegnato un *flag* identificativo dell'evento che lo colloca in una delle tre classi possibili.

La figura 8.5 riassume la struttura del programma descritta nei paragrafi successivi.

8.3.1 Selezione dei campioni

Il primo passo per la creazione di *patterns* è la selezione di campioni di eventi adeguati e la funzione del pacchetto che assolve a questo compito è denominata `make_selections`.

Nel file di inclusione generale del pacchetto sono contenuti i qualificatori delle classi di evento, definite come valori di un'enumerazione (uno dei tipi definiti dall'utente del C++ [78]). `make_selections`, accetta come parametri d'ingresso un vettore di tali qualificatori (`selection_token[i]`) che indica quali selezioni si vogliono effettuare e il numero del run da processare. Preparando più selezioni "in parallelo" è possibile, con una sola lettura del file *dump*, valutare l'adeguetezza dell'evento ai requisiti di più classi. Dal momento che i tempi di lettura e scrittura su disco sono dominanti rispetto ai tempi di calcolo, ciò comporta una maggiore rapidità dell'operazione.

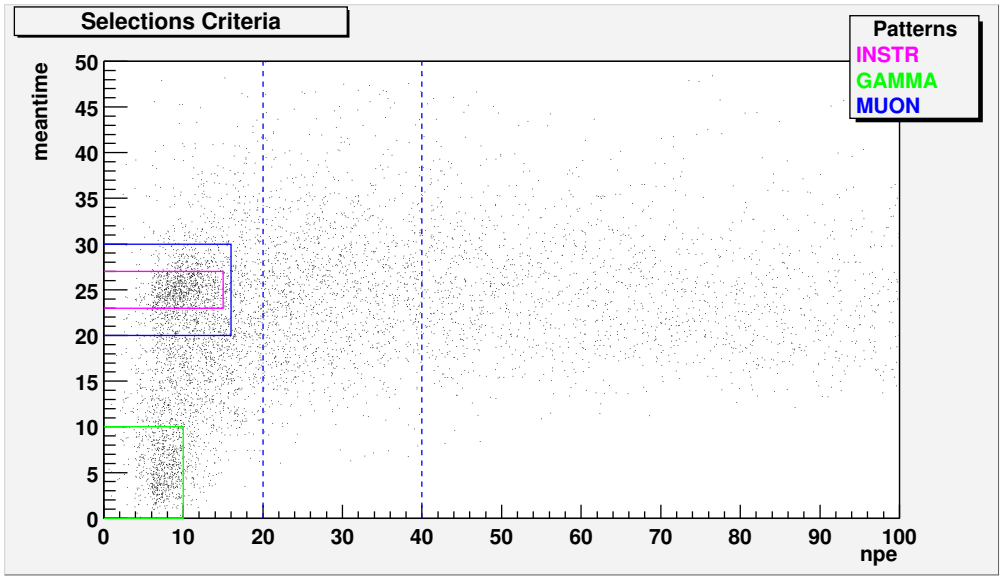


Figura 8.6: *Criteri per la selezione dei campioni rappresentativi di ciascuna delle tre classi di eventi presenti a bassa energia.*

`make_selections` apre in lettura la lista degli eventi del run da processare, mentre apre in scrittura tanti files, quante sono le selezioni da preparare. Ciascun file conterrà la lista degli eventi appartenenti alla selezione.

Per ogni evento del run vengono eseguite le seguenti operazioni:

1. Chiamata della funzione di lettura `read_event` in modalità `mode == 0`, cioè in modo da leggere soltanto l'intestazione dell'evento.

2. Confronto delle variabili globali dell'evento con le specifiche di ciascuna classe di eventi di cui si vuole preparare la selezione. Se il confronto è affermativo il numero dell'evento viene scritto nel file relativo alla selezione, le cui condizioni di appartenenza sono state trovate soddisfatte.

Affinché un evento sia scelto come rappresentativo di una delle tre classe esso deve soddisfare le seguenti richieste illustrate anche in figura 8.6, in cui si fa riferimento alle variabili globale di un evento introdotte nel paragrafo 8.1.2:

1. Eventi di luce strumentale:

   (a) `group == 1.`

   (b) `muon_flag == 0.`

   (c) `npe <= 15 pe.`

   (d) `23 ns <= meantime <= 27 ns`

2. Eventi dovuti a i γ del radon:

   (a) `group == 1.`

(b) `muon_flag == 0`.

(c) `npe <= 10 pe`.

(d) `meantime <= 10 ns`

3. Per la classe di eventi dovuti ai muoni, caratterizzata da uno spettro energetico molto esteso vengono preparate più selezioni corrispondenti a diversi intervalli di energia: $0pe \longrightarrow 20pe$, $20pe \longrightarrow 40pe$ e $40pe \longrightarrow 100pe$.

   Per tutte e tre le selezioni si richiede `group == 1`, mentre nessuna richiesta è fatta sullo stato del `muon_flag`.

   Per quanto riguarda l'energia (`npe`), per le ultime due selezioni le richieste sono la banale appartenenza dell'evento all'intervallo prescelto. Per la prima selezione invece occorre anche "ritagliar via" le zone del piano *meantime/npe* di figura 8.1 in cui possono essere presenti eventi di una delle altre due classi. Ciò viene fatto con più richieste su `meantime` e `npe` combinate ed è meglio esemplificato in figura 8.6.

La funzione `make_selections` è stata compilata insieme alla funzione `read_event` per un uso più veloce (appendice A).

8.3.2 Creazione dei *patterns*

Il passo successivo consiste nella creazione dei *patterns* per ciascuna classe di eventi (selezione). I *patterns* definiti per l'uso del pacchetto nella regione di basse energie sono i seguenti:

1. Tempo di arrivo del primo fotone su ciascun fototubo (letture dei TDC).

2. Carica registrata dal primo fototubo che ha visto luce (lettura di 1 ADC).

3. Carica registrata dagli altri fototubi che hanno visto luce (letture degli altri ADC).

La funzione che assolve alla creazione dei *patterns* è denominata `make_patterns` e accetta come parametri di ingresso l'identificatore della selezione per la quale creare i *patterns* e il numero di run dal quale trarre gli eventi. È possibile combinare più run per la creazione di un unico gruppo di *patterns*.

`make_patterns` esegue le seguenti operazioni:

1. Prepara un istogramma per ciascun *pattern*.

2. Apre in lettura il file contenete la lista di eventi corrispondente alla selezione e al run prescelti.

3. Per ogni evento della lista, esegue le seguenti operazioni:

   (a) Chiama la funzione di lettura `read_event` in modalità `mode == 1`, cioè in modo da leggere intestazione e corpo dell'evento.

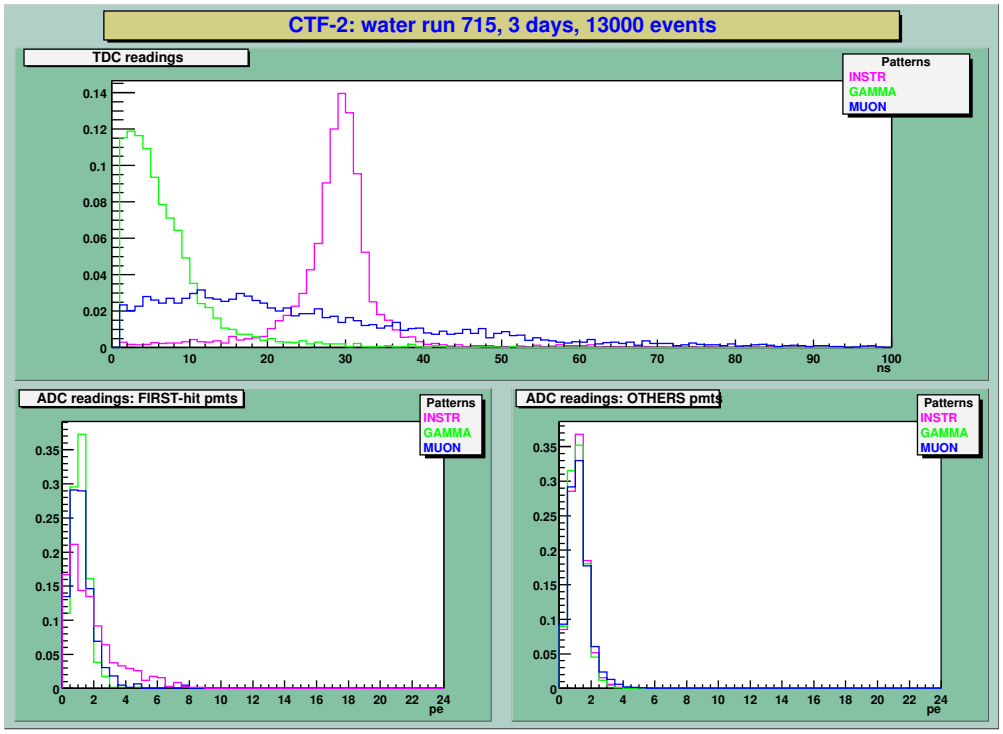


Figura 8.7: Patterns *creati per la regione a bassa energia dalla funzione* `make_patterns`.

(b) Controlla per ogni canale elettronico, se il TDC ha registrato $0ns \leq t \leq 100ns$ e contemporaneamente la coppia di ADC ha visto almeno $0.2pe$. Se ciò si verifica viene riempito l'istogramma dei tempi.

(c) Controlla per ogni canale elettronico se il TDC ha registrato $t = 0ns$ e contemporaneamente uno dei due ADC collegati (se il canale è doppio), ha visto almeno $0.2pe$ di carica. Se ciò si verifica viene riempito l'istogramma della carica del primo fototubo.

(d) Controlla per ogni canale elettronico se il TDC ha registrato $0 < t \leq 100ns$ e contemporaneamente uno dei due ADC collegati (se il canale è doppio), ha visto almeno $0.2pe$ di carica. Se ciò si verifica viene riempito l'istogramma della carica degli altri fototubi.

4. Tutti gli istogrammi vengono normalizzati in modo da avere area unitaria. All'istogramma dei tempi viene sottratto il primo *bin* che contiene tutti gli '0' arbitrari dei canali che "sparano" per primi.

5. Se per qualsiasi motivo il contenuto di ciascun bin è minore di zero, viene sostituito con '0'.

6. Viene scritto un file per ciascun *pattern* creato, contenente il contenuto di tutti i bin del *pattern*.

La funzione `make_patterns` è sufficientemente veloce da non richiedere compilazione: può essere lanciata direttamente dalla linea di comando di ROOT.

I *patterns* ottenuti per le tre classi di eventi presenti nella regione al di sotto dei $20pe$ sono mostrati sovrapposti in figura 8.7 utilizzando una delle funzioni di visualizzazione del gruppo `display_pattern` (figura 8.5).

1. Per quanto riguarda i tre *patterns* temporali, si vede chiaramente come la forma di ciascuno conferma quanto supposto sopra a proposito dei meccanismi di propagazione della luce nel rivelatore per ciascuna classe di eventi:
   (a) Il *pattern* relativo alla luce strumentale è fortemente pronunciato attorno a $30ns$.
   (b) Il *pattern* relativo ai γ del radon è limitato a tempi brevi, generalmente inferiori a $10ns$.
   (c) Il *pattern* relativo ai muoni è una distribuzione molto larga di tempi senza veri picchi.
2. I *patterns* relativi alla carica vista dal primo fototubo permettono di distinguere la classe di luce strumentale per la quale è presente una coda della distribuzione a valori di carica relativamente maggiori, come è lecito aspettarsi da quanto detto sopra a proposito del meccanismo di produzione e propagazione della luce strumentale.
3. I *patterns* relativi alla carica vista da tutti i fototubi escluso il primo, non mostrano sostanziali differenze tra le tre classi di eventi come è lecito attendersi per eventi appartenenti allo stesso intervallo di energia.

