



**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO**  
**Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali**  
**Corso di Laurea in Fisica**

**METODI DI IDENTIFICAZIONE  
DELLE PARTICELLE  $\alpha/\beta$   
IN GRANDI VOLUMI DI SCINTILLATORE LIQUIDO,  
PER LA REIEZIONE DEL FONDO RADIOATTIVO  
NELL'ESPERIMENTO BOREXINO.**

**Relatore Interno: Prof.ssa Emanuela MERONI**

**Correlatore: Dott.ssa Barbara CACCIANIGA**

**Tesi di laurea di:  
Maria Elena MONZANI  
Matr. 537297  
Codice P.A.C.S.: 29.40**

**Anno Accademico 1999-2000**



*Dedicata ai miei genitori  
e a tutti gli amici  
che mi hanno accompagnata  
in questi cinque anni:  
senza di voi non ce l'avrei mai fatta!*



*Pare a me, o Socrate, e forse anche a te, che la verità  
sicura in queste cose nella vita presente non si possa raggiungere  
in alcun modo, o per lo meno con grandissime difficoltà.*

*Però io penso che sia una viltà il non studiare  
sotto ogni rispetto le cose che sono state dette in proposito,  
e lo smettere le ricerche prima di avere esaminato ogni mezzo.*

*Perché in queste cose, una delle due: o venire a capo  
di conoscere come stanno; o se a questo non si riesce,  
appigliarsi al migliore e al più sicuro tra gli argomenti umani  
e con questo, come sopra una barca, tentare la traversata del pelago.  
A meno che non si possa con maggiore agio e minore pericolo  
fare il passaggio con qualche più solido trasporto,  
con l'aiuto cioè della rivelata parola del dio.*

(Platone, *Fedone*)



# Indice

<b>1</b>	<b>Il neutrino solare</b>	<b>5</b>
1.1	Il modello solare Standard (SSM)	6
1.1.1	Il flusso di neutrini	8
1.2	Il problema del neutrino solare	9
1.2.1	Gli esperimenti storici e SuperKamiokande	9
1.2.2	Nuovi esperimenti sui neutrini solari: SNO	14
1.2.3	Analisi dei dati: i tre problemi	16
1.2.4	Le soluzioni astrofisiche	17
1.3	Le oscillazioni di neutrino	19
1.3.1	Le masse dei neutrini	20
1.3.2	Il Mixing degli stati di massa e le oscillazioni di neutrino nel vuoto	22
1.3.3	Le oscillazioni di neutrino nella materia	24
1.4	Panoramica sperimentale sulle oscillazioni di neutrino	26
1.4.1	Gli esperimenti sul neutrino solare come esperimenti di oscillazione	26
1.4.2	Esperimenti sui neutrini atmosferici e da reattore	30
<b>2</b>	<b>L'esperimento Borexino e il suo prototipo (CTF)</b>	<b>35</b>
2.1	La fisica di Borexino	35
2.1.1	Il segnale di neutrino nel caso dello SSM	36
2.1.2	Il segnale di neutrino nell'ipotesi di oscillazione	36
2.1.3	Fondo interno	37
2.1.4	Fondo esterno	40
2.2	Il rivelatore Borexino	42
2.2.1	Struttura interna del rivelatore	43
2.2.2	Sistemi Ausiliari	46
2.3	Il Counting Test Facility (CTF) di Borexino	47
2.3.1	Struttura del rivelatore	47
2.3.2	I risultati del test: CTF-1	49
2.3.3	Controllo di qualità per Borexino: CTF-2	50

<b>3</b>	<b>La discriminazione <math>\alpha/\beta</math> negli scintillatori organici liquidi</b>	<b>53</b>
3.1	Gli scintillatori organici . . . . .	53
3.1.1	Processi di emissione dei fotoni . . . . .	54
3.1.2	Profilo dei fenomeni di scintillazione . . . . .	55
3.1.3	La risposta di scintillazione a differenti radiazioni ionizzanti . . . . .	56
3.1.4	La componente di scintillazione a lento decadimento . . . . .	58
3.2	Misura della distribuzione temporale della luce di scintillazione . . . . .	59
3.2.1	La tecnica del singolo fotone . . . . .	59
3.2.2	Esecuzione delle misure . . . . .	61
3.2.3	Analisi dei risultati . . . . .	63
3.3	Tecniche di discriminazione $\alpha/\beta$ . . . . .	66
3.3.1	La tecnica dell'integrazione di carica . . . . .	66
3.3.2	Esecuzione delle misure e confronto fra diverse miscele scintillanti . . . . .	69
3.3.3	Il "metodo ottimo" per le curve di scintillazione . . . . .	72
3.3.4	Tecnica sperimentale per lo studio delle prestazioni del metodo ottimo . . . . .	74
<b>4</b>	<b>La discriminazione <math>\alpha/\beta</math> in CTF</b>	<b>81</b>
4.1	Descrizione della campagna di misure: il test dello scintillatore PXE . . . . .	82
4.1.1	Le varie fasi della presa dati . . . . .	82
4.1.2	Il metodo delle coincidenze ritardate . . . . .	84
4.1.3	La fase centrale della presa dati: analisi . . . . .	86
4.1.4	Il sistema di identificazione dei $\mu$ . . . . .	89
4.2	La tecnica dell'integrazione di carica e le prestazioni del PXE . . . . .	90
4.2.1	Efficienza di discriminazione ad alte energie . . . . .	91
4.2.2	Efficienza di discriminazione a basse energie . . . . .	94
4.3	Implementazione del metodo ottimo per l'esperimento CTF . . . . .	96
4.3.1	Studio delle curve prodotte dalla DPSA . . . . .	96
4.3.2	Implementazione e applicazione del filtro ottimo . . . . .	98
4.3.3	Stabilità dell'efficacia di discriminazione $\alpha/\beta$ . . . . .	101
4.3.4	Stabilità delle curve della DPSA . . . . .	103
4.4	Analisi della radiopurezza dello scintillatore . . . . .	105
4.4.1	La contaminazione da Radon . . . . .	105
4.4.2	Analisi del picco delle $\alpha$ da $^{210}\text{Po}$ , $^{222}\text{Rn}$ e $^{218}\text{Po}$ . . . . .	108
4.4.3	La contaminazione da Torio . . . . .	112
<b>5</b>	<b>La discriminazione <math>\alpha/\beta</math> in Borexino</b>	<b>113</b>
5.1	Importanza della discriminazione $\alpha/\beta$ . . . . .	113
5.2	Applicazione della discriminazione $\alpha/\beta$ alla simulazione di Borexino . . . . .	116
5.2.1	La discriminazione $\alpha/\beta$ in Borexino . . . . .	116
5.2.2	Applicazione del metodo dell'integrazione di carica . . . . .	117
5.2.3	Applicazione del metodo ottimo . . . . .	119



---

5.2.4	Ricostruzione degli eventi e sottrazione del tempo di volo . . .	122
5.2.5	Sottrazione delle $\alpha$ del fondo radioattivo . . . . .	123



# Introduzione

In questo lavoro di tesi mi sono occupata dello studio delle tecniche di discriminazione  $\alpha/\beta$ , come metodo per selezionare il segnale di neutrino dal fondo radioattivo nell'esperimento Borexino.

Borexino è un esperimento in fase di costruzione ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, che si propone di effettuare una misura in tempo reale del flusso di neutrini monocromatici ( $q = 0.862 \text{ MeV}$ ) prodotti nell'interno del Sole dalla reazione  ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ . Il rivelatore è costituito da 300 t di scintillatore liquido altamente puro, contenuto in una sfera di nylon di raggio 425 cm e osservato da  $\sim 2000$  fototubi. I neutrini che attraversano l'apparato possono interagire con gli elettroni del mezzo sensibile attraverso una reazione di diffusione elastica ( $\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e$ ); gli elettroni di rinculo depositano la loro energia nello scintillatore, provocando un'emissione di fotoni che costituisce il segnale misurato dall'esperimento. A causa della piccolissima sezione d'urto dei neutrini ( $\simeq 6 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$ ), il numero di eventi che ci si aspetta di osservare è molto piccolo ( $\leq 50$  eventi al giorno), nonostante le notevoli dimensioni del rivelatore; per questo motivo il controllo e la riduzione di tutti i tipi di fondo radioattivo (sia interno che esterno) è di fondamentale importanza.

La separazione  $\alpha/\beta$  è uno degli aspetti cruciali di Borexino, in quanto permette di eliminare una frazione consistente degli eventi prodotti dal fondo; infatti, anche con una contaminazione radioattiva straordinariamente bassa (contenuto di  ${}^{238}\text{U}$  e  ${}^{232}\text{Th} \simeq 10^{-16} \text{ g/g}_{\text{scintillatore}}$ ), il numero di eventi di fondo nella finestra energetica di interesse supera il valore atteso per il segnale di neutrino. Se consideriamo che almeno la metà di questi decadimenti sono di tipo  $\alpha$  (mentre il neutrino dà un segnale  $\beta$ ), possiamo renderci conto della necessità di discriminare efficacemente  $\alpha$  da  $\beta$  per la buona riuscita dell'esperimento; in particolare, per ottenere un rapporto segnale/fondo  $\simeq 1$ , è necessaria un'efficienza di separazione non inferiore al 90%.

La capacità di discriminare particelle  $\alpha$  da particelle  $\beta$  si basa essenzialmente sulla diversità fra le forme temporali dei due impulsi di scintillazione; è noto infatti che l'emissione di luce da parte dello scintillatore è costituita da una componente veloce (tempo caratteristico  $\simeq 3 \text{ ns}$ ) e da una più lenta (costanti di tempo fino a  $300 \text{ ns}$ ): nel caso di particelle debolmente ionizzanti come i  $\beta$ , la componente veloce è dominante (90%), mentre per particelle ad alta densità di ionizzazione come le  $\alpha$  la componente veloce fornisce solo il 60% della luce; il rimanente 40% viene emesso a tempi lunghi, producendo una caratteristica "coda".

L'analisi dei dati descritta in questa tesi si riferisce a un periodo di 30 giorni di

presa dati (Luglio-Settembre 2000), effettuato dall'esperimento CTF (che è un prototipo di Borexino, con  $\sim 4 t$  di scintillatore contenuto in una sfera di nylon di raggio  $1 m$  e osservato da 100 fototubi). Preliminarmente, ho analizzato i dati utilizzando un metodo di discriminazione  $\alpha/\beta$  che si basa sul rapporto fra la carica raccolta nelle "code" degli impulsi di scintillazione e la carica totale degli impulsi. Nonostante si tratti di una tecnica piuttosto elementare, che non sfrutta l'intera forma delle curve di emissione dei fotoni, ho ottenuto dei risultati piuttosto soddisfacenti: nella finestra di energia di interesse, ad un'efficienza nel riconoscere il segnale  $\beta$  del 93%, corrisponde un'inefficienza sull'identificazione degli eventi  $\alpha$  pari al 17%.

In un secondo tempo, ho svolto uno studio sulla possibilità di migliorare le prestazioni della discriminazione  $\alpha/\beta$  sfruttando tutta l'informazione data dalla forma temporale degli impulsi di scintillazione. A questo scopo, ho elaborato un *filtro ottimo* da applicare agli eventi: tale filtro prende in esame la curva di scintillazione prodotta dall'evento da identificare, per confrontarla con la forma caratteristica delle curve di  $\alpha$  e  $\beta$ ; il risultato di questo processo è un parametro che descrive la probabilità che l'evento ignoto sia un  $\alpha$  oppure un  $\beta$ . Ho quindi implementato l'algoritmo di riconoscimento così progettato, in modo da utilizzarlo per analizzare i dati che erano stati acquisiti dal CTF tramite una nuova scheda di elettronica, la DPSA (*Digital Pulse Shape Analyser*), espressamente costruita per aumentare la capacità di discriminazione  $\alpha/\beta$ ; tale scheda effettua una integrazione analogica dei segnali raccolti, campionandoli ogni  $8.3 ns$ : il risultato è una curva che riproduce l'andamento temporale del rilascio di energia da parte dello scintillatore. Dopo un meticoloso studio delle curve prodotte dalla DPSA, ho individuato le forme temporali caratteristiche dei due tipi di segnale ( $\alpha$  e  $\beta$ ); in questo modo, ho creato una versione del programma di discriminazione adatta ai dati del CTF.

Ho quindi applicato l'algoritmo così costruito all'intero campione di dati raccolti nel 2000. I risultati ottenuti in questo modo mostrano un drastico miglioramento nelle prestazioni della discriminazione  $\alpha/\beta$ : ad un'efficienza nel riconoscere il segnale  $\beta$  pari al 93%, corrisponde un'inefficienza del 5.8% sull'individuazione del segnale  $\alpha$  (da confrontarsi con l'inefficienza del 17% che avevo ottenuto con il metodo precedente); quindi, con il filtro ottimo applicato alle curve della DPSA, si raggiunge un miglioramento di un fattore 3 nella capacità di riconoscere e quindi eliminare gli eventi di tipo  $\alpha$  dovuti al fondo radioattivo.

Successivamente, ho impiegato questo nuovo tipo di discriminazione  $\alpha/\beta$  per effettuare uno studio del fondo radioattivo presente nello scintillatore del CTF; in questo modo, è stato possibile quantificare in modo piuttosto preciso la presenza di alcuni isotopi (come il  $^{210}Po$ ) per i quali l'unica possibilità di identificazione diretta si basa sull'impiego incrociato dello spettro in energia e della separazione  $\alpha/\beta$ . Per effettuare questo studio, è stato necessario fra l'altro analizzare la dipendenza dell'efficacia di discriminazione da alcuni parametri fondamentali, tra cui l'energia dell'evento e la sua posizione nel rivelatore, in modo da applicare correttamente il metodo di separazione all'analisi dei dati.

Come conclusione di questo lavoro di tesi, ho studiato l'applicazione di entrambi

---

i metodi di discriminazione  $\alpha/\beta$  a Borexino. Analizzando i dati ottenuti dal pacchetto di simulazione Monte Carlo dell'esperimento, con le due tecniche di separazione descritte sopra, ho potuto effettuare una stima preliminare della capacità di discriminazione  $\alpha/\beta$  che ci si può aspettare in Borexino; questa capacità è risultata essere molto buona, di gran lunga superiore al requisito di efficienza del 90% menzionato in precedenza. I risultati di questa tesi mostrano quindi che Borexino potrà avvalersi della separazione  $\alpha/\beta$  come metodo estremamente efficace di reiezione del fondo radioattivo.

Nel primo capitolo di questa tesi, introdurrò il problema del neutrino solare, con particolare attenzione alle oscillazioni di neutrino e ai risultati degli esperimenti di misura del flusso dei neutrini solari, in modo da delineare il quadro sperimentale in cui si inserisce Borexino. Nel secondo capitolo, illustrerò le principali caratteristiche dell'esperimento (specialmente per quanto riguarda il segnale misurato), nonché del suo prototipo, il CTF. Nel terzo capitolo descriverò le principali metodologie di discriminazione  $\alpha/\beta$  nei rivelatori a scintillatore, riportando alcune delle misure effettuate in laboratorio sui campioni di scintillatore da impiegare in Borexino.

Nel quarto capitolo illustrerò l'analisi da me effettuata sui dati dell'esperimento CTF: innanzitutto i risultati ottenuti con il primo metodo di discriminazione  $\alpha/\beta$ , in secondo luogo l'implementazione del filtro ottimo per i dati della DPSA; quindi mostrerò l'applicazione della metodologia così elaborata per lo studio delle contaminazioni radioattive dello scintillatore del CTF. Infine, nel quinto capitolo, descriverò i risultati della simulazione di Borexino in merito alla capacità di separazione  $\alpha/\beta$ .



# Capitolo 1

## Il neutrino solare

L'esperimento Borexino si inserisce nell'ambito della ricerca sperimentale sui neutrini solari. In questo campo sono stati effettuati diversi esperimenti, alcuni dei quali sono ormai annoverati fra gli esperimenti "storici" della fisica delle particelle elementari (ricordiamo in particolare Homestake, 1968). Tali esperimenti hanno fornito diverse misure del flusso di neutrini provenienti dal Sole; essi hanno sistematicamente ottenuto per il flusso di neutrini un valore inferiore a quello previsto dal Modello Solare: questo fatto viene comunemente indicato come il *problema del neutrino solare*.

Lo studio di tale problema rappresenta da circa trent'anni uno dei principali temi di ricerca della fisica, sia in campo teorico che in campo sperimentale; le spiegazioni elaborate per chiarire la discrepanza fra flusso atteso e flusso osservato riguardano sia le modalità di produzione sia le modalità di propagazione dei neutrini. Per questo motivo, tale filone di ricerca ha contribuito a sviluppare gli studi sull'effettiva validità sia del Modello Solare Standard (SSM) che del Modello Standard delle interazioni elettrodeboli.

Ricordiamo brevemente che gli studi sui neutrini solari sono fondamentali sia in astrofisica che in fisica delle particelle. In astrofisica essi offrono l'opportunità di verificare direttamente le teorie sull'evoluzione stellare e sull'origine nucleare dell'energia prodotta nell'interno delle stelle: è utile sottolineare che i neutrini rappresentano l'unica possibilità di osservazione diretta dell'interno stellare. In fisica delle particelle gli esperimenti sui neutrini solari possono essere impiegati per determinare eventuali proprietà non convenzionali dei neutrini stessi, quali la massa e la non conservazione del numero leptonico, che potrebbero portare ad un superamento del Modello Standard delle interazioni elettrodeboli.

In questo capitolo illustreremo innanzitutto il modello solare standard, con le relative previsioni sul flusso di neutrini; in secondo luogo esporremo i risultati dei principali esperimenti sui neutrini solari, delineando il quadro del *problema del neutrino solare*; a questo punto ne analizzeremo le possibili soluzioni, sia in campo astrofisico che nel campo delle particelle elementari (oscillazioni di neutrino); infine forniremo una panoramica sui risultati dei vari tipi di esperimenti sulle oscillazioni

dei neutrini (oltre che ai neutrini solari, accenneremo ai neutrini atmosferici e da reattore), in modo da delineare il panorama sperimentale in cui si inserisce Borexino.

## 1.1 Il modello solare Standard (SSM)

Al fine di interpretare i dati forniti dagli esperimenti è fondamentale costruire un modello teorico del Sole che permetta di predire non solo il flusso, ma anche la distribuzione energetica dello spettro dei neutrini emessi.

Le assunzioni principali che si fanno nel costruire il modello solare [1] sono:

- **equilibrio idrostatico:** si suppone che la forza di gravità nell'interno della stella sia bilanciata dalla pressione verso l'esterno delle particelle da cui essa è costituita; tale assunzione è assolutamente irrinunciabile nel modello, perché una qualunque deviazione dalla condizione di equilibrio idrostatico porterebbe quasi istantaneamente al collasso o all'esplosione della stella;
- **equilibrio termico:** il flusso netto di energia attraverso ciascuno strato dell'interno stellare viene bilanciato dalla produzione di energia dovuta alle reazioni nucleari; a differenza dell'equilibrio idrostatico, l'equilibrio termico può essere violato per lunghi periodi nel corso della vita della stella: in queste fasi, l'equilibrio energetico è garantito dall'energia gravitazionale, attraverso contrazioni ed espansioni della stella;
- **equilibrio radiativo:** la luminosità totale della stella non dipende dalla modalità specifica di produzione dell'energia, ma soltanto dal gradiente di temperatura fra i singoli strati della stella; il flusso di energia verso l'esterno avviene prevalentemente per trasporto radiativo, cioè attraverso la diffusione dei fotoni: pertanto l'opacità della materia è uno dei parametri fondamentali del calcolo;
- **equilibrio convettivo:** laddove l'equilibrio radiativo non sia stabile, si generano dei moti convettivi all'interno della stella che tendono a ridurre i gradienti di temperatura nei singoli strati; questi moti provvedono, fra l'altro, un efficace rimescolamento all'interno di ciascuna zona convettiva, il che comporta una omogeneità della composizione chimica su scala macroscopica;
- **variazione delle abbondanze isotopiche dovuta solamente a reazioni nucleari:** si suppone che il Sole fosse chimicamente omogeneo in principio; questo vuol dire che nelle zone non soggette a moti convettivi il cambiamento locale delle abbondanze non può che essere dovuto a reazioni nucleari.

Lo SSM è la risoluzione iterativa di un sistema di equazioni di stato (tra cui le equazioni che descrivono le condizioni di equilibrio sopra elencate), con ben precise condizioni al contorno, come la massa, la luminosità, il raggio e l'età del Sole:



- Massa:  $M_{\odot} = 1.99 \cdot 10^{33} g$
- Luminosità:  $L_{\odot} = 3.844 \cdot 10^{33} erg/sec$
- Raggio:  $R_{\odot} = 6.96 \cdot 10^{10} cm$
- Età:  $t_{\odot} = 4.57 \cdot 10^9 y$

Abbiamo poc'anzi ricordato che l'energia erogata attualmente dal Sole è prodotta principalmente da reazioni nucleari. Le reazioni principali (98% dell'energia) sono quelle della catena protone-protone ( $p-p$ ) in Fig. 1.1, il cui bilancio energetico dà:

$$4p \rightarrow {}^4He + 2e^+ + 2\nu_e + 26.03 MeV . \quad (1.1)$$

Il 3% di questa energia è trasformata in energia cinetica dei neutrini.