8.3.3 Assegnazione del *flag* di identificazione

Terminate le operazioni di creazione dei *patterns*, su ciascun evento di origine ignota può essere chiamato il gruppo di funzioni `PR_flag`. Esso esegue il confronto dei dati relativi all'evento con i *patterns* salvati in precedenza, utilizzando il metodo della massima verosimiglianza. Il risultato è l'assegnazione di un *flag* di identificazione dell'evento.

Il gruppo di funzioni `PR_flag` accetta in ingresso un evento (un oggetto di classe *dump*) e un vettore di valori binari che specifica su quali dei cinque *patterns* disponibili deve essere effettuato il confronto. A basse energie, i tre pattern solitamente attivati sono quelli descritti sopra (distribuzione temporale, carica del primo PMT, carica degli altri PMTs). Il valore restituito è il *flag* di cui si diceva sopra, costituito da un tipo enumerazione (uno dei tipi definiti dall'utente del C++[78]).

La funzione `get_PR_flag` controlla il run di appartenenza dell'evento (se run di acqua o di PXE) e l'energia dell'evento e chiama una delle due funzione `get_PR_flag_water` e `get_PR_flag_pxe`. Nella regione di bassa energia viene utilizzata la prima.

`get_PR_flag_water` definisce un vettore di parametri in virgola mobile a precisione estesa (`long double`), ciascuno corrispondente ad una classe di eventi possibile. Per assegnare un valore a ciascun parametro la `get_PR_flag_water` chiama una funzione denominata `get_PR_parameter` a cui fornisce di volta in volta l'identificatore della selezione con i cui *patterns* si vuole eseguire il confronto.

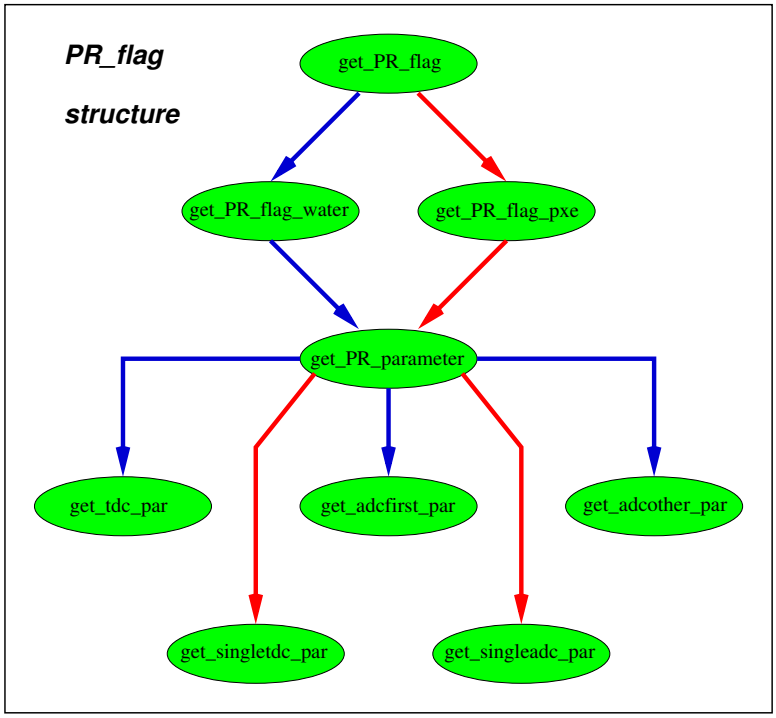


Figura 8.8: *Schema delle funzioni del gruppo* `PR_flag` *per l'assegnazione del* flag *identificativo dell'algoritmo di* Pattern-Recognition.

Come detto in precedenza, la classe di eventi dovuti ai muoni è segmentata in energia e ciascun intervallo corrisponde ad una selezione e quindi ad un gruppo di *patterns* diverso. Il gruppo di *patterns* appropriato viene scelto semplicemente in base all'energia dell'evento da confrontare.

La funzione `get_PR_flag_water` esegue un confronto dei parametri ricevuti come valori di ritorno dalle varie chiamate a `get_PR_parameter` e corrispondenti ciascuno ad una classe di eventi possibile. L'identificatore assegnato all'evento lo collaca nella classe corrispondente al parametro più alto. Tale identificatore viene restituito come valore di ritorno a `get_PR_flag` che a sua volta lo restituisce alla funzione che ha effettuato la chiamata all'intero gruppo.

La funzione `get_PR_parameter` gestisce le chiamate a 5 funzioni che forniscono i parametri relativi a ciascun singolo *pattern* in base al vettore di valori binari di cui abbiamo detto sopra e che viene trasmesso fino a questo livello. Il parametro restituito è il prodotto dei parametri ricevuti dalle singole funzioni chiamate.

Per ora vengono considerate soltanto le tre funzioni relative all'analisi a basse energie: `get_tdc_parameter`, `get_adcfirst_parameter`, `get_adcothers_parameter`. Ciascuna di queste funzioni legge il file contenente il *pattern* di competenza, scritto da `make_patterns`, e realizza uno *smoothing* di tale *pattern*, che consiste nella sostituzione dei valori nulli con il valore minimo tra quelli non nulli.

La funzione `get_tdc_parameter` definisce e inizializza ad '1' il parametro da resti-

tuire. Dopodiché essa analizza il corpo dell'evento e, per ogni canale colpito[2], moltiplica il parametro per il valore del *pattern* corrispondente alla lettura del TDC (ridotta a valore intero).

La funzione `get_adcfirst_parameter` analizza il corpo dell'evento alla ricerca del primo PMT colpito, cioè quello con la lettura del TDC pari a $0ns$ e la lettura dell'ADC maggiore di $0.2pe$ Il valore del *pattern* corrispondente alla lettura dell'ADC (ridotta a valore intero) è il parametro restituito.

La funzione `get_adcothers_parameter` definisce e inizializza ad '1' il parametro da restituire. Dopodiché essa analizza il corpo dell'evento e, per ogni canale colpito escluso il primo, cioè quelli con la lettura del TDC pari a $0ns < t \leq 100ns$ e la lettura dell'ADC maggiore di $0.2pe$, moltiplica il parametro per il valore del *pattern* corrispondente alla lettura dell'ADC (ridotta a valore intero).

Riassumendo possiamo dire che il parametro complessivo per ciascuna classe restituito da `get_PR_parameter` alle funzioni di livello superiore è composto come segue:

$$PR_par^k = \underbrace{\left(\prod_{i=1}^{N_C} {}^T Pt^k({}^T R_i)\right)}_{TDC} \cdot \underbrace{\left({}^{FA} Pt^k({}^A R_F)\right)}_{first-ADC} \cdot \underbrace{\left(\prod_{j=1}^{N_P-1} {}^{OA} Pt^k({}^A R_j)\right)}_{other-ADCs} \tag{8.1}$$

$$(k = \text{INSTR, GAMMA, MUON})$$

dove:

- ${}^T R_i$ e ${}^A R_j$ sono le letture di TDC e ADC per l'evento (${}^A R_F$ è la lettura dell'ADC del primo fototubo colpito).
- ${}^T Pt^k$, ${}^{FA} Pt^k$, ${}^{OA} Pt^k$ sono funzioni discrete che danno i 3 *patterns*.
- N_C sono N_P sono il numero di canali e PMTs colpiti, rispettivamente.

8.3.4 Utilizzo del *Pattern-Recognition*

Le funzioni del gruppo `PR_flag` possono essere chiamate dalla funzione `display_event`. Questa funzione accetta, in coda agli altri parametri d'ingresso descritti in precedenza, un *flag* booleano impostato di default a '`false`'. Sovrascrivendo esplicitamente tale valore con '`true`' si comanda la chiamata del gruppo `PR_flag` e la conseguente assegnazione del *flag* all'evento, che viene visualizzato in coda agli altri parametri generali dell'evento sulla finestra grafica del *display*.

L'utilità maggiore del gruppo `PR_flag` sta però nella possibilità di includere il *flag* di identificazione dell'evento all'interno della n-tupla standard, operazione piuttosto semplice nell'ambito della piattaforma ROOT[3]. Tuttavia, allo scopo di ottimizzare le risorse

[2]Come al solito si considera il canale colpito quando il TDC registra $0 \leq t \leq 100$ e la carica complessiva vista dalla coppia di ADC (se il canale è doppio) è $q \geq 0.2$.

[3]La collaborazione ha deciso di optare per tale piattaforma di analisi soltanto in tempi molto recenti per cui la n-tupla standard è ancora prodotta per la piattaforma PAW.

di calcolo a disposizione, si è preferito, per il momento, sviluppare una funzione, denominata `make_tree` che produca una n-tupla personalizzata. Tale n-tupla, destinata alla piattaforma ROOT, contiene le variabili generali dell'evento, contenute nella definizione di evento di cui abbiamo detto, e il PR_flag identificativo fornito dal gruppo `PR_flag`.

La funzione `make_tree` è stata poi compilata per un uso più efficiente.

Una varietà di funzioni genericamente denominate `view_tree` sono poi state sviluppate per la rappresentazione grafica di tali n-tuple a scopi molteplici.

8.3.5 Risultati ed efficienza di discriminazione

L'utilizzo dell'algoritmo di *Pattern-Recognition* ha permesso di distinguere, con un'efficienza di cui si dirà tra breve, le 3 classi di eventi presenti nei run d'acqua e di misurare i rate con cui ciascuna classe si manifesta.

A questo proposito la figura 8.9 mostra la separazione ottenuta tra le tre classi, mentre la tabella 8.1 riassume i conteggi misurati per unità di tempo, per ciascuna classe.

Per dare una valutazione precisa dell'efficienza di riconoscimento degli eventi ottenuta da questo metodo, occorrerebbe provarlo su insiemi di dati simulati di classe nota. Ciò non è stato possibile in quanto i pacchetti di simulazione sviluppati dalla collaborazione sono centrati su altre problematiche. Essi includono soltanto una simulazione piuttosto grossolana degli eventi Čerenkov dovuti a muoni, mentre sono del tutto assenti simulazioni delle altre due classi sotto esame.

È tuttavia possibile dare comunque una stima ragionevole di questa efficienza in base alle prestazioni offerte dal metodo nelle regioni di energia superiore all'intervallo $0pe \longrightarrow 20pe$ interessato dalla presenza delle tre classi di eventi. Ad energie superiori ai $20pe$ è infatti ragionevole assumere che sia presente soltanto la classe di eventi dovuta all'interazione dei muoni.

Nelle regioni al di sopra di questa soglia, l'algoritmo di *Pattern-Recognition* può essere quindi utilizzato come metodo di identificazione dei muoni con un'efficienza verificabile direttamente: la frazione di eventi identificati sotto una delle altre due classi costituisce l'inefficienza del metodo. La tabella 8.2 riassume questa verifica e riporta inoltre l'efficienza del veto per i muoni valutata allo stesso modo: la frazione di eventi con `muon_flag == 0` costituisce l'inefficienza del sistema di veto. Entrambe queste verifiche sono state condotte anche nella regione ad energia superiore (fino a $300pe$) per completetezza con lo studio effettuato in quella regione, di cui si parla nel prossimo paragrafo.

Come si vede l'efficienza del veto per i muoni è molto bassa nella regione compresa tra $20pe$ e $40pe$, e si può ragionevolmente assumere che essa sia ancora inferiore al di sotto dei $20pe$. L'efficienza dell'algoritmo di *Pattern-Recognition*, al contrario, è già piuttosto buona a basse energie, diviene ottima nella regione di energia intermedia ($40pe \longrightarrow 200pe$), per poi assestarsi all'incirca agli stessi livelli del veto per i muoni. L'ultima colonna della tabella mostra l'efficienza che si può ottenere combinando i due metodi. Come si vede, in queste condizioni, è lecito affermare che l'algoritmo di *Pattern-Recognition* è un valido ed utile complemento del veto per i muoni.