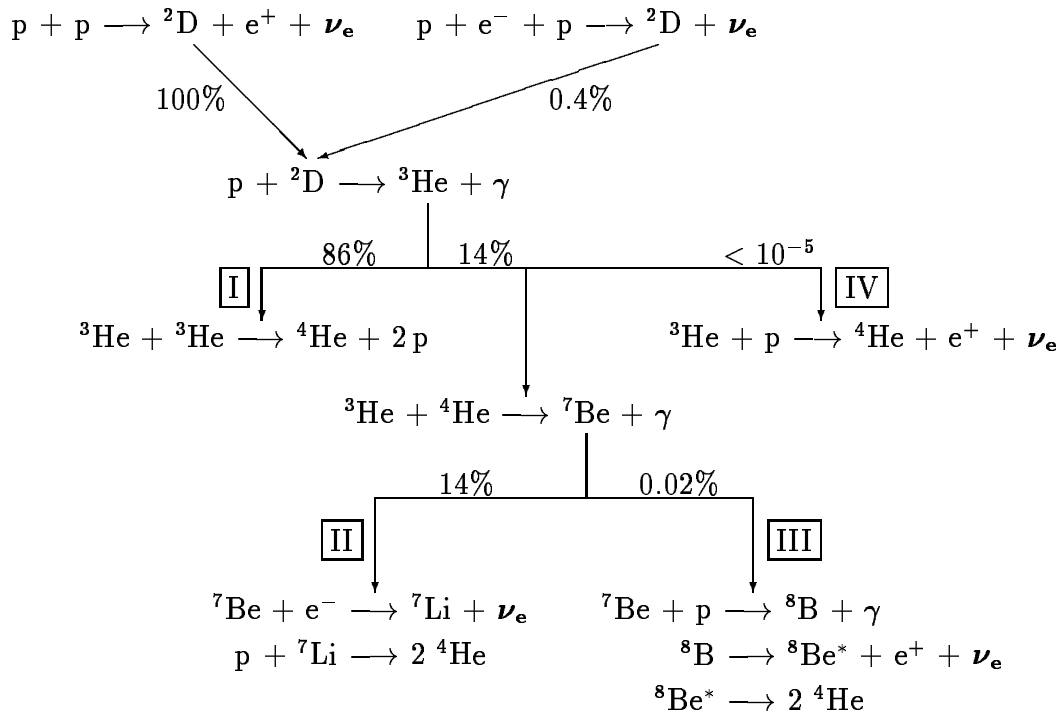


Figura 1.1: La catena protone-protone

L'altro ciclo, già ipotizzato da Bethe nel 1939, è quello del carbonio-azoto-ossigeno (CNO), Fig. 1.2: il bilancio è circa lo stesso che nel caso precedente solo che avviene grazie alla mediazione del  ${}^{12}C$ :

$$4p \rightarrow {}^4He + 2e^+ + 2\nu_e + 25.3 MeV . \quad (1.2)$$

Il minore guadagno energetico di questo secondo ciclo è dovuto al maggiore contributo all'energia cinetica dei neutrini. Tutti i modelli solari assumono che il ciclo CNO contribuisca in minima parte alla luminosità della nostra stella: ciò è confermato dallo studio delle abbondanze isotopiche all'interno del Sole (tali abbondanze isotopiche vengono dedotte per estrapolazione dall'osservazione della composizione chimica dell'atmosfera stellare).

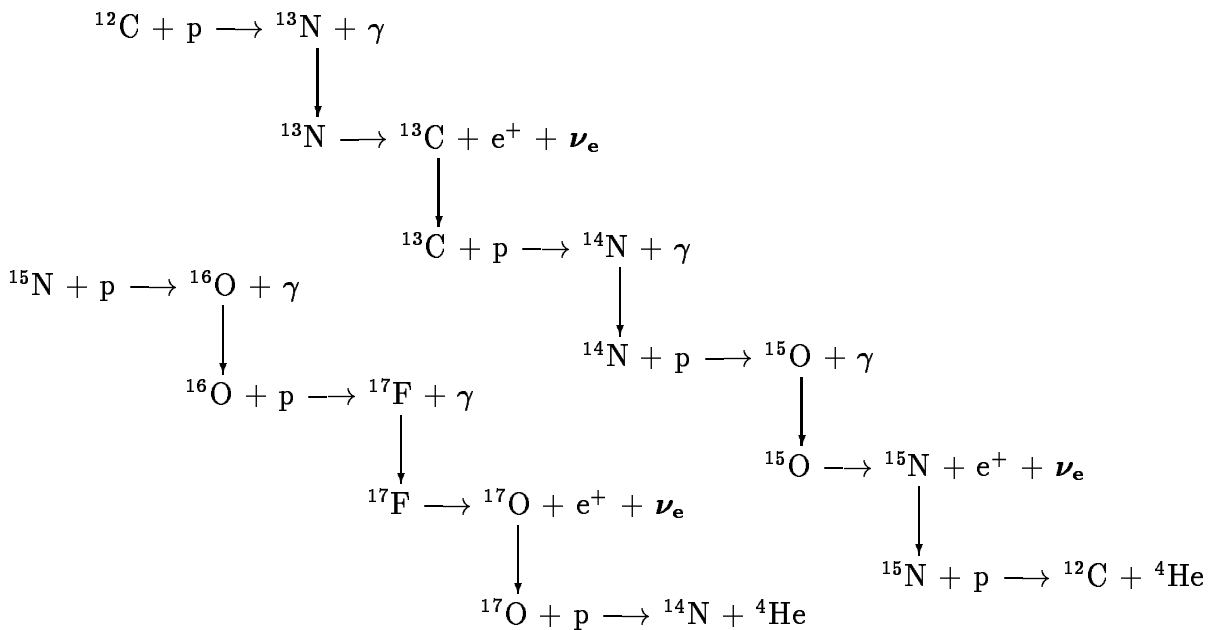


Figura 1.2: Il ciclo CNO

### 1.1.1 Il flusso di neutrini

Come verrà analizzato in seguito, lo SSM vanta una serie di successi, fra cui la relazione tra massa e luminosità, la spiegazione del famoso *diagramma di Hertzsprung-Russell* in termini di evoluzione stellare, nonché l'accordo con le frequenze di oscillazione superficiali e con altre rilevazioni elio-sismologiche. Il modello che rispecchia in modo più fedele le osservazioni è quello di Bahcall-Pinsonneault (B-P) [2], che include la diffusione sia dell'elio che degli elementi pesanti e prende in considerazione i valori più aggiornati dei parametri d'ingresso come l'opacità.

Il modello di Bahcall-Pinsonneault è quello comunemente impiegato per il calcolo del flusso dei neutrini solari. Una stima approssimativa di tale flusso può essere ottenuta nel seguente modo:

- si suppone che il Sole sia in uno stato di equilibrio, ovvero che l'energia termica prodotta sia pari a quella irradiata dalla superficie;
- il flusso di energia solare che raggiunge il nostro pianeta è:

$$S = 8.5 \times 10^{11} \text{ MeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1};$$

- per ogni 13 MeV di energia termica prodotta viene emesso 1 neutrino;
- quindi il flusso approssimativo di neutrini solari è:

$$\Phi_\nu = S/13 = 6 \times 10^{10} \nu_e \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (1.3)$$

Il modello di Bahcall-Pinsonneault permette di calcolare sia la forma dello spettro (figura 1.3) che il flusso totale dei neutrini solari [2].

Nella tabella 1.1 [2] sono riportati sia i flussi dei neutrini sia l'incertezza totale e parziale dovuta alle principali ipotesi sui parametri d'ingresso.

Reazione	$E_\nu (\text{MeV})$	Flusso ( $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )
$pp$	$0 \rightarrow 0.42$	$5.96(1.00^{+0.01}_{-0.01})$
$pep$	1.44	$1.40 \times 10^{-2}(1.00^{+0.015}_{-0.015})$
$hep$	$0 \rightarrow 18.8$	$9.3 \times 10^{-7}$
${}^7\text{Be}$	0.86(90%) 0.38(10%)	$4.82 \times 10^{-1}(1.00^{+0.10}_{-0.10})$
${}^8\text{B}$	$0 \rightarrow 14.06$	$5.15 \times 10^{-4}(1.00^{+0.20}_{-0.16})$
${}^{13}\text{N}$	$0 \rightarrow 1.7$	$5.56 \times 10^{-2}(1.00^{+0.21}_{-0.17})$
${}^{15}\text{O}$	$0 \rightarrow 1.2$	$4.88 \times 10^{-2}(1.00^{+0.25}_{-0.19})$
${}^{17}\text{F}$	$0 \rightarrow 1.7$	$5.73 \times 10^{-2}(1.00^{+0.25}_{-0.25})$

Tabella 1.1: Flusso atteso per le varie sorgenti di neutrini con le relative incertezze, secondo il modello di Bahcall-Pinsonneault

## 1.2 Il problema del neutrino solare

### 1.2.1 Gli esperimenti storici e SuperKamiokande

Gli esperimenti "storici" che hanno misurato il flusso di neutrini solari sono quattro: tre di tipo radiochimico (Homestake, Gallex e Sage) e uno in tempo reale (Kamiokande); a questi vanno aggiunti i risultati di un altro esperimento in tempo reale (Superkamiokande), di recente costruzione. Per ora, ci limitiamo ad osservare che tutti questi esperimenti sono di difficile realizzazione perché, a causa della piccolissima sezione d'urto dei neutrini ( $\simeq 10^{-44} \div 10^{-43} \text{ cm}^2$ ), per ottenere un rapporto segnale/fondo accettabile è necessario costruire rivelatori con grossi volumi di

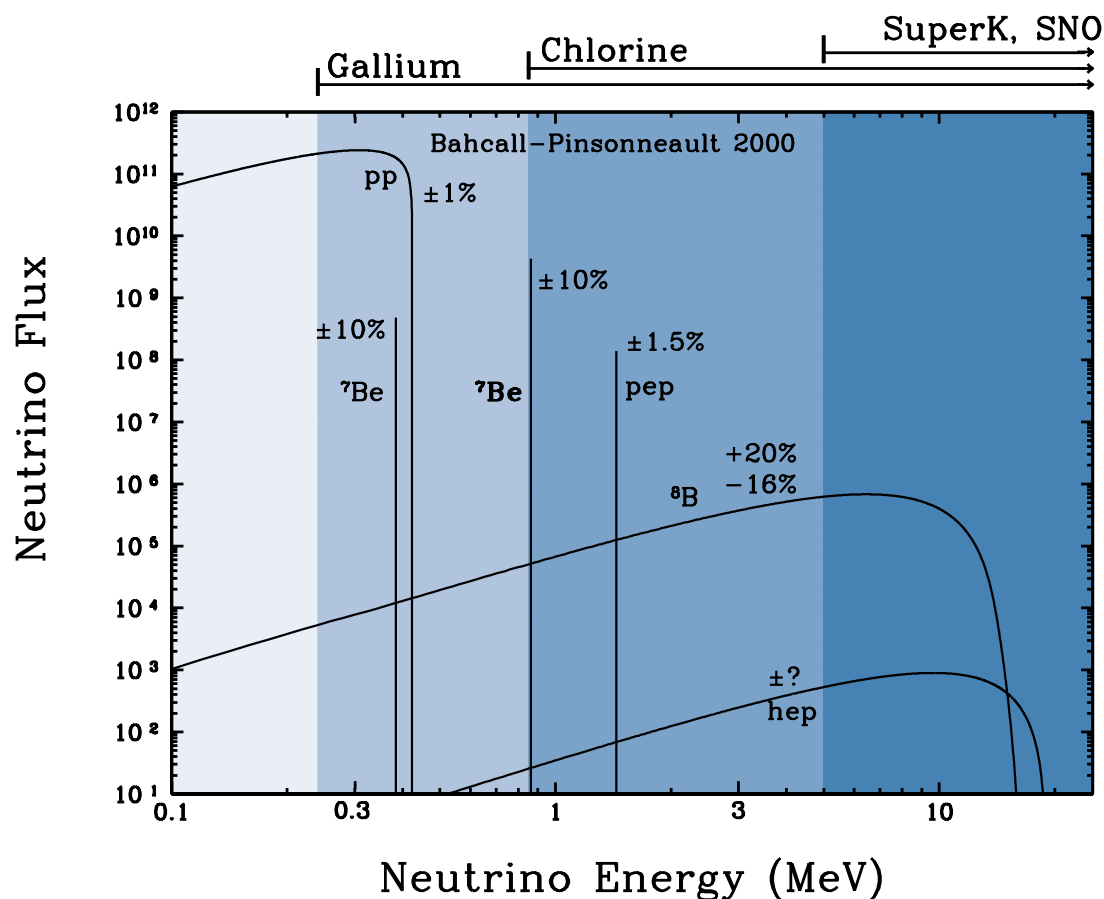


Figura 1.3: Spettro dei neutrini solari della catena  $p - p$ , come previsto dal modello di Bahcall-Pinsonneault [3]

materiale-bersaglio ( $> 100 t$ ), nonché ottenere un fondo radioattivo straordinariamente basso; ricordiamo che, per ridurre il fondo dovuto ai raggi cosmici, tutti gli esperimenti sui neutrini vengono costruiti in grotte, gallerie o miniere, al di sotto di ingenti spessori di roccia.

- **Homestake:** è il primo esperimento costruito per la misura del flusso dei neutrini solari; fu installato alla fine degli anni '60 nella miniera di Homestake nel South Dakota, ad una profondità di circa 4200 metri equivalenti d'acqua. Il rivelatore è composto da  $2.2 \times 10^{30}$  atomi di  $^{37}\text{Cl}$  come bersaglio, nella forma di 615 t di Percloroetilene ( $\text{C}_2\text{Cl}_4$ ); l'interazione sfruttata è:



Questa reazione, la cui energia di soglia è pari a  $0.814 \text{ MeV}$ , è sensibile ai neutrini del  ${}^8\text{B}$  e del  ${}^7\text{Be}$ , ma non a quelli della fusione  $p - p$ . Inoltre, la reazione è mediata da una corrente carica, pertanto "vede" solo i neutrini di sapore elettronico.

Si tratta di un esperimento di tipo radiochimico: gli atomi di  ${}^{37}\text{Ar}$  vengono periodicamente estratti (la vita media dell'atomo di  ${}^{37}\text{Ar}$  è di 35 giorni, dopo di che decade emettendo elettroni Auger) e poi contati con un contatore proporzionale a basso fondo per 8 mesi (cioè  $\approx 7$  vite medie).

Il valore ottenuto è [2]

$$2.56 \pm 0.23 \text{ SNU},^1$$

da confrontarsi con il valore previsto dallo SSM di Bahcall-Pinsonneault:

$$7.7_{-1.1}^{+1.3} \text{ SNU},$$

di cui il 77% sarebbe dovuto al  ${}^8\text{B}$  e il 14% al  ${}^7\text{Be}$  (il contributo di neutrini dalla reazione  $pep$  e dal ciclo CNO sarebbe inferiore a 1 SNU).

Il rapporto tra valore misurato e predetto è di:  $0.33 \pm 0.06$ , il che testimonia una palese discrepanza.

- **Kamiokande:** è situato nella miniera giapponese di Kamioka, ad una profondità di 2700 metri di acqua equivalenti; il rivelatore sfrutta la luce Čerenkov prodotta dalla reazione di *scattering*  $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ , in un volume fiduciale di 680 t di acqua ultrapura; la luce è rivelata da 948 fotomoltiplicatori con un fotocatodo di 20 pollici di diametro. Per questo esperimento, la soglia energetica è stata fissata a  $7,5 \text{ MeV}$ : non si tratta tuttavia di una soglia legata al processo fisico di scattering, ma di un taglio applicato ai dati al fine di rimuovere parte degli eventi dovuti al fondo radioattivo. A causa di questa soglia, il rivelatore è sensibile solo ai neutrini del  ${}^8\text{B}$ , ma la sua caratteristica peculiare è la possibilità di rivelare anche neutrini non elettronici (che hanno una sezione d'urto pari ad  $1/6$  di quella elettronica).

Si tratta del primo esperimento *in tempo reale*, cioè in grado di riconoscere i singoli eventi e misurarne le caratteristiche; per questo motivo, Kamiokande non ha ricavato informazioni solo sul flusso totale, ma anche sulla direzionalità e sulla distribuzione energetica dei neutrini: infatti, i rivelatori Čerenkov misurano l'energia dei singoli elettroni scatterati, fornendo così l'informazione sullo spettro dei neutrini incidenti. Kamiokande ha inoltre dimostrato che i neutrini osservati provengono dal Sole, poiché gli elettroni scatterati dai neutrini entranti rinculano principalmente nella direzione del vettore Sole-terra.

---

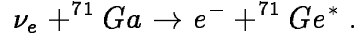
<sup>1</sup>  $1 \text{ SNU} = 10^{-36}$  interazioni per atomo di bersaglio al secondo; approssimativamente corrisponde, considerando lo scattering neutrino-elettrone, a 2.6 eventi al giorno ogni 100 t di materiale (per una sostanza in cui il numero di massa A è pari a due volte Z)

Il lavori pubblicati [4] riportano un flusso misurato pari a:

$$2.80 \pm 0.19(stat) \pm 0.33(sist) \times 10^6 cm^{-2} s^{-1},$$

che corrisponde al  $54\% \pm 13\%$  del valore atteso.

- **GALLEX e SAGE:** sono esperimenti basati sulla reazione



La soglia di energia è molto bassa ( $=0.2332 MeV$ ): questa reazione permette di rivelare i neutrini prodotti dalla prima reazione della catena nucleare solare, la fusione  $p - p$ .

**GALLEX** è un esperimento situato presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), in una galleria alla profondità di 1400 m di roccia (3800 metri di acqua equivalenti), che fa uso di 30,3 t di Ga in 60 m<sup>3</sup> di  $GaCl_3$  come bersaglio. Gli atomi di germanio prodotti dalla reazione vengono poi estratti con un procedimento chimico e se ne misura l'attività con lo stesso principio dell'esperimento Homestake. Il flusso misurato risulta [5]:

$$77.5 \pm 6.2(stat) \pm 4.5(sist) SNU$$

La collaborazione GALLEX, al fine di dimostrare l'attendibilità e la precisione dei risultati, ha eseguito una serie di verifiche con un'intensa sorgente ( $> 60 PBq$ ) di neutrini calibrata, il  ${}^{51}Cr$ ; il valore combinato dei test fornisce un rapporto tra intensità attesa e misurata di:

$$0.93 \pm 0.08,$$

dimostrando che il deficit di oltre il 40% del flusso solare non può essere attribuito all'esperimento e che l'errore sistematico è compatibile con quello stimato.

**SAGE:** l'esperimento, che è ubicato nel laboratorio sotterraneo di Baksan nel Caucaso, utilizza 60 t di Gallio allo stato metallico. Il flusso medio che ha misurato è:

$$67.2 \pm 7(stat) \pm 3.9(sist) SNU$$

Il modello B-P prevede, per un esperimento con il Ga, un *rate* di [7]:

$$129_{-7}^{+9} SNU,$$

con un contributo parziale del 54% ( $\approx 74 SNU$ ) dalla reazione  $p - p$ , del 26% da  ${}^7Be$ .

Il rapporto flusso atteso/flusso misurato risulta pertanto:

<i>GALLEX</i>	$0.56 \pm 0.07$
<i>SAGE</i>	$0.50 \pm 0.09$

- **SuperKamiokande:** è simile, dal punto di vista della tecnica di rivelazione, all'esperimento che lo ha preceduto, ma ha dimensioni molto maggiori (32000 t di acqua con 11146 PMTs da 20 pollici), con una la soglia più bassa (6,5 MeV che dovrebbero scendere a 5); si prevedono dallo SSM 37 eventi al giorno nel volume fiduciale (attualmente fissato a 22,5 kton).

Il rivelatore acquisce dati da quasi cinque anni; il flusso misurato in 1117 giorni di presa dati (a partire dal maggio '96) è compatibile entro gli errori con quello misurato da Kamiokande II (la differenza principale dai risultati di Kamiokande II consiste nella drastica diminuzione degli errori, il che è dovuto ad un notevole incremento della statistica) [2]:

$$2.40 \pm 0.03(stat)_{-0.07}^{+0.08}(sist) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

con un rapporto con il valore atteso dallo SSM (B-P) di  $0.47 \pm 0.9$ .