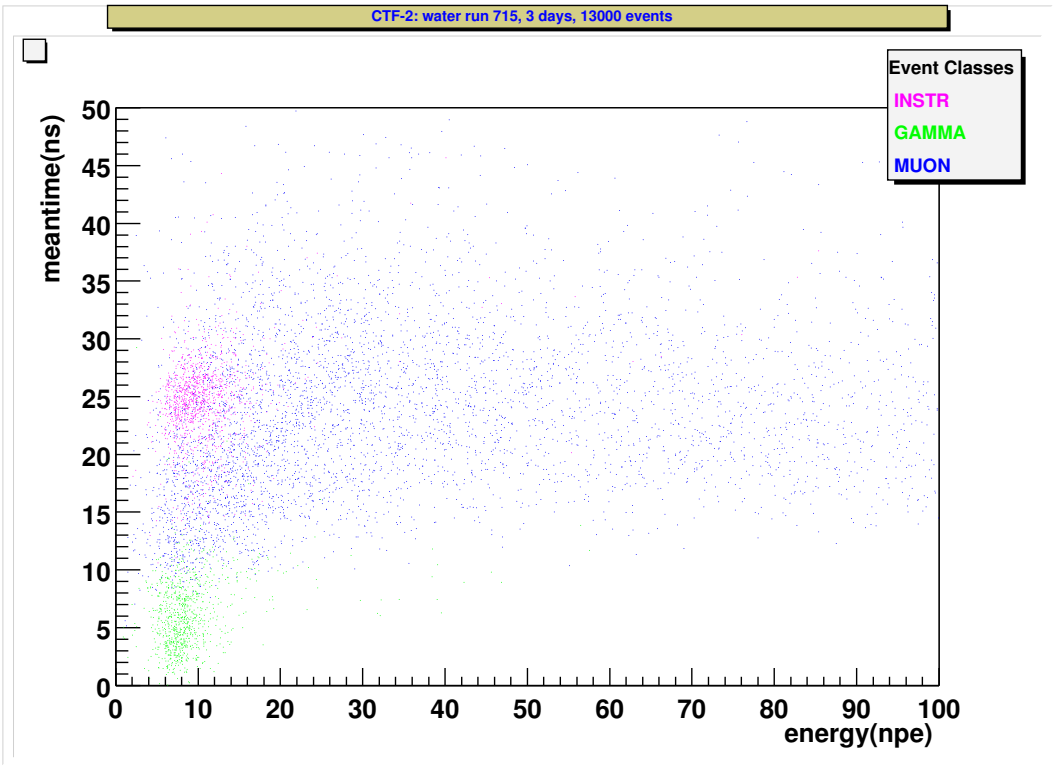


Figura 8.9: *Risultato della discriminazione delle 3 classi di eventi presenti nella regione di bassa energia nel run di acqua, a mezzo dell'algoritmo di* Pattern-Recognition.

Classe	Rate (conteggi/ora)
Luce Strumentale	17.9
Gamma	12.9
Muoni (0-20pe)	25.0
Rate di trigger	192

Tabella 8.1: *Rates relativi alle 3 classi di eventi presenti nella regione di bassa energia nel run di acqua, calcolati con l'algoritmo di* Pattern-Recognition.

Energy (pe)	Muon tot.	PR= INSTR	PR= GAMMA	PR eff.	MV miss.	MV eff.	MV miss. PR= INSTR	MV miss. PR= GAMMA	Comb. eff.
20 → 40	1472	21	21	97.1%	399	72.9%	10	11	98.6%
40 → 100	1651	11	5	99.0%	152	90.8%	1	1	99.9%
100 → 200	1463	21	6	98.2%	73	95.0%	0	1	99.9%
200 → 300	875	34	4	95.7%	28	96.8%	0	1	99.9%

Tabella 8.2: *Confronto delle efficienze di reiezione dei muoni ottenibili con l'algoritmo di* Pattern-Recognition *e con il veto per i muoni.*

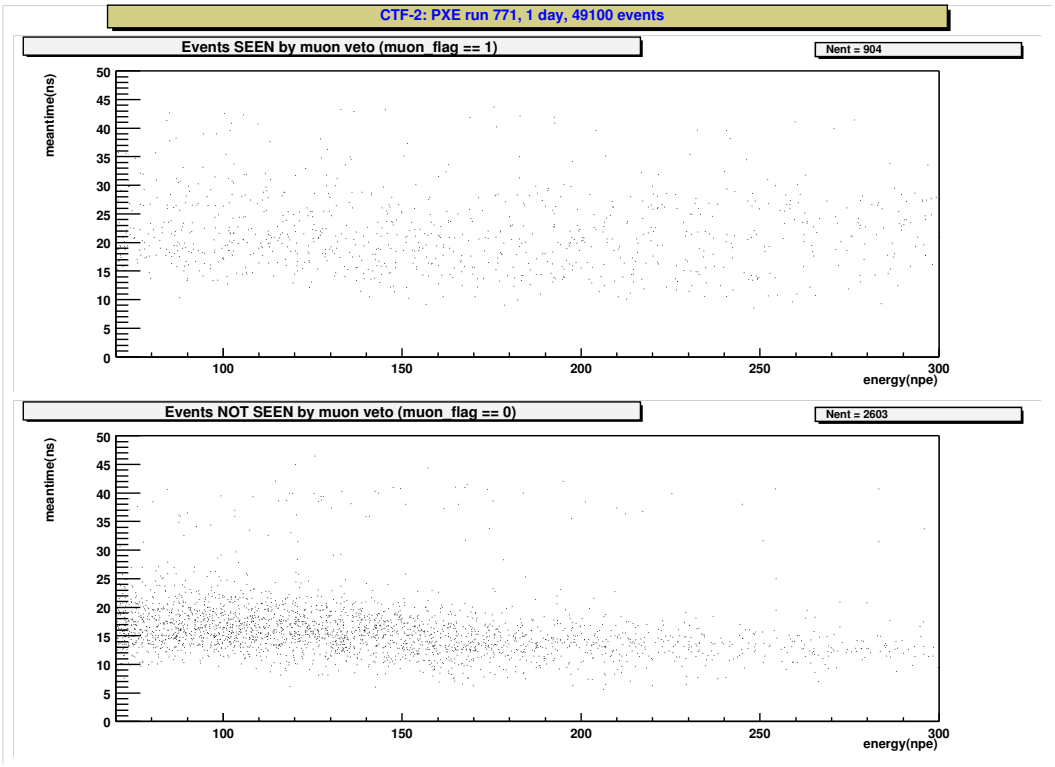


Figura 8.10: *CTF-2: scatter plot degli eventi di un run di PXE (n. 771), finestra di energia del neutrino. In alto sono rappresentati gli eventi visti dal muon veto, mentre in basso quelli NON visti dal muon veto.*

Tornando all'efficienza di riconoscimento offerta dall'algoritmo nella regione sotto i $20pe$, quella cioè dove sono effettivamente presenti le tre classi da distinguere, è chiaro che non è possibile effettuare la semplice verifica di cui sopra. Tuttavia, facendo l'assunzione che le efficienze di riconoscimento per ciascuna delle tre classi siano molto prossime tra loro, l'efficienza misurata nell'intervallo di energia adiacente a proposito della classe muonica rappresenta la stima più ragionevole dell'efficienza cercata. Questo valore, come si è visto nella tabella 8.2, è pari al 97.1%.

8.4 La regione di alte energie

Successivamente alla caratterizzazione e discriminazione delle diverse tipologie di eventi nella regione di bassa energia dei run di acqua, si è provato ad applicare lo stesso studio ai run di PXE. Qui la regione di bassa energia è dominata della struttura di eventi dovuti alla contaminazione di ^{14}C che si estende fino a circa $50pe - 60pe$. Lo studio in oggetto ha riguardato quindi la regione da $70pe$ a $300pe$, segmentata in tre intervalli: $70pe \longrightarrow 100pe, 100pe \longrightarrow 200pe, 200pe \longrightarrow 300pe$.

8.4.1 Caratterizzazione

Le classi di eventi presenti in questa regione sono tre:

1. Eventi di luce Čerenkov prodotta da muoni che attraversano l'acqua presente nella tanica. I muoni che attraversano l'*inner vessel* causano fenomeni di scintillazione estremamente pronunciati, che danno origine ad eventi forieri di qualche migliaio di fotoelettroni, ben al di sopra della regione energetica di interesse. Questi ultimi, pertanto, vengono ignorati in questo contesto e, con eventi dovuti a muoni, si intenderà, come sopra, eventi di luce Čerenkov prodotti in acqua.

2. Eventi di scintillazione dovuti a particelle α provenienti dal decadimento di radioisotopi presenti nello scintillatore.

3. Eventi di scintillazione dovuti a particelle β, ed emissioni γ correlate, provenienti da radioisotopi presenti nello scintillatore.

Le due classi di eventi considerate per questo studio, sono quella di luce Čerenkov dovuta ai muoni e quella di scintillazione $\beta+\gamma$. Si è scelto, per il momento, di non includere nella presente analisi eventi α, in quanto questi possono essere rigettati molto bene con metodi di discriminazione della forma d'onda (PSD, paragrafo 7.5.2).

La figura 8.10 mostra lo spettro energetico degli eventi presenti in un run di PXE separati nelle due categorie utilizzando il veto per i muoni. Si noti la differenza di *meantime* tra le due distribuzioni come spiegato nel paragrafo 5.2.2. Dell'efficienza di tale sistema di veto è della necessità di sviluppare un sistema ad esso complementare si è detto in precedenza.

Innanzi tutto si sono messi in luce i tratti distintivi delle due categorie.

1. Nel paragrafo 8.2.1 sono stati illustrati i meccanismi di propagazione della luce all'interno del rivelatore in caso di emissione Čerenkov dovuta a muoni per quanto riguarda la regione di bassa energia. Quanto detto a quel proposito si applica anche nella regione a più alte energie in oggetto adesso. Per cui, anche in questo caso, si osserverà una maggiore carica rilasciata nell'emisfero inferiore del rivelatore e una distribuzione dei tempi di arrivo dei fotoni caratterizzata da una componente a tempi lunghi, spesso registrata nell'emisfero superiore.

2. L'evento di scintillazione avviene necessariamente all'interno dell'*inner vessel* ed è caratterizzato da un'emissione luminosa isotropa. Di conseguenza la dispersione dei tempi di arrivo dei fotoni che ci si aspetta, è sicuramente inferiore a quella che si osserva in presenza di eventi Čerenkov. Un esempio di evento di scintillazione $\beta+\gamma$ visto dal *display* degli eventi è mostrato in figura 8.11.

Per mettere in luce questo differente comportamento della luce sono stati creati dei *patterns* di cui si dirà tra breve.