Nella figura 1.4, è riportata la distribuzione angolare dei neutrini rilevati rispetto al vettore Sole-terra, per i primi 504 giorni di misure; si nota la sorprendente predominanza del picco "in avanti" rispetto al fondo, il che mostra chiaramente l'origine solare dei neutrini osservati.

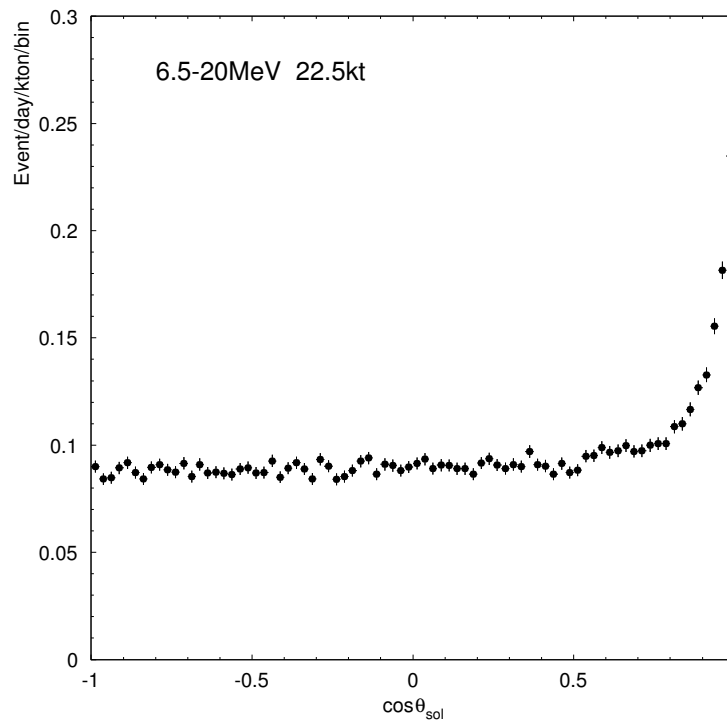


Figura 1.4: Distribuzione angolare (rispetto al vettore Sole-terra) dei neutrini osservati da SuperKamiokande [6]

Esperimento	Flusso osservato	Flusso atteso
Homestake $^{37}\text{Cl}(\nu_e, e^-)^{37}\text{Ar}$ $E_{th} = 0.81\text{MeV}$	$2.56 \pm 0.23 \text{ SNU}$	$7.7_{+1.1}^{+1.3} \text{ SNU}$
Gallex $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$ $E_{th} = 0.23\text{MeV}$	$77.5 \pm 6.2 \pm 4.5 \text{ SNU}$	$129_{-7}^{+9} \text{ SNU}$
Sage $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$ $E_{th} = 0.23\text{MeV}$	$66.6 \pm 7 \pm 3.9 \text{ SNU}$	$129_{-7}^{+9} \text{ SNU}$
Kamiokande $e^-(\nu_x, \nu_x)e^-$ $E_{th} = 7.0\text{MeV}$	$(2.80 \pm 0.19 \pm 0.33) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$(5.15_{-0.16}^{+0.20}) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
SuperKamiokande $e^-(\nu_x, \nu_x)e^-$ $E_{th} = 5.5\text{MeV}$	$(2.40 \pm 0.03_{-0.07}^{+0.08}) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$(5.15_{-0.16}^{+0.20}) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tabella 1.2: Riepilogo dei risultati ottenuti dagli esperimenti sui neutrini solari

## 1.2.2 Nuovi esperimenti sui neutrini solari: SNO

Nel corso dei prossimi anni, il panorama sperimentale sul neutrino solare sarà verosimilmente dominato dai risultati di Borexino e SNO. Borexino verrà descritto ampiamente nei prossimi capitoli; in questa sezione illustreremo brevemente le caratteristiche di SNO, che è un esperimento in fase di presa dati dal maggio 1999 e i cui primi risultati sono attesi con grande interesse perché potrebbero offrire un contributo decisivo alla risoluzione del *puzzle* del neutrino solare.

SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*) [22] è un rivelatore a luce Čerenkov da 100 t di acqua pesante ( $\text{H}_2\text{O}$ ), costruito nella miniera di Creighton, nei pressi di Sudbury, in Canada. Uno schema dell'apparato è riportato in figura 1.5: in una cavità alta 34 m e larga 22 m (scavata ad oltre 2000 m di profondità) è alloggiata una sfera di acrilico del diametro di 12 m, che contiene l'acqua pesante. Intorno è disposta una struttura geodetica sulla quale sono installati 9600 fotomoltiplicatori che puntano alla sfera; il volume esterno alla sfera di acrilico è riempito con acqua normale, che sostiene idrostaticamente la struttura e fa da schermo contro le particelle di bassa energia provenienti dalla roccia.

I neutrini vengono rivelati in seguito a tre possibili interazioni <sup>2</sup>:

- **corrente carica:**  $\nu_e + D \rightarrow \nu_e + p + p$ ; questa reazione, che compete ai soli neutrini elettronici, viene rivelata tramite la luce Čerenkov generata dal-

<sup>2</sup>a causa del fondo radioattivo, per tutte e tre le reazioni è stata posta una soglia che consente di osservare solo i neutrini del  $^8\text{B}$



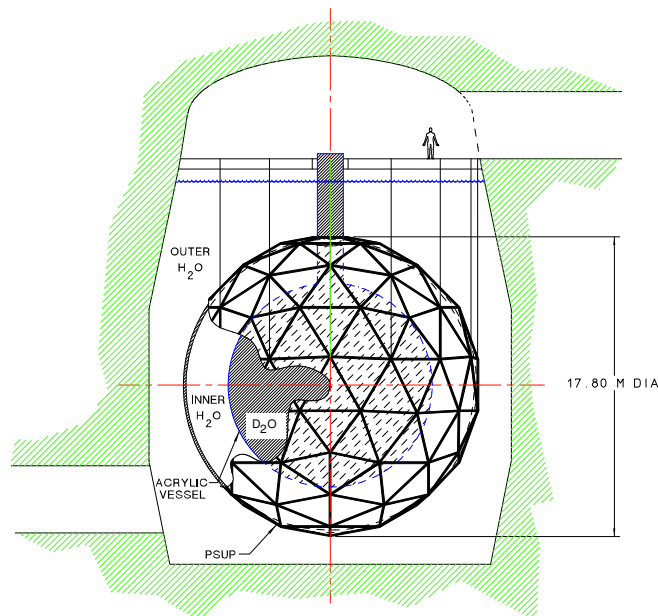


Figura 1.5: Schema dell'apparato sperimentale di SNO

l'elettrone. Essa permetterà di misurare lo spettro dei neutrini del  ${}^8B$  con una precisione molto superiore a quella di SuperKamiokande: infatti, l'energia dell'elettrone emesso in seguito al decadimento  $\beta$  inverso sul deuterio ha una correlazione con quella del neutrino incidente molto più forte che nel caso dello *scattering*;

- **corrente neutra:**  $\nu_x + D \rightarrow \nu_x + p + n$ ; la reazione a corrente neutra ha una sezione d'urto indipendente dal sapore del neutrino incidente, quindi il tasso di interazione in questo canale non dovrebbe essere affetto da eventuali oscillazioni (il fenomeno delle oscillazioni sarà descritto nei paragrafi 1.3 e 1.4): lo studio del rapporto fra il numero di reazioni di corrente neutra e corrente carica potrebbe pertanto rappresentare un controllo decisivo sull'ipotesi di oscillazione. Attualmente, il sistema di rilevazione delle interazioni di corrente neutra non è ancora stato implementato; sono allo studio due differenti tecniche: la prima si basa sull'introduzione di  $MgCl_2$  nell'acqua pesante (il che, a causa dell'enorme sezione d'urto di cattura per neutroni termici del  ${}^{35}Cl$ , permetterebbe di rivelare il neutrone prodotto nella dissociazione del deuterio), la seconda sull'impiego di contatori proporzionali ad  ${}^3He$  (anch'essi particolarmente adatti a rivelare i neutroni);
- **scattering elastico:**  $\nu_x + e \rightarrow \nu_x + e$ ; questa reazione è sensibile a tutti i tipi di neutrini; per questo motivo, pur avendo una sezione d'urto molto inferiore a quella di corrente carica ( $\simeq 1/10$ ), può essere utilizzata per confrontare il flusso di neutrini elettronici con il flusso totale di neutrini, in attesa dell'at-

tivazione di un sistema per rilevare le correnti neutre. Inoltre, si tratta della reazione identica a quella utilizzata da Superkamiokande, il che permetterà di confrontare i flussi misurati dai due esperimenti.

### 1.2.3 Analisi dei dati: i tre problemi

Se si confrontano i dati forniti dagli esperimenti con i valori dei vari modelli solari, in particolare con quello di Bahcall-Pinsonneault, si nota una notevole discrepanza.

Studiando il problema in modo più completo e analitico (cfr. [7]), si ottengono tre pesanti incongruenze (Fig. 1.6):

1. **rapporto tra rate totale calcolato ed osservato nel  $Cl$** : la discrepanza, come già illustrato, consiste nel fatto che l'esperimento storico di Homestake, dopo oltre 25 anni di presa dati, ha misurato un flusso di neutrini  $\sim 3$  volte inferiore a quello atteso; questa discrepanza ha rappresentato, per circa due decenni, *il* problema del neutrino solare.
2. **incompatibilità fra l'esperimento con il  $Cl$  e Kamiokande**: la *forma* dello spettro del  ${}^8B$  può essere calcolata con precisione per via teorica (dipende dal modello per 1 parte su  $10^5$ , ma soprattutto non dipende dal flusso totale di neutrini); pertanto, è possibile calcolare il *rate* nell'esperimento con il  $Cl$  (soglia a  $0.8 MeV$ ) a partire dal *rate* osservato in Kamiokande e SuperKamiokande (soglia a  $6.5 MeV$ ). Se non vi sono alterazioni nella *forma* dello spettro del  ${}^8B$  (dovute ad eventuali proprietà non convenzionali del neutrino), si può stimare che il rate di neutrini dal boro nell'esperimento con  $Cl$  sia di  $3.2 \pm 0.4 SNU$  (assunto corretto il risultato di Kamiokande), oppure di  $2.8 \pm 0.1 SNU$  (riferendoci a SuperKamiokande); entrambe le stime superano il flusso totale misurato da Homestake ( $2.56 \pm 0.23 SNU$ ). Quindi il contributo dei neutrini *pep*,  ${}^7Be$  e CNO dovrebbe essere addirittura negativo ( $-0.2 \pm 0.3 SNU$ ), mentre lo SSM prevede  $\sim 1.8 SNU$ .
3. **non c'è spazio per il  ${}^7Be$  negli esperimenti con il  $Ga$** : la media dei valori osservati da GALLEX e SAGE è di  $73 \pm 5 SNU$ . Il valore previsto dallo SSM per i neutrini  $p-p$  e *pep* è di  $72.4 SNU$  (con un'incertezza inferiore all'1% sul flusso da  $p-p$ , poiché tale flusso dipende solo dalla luminosità totale del Sole); estrapolando dai risultati di SuperKamiokande, i neutrini del  ${}^8B$  dovrebbero contribuire per altri  $6 SNU$ . In questo modo, non c'è assolutamente spazio per i  $34 \pm 3 SNU$  previsti per il  ${}^7Be$ .

Quindi, in assenza di processi fisici (non astrofisici) che riducano il flusso  $p-p$ , si avrebbe una totale soppressione dei neutrini da  ${}^7Be$ . Tale soppressione non può peraltro essere giustificata da un cambiamento nella fisica solare: i neutrini da  ${}^8B$  osservati da Kamiokande sono prodotti in competizione con i neutrini da  ${}^7Be$  mancanti; ma non è possibile costruire un modello solare che riduca adeguatamente il flusso da  ${}^7Be$  senza ridurre troppo il flusso da  ${}^8B$ .

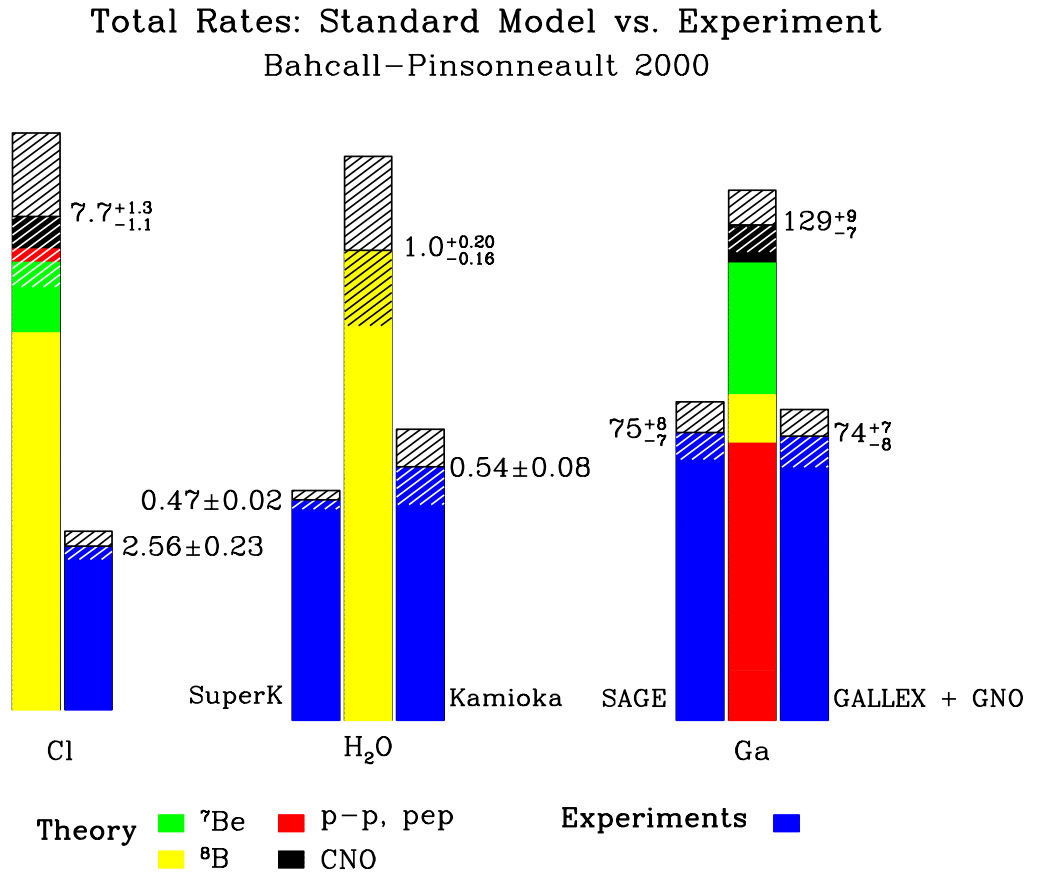


Figura 1.6: Raffronto tra previsioni teoriche e risultati sperimentali [2] [3]

Per questo motivo, una misura indipendente dei neutrini del  ${}^7\text{Be}$  è assolutamente cruciale per stabilire se (e in che misura) la soppressione delle varie componenti del flusso di neutrini abbia un'origine astrofisica o sia invece legata a proprietà non convenzionali del neutrino. Scopo dell'esperimento Borexino è appunto una misura del flusso di neutrini da  ${}^7\text{Be}$ .

## 1.2.4 Le soluzioni astrofisiche

In questo paragrafo verranno illustrate brevemente le possibili soluzioni astrofisiche ai tre problemi del neutrino solare.

Esistono diversi modelli solari alternativi a quello standard di B-P, che sono stati elaborati appositamente per giustificare il deficit di neutrini osservati; alcuni di questi modelli si basano su fenomeni di diffusione non contemplati dallo scenario stan-

dard, mentre altri attribuiscono, ad alcune delle reazioni nucleari coinvolte nelle due catene solari, delle sezioni d'urto significativamente diverse da quelle comunemente impiegate (ad esempio, si può porre a zero la sezione d'urto  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ ), il che corrisponde a variare uno dei parametri da cui dipende la produzione di neutrini.

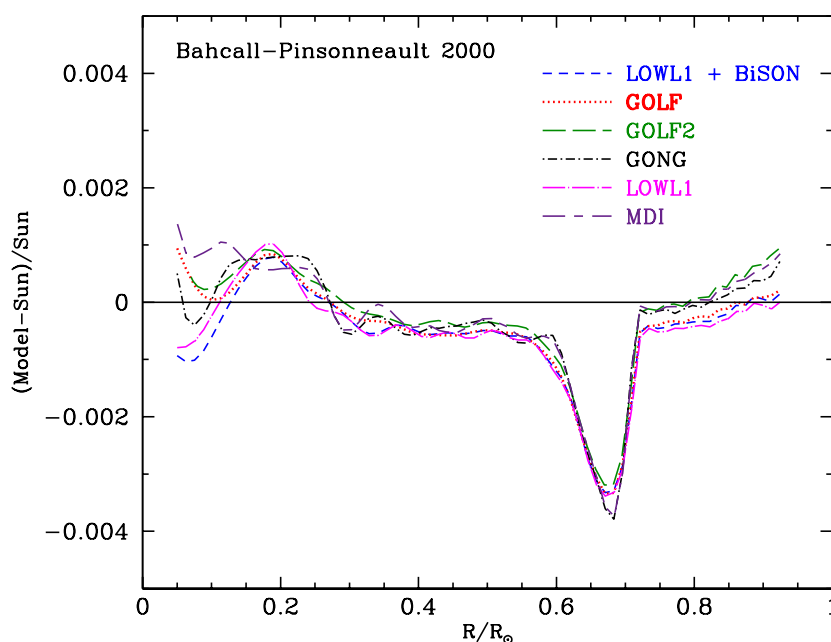


Figura 1.7: Confronto tra la velocità del suono prevista dal modello solare e quella misurata in sei diversi esperimenti di eliosismologia [2]

Tali modelli hanno dimostrato di essere in disaccordo con alcune misure sperimentali di *eliosismologia* (disciplina che studia la velocità di propagazione del suono nella materia solare); queste misure si sono infatti rivelate in accordo, entro gli errori sperimentali, con i valori relativi previsti dallo SSM. Secondo tale modello, il quadrato della velocità del suono nel Sole dovrebbe essere proporzionale al rapporto fra la temperatura del mezzo e il peso molecolare medio:  $v^2 \propto T/\mu$ ; pertanto, una misura di  $v$  costituisce un controllo significativo su uno dei parametri più delicati del modello, cioè  $T$ .

La Fig. 1.7 [2] mostra l'eccellente accordo fra le velocità del suono calcolate (modello solare di B-P) e quelle misurate fra  $0.05 R_{\odot}$  e  $0.95 R_{\odot}$  (in particolare, è mostrata la differenza relativa  $\delta v/v$  fra velocità calcolate e misurate in funzione della posizione radiale nel Sole). In ogni caso, l'errore è inferiore al 4% (osserviamo che i calcoli sono stati effettuati senza lasciare parametri liberi nel modello).

Nella figura 1.8, è invece mostrato un confronto tra l'errore sulle previsioni eliosismologiche e l'incompatibilità con le misure sul flusso dei neutrini. La figura è sostanzialmente analoga a quella precedente, ma la scala verticale è stata scelta in modo da far risaltare che l'errore relativo è molto minore delle generiche variazioni

nel modello (fra 0.03 e 0.08), che potrebbero cambiare in modo significativo le previsioni sui neutrini solari. In particolare è rappresentata la variazione di  $0.09 \delta v/v$  che sarebbe compatibile entro  $1\sigma$  con gli esperimenti con il *Ga*.

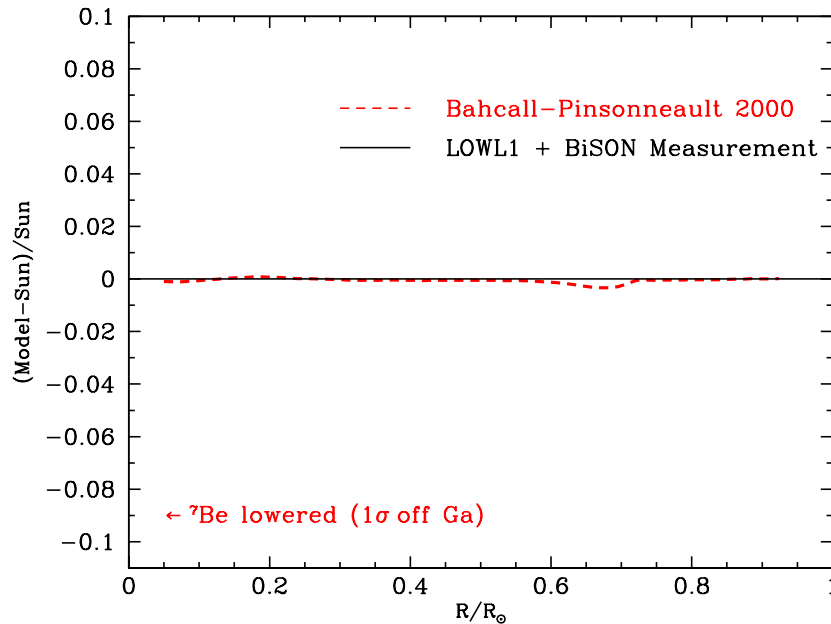


Figura 1.8: Confronto tra la velocità del suono prevista dal modello solare e quella misurata sulla base dell'eliosismologia [2]

Queste argomentazioni inerenti l'eliosismologia vanno aggiunte a quelle già enumerate nel paragrafo precedente, inerenti l'impossibilità di conciliare fra loro gli esperimenti sulle varie regioni dello spettro solare mediante un aggiustamento dei parametri del modello solare stesso. Pertanto, la conclusione più ovvia sembra essere quella di dover ritenere valido lo SSM e di conseguenza rivolgere l'attenzione alle modalità di propagazione dei neutrini per risolvere il *puzzle* del neutrino solare.