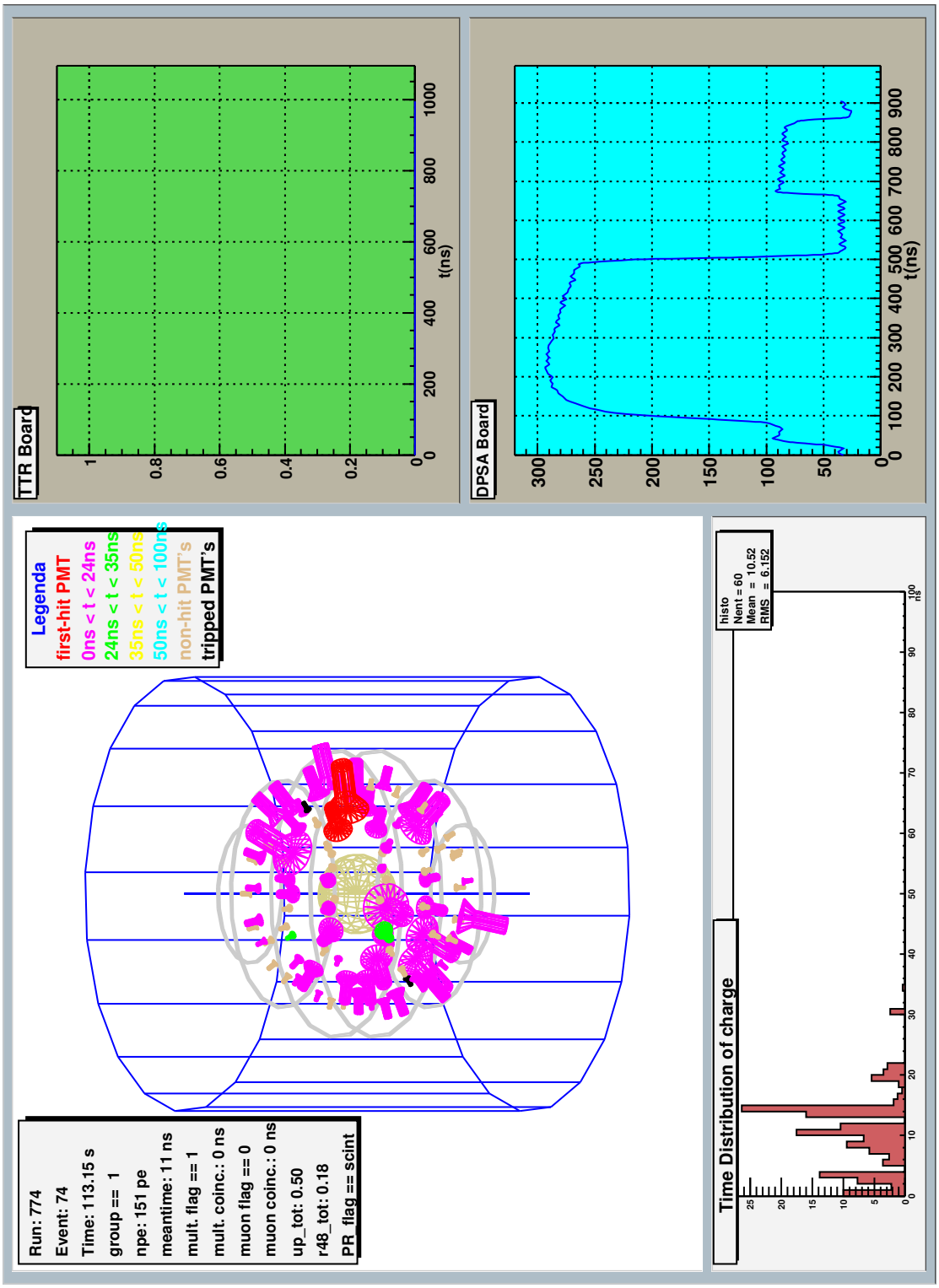


Figura 8.11: *CTF-2: esempio di evento di scintillazione dovuto a decadimento β.*

8.4.2 Selezione dei campioni

Il primo passo verso al creazione di *patterns* per l'aggiornamento dell'algoritmo di *Pattern-Recognition* alla regione di alta energia, è stato la creazione di opportune selezioni di eventi in analogia a quanto effettuato a basse energie.

La funzione `make_selections` è stata modificata per includere le condizioni di selezione riguardanti le due classi di eventi presenti in questa regione. Ciascuna classe è suddivisa in tre intervalli energetici $70pe \longrightarrow 100pe$, $100pe \longrightarrow 200pe$ e $200pe \longrightarrow 300pe$.

Queste sono le condizioni applicate per la creazione delle selezioni:

1. Per gli eventi dovuti ai muoni si richiede semplicemente che l'evento abbia `group == 1` e che l'energia dell'evento appartenga al segmento considerato.

   Le selezioni sono fatte utilizzando il run di acqua impiegato a basse energie.

2. Per quanto riguarda le selezioni di eventi di scintillazione, inizialmente si è cercato di utilizzare soltanto eventi $\beta+\gamma$ provenienti dal decadimento del ^{214}Bi, facilmente selezionabili con il metodo delle coincidenze correlate, tuttavia il numero di tali eventi collocati nella regione energetica di interesse, si è rivelato insufficiente alla crezione di *patterns* affidabili.

   Quindi, per ciascun intervallo energetico, sono stati semplicemente scelti gli eventi che soddisfano:

   (a) `group == 1`.
   (b) `muon_flag == 0`.
   (c) `npe` appartenente al segmento di spettro considerato.
   (d) `r48_tot < 0.2`, i.e. evento di tipo β riconosciuto con il metodo dell'integrazione di carica.

   Per queste selezioni sono stati usati più run di PXE combinati.

8.4.3 Creazione dei *patterns*

Utilizzando queste selezioni sono stati creati dei *patterns* che rappresentano una sorta di evoluzione del metodo utilizzato a basse energie, in quanto, anziché utilizzare un *pattern* unico per i TDC e due per gli ADC, ne vengono creati uno per ciascun TDC (64) e uno per ciascun ADC (100).

Ciò è stato ottenuto ampliando la funzione `make_patterns` in modo che definisca questi istogrammi insieme agli altri e li riempa all'interno del ciclo di riempimento con le stesse condizioni di canale/PMT colpito sotto cui sono riempiti gli istogrammi globali. I *patterns* creati vengono poi normalizzati individualmente in modo da avere area unitaria e salvati su files indipendenti, esattamente come avveniva per i *patterns* globali.

Le figure 8.12 e 8.13 mostrano esempi di tali *patterns* riguardanti la regione energetica da $100pe$ a $200pe$. I *patterns* relativi agli altri due intervalli mostrano caratteristiche molto simili. Alcuni commenti sono necessari:

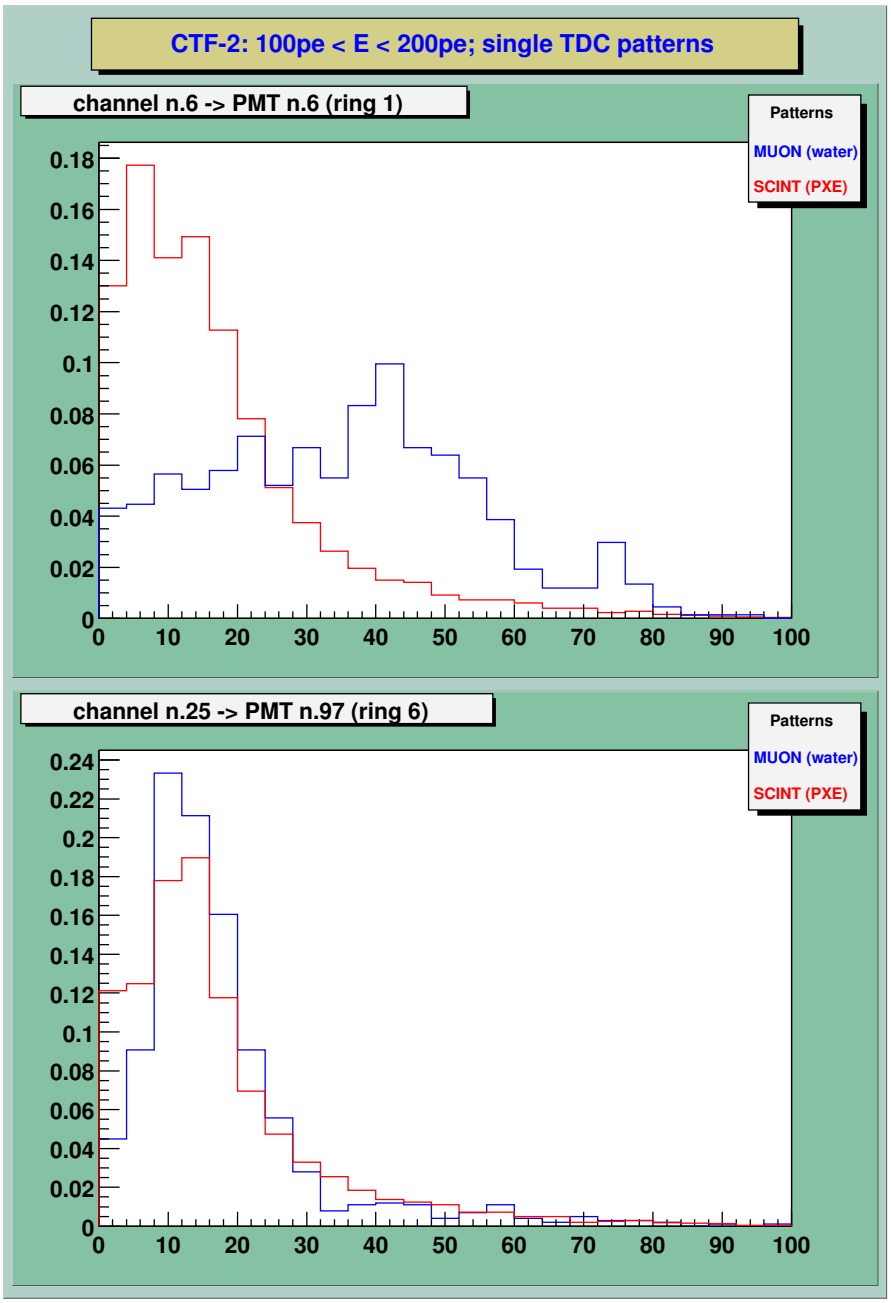


Figura 8.12: *Esempi di* patterns *dei singoli TDC. Il canale singolo n.6 (in alto) corrisponde ad un fototubo situato nell'anello più in alto del rivelatore. Il canale singolo n.25 (in basso) ad uno situato nell'anello più in basso.*

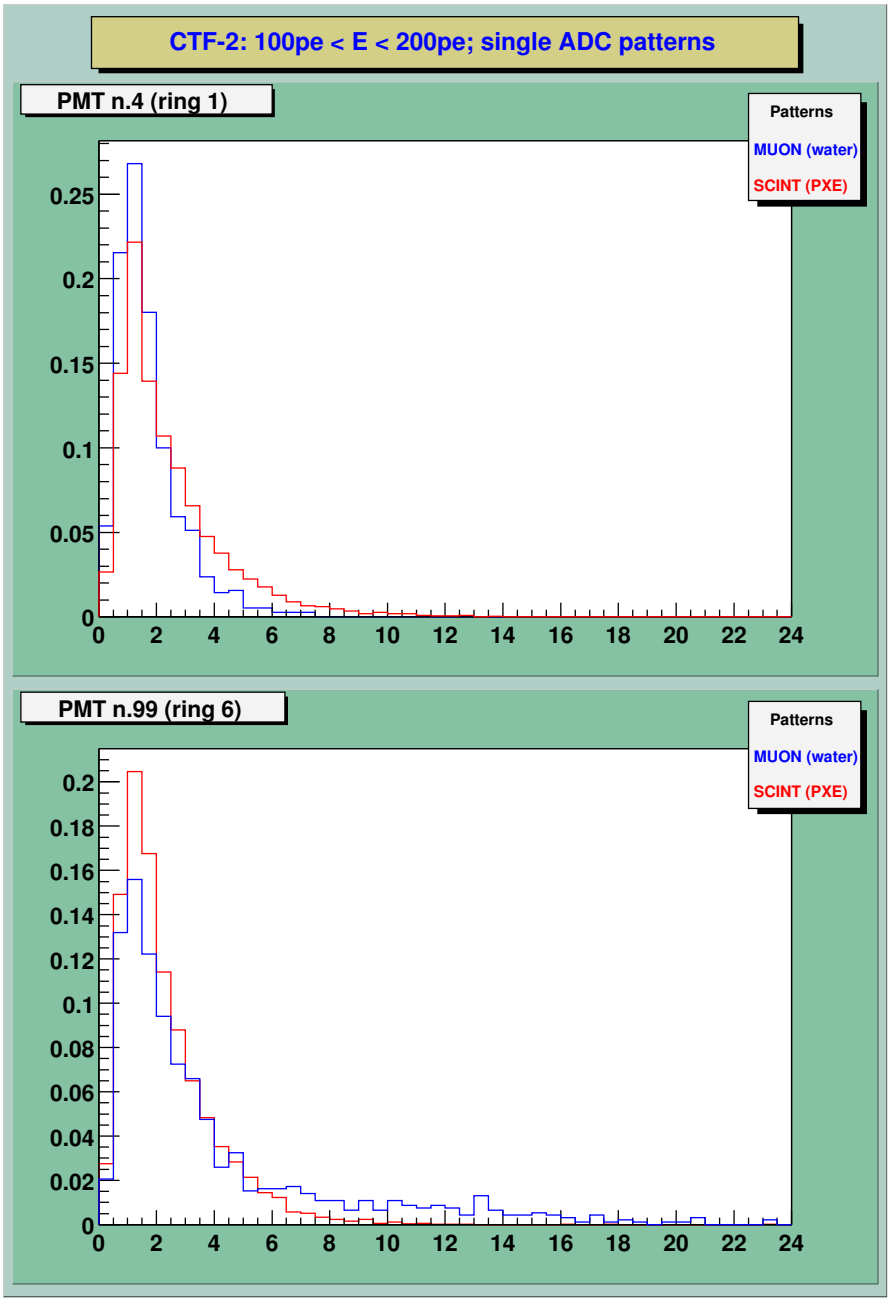


Figura 8.13: *Esempi di* patterns *dei singoli ADC. Il PMT n.4 (in alto) si trova nell'anello più in alto del rivelatore. Il PMT n.99 (in basso) si trova nell'anello più in basso.*

- I *patterns* di singolo TDC relativi a canali collegati a PMTs situati nella parte alta del rivelatore sono marcatamente differenti nel caso di eventi Čerenkov e di scintillazione. I primi vedono luce per lo più riflessa e quindi tardiva rispetto all'istante di arrivo dei primi fotoni dell'evento, mentre ciò non è vero per i secondi. Nella parte inferiore del rivelatore non è apprezzabile alcuna differenza di questo tipo tra le due classi, come era lecito attendersi.

- I *patterns* di singolo ADC sono anch'essi differenti. Nella parte alta del rivelatore, i *patterns* relativi alla classe di eventi Čerenkov sono caratterizzati da valori leggermente inferiori della carica in virtù del fatto che i PMTs corrispondenti vedono prevalentemente luce riflessa. Nella parte bassa del rivelatore la situazione è invertita, in quanto nel caso di evento Čerenkov i PMTs sono investiti dal cono di luce e i *patterns* conseguentemente, sono caratterizzati da code ad alti valori di carica, del tutto assenti nel caso della classe di eventi di scintillazione.

- Le differenze mostrate dai pattern di singolo TDC relative alla parte alta del rivelatore sono decisamente più marcate di quelle mostrate dai *patterns* di singolo ADC.

In virtù di quanto osservato sopra e in seguito a numerose prove, si è scelto di utilizzare soltanto i *patterns* relativi ai primi due anelli del rivelatore per quanto riguarda i TDC (19 canali), mentre tutti i 100 patterns degli ADC vengono utilizzati.

8.4.4 Assegnazione del *flag* di identificazione

Avendo a disposizione i *patterns* di cui si è parlato sopra, sono state scritte altre due funzioni di basso livello per il gruppo `PR_flag` denominate `get_singletdc_parameter` e `get_singleadc_parameter`.

Esse possono essere chiamate da `get_PR_parameter`, se attivate nel vettore di valori binari trasmesso alla chiamata del pacchetto e sono molto simili a quelle descritte in precedenza. Tuttavia, a differenza delle altre tre funzioni operanti sui patterns globali, queste non caricano un unico *pattern* prima di effettuare la scansione dell'evento, bensì durante la scansione stessa caricano il *pattern* specifico del canale o del PMT colpito.

Il risultato è che il parametro relativo a ciascuna classe è dato da:

$$PR_par^k = \underbrace{\left(\prod_{i=1}^{N_C} {}^T Pt_i^k({}^T R_i)\right)}_{singleTDC} \cdot \underbrace{\left(\prod_{j=1}^{N_P} {}^A Pt_j^k({}^A R_j)\right)}_{singleADC} \tag{8.2}$$

$$(k = \text{MUON, SCINT})$$

dove:

- ${}^T R_i$ e ${}^A R_j$ sono le letture di TDC e ADC per l'evento in esame.

- ${}^T Pt_i^k$, ${}^A Pt_j^k$, sono funzioni discrete che danno i *patterns* menzionati sopra.

- N_C e N_P sono rispettivamente il numero di canali e di PMTs colpiti.

Confrontando direttamente la 8.1 con la 8.2, va notato come in quest'ultima le funzioni discrete che restituiscono i valori dei *patterns* sono indicizzate a testimonianza del fatto che viene utilizzato un pattern diverso per ogni canale/PMT colpito.

8.4.5 Risultati

L'efficienza complessiva del veto per i muoni nella regione da $70pe$ a $300pe$, può essere banalmente attestata eseguendo la verifica sul run di acqua, esposta nel paragrafo 8.3.5. Il risultato è pari al 95.1%.

Applicando l'algoritmo di *Pattern-Recognition* al run di acqua si ottiene un'efficienza di riconoscimento dei muoni migliore, pari al 96.8%, valutata in modo analogo. In pratica soltanto 97 eventi sui 2987 del run di acqua vengono erroneamente interpretati come eventi di scintillazione, mentre il veto per i muoni ne "perde" 145.

Tuttavia l'utilità di entrambi i metodi sta nella possibile applicazione ai run di scintillatore dove vi è la necessità di distinguere muoni da eventi di scintillazione.

Per fare questo, si è preso il run di PXE 771 come run di prova. Si tratta di un run standard di durata approssimata di un giorno e di poco meno di 50000 eventi complessivi.

Il veto per i muoni riconosce 904 eventi come muoni tra i 3507 collocati nell'intervallo energetico considerato. Non vi è ragione di dubitare che l'efficienza del muon veto possa essere differente da quella misurata sul run di acqua, per cui è lecito ipotizzare un'effettiva presenza di circa 950 muoni nel run 771.

L'algoritmo di *Pattern-Recognition* riconosce 923 eventi come muoni, tuttavia soltanto 631 sono visti dal muon veto, mentre gli altri 292 sono per la gran parte eventi scintillazione (a meno dell'inefficienza del muon veto che, come abbiamo detto, può coprire poco meno di 50 eventi). Viceversa segue che, dei 904 eventi riconosciuti dal muon veto, 273 sono interpretati come eventi di scintillazione dall'algoritmo di *Pattern-Recognition*. L'efficienza di riconoscimento dei muoni è quindi inferiore al 70%, mentre quella di riconoscimento degli eventi di scintillazione supera a stento il 90% anche mettendosi nella migliore delle ipotesi[4].

Il fatto che l'algoritmo offra prestazioni differenti in merito al riconoscimento dei muoni, a seconda della presenza o meno dello scintillatore nell'*inner vessel*, non sembra indicare tanto un cattivo funzionamento dell'algoritmo stesso, quanto la presenza di un fenomeno fisico responsabile del diverso comportamento del rivelatore riguardo alla luce Čerenkov.

8.4.6 Differente rivelazione dei muoni in presenza di scintillatore

Allo scopo di investigare meglio la situazione, sono state create delle selezioni di eventi dovuti a muoni provenienti, anziché dal run di acqua, dagli stessi run di PXE utilizzati

[4]Cioè considerando che tra gli eventi non visti dal muon veto vi siano una cinquantina di muoni sfuggiti al sistema di veto e che questi siano "casualmente" collocati tra i 292 eventi che l'algoritmo considera muoni e che quindi abbasserebbero quest'ultimo numero che rappresenta l'inefficienza dell'algoritmo stesso in termini di riconoscimento degli eventi di scintillazione.

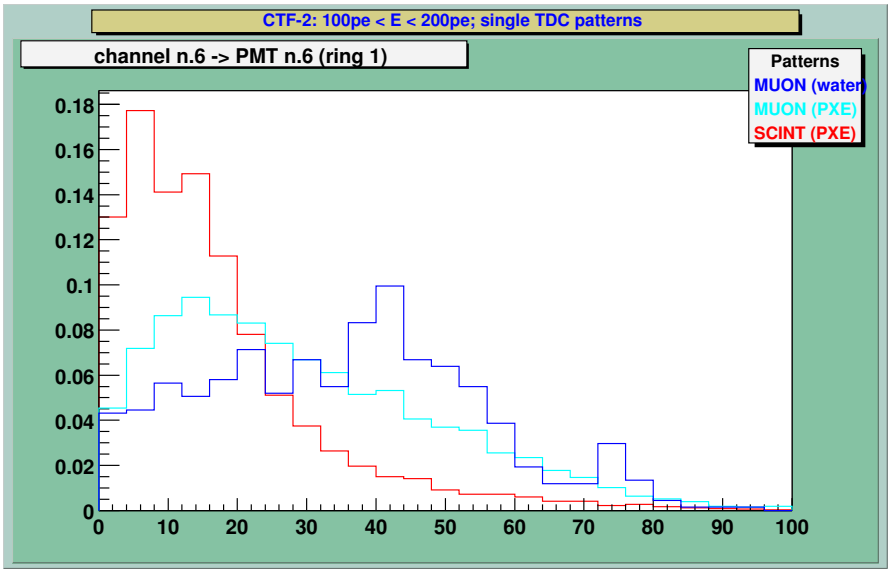


Figura 8.14: *Confronto tra* patterns *relativi a classi di eventi e run di provenienza differenti.*

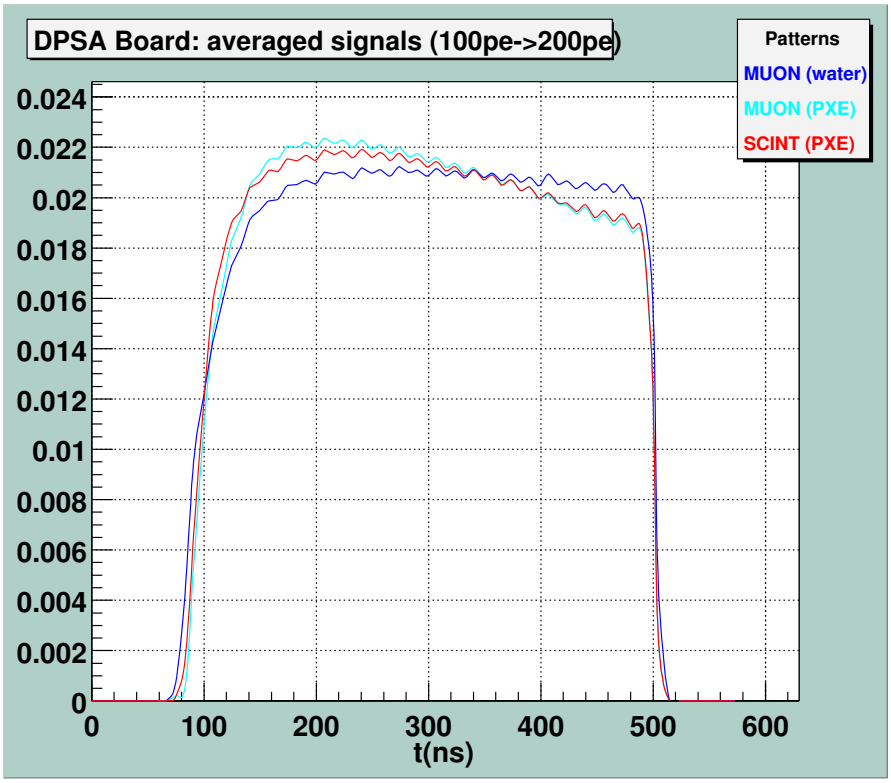


Figura 8.15: *Confronto tra forme d'onda integrate della scheda DPSA relative a classi di eventi e run di provenienza differenti.*

per le selezioni di eventi di scintillazione. Il criterio di selezione è stato l'avvenuto trigger del sistema di muon veto in corrispondenza dell'evento, mentre si è rispettata la stessa segmentazione in energia utilizzata in precedenza.