### 1.3 Le oscillazioni di neutrino

La soluzione più accreditata per il problema del neutrino solare si basa sull'attribuzione di proprietà non convenzionali (cioè al di fuori del Modello Standard) ai neutrini stessi. In questo paragrafo verranno illustrate le principali caratteristiche dei neutrini "non standard".

### 1.3.1 Le masse dei neutrini

Nell'ambito del Modello Standard Elettrodebole Minimale (MSEM)<sup>3</sup>, il neutrino è descritto come una particella elementare, stabile, di spin 1/2 e massa nulla. Pertanto, nel MSEM il neutrino è uno stato di elicità definita. In particolare, il neutrino possiede solo la componente levogira  $\nu_L$ , mentre l'antineutrino solo quella destrogira  $\nu_R$ , dal momento che la coniugazione di carica inverte l'elicità.

Esistono diverse estensioni del MSEM, le quali prevedono una massa non nulla per i neutrini. Sotto questa ipotesi, per ogni generazione di neutrini esisterebbero due possibili descrizioni: un neutrino massivo di Dirac,  $\nu^D$ , in cui le componenti  $\nu_L$  e  $\nu_R$  sono indipendenti; ed un neutrino massivo di Majorana,  $\nu^M$ , definito in modo che risulti invariante sotto l'operazione di coniugazione di carica ( $\nu \equiv \nu^c$ ); per quest'ultimo, poi, le componenti  $\nu_L$  e  $\nu_R$  non sono indipendenti ma sono legate dalle relazioni  $\nu_L = (\nu_R)^c$  e  $\nu_R = (\nu_L)^c$ .

Quindi, un neutrino di Dirac ha quattro gradi di libertà che corrispondono a stati di particella e antiparticella di elicità opposta; mentre un neutrino di Majorana possiede solo due gradi di libertà, cioè due stati fisicamente distinguibili. In ogni caso, se i neutrini sono massivi, il termine di massa deve mescolare stati di elicità sinistrorsa e destrorsa.

Il termine di massa di Dirac,  $m^D$ , è quello usuale, con l'ipotesi della esistenza della componente destrogira del neutrino, la quale o è sterile o è caratterizzata da accoppiamenti piccoli rispetto a quelli deboli (come si evince dalle osservazioni sperimentali, in cui la dinamica dei neutrini è descritta dalla componente levogira). I termini di massa  $m_L^M$  ed  $m_R^M$ , detti di Majorana, mescolano stati di particella con stati di antiparticella, che risultano, quindi, indistinguibili. In generale, se i neutrini sono massivi, entrambi i termini di massa (Dirac-Majorana) sono possibili. In questo caso, per una sola generazione di neutrini, il termine di massa di Dirac-Majorana è descritto dalla lagrangiana:

$$\mathcal{L}^{massa} = -\frac{1}{2} \left( \bar{\nu}_L, \overline{(\nu_R)^c} \right) \begin{pmatrix} m_L^M & m^D \\ m^D & m_R^M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\nu_L)^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \quad (1.5)$$

Nel caso che valga l'invarianza CP per i leptoni, la matrice di massa è reale. Inoltre gli stati di massa definita corrispondono a neutrini di Majorana.

Dal punto di vista sperimentale, le osservazioni forniscono limiti superiori alle masse dei neutrini ed evidenziano quanto piccole queste debbano essere rispetto alle rispettive masse dei leptoni carichi, che appartengono alla stessa generazione. Nell'ambito di modelli non standard sulla interazione delle particelle elementari, esistono costruzioni teoriche capaci di giustificare la grande differenza di massa indicata. Tra queste si può ricordare quella nota come meccanismo *see-saw*: questo meccanismo si basa sull'introduzione di un neutrino molto pesante, che consente di trasformare una massa di Dirac dell'ordine della massa dei leptoni carichi fino a ridurla a frazioni di 1 eV ed oltre.

<sup>3</sup>Per una rassegna sull'argomento si veda [8], [9] e [10].

Tutto ciò indica che una ricerca sperimentale rivolta alla determinazione dell'ordine di grandezza dell'eventuale massa del neutrino è di sicuro interesse per verificare nuove teorie sulla struttura delle interazioni fondamentali. Attualmente, non esistono determinazioni sperimentali delle masse dei neutrini; tuttavia sono stati posti dei limiti superiori a tali masse, come qui di seguito elencato:

- **Limiti cinematici alle masse dei neutrini:** per quanto riguarda il  $\nu_e$ , la tecnica sperimentale più diffusa consiste nella investigazione del decadimento  $\beta$  del Trizio ( ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$ ); sperimentalmente  $m_{\nu_e}$  viene determinata studiando lo spettro  $\beta$  in prossimità dell'*end-point*. I limiti più bassi alla massa del  $\nu_e$  sono stati fissati da due esperimenti molto simili (Mosca e Mainz), che utilizzano un apparato costituito da uno spettrometro elettrostatico a collimazione magnetica; l'esperimento di Mosca usa una sorgente di trizio allo stato gassoso, mentre Mainz impiega trizio molecolare condensato su un substrato di alluminio. I valori ottenuti valgono rispettivamente:

$$m_{\nu_e} \leq 2,5 \text{ eV}/c^2 \quad (95\%C.L.), \quad \text{Mosca [11] e}$$

$$m_{\nu_e} \leq 2,8 \text{ eV}/c^2 \quad (95\%C.L.), \quad \text{Mainz [12],}$$

dove  $c$  è la velocità della luce nel vuoto<sup>4</sup>.

Per quanto riguarda il  $\nu_\mu$ , il decadimento del pione ( $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ) è il processo più appropriato alla determinazione sperimentale della massa del neutrino muonico,  $m_{\nu_\mu}$ . Al momento, il limite sperimentale sulla massa del neutrino muonico è riferito ad un esperimento svoltosi al Paul Scherrer Institut di Villigen (Svizzera). Questo esperimento utilizza un fascio di protoni che viene fatto incidere su un bersaglio di grafite, formando mesoni  $\pi^+$ ; il decadimento dei  $\pi^+$  in  $\mu^+$  e  $\nu_\mu$  viene analizzato da uno spettrometro muonico e quindi da un rivelatore a *μstrip*. Il limite quotato da questo esperimento è pari a [13]:

$$m_{\nu_\mu} \leq 170 \text{ KeV} \quad (90\%C.L.).$$

Infine, un limite superiore alla massa del neutrino tauonico,  $\nu_\tau$ , è stato fissato dallo studio del decadimento del leptone  $\tau$  in pioni più un  $\nu_\tau$ . Questo decadimento è stato analizzato dall'esperimento ALEPH, durante i run di LEP dal 1991 al 1995; combinando decadimenti a 3 e 5 pioni, è stato fissato un limite per  $m_{\nu_\tau}$  pari a [14]:

$$m_{\nu_\tau} \leq 18.2 \text{ MeV} \quad (95\%C.L.).$$

- **Limiti cosmologici ed astrofisici alle masse dei neutrini:** alcune caratteristiche fondamentali delle particelle elementari possono essere ricavate dai

<sup>4</sup>D'ora innanzi si utilizzerà la convenzione  $c = 1$  in tutti i limiti per le masse dei neutrini.

dati sperimentali di natura astrofisica. Partendo da considerazioni cosmologiche è possibile derivare un limite sulla massa dei diversi tipi di neutrino: da una misura della densità attuale della radiazione di fondo, è stato calcolato [15] che  $m_\nu \leq 40 \text{ eV}$ , per ogni sapore di neutrino.

Anche dalle osservazioni delle esplosioni di supernova (SN) è possibile ricavare dei limiti sulla massa dei neutrini. Durante l'esplosione della SN1987A, la Terra è stata attraversata per una manciata di secondi da circa  $4 \cdot 10^{15} \nu/m^2$ ; i dati raccolti in quell'occasione da Kamiokande pongono un limite superiore per la massa del neutrino elettronico pari a [16]:  $m_{\nu_e} \leq 20 \text{ eV}$ .

### 1.3.2 Il Mixing degli stati di massa e le oscillazioni di neutrino nel vuoto

Se i neutrini sono massivi è molto probabile che gli autostati di sapore,  $\nu_l$  ( $l = e, \mu, \tau$ ), non coincidano con quelli di massa,  $\nu_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), ma siano una sovrapposizione quantistica di questi ultimi. In questo caso è possibile esprimere i primi in funzione dei secondi mediante una matrice detta *mixing* (vedi [17]):

$$\nu_l = \sum_{i=1}^3 U_{li} \nu_i, \quad (1.6)$$

dove  $U$  è una matrice unitaria ( $U^\dagger U = I$ ). Con riferimento alla (1.6), i limiti sulle masse dei neutrini riportati in (2.1.1) si applicano agli stati dominanti di ogni generazione. Ad esempio, il limite su  $\nu_e$  si applica allo stato  $\nu_1$ .

L'ipotesi di mixing per i neutrini fu proposta per la prima volta da B. Pontecorvo nel 1957. In quel periodo una sola generazione di neutrino era nota. Pontecorvo, assumendo una massa non nulla per il neutrino, suppose che il neutrino osservato nelle interazioni tra particelle elementari fosse una sovrapposizione di due neutrini di Majorana di massa diversa. Lo stesso Pontecorvo, inoltre, dimostrò che in questo caso sarebbe stato possibile osservare un fenomeno di oscillazione  $\nu_L \leftrightarrow \bar{\nu}_L$  in un fascio di neutrini. Successivamente, dopo la scoperta di una seconda generazione di neutrino, fu considerata la possibilità di oscillazioni  $\nu_{eL} \leftrightarrow \nu_{\mu L}$  tra sapori diversi.

Quindi, una importante conseguenza dell'ipotesi di *mixing* è la possibilità di oscillazione per i neutrini, cioè la possibilità che un neutrino elettronico, ad esempio, possa interagire come un neutrino muonico ad una certa distanza dalla sorgente che lo ha prodotto. Questo fenomeno è dovuto alla natura quantistica della sovrapposizione degli stati  $\nu_i$ . Nel caso di due generazioni di neutrino, l'equazione (1.6) può essere parametrizzata mediante un angolo  $\theta$  (cfr. [9]):

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, \quad (1.7)$$

dove  $\theta$  è l'angolo di mixing. Sebbene il caso di due generazioni di neutrino non sia realistico, il suo studio è utile, poiché molti problemi a tre generazioni possono essere



ridotti al più semplice caso di sole due generazioni. In questo scenario si è interessati alla probabilità che un neutrino di un sapore iniziale,  $\nu_\alpha$ , creato al tempo  $t = 0$  e in  $x = 0$  da un processo di interazione debole, possa presentarsi (cioè interagire), propagandosi nel vuoto, come neutrino di un altro sapore,  $\nu_\beta$ , in un rivelatore posto ad una distanza  $x = L$  dal luogo di origine del neutrino in considerazione.

L'evoluzione temporale degli autostati di massa  $\nu_i$  ( $i = 1, 2$ ) segue semplicemente l'equazione di Schrödinger:

$$\nu_i(t) = e^{-iE_i t} \nu_i(0), \quad \text{dove} \quad E_i = \sqrt{\bar{p}^2 + m_i^2}. \quad (1.8)$$

Poiché  $m_1 \neq m_2$ , è facile vedere che gli autostati di sapore  $\nu_e$  prodotti a  $t = 0$  evolvono nel tempo in una sovrapposizione di stati  $\nu_e$  e  $\nu_\mu$ . Se poniamo  $\nu_i \equiv \nu_i(0)$ ,

$$\begin{aligned} \nu_e(t) &= \cos \theta e^{-iE_1 t} \nu_1 + \sin \theta e^{-iE_2 t} \nu_2 \\ &= [\cos^2 \theta e^{-iE_1 t} + \sin^2 \theta e^{-iE_2 t}] \nu_e + [\cos \theta \sin \theta (e^{-iE_2 t} - e^{-iE_1 t})] \nu_\mu \\ &= A_{ee}(t) \nu_e + A_{e\mu}(t) \nu_\mu. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Usando la (1.9), si può calcolare immediatamente la probabilità che al tempo  $t$  lo stato  $\nu_e(t)$  si trovi in un autostato di sapore  $\nu_e$  o  $\nu_\mu$ :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e; t) = |A_{ee}(t)|^2 = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta [1 - \cos(E_2 - E_1)t] \quad (1.10)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; t) = |A_{e\mu}(t)|^2 = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta [1 - \cos(E_2 - E_1)t]. \quad (1.11)$$

Poiché le masse dei neutrini sono piccole rispetto al momento, si può scrivere:

$$E_i = \sqrt{\bar{p}^2 + m_i^2} \simeq |p| + \frac{m_i^2}{2|p|}, \quad \text{con} \quad t \simeq L, \quad (1.12)$$

dove  $L$  è la distanza percorsa dai neutrini in un tempo  $t$  (ricordiamo che  $c = 1$ ). A questo punto, si può scrivere la (1.11) come:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; t) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left[ 1 - \cos \frac{\delta m^2}{2|p|} L \right] = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi L}{\lambda_0}, \quad (1.13)$$

dove  $\delta m^2 = |m_2^2 - m_1^2|$  e  $\lambda_0 = 4\pi E / \delta m^2$  è la *lunghezza di oscillazione nel vuoto* (ricordiamo che  $|p| \simeq E$ ). Sostituendo i valori numerici, si ottiene:

$$\lambda_0 = \frac{4\pi E_\nu}{\delta m^2} \simeq 2.47 \cdot \left( \frac{E_\nu}{1 \text{ MeV}} \right) \cdot \left( \frac{1 \text{ eV}^2}{\delta m^2} \right) \text{ metri}. \quad (1.14)$$

L'ampiezza massima di oscillazione si ha per  $\theta = \pi/4$ . Questo caso si chiama di *mixing massimale*. L'andamento periodico della funzione (1.13) è l'espressione del fenomeno delle oscillazioni di neutrino (o di sapore).

Una prima fondamentale conseguenza del fenomeno di oscillazione considerato è la possibilità della violazione della conservazione del numero leptonico. Si è osservato che, assegnando ad ogni leptone un numero quantico additivo (numero leptonico  $L$ ) convenzionalmente scelto uguale ad 1 e ad ogni antileptone un numero quantico uguale a -1, in ogni processo di interazione tra particelle  $L$  totale si conserva (per ciascuna generazione di particelle). In presenza di oscillazioni di neutrino ( $\nu_\alpha \leftrightarrow \nu_\beta$ ) il sapore non si conserva e di conseguenza  $\delta L = \pm 1$ . Dunque, in presenza di mixing e nel caso di neutrino di Dirac, la simmetria globale da considerare è quella del numero leptonico totale:  $L_e + L_\mu + L_\tau$ . Questo comporterebbe la possibilità di decadimenti del tipo:  $\mu \rightarrow e + \gamma$ . Nel caso del neutrino di Majorana, invece, anche la simmetria del numero leptonico totale sarebbe violata.

Un seconda conseguenza del fenomeno di oscillazione è la possibilità di studiare l'ordine di grandezza della massa dei neutrini: le oscillazioni di neutrino aprono la possibilità di esplorare regioni molto al di sotto di un  $eV$ . Infatti, come si evince dalla (1.13) e (1.14), la sensibilità raggiungibile per la misura di  $\delta m^2$  dipende dal rapporto  $E/L$ , poiché risulta:  $\delta m^2 [eV^2] \approx E [MeV] / L [m]$ . A seconda del tipo di esperimento questo rapporto può variare da  $10^2$  a  $10^{-11} eV^2$ .

### 1.3.3 Le oscillazioni di neutrino nella materia

Le oscillazioni fino ad ora discusse sono basate sulla propagazione nel vuoto di neutrini ultrarelativistici:

$$\nu_i(t) = \nu_i e^{i(px - E_i t)} \simeq \nu_i e^{-it \frac{m_i^2}{2p}} \quad (1.15)$$

Quando la propagazione avviene nella materia il fattore di fase  $ipx$  diventa  $ipnx$ , dove  $n$  è l'indice di rifrazione. La possibilità che un neutrino cambi sapore leptonico viene così modificata (Wolfenstein '78) e le oscillazioni possono essere favorite in particolari condizioni (Mikheyev e Smirnov '85): il modello che descrive il fenomeno è conosciuto con l'acronimo di MSW.

L'indice di rifrazione nella materia è diverso da 1 a causa delle interazioni deboli dei neutrini (in modo del tutto analogo a quanto avviene per un'onda elettromagnetica):

$$n_l = 1 + \frac{2\pi N}{p^2} f_l(0), \quad (1.16)$$

dove  $N$  è la densità dei centri diffusori e  $f_l(0)$  è l'ampiezza di probabilità dello scattering in avanti per neutrini di sapore  $l$ . (A scopi pratici si può trascurare l'assorbimento di neutrini e considerare solo la parte reale della  $f_l(0)$ ).

Le interazioni possono avvenire o con i nucleoni (quark) o con gli elettroni: nel primo caso siamo in presenza di una corrente neutra mediata da  $Z_0$ , che è uguale per tutti i sapori; nel caso degli elettroni, invece, per i neutrini elettronici sono possibili sia l'interazione debole carica che quella neutra.

Effettuando il calcolo sui grafici di Feynman dei due tipi di interazione si ottiene:

$$\Delta f(0) = f_e(0) - f_\alpha(0) = -\sqrt{2} \frac{G_F p}{2\pi}, \quad (1.17)$$

dove  $\alpha$  è un qualsiasi sapore di neutrino (non elettronico). Abbiamo così un ulteriore contributo allo sviluppo temporale del fascio di neutrini:

$$\nu_e(x) = \nu_e(0) e^{ipn x} = \nu_e(0) e^{-\sqrt{2} G_F N_e x}. \quad (1.18)$$

Ciò porta a definire una *lunghezza di oscillazione nella materia* ( $\lambda_{0m}$ ):

$$\lambda_{0m} = \frac{2\pi}{\sqrt{2} G_F N_e} \simeq \frac{1.7 \times 10^7}{\rho [gcm^{-3}] \frac{Z}{A}} m. \quad (1.19)$$

Osserviamo che, al contrario di  $\lambda_0$ ,  $\lambda_{0m}$  è indipendente dall'energia del neutrino. Includendo lo *scattering* in avanti nella materia, si ottiene pertanto l'equazione differenziale per lo sviluppo temporale degli autostati di massa  $\nu_1$  e  $\nu_2$ :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2p} + \sqrt{2} G_F N_e \cos^2 \theta & +\sqrt{2} G_F N_e \sin \theta \cos \theta \\ +\sqrt{2} G_F N_e \sin \theta \cos \theta & \frac{m_2^2}{2p} + \sqrt{2} G_F N_e \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

La matrice può essere diagonalizzata, trovando che l'*angolo di mixing nella materia* è dato dalla seguente relazione:

$$\tan 2\theta_m = \tan 2\theta \left( 1 + \frac{\lambda_0}{\lambda_{0m}} \sec 2\theta \right)^{-1}. \quad (1.21)$$

L'effettiva lunghezza di oscillazione in presenza di materia è data dalla differenza tra gli autovalori della matrice e risulta:

$$\lambda_m = \lambda_0 \frac{\sin 2\theta_m}{\sin 2\theta} = \lambda_0 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_{0m}} \right)^2 + \frac{2\lambda_0}{\lambda_{0m}} \cos 2\theta \right]^{-1/2}, \quad (1.22)$$

mentre la probabilità di rivelare  $\nu_e$  ad una distanza  $L$  dalla sorgente che li ha prodotti è pari a:

$$P(E_\nu, L, \theta, \delta m^2) = 1 - \sin^2 \theta_m \sin^2 \frac{\pi L}{\lambda_m}, \quad (1.23)$$

dove  $\theta_m$  e  $\lambda_m$  dipendono dai parametri validi per le oscillazioni nel vuoto  $\theta$  e  $\lambda_0$ .