La figura 8.14 illustra il confronto tra i *patterns* di singolo TDC ottenuti con queste nuove selezioni e quelli precedenti, nonché i *patterns* relativi ad eventi di scintillazione. Viene preso, come esempio, il primo dei due canali utilizzati in figura 8.12.

Si nota una variazione di forma del *pattern* dovuto ai muoni a seconda del tipo di run di provenienza: il *pattern* dovuto a muoni presi dai run di PXE è nettamente più simile al *pattern* dovuto ad eventi di scintillazione di quanto non lo sia quello dovuto a muoni presi dal run di acqua.

Una seconda forte evidenza si è avuta andando a guardare le forme d'onda medie della scheda DPSA (paragrafo 6.5) per le diverse categorie di eventi in questione, come illustrato in figura 8.15.

Anche in questo caso si nota una variazione della forma d'onda media dovuta ai muoni a seconda del run di provenienza. La vicinanza della forma d'onda dovuta a muoni presi dai run di PXE alla forma d'onda dovuta ad eventi di scintillazione è ancora più marcata che non a proposito dei *patterns* dei tempi di arrivo.

La prima ipotesi che possa spiegare tale differenza è quella riguardante la possibilità che il muon veto sia in realtà innescato anche da un non trascurabile quantitivo di eventi di scintillazione.

Questa ipotesi risulta fortemente esclusa dalle simulazioni MC effettuate[79]. Sono stati simulati 3000 eventi di scintillazione ordinari e si è osservata la deposizione di carica nei PMTs del muon veto. È risultato che soltanto 11 di questi eventi depositano almeno $4pe$ nel rivelatore esterno, il che corrisponde a meno dello 0.4% del totale degli eventi (figura 8.16). La condizione di trigger del sistema di veto per i muoni è la concomitante presenza di segnale in 4 diversi PMTs, per cui andrebbero considerati solamente gli eventi che depositano almeno $4pe$ ripartiti su almeno 4 PMTs differenti. La conclusione è che la già bassissima percentuale dello 0.4% data sopra, sovrastima di certo la reale frazione di eventi di scintillazione che può effettivamente innescare il sistema di veto per i muoni.

Un'ulteriore evidenza contro questa ipotesi si è poi avuta direttamente dai dati di CTF-2. Nei 21 run da $4t$ di PXE, nell'intervallo energetico $70pe \longrightarrow 300pe$, sono presenti 1165 eventi di scintillazione β dovuti al decadimento del ^{214}Bi, selezionati con il metodo delle coincidenze correlate (paragrafo 5.2.1) e, di questi, nessuno è stato in grado di innescare il veto per i muoni. Ciò pone la probabilità di un tale evento al di sotto dello 0.09%.

L'ipotesi che le selezioni di eventi dovuti ai muoni presi da run di PXE siano "contaminate" da una consistente frazione di eventi di scintillazione viene ad essere così eliminata.

8.4.7 Assorbimento e riemissione della luce Čerenkov nel PXE

A questo punto pare più probabile che la discrepanza dei *patterns* e delle forme d'onda dovuti a selezioni di eventi di muone provenienti da run con e senza scintillatore

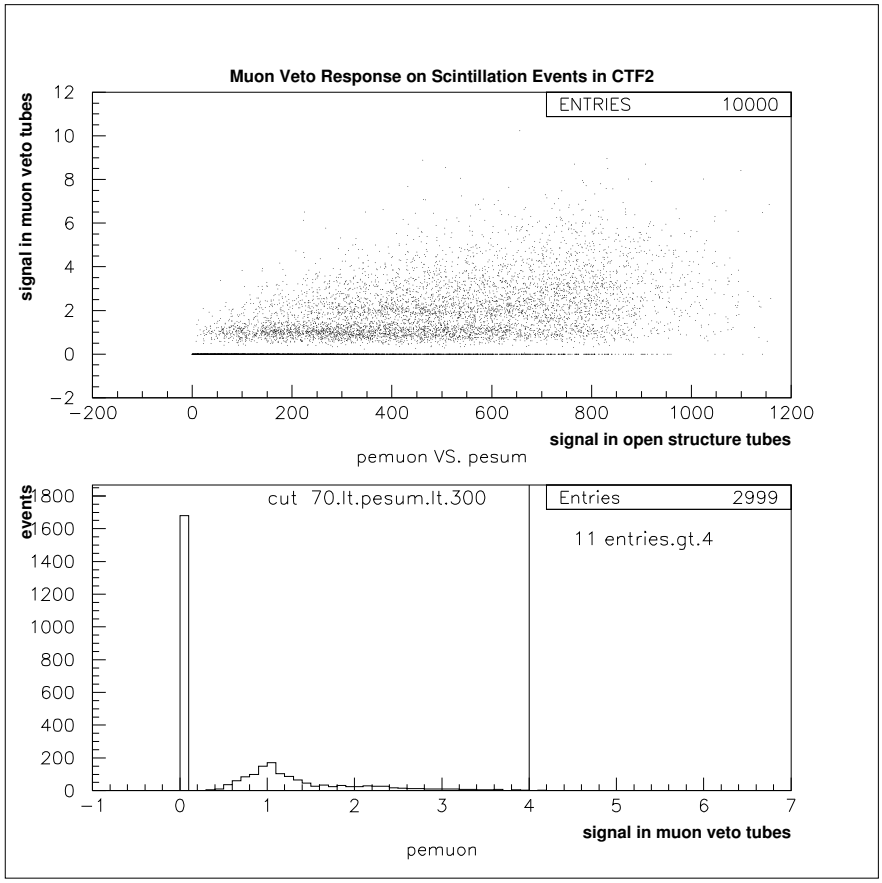


Figura 8.16: *Risultati delle simulazioni effettuate allo scopo di verificare la probabilità che il muon veto venga innescato da eventi di scintillazione[79].*

nell'*inner vessel* debba essere attribuita ad un diverso comportamento fisico della luce Čerenkov nei due casi.

Il fenomeno alla base di questo comportamento potrebbe essere il seguente. Parte della luce Čerenkov prodotta dai muoni in acqua può facilmente attraversare l'*inner vessel* e, nel caso che questo sia riempito di scintillatore, la luce potrebbe essere assorbita e susseguentemente riemessa secondo il consueto spettro di emissione dello scintillatore. Questo processo noto, anche come fotoeccitazione dello scintillatore, è ampiamente utilizzato negli studi di laboratorio sugli scintillatori organici e risulta pressoché indistinguibile dall'eccitazione conseguente al passaggio di una particella. Tuttavia la luce Čerenkov ha una più bassa capacità di ionizzazione, il che si traduce in una minore probabilità di popolazione degli stati molecolari di tripletto e quindi una minore componente lenta dell'emissione luminosa (paragrafo 4.3).

In CTF, in presenza di scintillatore nell'*inner vessel*, gli eventi dovuti ai muoni mostrano, sovrapposta alla normale propagazione della luce Čerenkov una componenete di luce di scintillazione veloce e isotropa che la maschera in parte. La figura 8.17 mostra un esempio di evento dovuto a muone appartenente ad un run di PXE, visto dal *display*

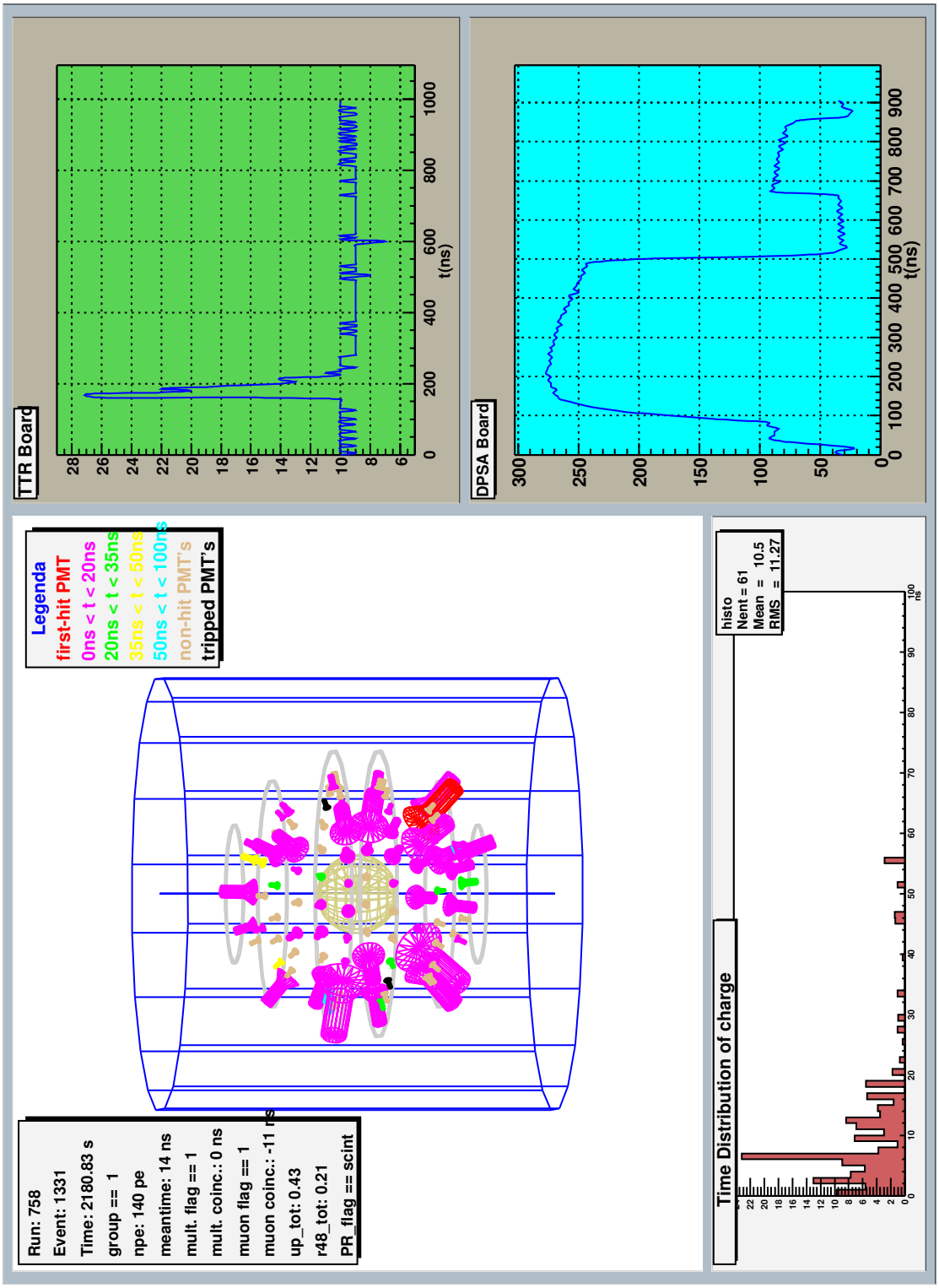


Figura 8.17: *CTF-2: esempio di evento Čerenkov dovuto all'interazione di un muone in acqua sul quale è presente l'effetto di assorbimento e riemissione. La distribuzione temporale appare simile a quella di un evento di scintillazione e infatti l'algoritmo di riconoscimento considera l'evento appartenente a questa categoria.*