Possiamo individuare tre casi limite:

- $|\lambda_0| \ll \lambda_{0m}$ : la materia non ha effetti sostanziali sulle oscillazioni;
- $|\lambda_0| \gg \lambda_{0m}$ : l'ampiezza di oscillazione risulta essere soppressa dal fattore  $\lambda_{0m}/|\lambda_0|$ , mentre la lunghezza di oscillazione effettiva  $\lambda_m \simeq \lambda_{0m}$  non dipende dai parametri delle oscillazioni nel vuoto;

- $|\lambda_0| \simeq \lambda_{0m}$ : in questo caso l'effetto di oscillazione può essere esaltato (*risonante*); in particolare, per  $\lambda_0/\lambda_{0m} = -\cos 2\theta$ , si ha che  $\sin^2 2\theta_m = 1$  (ovvero  $\theta_m = \pi/4$ ) e la lunghezza di oscillazione effettiva diviene  $\lambda_m = \lambda_0/\sin^2 2\theta$ . Per un materiale con  $Z/A \simeq 1/2$ , la condizione di risonanza si può scrivere come:

$$\frac{E_{nu}[MeV]}{\delta m^2[eV^2]} \simeq 0.65 \times 10^{-7} \frac{\cos 2\theta}{\rho[gcm^{-3}]}.$$

## 1.4 Panoramica sperimentale sulle oscillazioni di neutrino

Sperimentalmente il fenomeno delle oscillazioni viene studiato considerando una sorgente di neutrini  $\nu_\alpha$  ed osservando la presenza di neutrini di un secondo sapore  $\nu_\beta$  ad una certa distanza, se il rivelatore considerato è sensibile a questo tipo di neutrini (esperimenti *di apparizione*), oppure misurando una eventuale riduzione del flusso iniziale (esperimenti *di sparizione*).

Le equazioni (1.13) e (1.14) possono essere riassunte nella:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; t) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\delta m^2 L}{4E_\nu} \simeq \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1.27 \frac{L[m]}{E_\nu[MeV]} \delta m^2[eV^2] \right), \quad (1.24)$$

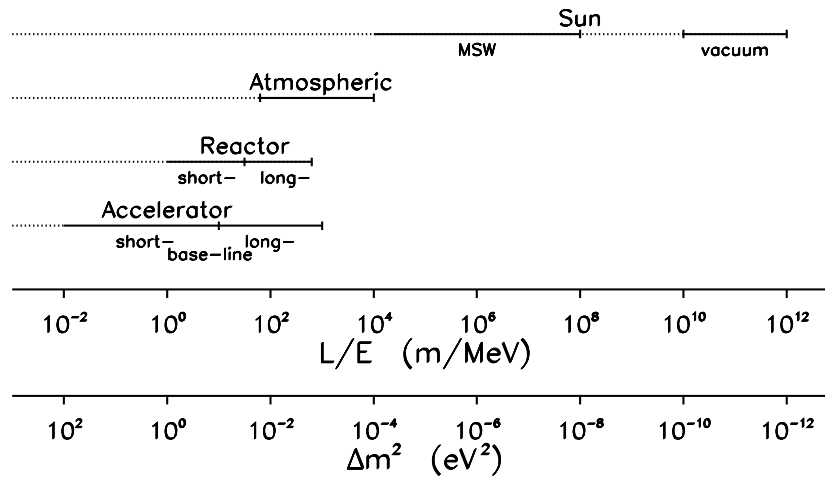
da cui si evince che la sensibilità di un esperimento di oscillazione dipende dal rapporto  $L/E$ , che fornisce anche i valori di  $\delta m^2$  e di  $\sin^2 2\theta$  che possono essere sondati. La figura 1.9 mostra la sensibilità appena definita a seconda della categoria dell'esperimento.

### 1.4.1 Gli esperimenti sul neutrino solare come esperimenti di oscillazione

A questo punto possiamo riguardare anche gli esperimenti di neutrino solare come particolari esperimenti di oscillazione; in particolare, si tratta di esperimenti di sparizione, per i quali la diminuzione del flusso osservato rispetto al flusso atteso sarebbe causata dall'oscillazione dei neutrini elettronici (prodotti nelle reazioni nucleari solari) in neutrini di altro tipo, che non interagiscono con i rivelatori (o interagiscono con una sezione d'urto molto più bassa, come nel caso di SuperKamiokande). Per questi esperimenti vale:

$$\frac{L}{E} \simeq \frac{10^8}{10^{-3}} \cdot \frac{km}{GeV} = 10^{11} \frac{m}{MeV} \implies \delta m^2 \simeq 10^{-11} eV^2; \quad (1.25)$$

quindi, grazie al peculiare rapporto  $L/E$ , tali esperimenti sono sensibili a differenze di masse molto piccole. Per il neutrino solare, vengono studiati sia gli scenari di

Figura 1.9: Regioni di  $L/E$  accessibili alle varie categorie di esperimento

oscillazione nel vuoto (i neutrini elettronici oscillerebbero lungo il tragitto Sole-Terra), che le soluzioni MSW, in cui la materia attraversata dal fascio di neutrini potrebbe essere costituita dagli strati del Sole attraversati dal fascio per raggiungere la superficie solare, oppure dalla Terra stessa (il che implicherebbe un effetto "giorno-notte" sul flusso misurato).

Innanzitutto, è possibile determinare le soluzioni permesse nello spazio dei parametri ( $\delta m^2$ ,  $\sin^2 2\theta$ ), a partire dai flussi totali misurati da Homestake, Kamiokande, GALLEX, SAGE e SuperKamiokande (vedi [20]):

- **Soluzioni MSW**: i valori dei parametri del modello MSW che meglio si adattano ai flussi totali misurati dagli esperimenti vengono determinati con un *fit*: i parametri scelti sono quelli che minimizzano il  $\chi^2$  del *fit* stesso. Con questo procedimento, si ottengono tre minimi locali per la funzione  $\chi^2$ , che individuano tre diverse soluzioni nello spazio dei parametri. Nella tabella 1.3 sono riportate le soluzioni LMA (*Large Mixing Angle*), SMA (*Small Mixing Angle*) e LOW (*Low probability, Low mass*), con i rispettivi parametri di *fit* ai flussi totali misurati dagli esperimenti [20].

Soluzione	$\Delta m^2 (eV^2)$	$\sin^2 2\theta$	$\chi^2_{min}$	C.L.
LMA	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$7.6 \cdot 10^{-1}$	1.7	68%
SMA	$5.4 \cdot 10^{-6}$	$6.0 \cdot 10^{-3}$	4.3	64%
LOW	$7.9 \cdot 10^{-8}$	$9.6 \cdot 10^{-1}$	7.3	83%

Tabella 1.3: Miglior fit alle soluzioni MSW per i flussi totali misurati

Osservando il  $\chi^2$  di queste soluzioni, notiamo un'attendibilità piuttosto scarsa. Un miglioramento in tal senso può essere ottenuto considerando il fatto che il flusso del  ${}^8B$  è il parametro più incerto fra quelli che entrano nel modello solare (+19%, -14%); allora è possibile determinare i parametri del modello MSW trattando il flusso del  ${}^8B$  come un parametro libero: in questo modo, osserviamo (cfr. tab. 1.4 [20]) un notevole miglioramento del  $\chi^2$  per le soluzioni LMA e SMA (mentre la LOW rimane per ora poco plausibile).

Soluzione	$\Delta m^2 (eV^2)$	$\sin^2 2\theta$	$\chi^2_{min}$
LMA	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$5.7 \cdot 10^{-1}$	0.91
SMA	$5.0 \cdot 10^{-6}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$	0.86
LOW	$7.9 \cdot 10^{-8}$	$9.5 \cdot 10^{-1}$	7.2

Tabella 1.4: Miglior fit alle soluzioni MSW per i flussi totali misurati, considerando il flusso del  ${}^8B$  come parametro libero

- **Neutrino sterile:** se ipotizziamo che i neutrini elettronici prodotti nell'interno del Sole oscillino, trasformandosi in un neutrino sterile (cioè incapace di interagire con qualunque tipo di rivelatore), le soluzioni LMA e LOW diventano poco plausibili; rimane invece valida la soluzione SMA ( $\chi^2_{min} = 1.7$ ), con un miglior fit ai seguenti parametri:

$$\Delta m^2 = 4.3 \cdot 10^{-6} eV^2, \quad \sin^2 2\theta = 6.9 \cdot 10^{-3}. \quad (1.26)$$

Per quanto riguarda questo scenario, non si ottengono particolari miglioramenti effettuando uno studio al variare del flusso del  ${}^8B$ , in quanto l'ipotesi di un neutrino sterile equivale, ai fini del *fit*, alla soppressione arbitraria di una componente dello spettro totale.

- **Oscillazioni nel vuoto:** le oscillazioni nel vuoto forniscono una adattabilità ai risultati degli esperimenti che è comparabile con quella della soluzione SMA, con un miglior *fit* ( $\chi^2_{min} = 4.3$ ) ai valori:

$$\Delta m^2 = 8.0 \cdot 10^{-11} eV^2, \quad \sin^2 2\theta = 0.75. \quad (1.27)$$

Anche per le oscillazioni nel vuoto, è possibile effettuare un calcolo con il flusso del  ${}^8B$  come parametro libero, ottenendo un drastico miglioramento del *fit* ( $\chi^2_{min} = 0.94$ ); i valori più probabili risultano:

$$\Delta m^2 = 8.4 \cdot 10^{-11} eV^2, \quad \sin^2 2\theta = 0.98. \quad (1.28)$$

Un modello più raffinato può essere predisposto considerando la dipendenza dei flussi misurati dagli strati della terra eventualmente attraversati dal fascio di neutrini; quando il Sole si trova al di sotto dell'orizzonte, i  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$  provenienti dal Sole

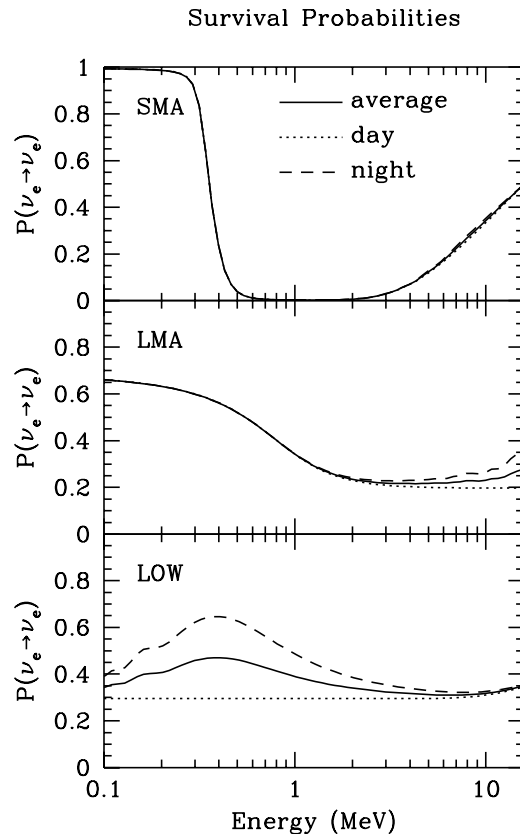


Figura 1.10: Confronto fra le probabilità di sopravvivenza per un neutrino elettronico con e senza la rigenerazione terrestre, rispetto alla media annuale

possono essere riconvertiti in  $\nu_e$  attraversando la terra. Quindi per un certo range dei parametri MSW i flussi osservati potrebbero dipendere dall'angolo zenitale del Sole: questo fatto è noto come *effetto di rigenerazione terrestre*.

L'esperimento SuperKamiokande ha misurato per la prima volta un effetto giorno-notte sul flusso di neutrini; dopo 1117 giorni di osservazione, la stima per l'asimmetria giorno-notte ( $A$ ) risulta [18]:

$$A = \frac{D - N}{(D + N)/2} = -0.034 \pm 0.022(stat)_{-0.012}^{+0.013}(sist). \quad (1.29)$$

L'asimmetria presenta il segno atteso a causa della rigenerazione terrestre (dal punto di vista dei neutrini, il Sole appare più luminoso la notte), ma è molto piccola, e poco significativa dal punto di vista statistico ( $1.3\sigma$ ). Cionondimeno, può essere inserita nello studio del modello MSW, per selezionare più accuratamente le regioni permesse nello spazio dei parametri. La figura 1.10 mostra le probabilità "di sopravvivenza" per un neutrino elettronico in funzione dell'energia nel caso diurno (senza rigenerazione) e notturno (con rigenerazione), confrontati con la media annuale.

Un ulteriore dato sperimentale che può essere opportunamente inserito nello studio dei parametri è l'eventuale distorsione dello spettro del  ${}^8B$  (rispetto allo spettro calcolato teoricamente) misurata da SuperKamiokande attraverso l'energia degli elettroni di rinculo; per quanto riguarda questa misura, la risoluzione di SuperKamiokande dopo 1117 giorni non è sufficiente per affermare con certezza la presenza di una distorsione dello spettro [18]. Tuttavia, anche in questo caso, possiamo prendere in considerazione il risultato, includendolo nel nostro studio sui parametri dei modelli di oscillazione. A questo punto, è possibile eseguire un *fit* globale ai dati sperimentali, ottenendo una versione definitiva dei parametri e delle zone permesse [20], [21] (vedi tabella 1.5 e figure 1.11, 1.12).

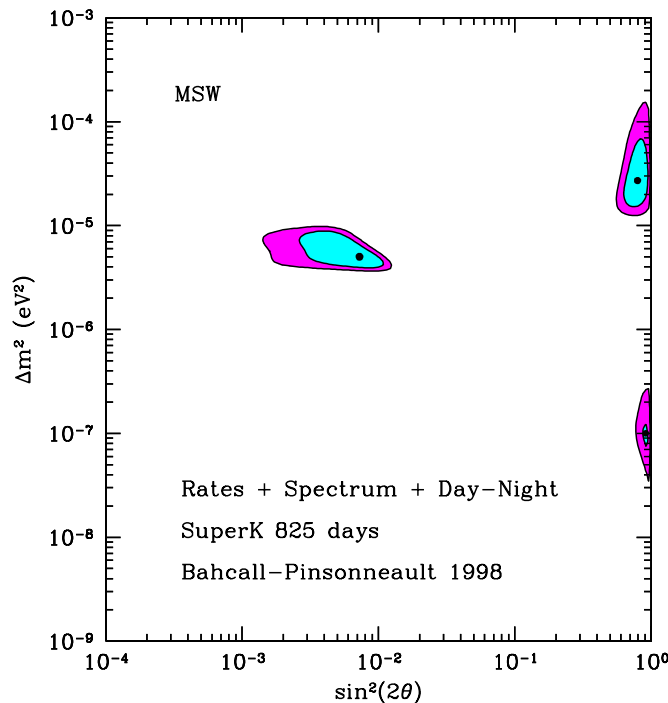


Figura 1.11: Zone permesse (al 90% e al 99% C.L.) per i parametri del modello MSW, risultanti da un fit globale ai risultati degli esperimenti sul neutrino solare

### 1.4.2 Esperimenti sui neutrini atmosferici e da reattore

Il problema del neutrino solare ha aperto la via a una serie di esperimenti per la verifica del modello standard delle particelle, ed in particolare l'interesse si è rivolto verso le ricerche mirate ad investigare la possibilità di oscillazioni di neutrino.

Oltre alla categoria di esperimenti sul neutrino solare, ampiamente descritti in questo capitolo, si debbono menzionare [23]:

- **Esperimenti ai reattori:** sono sensibili alle oscillazioni dall'antineutrino  $\bar{\nu}_e$



Soluzione	$\Delta m^2 (eV^2)$	$\sin^2 2\theta$	C.L.
LMA	$2.7 \cdot 10^{-5}$	$7.9 \cdot 10^{-1}$	68%
SMA	$5.0 \cdot 10^{-6}$	$7.2 \cdot 10^{-3}$	64%
LOW	$1.0 \cdot 10^{-7}$	$9.1 \cdot 10^{-1}$	83%
$VAC_S$	$6.5 \cdot 10^{-11}$	$7.2 \cdot 10^{-1}$	90%
$VAC_L$	$4.4 \cdot 10^{-10}$	$9.0 \cdot 10^{-1}$	95%
Sterile	$4.0 \cdot 10^{-6}$	$6.6 \cdot 10^{-3}$	73%

Tabella 1.5: Fit globale ai dati degli esperimenti sul neutrino solare

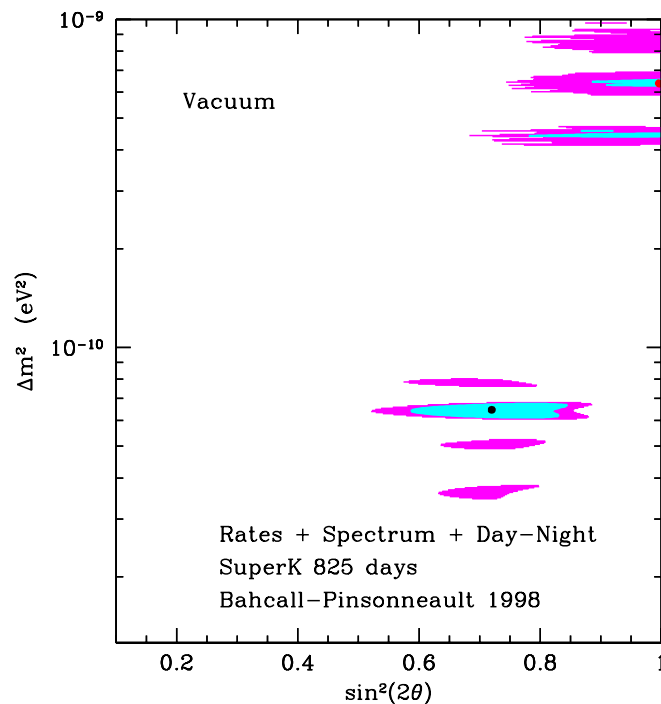


Figura 1.12: Zone permesse (al 90% e al 99% C.L.) per le oscillazioni nel vuoto, risultanti da un fit globale ai risultati degli esperimenti sul neutrino solare

in altri sapori. Gli antineutrini elettronici sono rivelati tramite la reazione  $\beta$  inversa sui protoni ( $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ ). Si tratta di esperimenti *di sparizione*; infatti, se i  $\bar{\nu}_e$  oscillano in  $\bar{\nu}_\mu$ , la reazione  $\beta$  inversa necessaria per rivelare un  $\bar{\nu}_\mu$  diviene:  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$ ; ma gli antineutrini da reattore hanno un'energia insufficiente per produrre un  $\mu^+$ , pertanto questi esperimenti possono solo misurare un eventuale deficit di  $\bar{\nu}_e$  in caso di oscillazione.

- **Esperimenti agli acceleratori:** studiano soprattutto il canale  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$  (ma ad alte energie anche  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ ) attraverso la comparsa di neutrini elettronici

da un fascio di neutrini muonici. Rispetto agli esperimenti ai reattori, raggiungono una sensibilità maggiore a valori piccoli di  $\sin^2 2\theta$ , ma consentono di esplorare zone con  $\delta m^2$  più grande.

- **Esperimenti sui neutrini atmosferici:** ricercano la possibilità di oscillazioni dei neutrini a *multi-GeV* prodotti dalle interazioni dei raggi cosmici con l'atmosfera. Tali oscillazioni sono studiate attraverso la misura del rapporto  $R = \Phi(\nu_\mu)/\Phi(\nu_e)$  (cioè del rapporto tra il flusso di neutrini muonici e il flusso di neutrini elettronici); un valore inferiore a quello atteso verrebbe interpretato come una evidenza di oscillazioni nei canali  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$  e  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ .

Fra gli esperimenti di queste categorie che finora hanno pubblicato dei risultati ricordiamo:

- **LNSD:** si tratta di un esperimento sito a Los Alamos (new Mexico), che utilizza un *LINear ACcelerator* di protoni; il fascio prodotto colpisce un *beam stopper* che genera a sua volta un fascio di  $\pi^+$ , i quali decadono in  $\mu^+$  e  $\nu_\mu$ . A 30 m dal *beam stopper* si trova un rivelatore a scintillazione, che è in grado di osservare, in caso di oscillazione, i  $\nu_e$  provenienti dal fascio di  $\nu_\mu$ . L'esperimento ha osservato un eccesso di eventi di  $\nu_e$  [24], il che si traduce in una nuova regione permessa nello spazio dei parametri: si tratta della regione  $0.2 < \delta m^2 < 4eV^2$ ,  $\sin^2 2\theta \simeq 10^{-2}$ . Tuttavia, i risultati di LNSD sono stati parzialmente contraddetti dall'esperimento più recente KARMEN (laboratori Rutherford, GB), che ha escluso la maggior parte della regione permessa da LNSD;
- **CHOOZ:** in questo caso, si tratta di un esperimento a sparizione, che osserva un fascio di neutrini elettronici prodotto da reattori nucleari, studiando il decadimento  $\beta$  inverso; il rivelatore si trova a 1 km di distanza dai reattori. Non è stata osservata alcuna oscillazione [25]: il numero di  $\bar{\nu}_e$  osservato coincide, entro gli errori sperimentali, con quello prodotto. La regione del piano dei parametri esplorata da CHOOZ è:  $\delta m^2 > 10^{-3} eV^2$ ,  $\sin^2 2\theta > 0.1$ ;
- **SuperKamiokande:** questo esperimento è protagonista anche nel campo dei neutrini atmosferici. Nel 1998, la collaborazione ha illustrato una pronunciata dipendenza dall'angolo zenitale del flusso di neutrini muonici a *multi-GeV*, ma nessuna dipendenza per i neutrini elettronici. Questo fatto è stato interpretato [19] come un'evidenza di oscillazione  $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ , dove  $\nu_x$  è un neutrino di sapore non muonico. In uno scenario di oscillazioni a 2 sapori di neutrino, si possono determinare i parametri:  $\delta m^2 = 2.2 \cdot 10^{-3} eV^2$ ,  $\sin^2 2\theta = 1$ .

La possibilità di oscillazione  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  nella regione di interesse è esclusa dai risultati di CHOOZ [25]; inoltre, le oscillazioni  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  sono escluse dalle misure di SuperKamiokande stesso a causa della simmetria del flusso di  $\nu_e$  rispetto all'angolo zenitale. Pertanto, se esistono tre sole specie di neutrino,

---

le osservazioni di questo esperimento mostrano un fenomeno di oscillazione  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ; cionondimeno, non è escluso, allo stato attuale, che il neutrino  $\nu_x$  sia in realtà un neutrino sterile. In ogni caso, si tratta probabilmente della principale evidenza in nostro possesso a favore di una fisica al di là del Modello Standard.



## Capitolo 2

# L'esperimento Borexino e il suo prototipo (CTF)

Scopo dell'esperimento Borexino è la rivelazione in tempo reale dei neutrini solari di bassa energia ( $\leq 1 \text{ MeV}$ ) e in particolare, dei neutrini monocromatici ( $q = 0.862 \text{ MeV}$ ) prodotti dalla reazione  ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ , la cui importanza nell'ambito della problematica del neutrino solare è stata ampiamente sottolineata nel capitolo precedente.

Osserviamo che si tratta del primo tentativo assoluto di misurare in tempo reale un flusso di neutrini di energia inferiore ad  $1 \text{ MeV}$ ; tutti gli esperimenti che finora hanno cercato di eseguire una misura di questo tipo (Kamiokande, SuperKamiokande e SNO), sono caratterizzati dall'uso di una soglia energetica superiore ai  $5 \text{ MeV}$ , a causa della presenza del fondo radioattivo. Si capisce quindi come la costruzione di Borexino rappresenti una vera e propria sfida, in particolare per quanto riguarda il problema della riduzione del fondo radioattivo.

Il rivelatore è situato nella Sala C dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso, sotto uno spessore di roccia equivalente a  $3800 \text{ m}$  d'acqua, al fine di schermare l'esperimento dai raggi cosmici. L'apparato è attualmente in fase finale di costruzione: l'inizio della presa dati è previsto per i primi mesi del 2002.

### 2.1 La fisica di Borexino

La rivelazione dei neutrini solari in Borexino è basata sulla ben nota tecnica degli scintillatori liquidi; l'aspetto innovativo consiste nell'uso di un volume unico, composto da  $300 \text{ t}$  di scintillatore liquido ultra-puro, contenuto in una sfera di nylon del diametro di  $8.5 \text{ m}$  e circondato da  $1000 \text{ t}$  di liquido di schermo. Circa 2000 fototubi rivelano la luce di scintillazione.

I  $\nu$  sono rivelati mediante la reazione di diffusione elastica sugli elettroni dello scintillatore ( $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ ). I neutrini elettronici possono interagire con gli elettroni sia tramite correnti cariche che neutre, mentre ai neutrini di altro sapore

competono solo interazioni a corrente neutra; a queste energie  $\sigma_\mu \sim \frac{1}{5}\sigma_e$ . Le sezioni d'urto del processo si ottengono dal formalismo della teoria elettrodebole [26]:

$$\sigma_e(q, T) = 101.0 \times 10^{-46} \cdot \left[ 1 - 0.18 \frac{T}{q} + 0.090 \left( 1 - \frac{1.62}{T} \right) \left( \frac{T}{q} \right)^2 \right] \text{ cm}^2 \quad (2.1)$$

$$\sigma_{\mu, \tau}(q, T) = 21.7 \times 10^{-46} \cdot \left[ 1 - 0.84 \frac{T}{q} + 0.42 \left( 1 + \frac{0.60}{T} \right) \left( \frac{T}{q} \right)^2 \right] \text{ cm}^2, \quad (2.2)$$

dove  $T$  e  $q$  sono le energie del neutrino e dell'elettrone, rispettivamente, espresse in  $MeV$ . Alle energie tipiche dei neutrini del  ${}^7Be$ , queste sezioni d'urto valgono circa  $6 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$  per il  $\nu_e$  e  $1.2 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$  per  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ .

Nei paragrafi successivi verranno espresse alcune considerazioni in merito al segnale di neutrino (anche in scenari non standard) e saranno discusse le principali sorgenti di fondo.

### 2.1.1 Il segnale di neutrino nel caso dello SSM

Il segnale prodotto agli elettroni diffusi dai neutrini monocromatici del  ${}^7Be$  in Borexino presenta la forma caratteristica di una spalla Compton, con soglia a  $0.66 \text{ MeV}$ ; tale forma rappresenta la segnatura principale degli eventi di neutrino (infatti, l'emissione di fotoni nello scintillatore è isotropa, quindi va persa ogni informazione sulla direzione di provenienza del neutrino incidente). Nell'intervallo di energia fra  $0$  e  $0.66 \text{ MeV}$ , secondo il Modello Solare Standard, ci aspettiamo un numero di elettroni di rinculo provenienti dalla reazione con i neutrini del  ${}^7Be$  pari a  $\sim 0.5$  al giorno per ogni tonnellata di materiale sensibile: si tratta, come già accennato in precedenza, di un *rate* veramente basso, ai limiti dell'osservabilità.

Anche in assenza di fenomeni di oscillazione, ci si attende una variazione stagionale del flusso di neutrini di  $\pm 3.5\%$ , a causa del cambiamento dalla distanza terra-Sole. Si tratta di un effetto piccolo ma molto importante, poiché può essere usato come segnatura per distinguere il segnale di neutrino e costituisce l'unica possibilità di identificazione diretta del Sole come sorgente del segnale misurato.

### 2.1.2 Il segnale di neutrino nell'ipotesi di oscillazione

Il fenomeno delle oscillazioni di sapore, ipotizzato per risolvere il problema del neutrino solare, procurerebbe una sostanziale riduzione del flusso misurato da Borexino, a causa della conversione di sapore dei neutrini elettronici. A seconda della soluzione prescelta nello spazio dei parametri, si possono avere riduzioni del flusso più o meno consistenti:

- **Effetto MSW:** nel caso di soluzione a piccolo angolo (SMA), la conversione dei neutrini elettronici da  ${}^7Be$  in neutrini di altri sapori è quasi completa,

pertanto il segnale è dominato da  $\nu_{\mu,\tau}$ . Il flusso atteso corrisponde al  $23\%_{-1\%}^{+24\%}$  di quello previsto dallo SSM di B-P<sup>1</sup> [20]. Nel caso di soluzione LMA, la conversione dei neutrini elettronici è solo parziale, da cui risulta un flusso pari al  $59\%_{-18\%}^{+15\%}$  dello SSM. Per la soluzione LOW, l'oscillazione dei  $\nu_e$  è parimenti parziale (flusso atteso:  $59\%_{-8\%}^{+6\%}$  SSM); in questo caso, tuttavia, sarebbe possibile osservare un effetto di rigenerazione terrestre. In realtà, Borexino è il miglior candidato per l'eventuale osservazione della LOW, in quanto l'asimmetria giorno-notte risulterebbe massima nella regione di energia del  ${}^7\text{Be}$  (vedi figura 1.9);

- **Oscillazioni nel vuoto:** in questo scenario le fluttuazioni annuali del segnale sono particolarmente rilevanti nella finestra energetica del  ${}^7\text{Be}$ . La conversione dei neutrini è parziale e il flusso atteso equivale al  $45\%_{-11\%}^{+33\%}$  dello SSM. Nella figura 2.1 sono mostrate le variazioni annuali dei conteggi in Borexino a causa delle oscillazioni nel vuoto: la linea superiore rappresenta l'effetto puramente geometrico (nel caso di non oscillazione), mentre le altre due linee mostrano la variazione del flusso per due diverse soluzioni nello spazio dei parametri [27];
- **Oscillazioni ad un neutrino sterile:** in questo caso, la conversione dei neutrini elettronici sarebbe pressoché totale; inoltre il neutrino uscente non interagirebbe in alcun modo con il rivelatore, da cui risulterebbe un flusso pari allo  $0.6\%_{-0.2\%}^{+25\%}$  dello SSM. Il risultato di questa soluzione sarebbe l'impossibilità per Borexino di osservare neutrini solari, il che permetterebbe di porre dei vincoli ben precisi sulle soluzioni permesse nell'ipotesi di oscillazione.

Nella tabella 2.1 [28] è riportato il numero di eventi al giorno nella *Neutrino-Window* (NW) di Borexino (cioè nella regione di energia dell'elettrone di rinculo fra 0.25 e 0.8 MeV) per i vari modelli di oscillazione, confrontati con il valore previsto dallo SSM. I valori sono calcolati per un volume fiduciale di 100 t. La figura 2.2 rappresenta lo spettro di energia del segnale di neutrino previsto in Borexino in differenti scenari, standard e non standard.

Appare chiaro come, in assenza di una segnatura per i singoli eventi di neutrino, sia indispensabile ottenere un *rate* di conteggio da fondo radioattivo inferiore al segnale di neutrino. Per questo motivo, è necessario analizzare tutte le sorgenti di fondo, in modo da capire come sia possibile ridurre il numero di eventi; tali sorgenti sono state suddivise in due categorie (interne ed esterne), a seconda del fatto che esse si trovino all'interno o all'esterno dello scintillatore.

### 2.1.3 Fondo interno

La radioattività intrinseca del liquido scintillatore è classificata come *fondo interno*. I principali isotopi radioattivi presenti nello scintillatore di Borexino sono:

<sup>1</sup>la grande indeterminazione sui flussi attesi nei vari scenari di oscillazione è dovuta all'estensione delle regioni permesse (al 99% di C.L.) nello spazio dei parametri

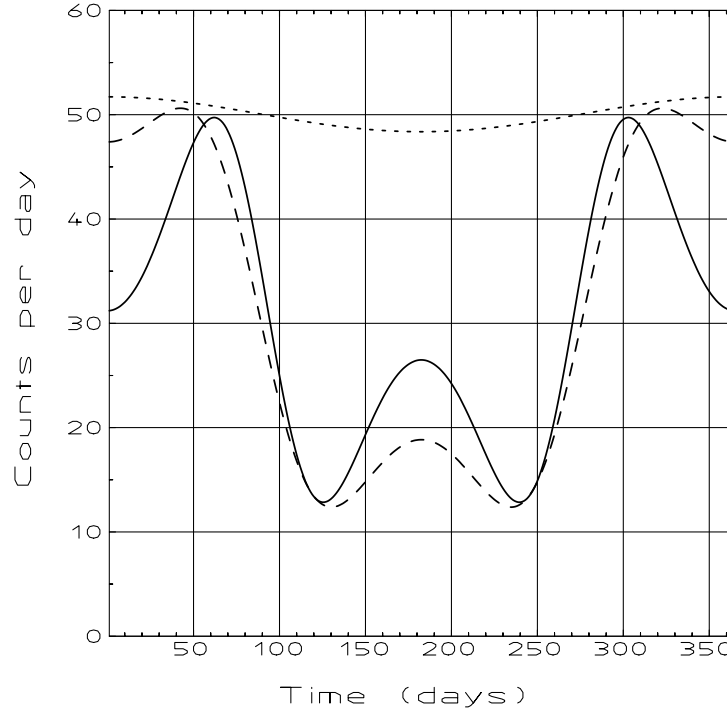


Figura 2.1: Variazioni annuali del conteggio atteso in Borexino, nel caso di non oscillazione e nel caso di oscillazioni nel vuoto (le due soluzioni rappresentate corrispondono a  $\delta m^2 = 4.2 \cdot 10^{-10} eV^2$  e  $\delta m^2 = 3.2 \cdot 10^{-10} eV^2$ )

- $^{14}C$ : le particelle  $\beta$  ( $Q_{max} = 156 keV$ ) emesse dal decadimento del  $^{14}C$  determinano la soglia energetica inferiore per l'esperimento a  $\sim 250 keV$ . Nonostante questa soglia, la risoluzione energetica fa sì che alcuni eventi da  $^{14}C$  entrino nella *Neutrino Window*. Una stima del livello di contaminazione da  $^{14}C$  che può essere considerato tollerabile per Borexino, può essere effettuata mediante l'uso del programma Monte Carlo di simulazione dell'esperimento [28].

Gli eventi da  $^{14}C$ , trattandosi di particelle  $\beta$ , riproducono pericolosamente gli eventi di neutrino; pertanto, si può definire tollerabile una contaminazione da  $^{14}C$  che provochi non più di  $1 \pm 1$  eventi al giorno in 300 t di scintillatore nella NW. Con alcune considerazioni di tipo statistico, si trova che, per un rapporto  $^{14}C/^{12}C \simeq 10^{-18}$ , il numero degli eventi di  $^{14}C$  che simulano il segnale di neutrino è tollerabile ai fini dell'esperimento;

- $^{238}U$ ,  $^{232}Th$  e  $^{40}K$ : Borexino può tollerare livelli di contaminazione da  $^{238}U$  e  $^{232}Th$  non superiori a  $10^{-16} g/g$ . Se supponiamo un livello di contaminazione di  $10^{-16} g/g$  per  $U$  e  $Th$  e di  $10^{-14} g/g$  per il  $^{40}K$ , in ipotesi di equilibrio secolare, ci aspettiamo  $\sim 26$  eventi al giorno di tipo  $\beta + \gamma$  e  $\sim 122$  eventi di tipo  $\alpha$  nella NW, in un volume fiduciale di 100 t. Questi numeri sono da confrontarsi con



Sorgente di neutrini	SSM	LMA	SMA	LOW
pp	1.3	1.0	0.6	0.6
${}^7\text{Be}$	45.7	26.0	9.7	25.1
pep	2.0	1.0	0.4	1.0
${}^{13}\text{N}$	4.2	2.3	0.9	2.3
${}^{15}\text{O}$	5.5	2.8	1.1	2.8
${}^{17}\text{F}$	0.07	0.03	0.01	0.03
${}^8\text{B}$	0.01	0.04	0.05	0.05
totale	58.78	33.17	12.76	31.78

Tabella 2.1: Segnale atteso in Borexino in numero di eventi al giorno nella regione di energia  $0.25 \div 0.8 \text{ MeV}$  per l'elettrone di rinculo

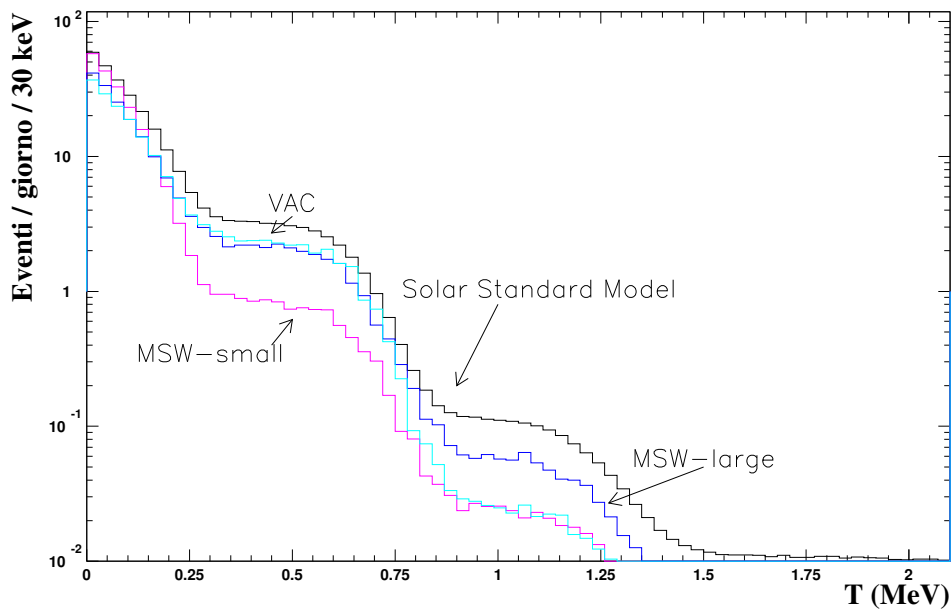


Figura 2.2: Spettro in energia del segnale di neutrino previsto da Borexino in differenti scenari, standard e non standard

i valori attesi per il flusso di neutrini (vedi tabella 2.1), che vanno da 13 a 59 eventi al giorno (a seconda dello scenario di oscillazione dei neutrini).

È possibile eliminare alcuni di questi eventi di fondo attraverso un'identificazione *off-line*; i metodi di discriminazione verranno descritti nel dettaglio nei capitoli seguenti, tuttavia possiamo anticiparne i risultati: impiegando un metodo basato sulle coincidenze ritardate (per il quale si suppone un'efficienza

del 95%), otteniamo  $\sim 25$  eventi al giorno  $\beta + \gamma$  e  $\sim 118$   $\alpha$ ; sfruttando inoltre la discriminazione  $\alpha/\beta$  (con un'efficienza del 90%), si hanno  $\sim 25$  eventi  $\beta + \gamma$  e  $\sim 34$   $\alpha$ ; impiegando infine una sottrazione statistica (basata sulla rimozione degli eventi dovuti agli isotopi predecessori a quelli identificati mediante le coincidenze ritardate), con un'efficienza del 95%, otteniamo  $\sim 13$  eventi  $\beta + \gamma$  e  $\sim 19$   $\alpha$ .

In questo modo si può raggiungere un rapporto segnale/rumore  $\simeq 1$  nel caso di oscillazioni MSW di tipo LMA o LOW; tale rapporto diviene molto più favorevole nel caso di non oscillazione, mentre per le soluzioni SMA ci troviamo comunque al limite dell'osservabilità: queste considerazioni ci fanno comprendere come i requisiti sulla radiopurezza dello scintillatore siano indispensabili per la riuscita dell'esperimento;

- $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{85}\text{Kr}$ : il Radon è un gas nobile prodotto nella catena del  $^{238}\text{U}$ ; è chimicamente inerte ed ha una grande capacità di diffusione in aria e in altri materiali (il coefficiente di diffusione in aria è di  $0.1\text{ cm}^2/\text{s}$ ). La contaminazione da Radon può provenire dal contatto diretto con l'aria oppure dall'emanazione da parte dei materiali in contatto con lo scintillatore; allo scopo di ridurre ogni possibile contaminazione è stata effettuata una rigida selezione dei materiali impiegati per l'esperimento, attraverso una nuova tecnica di misura dell'emanazione da Radon sviluppata appositamente dal gruppo di Heidelberg[29]. Una significativa esposizione all'aria può produrre anche una contaminazione da  $^{85}\text{Kr}$ , come già osservato nelle fasi preliminari di caratterizzazione dello scintillatore;
- $^7\text{Be}$ : alcune interazioni con i raggi cosmici con lo scintillatore possono indurre la creazione di elementi radioattivi; tuttavia, l'assenza nello scintillatore di isotopi più pesanti del  $^{12,13}\text{C}$  nello scintillatore limita i problemi dovuti alla radioattività cosmogenica. L'unico elemento di origine cosmogenica che potrebbe essere pericoloso per Borexino è il  $^7\text{Be}$  (che presenta un  $\gamma$  da  $487\text{ keV}$  [30]): considerato tuttavia che il *rate* di produzione di  $^7\text{Be}$  sarà piuttosto basso nei laboratori sotterranei, la precauzione più importante a questo proposito è quella di minimizzare l'esposizione ai raggi cosmici durante la fase di trasporto dello scintillatore (infatti, il tempo di dimezzamento del  $^7\text{Be}$  è di circa 53 giorni, il che potrebbe provocare un fondo radioattivo persistente per diversi mesi, nel caso di una esposizione prolungata).

### 2.1.4 Fondo esterno

I raggi  $\gamma$  prodotti all'esterno del rivelatore che riescono a raggiungere lo scintillatore sono classificati come *fondo esterno*. La soppressione di tale flusso gioca un ruolo fondamentale nella costruzione dell'apparato; le principali sorgenti di fondo esterno sono: i fotomoltiplicatori, le pareti di roccia della sala sperimentale, i materiali delle

strutture che compongono il rivelatore; un'accorta selezione dei materiali è stata effettuata allo scopo di ridurre questa contaminazione. I principali contributi al fondo esterno sono riportati in tabella 2.2 [28] (le varie componenti elencate saranno descritte in seguito).