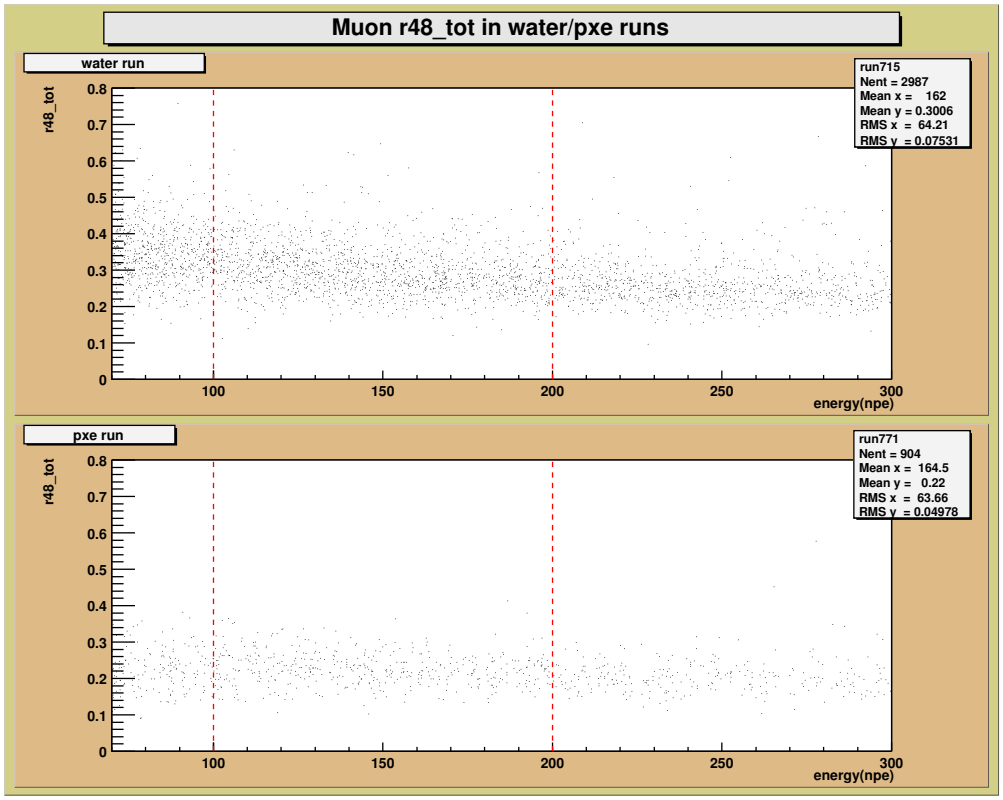


Figura 8.18: *CTF-2: parametro "r48_tot" degli eventi Čerenkov dovuti ad interazione dei muoni nell'acqua, finestra di energia del neutrino. In alto sono rappresentati gli eventi provenienti dal run di acqua, mentre in basso quelli provenienti da un run di PXE selezionati con il veto per i muoni.*

degli eventi.

Questo effetto è amplificato dal fatto che le informazioni temporali fornite dal rivelatore riguardano soltanto i primi fotoelettroni visti da ciascun fototubo, cioè al più $64pe$ per evento. Al momento in cui la componenete lenta (cioè quella riflessa) della luce Čerenkov raggiunge i fotomoltiplicatori, è probabile che essi abbiano già visto luce di scintillazione dovuta all'effetto di assorbimento e riemissione e quindi non siano più in grado di registrare l'informazione temporale.

Un'ulteriore conferma di questa differente velocità può essere ottenuta osservando il parametro `r48_tot`, normalmente utilizzato per la discriminazione α/β degli eventi di scintillazione (paragrafo 5.2.3). Gli eventi Čerenkov registrati nel run di acqua presentano valori di questo parametro simili a quelli delle particelle α (> 0.2), trattandosi di eventi in cui la raccolta della luce è distribuita anche su tempi lunghi. Andando a guardare il valore di questo parametro per eventi Čerenkov nei run di PXE si nota un netto spostamento verso i bassi valori degli eventi β. La figura 8.18 illustra questa situazione.

In conseguenza del fenomeno descritto sopra le due classi di eventi presenti nei

run di scintillatore nella regione di energia da $70pe$ ($210KeV$) a $300pe$ ($900KeV$), cioè all'incirca la finestra in cui in Borexino è atteso il segnale di neutrino, non risultano di fatto distinguibili con efficienze apprezzabili, almeno utilizzando il metodo della massima verosimiglianza.

Conclusioni

L'enigma del neutrino solare sta entrando ormai in una fase cruciale e nuovi dati vanno delineando un quadro di oscillazioni sempre più preciso. L'esperimento Borexino inizierà la presa dati entro un anno, con l'intento di misurare per la prima volta ed in tempo reale il flusso di neutrini solari del ^7Be, avendo realizzato un rivelatore con livelli di fondo inferiori a quanto sia mai stato fatto sinora.

In questo scenario appare chiara la necessità di disporre di mezzi di reiezione del fondo residuo, dello stesso ordine di grandezza del segnale di neutrino atteso, che sacrifichino una porzione di segnale quanto più piccola possibile. Il banco di prova migliore per lo sviluppo di tali metodologie è senz'altro il prototipo CTF dell'esperimento, di cui si è avuta recentemente la seconda presa dati.

Una caratterizzazione dettagliata del rivelatore in ogni regione di energia mirata alla conoscenza delle caratteristiche spazio-temporali di rivelazione della luce ha rappresentato il primo fondamentale passo verso lo sviluppo di qualsiasi strumento di reiezione del fondo ed è stata portata a termine con successo. In quest'ottica è stato sviluppato un *display* grafico degli eventi che fornisce un'indicazione chiara ed immediata della deposizione di carica nel rivelatore e della tempistica con cui essa è avvenuta in ciascun evento. È stata così messa in luce la presenza di *luce strumentale* nella regione di bassa energia, per la quale si ha una forte indicazione di produzione all'interno di un fototubo.

L'obbiettivo generale è quello di essere in grado di riconoscere gli eventi appartenenti a diverse categorie con un'alta efficienza, in modo da non dover applicare drastici tagli software ai dati. Questi ultimi presentano infatti l'inconveniente di sacrificare spesso porzioni non trascurabili di segnale.

Lo scopo è stato raggiunto pienamente nella regione di basse energie, applicando il metodo della massima verosimiglianza alla presa dati con acqua.

Nella regione di energia in cui, in Borexino, è atteso il segnale di neutrino, si è osservato un fenomeno di assorbimento dell'emissione Čerenkov, prodotta in acqua dal passaggio di muoni cosmici, da parte dello scintillatore. Tale luce viene successivamente riemessa secondo il comune meccanismo di scintillazione. Questo fenomeno rende le due categorie di eventi (eventi di scintillazione ed eventi Čerenkov) troppo simili per essere discriminati con il metodo della massima verosimiglianza.

Appendice A

La piattaforma di analisi ROOT

La piattaforma di analisi ROOT[80, 81] è un software sviluppato presso il CERN in vista della necessità di analizzare il grande ammontare di dati prodotti nell'ambito del progetto LHC.

ROOT è basato sul concetto di programmazione *object oriented* ed è dotato di un interprete di linguaggio C/C++ a cui vengono rivolte le istruzioni direttamente dalla linea di comando, nonché da files sorgenti. Per questo motivo, con pochissime eccezioni, non esiste una sintassi dedicata dei comandi di ROOT, ma si utilizzano i linguggi C e C++ per impartire istruzioni. In pratica, le cosiddette "macro" non sono altro che piccoli programmi in C o in C++ in cui è generalmente fatto uso delle ampie librerie di ROOT e che crescono man mano che si porta avanti il progetto.

Il C e il C++ sono linguaggi normalmente compilati anziché interpretati, ma la possibilità di disporre di un interprete in fase di sviluppo è un buon vantaggio in quanto permette di risparmiare sui tempi di compilazione. Al contrario, al termine della fase di sviluppo, è possibile compilare il programma con un qualsiasi compilatore C++, semplicemente inserendo alcune istruzioni che eseguono il "link" delle librerie di ROOT e sfruttando la maggiore velocità di esecuzione dei programmi compilati.

Le funzionalità di ROOT sono molteplici e molto più vaste di quelle del suo predecessore PAW (*Physics Analisys Workstation*). Esse includono ampie librerie di grafica 2D o 3D oltre che naturalmente pacchetti di minimizzazione quali MINUIT.

Ma il più grosso vantaggio di ROOT sta forse nelle n-tuple (qui *trees*) molto dinamiche nella struttura e nella gestione e in grado di contenere non soltanto i comuni tipi di variabile predefiniti dai linguaggi di programmazione tradizionali, bensì oggetti apparteneti a qualsiasi classe sia predefinita (istogrammi, funzioni interpolanti, oggetti grafici, ...) che creata dall'utente in base alle esigenze del proprio progetto di lavoro.

Appendice B

Immagini di CTF

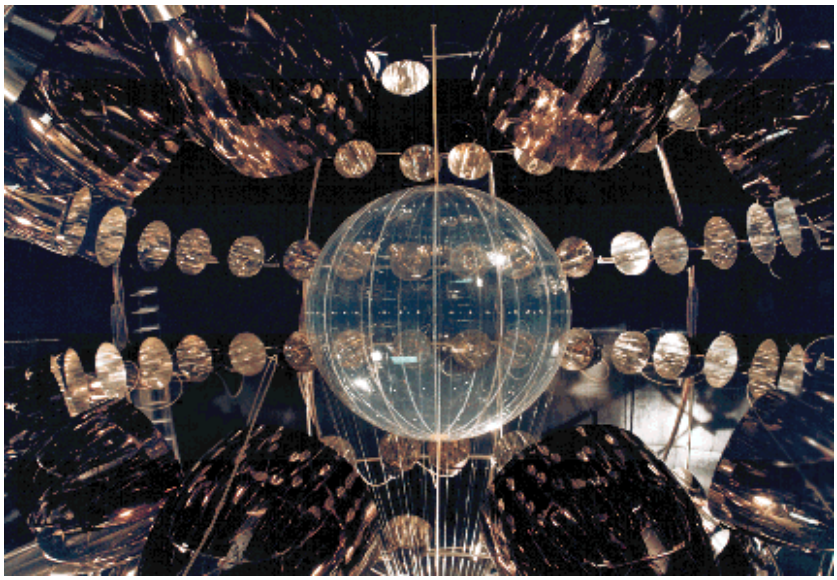


Figura B.1: *Un'immagine di CTF-1 (1995)*

Figura B.2: *Un'immagine di CTF-2 (Marzo 2000). Si nota la presenza della barriera per il radon.*

Figura B.3: *Un'immagine di CTF-3 (Aprile 2001). La struttura è identica a quella di CTF-2, sono state rimpiazzate le membrane di nylon.*

Bibliografia

Capitolo 1

[1] Stix M., *The Sun,* Springer–Verlag, Berlin & Heidelberg, (1991).

[2] Eddington A.S., *Observatory* **43**, p. 341, (1920).

[3] Bahcall J.N., Pinsonneault M.H., Basu S., *Solar Models: current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties*, astro-ph/0010346 (2000).

[4] Atkinson R.d'E., Houtermans F.G., *Z. Phys.* **54**, p. 656 (1929).

[5] Gamow G., *Phys. Rev.* **53**, p. 595 (1938).

[6] Bethe H.A., *Phys. Rev.* **55**, p. 434 (1939).

[7] Adelberger E.G. et al., *Rev. Mod. Phys.* **70**, p. 1265 (1998).

[8] Bahcall J.N. Home Page: http://apollo.sns.ias.edu/ jnb/

[9] Bahcall J.N., Ulmer A., *Phys. Rev. D* **53**, p. 4202 (1996).

[10] Michaud G., Vauclair S., *Element Separation by Atomic Diffusion in Solar Interior and Atmosphere*, Cox A.N., Livingston W.C., Matthews M.S. Editors, The University of Arizona Press, Tucson, (1991).

Capitolo 2

[11] The Ultimate Neutrino Page: http://cupp.oulu.fi/neutrino/

[12] Kirsten T.A., *Reviews of Modern Physics* **71**, (1999).