Osserviamo che la distribuzione radiale di questi eventi può permettere una identificazione *off-line* ed una efficiente reiezione. Il volume fiduciale potrà essere ottimizzato a seconda dell'attività esterna osservata. Nella figura 2.3 è riportato un confronto fra il segnale atteso per i neutrini e il contributo del fondo (dopo aver applicato tutti i tagli *off-line* menzionati in precedenza).

Componenti	$^{238}\text{U}$ (g/g)	$^{232}\text{Th}$ (g/g)	$^{40}\text{K}$ (g/g)	Rate nella NW (eventi al giorno)
2000 fotomoltiplicatori	$3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-5}$	0.06
Buffer di pseudocumene	$1 \cdot 10^{-15}$	$1 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^{-12}$	$\leq 0.004$
Vessel di nylon	$2 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$\leq 0.04$
Guide di luce	$2 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-7}$	0.01
Sfera di acciaio esterna	$2 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$\leq 0.007$
Cavi elettrici	$2.1 \cdot 10^{-8}$	$2.4 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$\leq 0.003$
Attività dalla roccia				$\leq 0.005$
$^{222}\text{Rn}$ nel PC del Buffer				0.03
Totale				$0.11 \pm 0.05$

Tabella 2.2: Fondo esterno previsto in Borexino, per un volume fiduciale di 100 t

Oltre al contributo dei raggi  $\gamma$ , bisogna considerare quello dovuto ai  $\mu$  residui che attraversano la roccia sovrastante fino a raggiungere Borexino. Sappiamo che il flusso di questi  $\mu$  è quantificabile in circa 25 al giorno / $m^2$ , il che potrebbe comportare un contributo considerevole al *rate* totale misurato dall'esperimento.

I muoni che attraversano lo scintillatore sono facilmente identificabili a causa dell'ingente quantità di energia da essi depositata, rispetto agli eventi di scintillazione. Vi sono tuttavia delle modalità di interazione dei muoni che possono disturbare fortemente la selezione del segnale di neutrino:

- passaggio dei  $\mu$  nel liquido di schermo: se i  $\mu$  attraversano il liquido che si trova all'esterno della zona sensibile, essi possono depositare parte della loro energia per effetto Čerenkov; una frazione della luce così prodotta può essere raccolta dai fotomoltiplicatori, simulando in questo modo un evento di scintillazione. Questo tipo di eventi presenta una caratteristica asimmetria "sopra-sotto" del numero di fotoni prodotti, poiché i  $\mu$  generano un cono di luce Čerenkov con la base rivolta verso il basso: questo ne permette un'identificazione piuttosto agevole. A integrazione di questo metodo di rigetto dei muoni, è stato predisposto un particolare sistema, il *muon veto* (vedi in seguito);

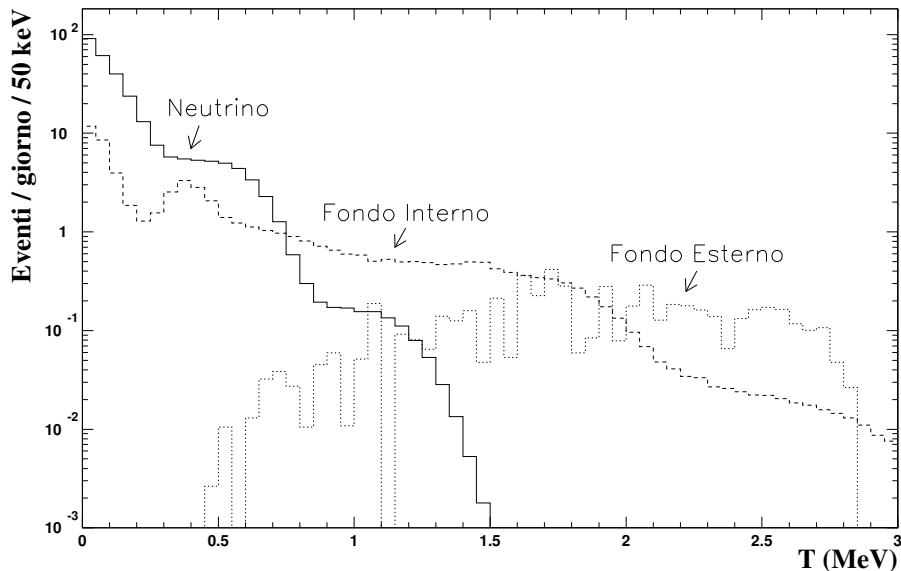


Figura 2.3: Confronto tra il segnale di neutrino e il fondo radioattivo previsti per Borexino, in un volume fiduciale di  $100\ t$  (scala logaritmica)

- produzione di isotopi radioattivi: come già menzionato, i  $\mu$  possono interagire con il materiale scintillante per dare origine a  ${}^7\text{Be}$ ; è stato calcolato che la *rate* imputabile a questo fenomeno ammonterà a 0.35 eventi al giorno nella *Neutrino-Window* [30] e che quindi può essere ritenuto poco pericoloso ai fini dell'esperimento;
- produzione di neutroni: interagendo con i vari liquidi presenti nel rivelatore, i  $\mu$  possono produrre dei neutroni, che a loro volta producono un  $\gamma$  da  $2.2\ \text{MeV}$  (attraverso una reazione di cattura su protone); se questa cattura avviene nel liquido di schermo, parte dell'energia del  $\gamma$  può raggiungere la zona sensibile simulando un evento di scintillazione nella NW.

## 2.2 Il rivelatore Borexino

Come già accennato in precedenza, Borexino è in costruzione nella sala C dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS). I laboratori si trovano di fianco al traforo autostradale del Gran Sasso (lungo  $10.4\ \text{km}$ ) sulla A24 (Roma-Teramo), a circa  $6\ \text{km}$  dall'entrata ovest. Essi constano di tre sale sperimentali (lunghe circa  $70\ \text{m}$ , alte  $18\ \text{m}$  e larghe altrettanto), nonché di alcune gallerie di collegamento e di aree di servizio. Il laboratorio è situato a  $963\ \text{m}$  sul livello del mare e lo spessore massimo di

roccia sovrastante è di 1400  $m$ , che corrisponde a un equivalente in acqua di 3800  $m$ . Il flusso di muoni residuo è di  $\sim 25$  al giorno/ $m^2$ ; gli elementi radioattivi nella roccia delle sale producono un flusso di raggi  $\gamma$  pari a  $\sim 10^8$  al giorno/ $m^2$ .

### 2.2.1 Struttura interna del rivelatore

Il rivelatore è stato progettato in modo da ridurre il numero di eventi indotti dal fondo esterno grazie a una serie di protezioni concentriche. Queste protezioni sono costituite da strati di materiale di crescente radiopurezza, che schermano la regione più interna del rivelatore dai raggi  $\gamma$ . La struttura del rivelatore è riportata in figura 2.4. Partendo dal centro possiamo trovare questi componenti:

- **Scintillatore liquido:** la miscela prescelta è costituita da Pseudocumene come solvente (PC, 1,2,4-trimethylbenzene,  $C_6H_3(CH_3)_3$ ) e dal PPO in soluzione come fluoro (2,5-diphenyloxazole,  $C_{15}H_{11}NO$ ), ad una concentrazione di 1.5g/l. Per attenuare il fondo esterno, come già detto, solo 100  $t$  dello scintillatore (delimitate da un taglio “software”) verranno impiegate come rivelatore vero e proprio (volume fiduciale); le restanti 190  $t$  saranno utilizzate come liquido di schermo. Gli studi effettuati dalla collaborazione su questa miscela scintillante sono riportati nell’articolo [31] di recente pubblicazione. Le caratteristiche principali sono riportate in Tab. 2.3; lo scintillatore verrà descritto nel dettaglio nel prossimo capitolo;

<b>Caratteristiche generali</b>	
Massa totale	$\sim 290 t$ (in una sfera di diam. 8.5 $m$ )
Massa del volume fiduciale	100 $t$ (sfera “software” di diam. 0.6 $m$ )
Densità	0.88 $g/cm^3$
<b>Caratteristiche ottiche</b>	
Resa di luce	$\sim 10^4$ fotoni/MeV (@380 $nm$ )
Massimo di emissione	365 $nm$
Lunghezza di attenuazione	$\geq 5 m$ (@430 $nm$ )
Tempo di decadimento senza ass/riem	$\sim 3.5 nsec$ (particelle $\beta$ )
Tempo di decadimento con ass/riem	$\sim 5 nsec$ (particelle $\beta$ )
Discriminazione $\alpha/\beta$ (campioni $\leq 1 l$ )	98% identif. $\beta \rightarrow 99.7\%$ identif. $\alpha$
Discriminazione $\alpha/\beta$ (campione $\simeq 5 m^3$ )	93% identif. $\beta \rightarrow 89\%$ identif. $\alpha$
<b>Caratteristiche fisiche</b>	
Quenching per le $\alpha (E)$	$Q(E) = 20.3 - 1.3 E [MeV]$
<b>Contaminazioni radioattive</b>	
$^{238}U$	$(3.5 \pm 1.3) \cdot 10^{-16} g/g$
$^{232}Th$	$(4.4 \pm 1.5) \cdot 10^{-16} g/g$
$^{14}C/^{12}C$	$(1.94 \pm 0.09) \cdot 10^{-18}$

Tabella 2.3: Caratteristiche misurate per lo scintillatore di Borexino

- **Inner Vessel e Barriera per il Radon:** l’*Inner Vessel* (IV) è la sfera di

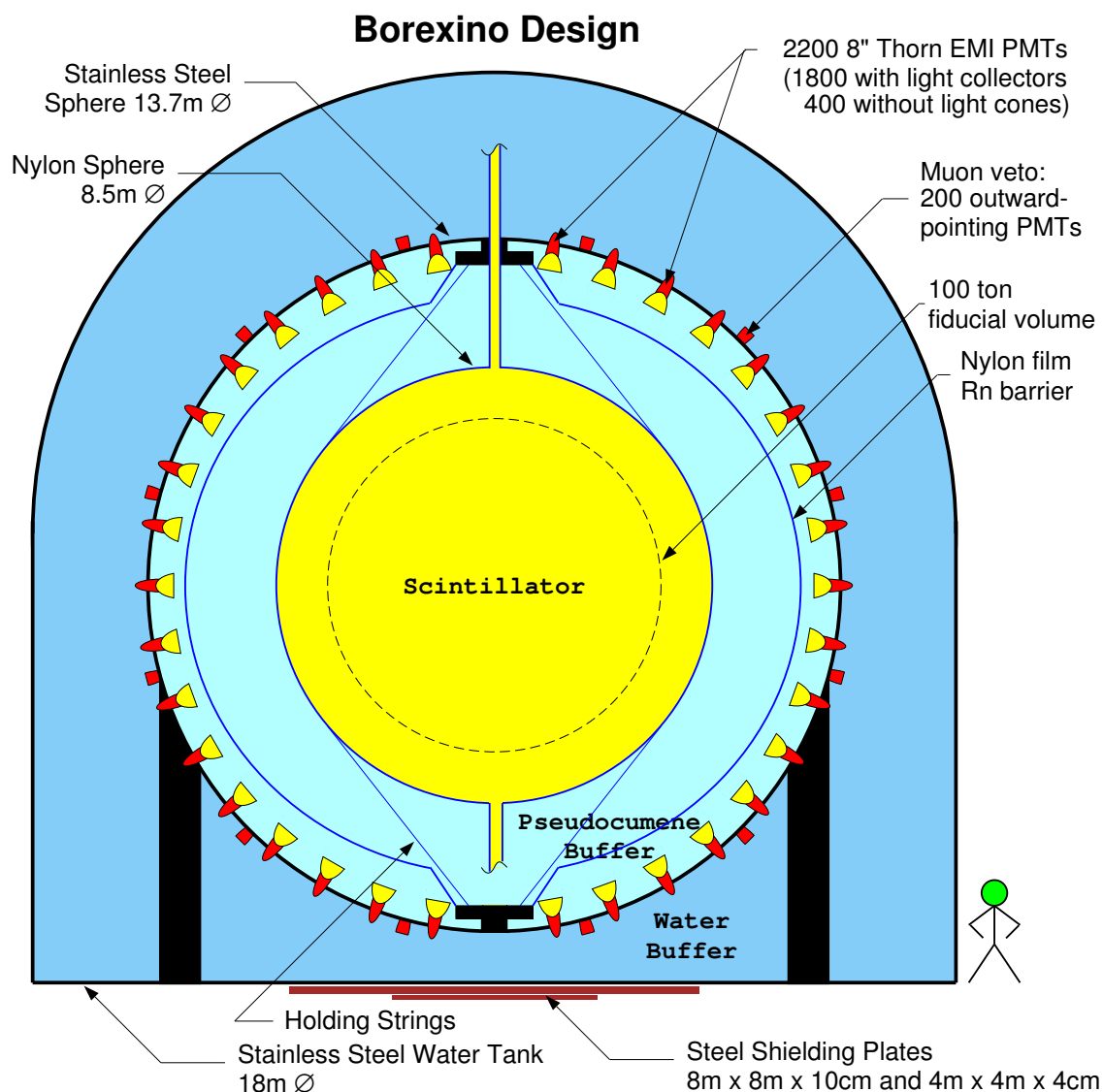


Figura 2.4: Visione schematica del rivelatore Borexino

nylon di diametro  $4.25\text{ m}$  che contiene lo scintillatore (vedi fig. 2.4). È costituito da uno strato di nylon trasparente dello spessore di  $125\ \mu\text{m}$ ; è ancorato alla struttura mediante un sistema di tiranti, la cui tensione può essere monitorata in modo da tenerne sotto controllo la spinta di Archimede e la stabilità meccanica. Un secondo *vessel* di nylon verrà installato più esternamente, in modo da ridurre la diffusione del Radon e di altre impurità verso la zona dell'IV;

- **Liquido di schermo (*buffer*):** l'IV sarà immerso in un liquido di schermo per proteggere lo scintillatore dai  $\gamma$  indotti dal fondo esterno. Allo scopo di ridurre a zero la spinta di Archimede sull'*Inner Vessel*, questo liquido sarà lo Pseudocumene stesso (tale scelta presenta, fra l'altro, il vantaggio che l'indice di rifrazione in questa zona

è uguale a quello dello scintillatore, il che non comporta il problema della riflessione totale in prossimità della superficie di separazione tra *buffer* e regione interna). La massa totale necessaria di liquido di schermo è di  $\sim 1040 t$ . Per evitare il problema della scintillazione nel liquido di schermo, verrà aggiunto un *quencher* di luce, il DMP (dimethylphthalate), con una concentrazione di  $5 g/l$  [32]: si tratta di una sostanza che assorbe parte dell'energia rilasciata dalle particelle nello scintillatore, riducendo di un fattore  $\sim 10$  la quantità di luce emessa. È stato dimostrato che la presenza di DMP non influisce sulla lunghezza di attenuazione della luce Čerenkov, indispensabile per il corretto funzionamento del *muon veto* (vedi in seguito);

- **Sfera di acciaio (SSS)**: il liquido di schermo è contenuto in una sfera di acciaio inossidabile (*Stainless Steel Sphere*, SSS) del diametro di  $13.7 m$  e dello spessore di  $8 - 10 mm$ . La sfera funge da struttura di sostegno per i fotomoltiplicatori ed è immersa in  $1000 t$  di acqua ultrapura (che costituisce un ulteriore strato di schermo). Essa è sostenuta mediante un sistema costituito da 20 "gambe", che la ancorano alla struttura più esterna;

- **Fotomoltiplicatori e concentratori ottici**: i 2200 tubi fotomoltiplicatori scelti per Borexino sono prodotti dalla ETL ed hanno un raggio di  $20 cm$ . Essi verranno installati sulla parete interna della sfera di acciaio e collegati tramite un passante ad un cavo singolo posto all'esterno. La sigillatura è stata progettata in modo da essere compatibile per l'utilizzo dei dispositivi sia in PC che in acqua. 1800 fototubi sono attrezzati con dei concentratori ottici in alluminio per aumentarne la copertura geometrica ( $\sim 30 \%$ ); i rimanenti 400 sono senza i concentratori e sono dedicati al sistema interno di *muon veto*;

- **Muon veto**: il sistema di identificazione e rigetto dei muoni consta di un rivelatore interno e di uno esterno. Quello interno è costituito da 400 fototubi senza concentratore: il suo funzionamento si basa sul fatto che i muoni che generano un evento nella NW depositano la loro energia nel liquido di schermo; quindi, poiché i fotomoltiplicatori senza concentratore sono più sensibili alla luce che proviene dall'esterno dell'IV rispetto a quelli dotati di concentratore, i  $\mu$  saranno caratterizzati da una maggior incidenza del segnale raccolto da questi fototubi sul totale della luce prodotta, rispetto agli eventi di scintillazione.

Il rivelatore esterno è costituito da 210 fotomoltiplicatori montati sulla parete esterna della sfera, in modo da osservare la luce Čerenkov prodotta dai muoni nell'acqua di schermo; osserviamo che per questi fototubi è stato progettato un sistema di sigillatura specifico, che li ricopre interamente. Il funzionamento di questo dispositivo si basa sul fatto che, prima di entrare nella sfera d'acciaio, i  $\mu$  percorrono un tratto nell'acqua di schermo, producendo al solito luce Čerenkov: basta quindi osservare anche i fotoni prodotti all'esterno della sfera per riconoscere un evento di  $\mu$ . L'impiego simultaneo dei due rivelatori di muoni consente di ridurre questo tipo di fondo di un fattore  $10^4$ ;

- **Acqua di schermo e Tanica dell'acqua**: il sistema di contenimento globale del rivelatore è costituito da una tanica esterna di forma cilindrica, del diametro di  $18 m$  e alta  $17 m$ . L'acqua deionizzata in essa contenuta provvede uno scher-

mo (dello spessore di almeno  $2\text{ m}$ ) contro i  $\gamma$  e i neutroni provenienti dall'esterno. La parete interna della tanica è ricoperta da fogli di *Tyvek*, che riflettono la luce Čerenkov emessa dai muoni che attraversano l'acqua, aiutando il sistema esterno di identificazione dei muoni.

## 2.2.2 Sistemi Ausiliari

Un insieme di sistemi ausiliari mantiene in funzione il rivelatore e permette la gestione dei diversi liquidi.

- **Impianto di purificazione dell'acqua:**  $\sim 2000\text{ t}$  di acqua ultrapura (1000 delle quali vengono impiegate come liquido di schermo) vengono prodotte e continuamente purificate da un impianto apposito. Il sistema è in grado di fornire  $2\text{ m}^3/\text{h}$  ed è in comune con quello dell'esperimento CTF (che verrà descritto in seguito);

- **Sistema di stoccaggio, purificazione e movimentazione dello scintillatore:** nella Sala C dei Laboratori è in costruzione un imponente impianto in grado di contenere  $300\text{ t}$  di scintillatore (in 4 serbatoi) e di gestire tutto lo scintillatore impiegato in Borexino. L'intero sistema idraulico è costruito in acciaio inossidabile elettropulito; le valvole di connessione sono a tenuta di Radon. L'impianto di purificazione *on-line* è basato su quattro procedimenti: rimozione dei gas, estrazione dell'acqua, distillazione e filtraggio;

- **Impianto di distribuzione dell'Azoto:** l'Azoto verrà impiegato in Borexino per diversi scopi, tra cui il flussaggio dei liquidi e l'asciugatura delle taniche. L'impianto comprende tre serbatoi da  $6\text{ m}^3$ , due evaporatori e un riscaldatore elettrico ad acqua che produce gas di Azoto dall'aria ad un ritmo di  $250\text{ m}^3/\text{h}$ . L'Azoto liquido viene filtrato attraverso una colonna al Carbonio (fino a raggiungere un alto livello di purificazione) e quindi evaporato; in questo modo è possibile produrre fino a  $100\text{ m}^3$  di Azoto all'ora[27];

- **Sistema di lettura del segnale e di acquisizione dati;** le grandezze da misurare per l'identificazione degli eventi di neutrino in Borexino sono: l'energia totale rilasciata nello scintillatore (ovvero il numero di fotoni emessi) e la distribuzione temporale dei fotoni stessi. Il segnale proveniente dai fotomoltiplicatori è collegato con un accoppiamento capacitivo alla scheda di *Front-End*, che effettua la pre-amplificazione, la formatura e l'integrazione del segnale in ingresso; inoltre fornisce una somma analogica dei 12 canali ad essa collegati. L'uscita di questa scheda è inviata ad una scheda VME appositamente progettata, che effettua la conversione analogico-digitale del segnale di carica (con una risoluzione di  $8\text{ bit}$ ), misura il tempo del segnale lineare con una risoluzione di  $0.4\text{ ns}$ , calcola la somma degli impulsi registrati in una finestra di  $60\text{ ns}$  e registra l'intera informazione in una memoria RAM a doppio accesso.