[13] Pontecorvo B., *Chalk River Report*, PD205, (1946).

[14] Bahcall J.N., *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge (1989).

[15] Davis R., in *Proc. of the Fourth International Solar Neutrino Conference* Heidelberg 8-11.04.97. Ed. W. Hampel - Max Planck Institüt für Kernphysik Heidelberg

[16] Fukuda Y. et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, p. 1683 (1996).

[17] Gallex Home Page: http://www.mpi-hd.mpg.de/kirsten/gallex.html

[18] Kuzmin V.A., *Sov. Phys. JETP* **22**, p. 1051 (1966).

[19] Bahcall J.N., Davis R. et al., *Phys. Rev. Lett.* **40**, p. 1351 (1978).

[20] Kirsten T.A., in *Neutrino 98, Proc. XXVIIth Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics*, Takayama Giugno 98. Ed. Y. Suzuki and Y. Totsuka, in *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **77**, p. 26 (1999).

[21] Gallex Collaboration, *Phys. Lett. B* **420**, p. 114 (1998).
Gallex Collaboration, *Phys. Lett. B* **436**, p. 158 (1998).

[22] Gavrin V.N. for the SAGE Collaboration, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **91**, p. 36-43, (2001).

[23] SuperKamiokande Home Page: http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/doc/sk/

[24] Smy M.B., intervento al *NOON 2000: Neutrino Oscillations and their OrigiNs*, University of Tokyo, 6-8.10.2000 (http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/noon2000/).

[25] SNO Home Page: http://www.sno.phy.queensu.ca/

[26] SNO Collaboration, *N.I.M. A* **449**, p. 172-207, (2000).

[27] Lande K. et al., in *Neutrino 98, Proc. XXVIIth Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics*, Takayama Giugno '98. Ed. Y. Suzuki and Y. Totsuka, in *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **77**, p. 13 (1999).
Lande K., intervento al *XXIIIrd Johns Hopkins Workshop on Current Problems in Particle Theory: Neutrinos in the Next Millennium*, Baltimora 10-12.06.99.

[28] GNO Home Page: http://www.lngs.infn.it/site/exppro/gno/Gno_home.htm

[29] Motta D., *Misura del flusso di neutrini solari con l'esperimento GNO ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, Tesi di Laurea, Università degli studi di Milano, Maggio 2000.

[30] Icarus Home Page: http://www.aquila.infn.it/icarus/exp.html

[31] Icarus Collaboration, in *Proceedings of the* TAUP: *Theory and Phenomenology in Astroparticle and Underground Physics Workshop*, Gran Sasso 1997, in *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **70**, p. 453 (1999).

[32] Home Page of the Lithium Experiment: http://al20.inr.troitsk.ru/ beril/

[33] Kopylov A.V., in *Proc. of the Fourth International Solar Neutrino Conference* Heidelberg 8-11.04.97. Ed. W. Hampel - Max Planck Institüt für Kernphysik Heidelberg.

[34] Hellaz Home Page: http://sg1.hep.fsu.edu/hellaz/

[35] Tao C., in *Proc. of the Fourth International Solar Neutrino Conference* Heidelberg 8-11.04.97. Ed. W. Hampel - Max Planck Institüt für Kernphysik Heidelberg.

[36] Heron Home Page: http://www.physics.brown.edu/research/heron/index.html

[37] Bandler S.R. et al., *Phys Rev. Lett.* **74**, p. 3169 (1997).

[38] Raghavan R.S., in *Proc. of the Fourth International Solar Neutrino Conference*, Heidelberg 8-11.97. Ed. W. Hampel - Max Planck Institüt für Kernphysik Heidelberg.

[39] Raghavan R.S. for the LENS collaboration, *Low Energy Neutrino Spectroscopy (LENS). Status and Outlook*, suttoposto al comitato scientifico LNGS, 12 Marzo 2001

Capitolo 3

[40] Bahcall J.N., Pinsonneault M.H., Basu S., Christensen-Dalsgaard J., *Phys. Rev. Lett.* **78**, p. 171 (1998).

[41] Collaborazione LUNA, *Phys. Rev. Lett.* **82**, p. 5205 (1999).

[42] Bahcall J.N., Bethe H.A., *Phys. Rev. Lett.* **65**, p. 2233 (1990).

[43] Bahcall J.N., in *Proc. of the 15th International Conference on Few-Body Problems in Physics*, Groningen, Olanda, 22-26.07.97, ed. J.C.S. Bacelar, A.E.L. Dieperink, R.A. Malfliet (Amsterdam: Elsevier Science Publishers), *Nuclear Physics A* **631**, p. 29c-41c (1998).

[44] Perkins D.H., *Introduction to High Energy Physics* 4th ed., Cambridge University Press, (2000).

[45] Pontecorvo B., *ZhETP* **33**, p. 549 (1957).

[46] Bahcall J.N., Krastev P.I., Smirnov A.Y., *Phys. Rev. D* **58**, (1999).

[47] Wolfenstein L., *Phys. Rev. D* **17**, p. 2369 (1978).

[48] Mikheyev S.P., Smirnov A.Yu., *Il Nuovo Cimento* **9C**, p. 17 (1986).

[49] Raghavan R.S., *Solar neutrinos – from puzzle to paradox*, Science **267**, p. 45, (1995). Krastev P.I., Petcov S.T., *On the vacuum oscillation solutions of the solar neutrino problem*, Phys. Rev. **D 53**, p. 1665, (1996).

[50] Ferrari N., Motta D., Comunicazione privata, Febbraio 2001.

[51] Fukuda Y. et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, p. 1562 (1998).

[52] J.N. Bahcall, P.I. Krastev, A.Yu. Smirnov, *Where do we stand with solar neutrino oscillations?*, Physical Review D **58**, 096016-1 - 096016-22; hep-ph/9807216.

[53] J.N. Bahcall, P.I. Krastev, A.Yu. Smirnov, *Solar neutrinos: global analysis and implications for SNO*, hep-ph/0103179.

[54] J.N. Bahcall, P.I. Krastev, A.Yu. Smirnov, *What will the first year of SNO show?* Phys. Lett. B, **477**, p. 401-409 (2000), hep-ph/9911248.

Capitolo 4

[55] Calaprice F.P. et al., *A proposal for Borexino Solar Neutrino Experiment*, Research proposal, Princeton University, October 1996.

[56] LNGS Home Page: http://www.lngs.infn.it/

[57] Borexino Home Page: http://almime.mi.infn.it/

[58] Pallavicini M., *Handbook for Borexino Electronics*, Borexino internal report, Novembre 2000.

[59] Pallavicini M., *Handbook for Borexino Data Acquisition Software*, Borexino internal report, Febbraio 2001.

[60] Borexino Coll., *Science and technology of Borexino: a realtime detector for low energy solar neutrinos*, in pubblicazione (2001).

[61] Borexino Coll., *Ultra-low background measurements in a large volume underground detector*, Astrop. Phys., **8** p. 141, (1998).

[62] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurements*, John Wiley & Sons, New York (1989).

[63] Bellini G., Ianni A. *5th topical Workshop on: "Solar Neutrinos, where are the oscillations?"*, LNGS 12-14.03.2001.

[64] Fogli G.L. e collaboratori, Comunicazione privata, 2001.

[65] Borexino Coll., *Light propagation in a large volume liquid scintillator*, N.I.M. A **440**, p. 360, (2000).

[66] J.B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, capp.3 e 6, Pergamon Press, (1964).

Capitolo 5

[67] Borexino Coll., *A large-scale low background liquid scintillator detector: the counting test facility at Gran Sasso*, N.I.M. A **406** p. 411, (1998).

[68] E. Gatti, F. De Martini, *A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters*, IAEA Wien (1962), p.265-276.

[69] Donghi O., *Caratterizzazione spaziale ed energetica degli eventi per la discriminazione del segnale dal fondo nell'esperimento Borexino per la rivelazione dei neutrini solari*, tesi di laurea, Università degli studi di Milano, Novembre 1999.

[70] http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/borexino/memo.htm.

Capitolo 6

[71] Galbiati C., *Il Counting Test Facility dell'esperimento Borexino: risultati iniziali*, Tesi di Laurea, Università degli studi di Milano, A.A. 1994-1995.

[72] Beau T. J., *CTF-2 PXE Campaign: the FADC point of view*, Borexino internal report, Marzo 2001.

Capitolo 7

[73] Sonnenschein A., Shutt T., *Water Filling of the CTF*, Borexino Project Procedure, Febbraio 2000.

[74] Monzani M.E., *Metodi di identificazione delle particelle α/β in grandi volumi di scintillatore liquido, per la reiezione del fondo radioattivo nell'esperimento Borexino*, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Milano, Marzo 2001.

[75] E. Resconi, *Measurements with the Upgraded Counting Test Facility (CTF-2) of the Solar Neutrino Experiment Borexino*, tesi di dottorato, Università degli Studi di Genova, febbraio 2001.

[76] Cadonati L., *Potassium Peak in the CTF-2 Data*, Borexino internal report, Agosto 2000.

Capitolo 8

[77] Kernighan B.W., Ritchie D.M., *Linguaggio C*, Jackson Libri, (1989).

[78] Stroustroup B. *C++ Linguaggio, libreria stadard, principi di programmazione*, Addison Wesley Longman Italia Editoriale SRL, terza edizione aprile 2000.

[79] Goeger M., Comunicazione privata, Febbraio 2001.

[80] The ROOT System Home Page: http://root.cern.ch/

[81] Brun René et al., *ROOT User's Guide v0.6.1* Draft, November 2000.

[82] Foto di F. Arneodo.

Ringraziamenti

Una tesi "sotto la montagna" non è soltanto un importante percorso scientifico, bensì anche una preziosa esperienza umana in un luogo indimenticabile[82].

Il primo ringraziamento va senz'altro al Prof. Bellini che mi ha mandato "al fronte", a mettere "le mani addosso al rivelatore", secondo il mio desiderio, e mi ha affidato alle amorevoli cure di Gioacchino. Quest'ultimo ha dimostrato che cosa siano la pazienza, la disponibilità e la competenza. Un grazie anche a Sandra M. che ha avuto sempre le giuste parole di conforto al momento giusto, e un augurio di crescere le bambine più belle che si possano desiderare. Grazie inoltre a George, Oleg, Nicola e Sandra P., che mi hanno sempre dato una mano al bisogno.

L'affetto più profondo è per coloro che hanno affrontato quest'esperienza con me, i ragazzi del GS: Dario che mi ha mostrato cosa vuol dire scrivere una tesi, Silvietta la cui vista è un raggio di sole, Federica per le sue indimenticabili cenette, Sophia per le sue ancora più indimenticabili cenette, Paolo per la sua solerzia e prontezza, e Maria Elena senza la quale sarei stato spesso perduto.

Ma tre persone più di tutte saranno sempre con me, Marilù la cui amicizia non può essere certo condensata in poche parole, Stefano che è stato proprio ... "come un fratello" e naturalmente Nonna Chiara il cui calore, il cui affetto e la cui macchina sono stati indispensabili!

Grazie anche a tutti gli altri: Heide, Elisa, Alba, ai sorrisi di Maria Rita e ai consigli di Maria "Del Bar" la saggia.

Questo per quello che riguarda quest'ultimo travaglio, ma mai sarei potuto arrivarci

se prima non ci fosse stato chi mi ha dato tantissimo per oltre cinque anni: il Marcello mi ha offerto ospitalità, racconti e molto altro, il Teo la più profonda delle amicizie. Grazie di cuore!

Lo stesso vale per chi è stata con me per tanto tempo e con tanta pa*s*ienza: penso non sia stato proprio facile, ma grazie di averlo fatto e, soprattutto, grazie di esserci ancora!

Il grazie ultimo e più grande va però a Mamma e Papà ...e questa volta non c'è davvero bisogno di dire per cosa.