Il *muon veto* esterno possiede un diverso sistema di *Front-End*, che effettua una conversione carica-tempo di ciascun segnale, dopo una pre-amplificazione lineare.

L'acquisizione dei dati (DAQ) si basa sul sistema operativo LINUX ed il software



è stato interamente realizzato dai membri dell'esperimento; l'accesso al sistema da parte dei vari utenti avviene mediante tecniche WEB.

## 2.3 Il Counting Test Facility (CTF) di Borexino

Come già menzionato, Borexino si presenta come un esperimento ai limiti della tecnologia, in particolare per quanto concerne la contaminazione radioattiva dei materiali impiegati. Per dimostrare la fattibilità dell'esperimento, è nato il Counting Test Facility (CTF), prototipo di Borexino con  $\sim 4t$  di scintillatore. Il CTF ha effettuato una prima campagna di misure fra l'inizio del 1995 e il luglio del 1997 (CTF-1), dimostrando che è possibile raggiungere i livelli di radiopurezza richiesti, pari a  $5 \times 10^{-16} g/g_{scintillatore}$  per  $U$  e  $Th$  e un rapporto  $^{14}C/^{12}C \simeq 10^{-18}$ . Nel maggio 2000 è iniziata una seconda fase della presa dati (CTF-2), in vista dell'assemblaggio finale di Borexino.

### 2.3.1 Struttura del rivelatore

Il CTF si trova nella sala C dei LNGS, di fianco a Borexino. Lo schema del rivelatore (figure 2.5 e 2.6) è essenzialmente simile a quello dell'esperimento principale, su scala ridotta. La parte sensibile è costituita da  $4.8 m^3$  di scintillatore liquido (PC+PPO), contenuto in una sfera di nylon dello spessore di  $0.5 mm$  e diametro  $2 m$  (*Inner Vessel*). La luce emessa dallo scintillatore è osservata da 100 fotomoltiplicatori, installati su una struttura posizionata a  $2.3 m$  dall'IV. I fototubi sono associati a dei concentratori ottici che ne aumentano la copertura geometrica fino al 30%.

L'intera struttura è immersa in  $\sim 1000 t$  di acqua ultrapura, che funge da liquido di schermo (offre uno strato protettivo di  $4.5 m$  contro i  $\gamma$  dalla roccia e di  $2.3 m$  contro il fondo indotto dai fototubi). Osserviamo che nel CTF non è necessario inserire uno strato di schermo di Pseudo-cumene e l'*Inner Vessel* è immerso direttamente in acqua. Questo fatto provoca la presenza di una forte spinta di Archimede sull'IV stesso (la densità del PC è significativamente inferiore a quella dell'acqua), che sottopone la struttura a tensioni notevoli (si possono avere per questo motivo delle rotture nel nylon); inoltre risulta molto difficile mantenere la forma sferica dell'IV.

Il sistema è stato integrato con un impianto di purificazione dell'acqua, che è usato in comune con Borexino; osserviamo che, essendo l'acqua a diretto contatto con l'IV, i requisiti sulla radiopurezza sono molto stringenti; l'impianto di purificazione riduce la contaminazione dell'acqua a  $10^{-14} g/g$  di  $U$  e  $Th$ , mentre l'attività dovuta al Radon scende fino a  $\sim 20 mBq/m^3$  grazie al flussaggio con Azoto.

Esiste un impianto unico di trattamento dei liquidi, che svolge il riempimento e lo svuotamento dei serbatoi, fa circolare lo scintillatore nei dispositivi di purificazione e mantiene sotto controllo la pressione del liquido contenuto nell'*Inner Vessel*. Il sistema di trattamento dello scintillatore consta di: micro-filtraggio (per rimuovere le particelle in sospensione), estrazione con acqua (per asportare i materiali ionizzabili

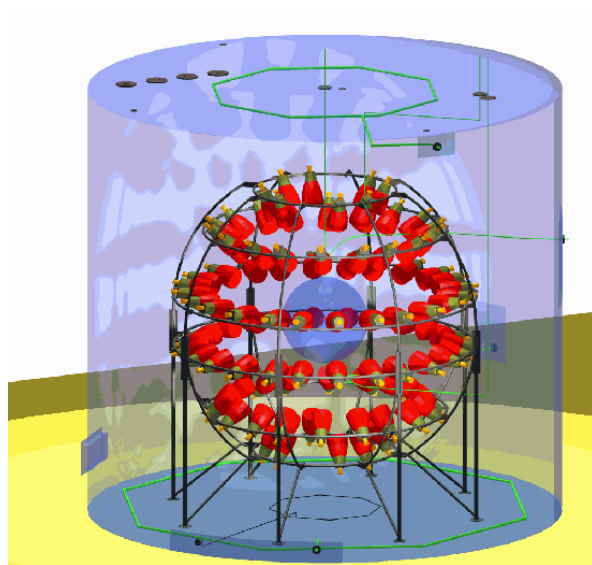


Figura 2.5: Schema della struttura interna del Counting Test Facility



Figura 2.6: Fotografia dell'interno del Counting Test Facility, durante la prima fase della presa dati

come i metalli), distillazione sotto vuoto (per togliere i componenti poco volatili) e flussaggio con azoto (per eliminare i gas e l'acqua dissolti nello scintillatore).

Nella prima fase del CTF, era stato testato un sistema di rigetto dei muoni (a copertura parziale) costituito da due camere proporzionali a fili con Ar-metano; nella seconda fase, è stato installato invece un rivelatore esterno costituito da 12 fototubi posizionati sul fondo della tanica esterna e rivolti verso l'alto.

### 2.3.2 I risultati del test: CTF-1

Il CTF ha fornito limiti ragguardevoli sulla radiopurezza dello scintillatore e ha consentito di verificare e ottimizzare alcune tecniche che saranno utilizzate in Borexino. I traguardi raggiunti possono essere così riassunti [31, 33, 34]:

- Misura di livelli di radiopurezza mai raggiunti prima a queste scale: le contaminazioni misurate nello Pseudo-cumene del CTF sono riportate in tabella 2.4; queste misure sono state controllate anche con un altro metodo, la *Neutron Activation Analysis* [35, 36].

Elemento	PC (CTF)	PC (NAA)
$^{238}\text{U}$	$(3.5 \pm 1.3) \cdot 10^{-16} \text{ g/g}$	$\leq 2 \cdot 10^{-16}$
$^{232}\text{Th}$	$(4.4 \pm 1.5) \cdot 10^{-16} \text{ g/g}$	$\leq 2 \cdot 10^{-15}$
$^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$	$(1.94 \pm 0.09) \cdot 10^{-18}$	-
$^{40}\text{K}$	$\leq 2.4 \cdot 10^{-11} \text{ g/g}$	$\leq 4 \cdot 10^{-12}$

Tabella 2.4: Risultati delle misure di radiopurezza dello scintillatore effettuate con il CTF e con la NAA

La NAA misura direttamente la concentrazione di  $^{238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}$ , mentre CTF rivela le coincidenze ritardate  $^{214}\text{Bi}(\beta\gamma) - ^{214}\text{Po}(\alpha)$  ( $236 \mu\text{s}$ ) e  $^{212}\text{Bi}(\beta\gamma) - ^{212}\text{Po}(\alpha)$  ( $432.8 \text{ ns}$ ). In altre parole, CTF è sensibile al segmento della catena del  $^{238}\text{U}$  che va dal  $^{226}\text{Ra}$  al  $^{214}\text{Po}$  e tutta la parte successiva al  $^{226}\text{Ac}$  della catena del  $^{232}\text{Th}$ ; se le misure della NAA concordano con quelle del CTF, si può assumere l'equilibrio secolare per le due catene;

- Studio della contaminazione da Radon; la contaminazione da Radon si è rivelata assai difficile da debellare: all'esterno del vessel era di circa  $30 \text{ mBq/m}^3$  (contro la richiesta di  $1 \text{ mBq/m}^3$  [26]); ciò ha costretto la collaborazione a modificare il design di Borexino, introducendo la Barriera per il Radon nel liquido di schermo;
- Verifica dell'efficacia delle tecniche di purificazione: prima della purificazione era stata osservata la presenza di altri contaminanti (oltre a quelli già elencati) nello scintillatore; in particolare si avevano  $^{85}\text{Kr}$ ,  $^{210}\text{Po}$ , e  $^{210}\text{Bi}$  provenienti probabilmente dal contatto con l'aria durante le fasi di preparazione dello scintillatore (questo è plausibile soprattutto per il  $^{210}\text{Po}$  e il  $^{210}\text{Bi}$ , che sono isotopi "figli" del  $^{222}\text{Rn}$ ). La purificazione ha permesso di ridurre il *rate* totale di conteggio nella *Neutrino-Window* da  $470 \pm 90$  eventi al giorno nell'IV (dovuti al fondo interno) a  $21 \pm 47$  eventi al giorno [33, 37] (vedi fig. 2.7);
- Studio delle proprietà ottiche dello scintillatore: la resa di luce si è dimostrata pari a  $\sim 260 \text{ p.e./MeV}$ ; la risoluzione spaziale del rivelatore è pari  $12 \text{ cm}$  e quella energetica pari al 9% ad una energia di  $825 \text{ KeV}$  (queste verifiche sono state

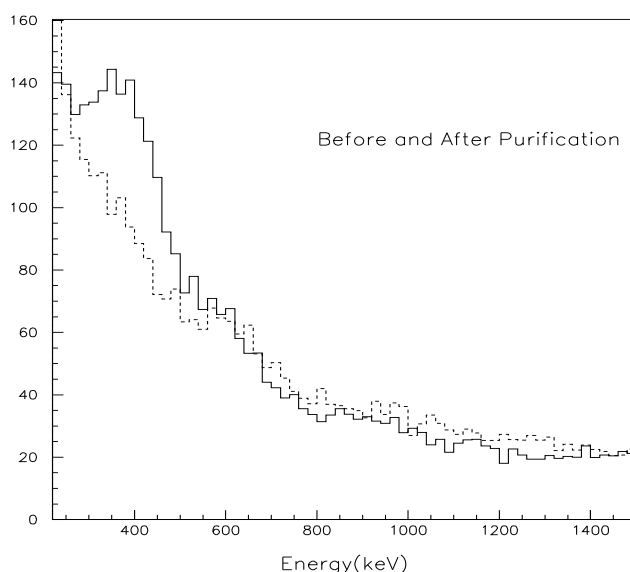


Figura 2.7: Spettro in energia degli eventi del CTF, prima (linea continua) e dopo (linea tratteggiata) la purificazione dello scintillatore

effettuate mediante l'introduzione di sorgenti radioattive nello scintillatore); in questo modo è stato possibile fra l'altro studiare la capacità di ricostruzione del codice Monte Carlo dell'esperimento. Attraverso l'uso di sorgenti oscurate (ossia sorgenti in grado di illuminare solo metà emisfero), è stato determinato che il rapporto fra luce assorbita-riemessa e diretta è del 44%, in accordo con il codice di tracciamento;

- Sviluppo di metodi di analisi al fine di discriminare tra diverse classi di eventi; in particolare, è stata studiata la discriminazione  $\alpha/\beta$  con il metodo "coda su totale" (che verrà descritto in seguito). L'efficienza ottenuta con questa tecnica è risultata la seguente: ad un'energia di  $\sim 830 \text{ keV}$  (regione del picco del  $^{214}\text{Po}$ ), ad un'identificazione  $\beta$  del  $\sim 98.5\%$  corrisponde un'identificazione  $\alpha$  del  $\sim 95\%$ ; ad energie inferiori, fra 300 e 600  $\text{keV}$  (picco del  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{222}\text{Rn}$  e  $^{218}\text{Po}$ ), un'efficienza del  $\sim 93\%$  sul segnale  $\beta$  limita l'efficienza sul segnale  $\alpha$  al  $\sim 89\%$  (vedi fig. 2.8).

### 2.3.3 Controllo di qualità per Borexino: CTF-2

Durante il 1999 è stato riassembleto il CTF, dopo l'aggiornamento e la sostituzione delle varie componenti. L'apparato è stato rimesso in funzione nel maggio 2000, dando il via al cosiddetto CTF-2. Lo scopo principale della *facility* sarà quello di testare alcuni dei materiali che verranno impiegati in Borexino. In particolare,

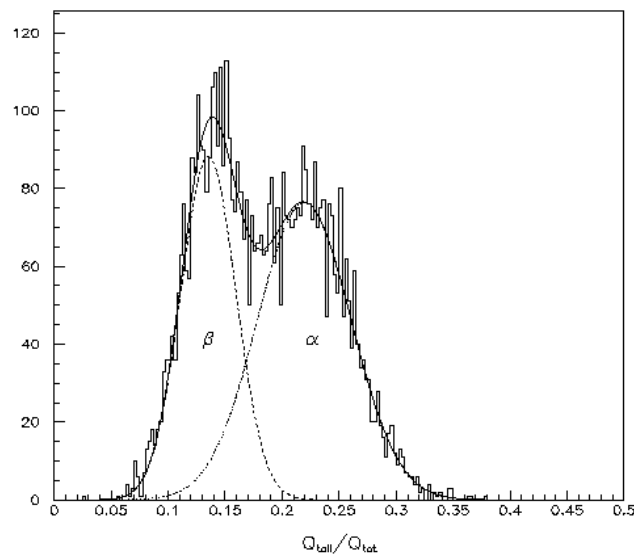


Figura 2.8: Discriminazione  $\alpha/\beta$  a basse energie

esso verrà impiegato per analizzare i lotti di scintillatore che verranno forniti dalla ditta di produzione; infatti, i vari campioni di Pseudo-cumene potrebbero presentare caratteristiche diverse di contaminazione, in particolare per quanto riguarda il  $^{14}\text{C}$ : nel caso di una partita di scintillatore che presentasse un contenuto di  $^{14}\text{C}$  superiore a quello pattuito con la ditta, essa potrebbe essere restituita e nuovamente prodotta prima dell'inserimento nella tanica di Borexino.

Nel CTF-2 verranno altresì testate alcune delle nuove strutture da utilizzare per l'esperimento principale, tra cui la Barriera per il Radon e la sigillatura dei fototubi del *muon veto* esterno.

Nei mesi di giugno-settembre 2000 è stata effettuata una campagna di misure per determinare le caratteristiche ottiche di uno scintillatore piuttosto simile a quello che verrà impiegato per Borexino; si tratta di una miscela ternaria, composta da: PXE come solvente (phenyl-o-xylylethane,  $\text{C}_{16}\text{H}_{18}$ , che presenta una densità di  $0.99\text{ g/cm}^3$ ), P-TP ( $2\text{ g/l}$ ) come fluoro e bis-MSB ( $20\text{ mg/l}$ ) come *wavelength shifter* (liquido che sposta la lunghezza d'onda a cui avviene il massimo di emissione da parte dello scintillatore, per adattarla all'efficienza quantica dei fototubi). Questa campagna di misure verrà descritta nel dettaglio nel capitolo 4.

La collaborazione sta verificando la possibilità di utilizzare, in futuro, l'apparato CTF-2 per altri scopi, viste le straordinarie prestazioni di cui esso si è dimostrato capace, grazie alla bassissima contaminazione radioattiva; in particolare, sono allo studio progetti di calibrazione di sorgenti radioattive e di osservazione di decadimenti rari (come il doppio  $\beta$  senza neutrini).



## Capitolo 3

# La discriminazione $\alpha/\beta$ negli scintillatori organici liquidi

Nel primo paragrafo di questo capitolo verranno descritte le principali proprietà degli scintillatori organici, con particolare riguardo al comportamento del profilo temporale degli impulsi al variare della densità di ionizzazione della radiazione incidente; a partire da queste considerazioni, saranno illustrati i principi fisici su cui si basa la discriminazione  $\alpha/\beta$ . Nel secondo paragrafo, verranno riportati i risultati di alcune misure di laboratorio sullo scintillatore di Borexino: dopo la descrizione della principale tecnica sperimentale (il metodo del singolo fotoelettrone), verranno presentate le misure dell'andamento temporale della luce di scintillazione, al variare della radiazione incidente.

Nel terzo paragrafo saranno descritte le due tecniche di discriminazione  $\alpha/\beta$  studiate per Borexino (e che costituiscono l'oggetto principale di questo lavoro di tesi): la tecnica dell'integrazione di carica (che si basa sull'integrale di due diverse porzioni del segnale temporale di scintillazione) e il cosiddetto "metodo ottimo" (che invece sfrutta l'intera forma temporale del segnale). Infine si riporteranno i risultati di alcuni test di laboratorio su queste due tecniche di separazione  $\alpha/\beta$ , utilizzando diversi campioni di scintillatore e analizzando i risultati sperimentali con i due metodi di discriminazione.

Alcune delle misure che riporterò sono state effettuate da me personalmente, ma per completezza citerò anche le misure fatte, sempre in questo ambito, da altri membri della collaborazione Borexino.

### 3.1 Gli scintillatori organici

Le chiavi di interpretazione del processo di scintillazione nei composti organici sono sostanzialmente tre: la struttura dei livelli energetici molecolari, la popolazione di questi stati a seguito del deposito di energia nello scintillatore e infine le interazioni che avvengono a livello molecolare nel tempo che intercorre fra l'eccitazione e l'emissione di luce; quest'ultimo punto, in particolare, determina il profilo temporale

degli impulsi e la resa di luce, parametri che influenzano la risoluzione spaziale ed energetica del rivelatore, oltre che i meccanismi di riconoscimento delle particelle.

Gli scintillatori organici sono composti aromatici di molecole planari, formate principalmente da anelli benzenici collegati. Una caratteristica fondamentale della struttura molecolare è la presenza di legami fra atomi di Carbonio in cui due o tre dei quattro elettroni di valenza sono fortemente localizzati nelle vicinanze di un atomo (formando i cosiddetti legami  $\sigma$ ), mentre i rimanenti elettroni di valenza sono delocalizzati nella molecola e occupano gli orbitali  $\pi$ , che si estendono al di sopra e al di sotto del piano molecolare.

La configurazione fondamentale è uno stato di singoletto  $S_0$ , in cui gli spin degli elettroni  $\pi$  sono accoppiati; associata ad ogni livello  $\pi$  vi è una banda di sottostati vibrazionali. Si ha anche una sequenza di stati elettronici  $\pi$  di tripletto  $T_1, T_2, \dots$ , ciascuno di energia minore del corrispondente stato di singoletto  $S_1, S_2, \dots$ ; ad un'energia maggiore, c'è anche una serie di livelli eccitati  $\sigma$ .

### 3.1.1 Processi di emissione dei fotoni

Le transizioni fra livelli elettronici  $\pi$  sono responsabili del processo di luminescenza, che può essere classificata in fluorescenza, fosforescenza e fluorescenza ritardata [38].

La fluorescenza corrisponde ad una transizione radiativa da  $S_1$  a  $S_0$ , con tempi caratteristici molto brevi ( $\tau \sim 1 \div 10 \text{ ns}$ ), il cui spettro deriva da transizioni da  $S_{10}$  ai vari sottolivelli dello stato fondamentale:  $S_{00}, S_{01}, S_{02}, \dots$ . La fluorescenza può essere eccitata da assorbimento in uno qualunque degli stati di singoletto  $\pi$  ( $S_2, S_3, \dots$ ), ma, benché essi abbiano vite medie più brevi di  $S_1$ , non si osservano transizioni radiative tra questi stati ed  $S_0$ ; questo fatto è attribuito ad un rapido processo non radiativo di conversione interna ( $\tau \sim 10^{-11} \text{ s}$ ) tra stati elettronici adiacenti, dovuto all'accoppiamento vibrazionale fra questi stati. In altre parole, una molecola eccitata in un qualunque stato di singoletto  $\pi$  si porta rapidamente, con un processo di conversione interna fra gli stati elettronici e con la degradazione termica dell'energia vibrazionale in eccesso, nello stato  $S_{10}$  da cui avviene la fluorescenza. Lo spettro di fluorescenza giace prevalentemente a lunghezze d'onda maggiori della soglia di assorbimento corrispondente alla transizione  $S_0 \rightarrow S_{10}$  (fenomeno conosciuto come *shift* di Stoke): lo scintillatore è quindi altamente trasparente alla propria emissione. L'intensità dell'emissione di fluorescenza decade esponenzialmente nel tempo con una costante di tempo dell'ordine del nanosecondo.

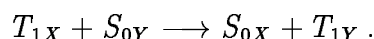
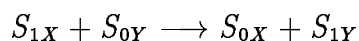
La fosforescenza è un processo di emissione a lunghezza d'onda maggiore, che avviene esponenzialmente nel tempo con tempi caratteristici più lunghi ( $\tau \sim 10^{-4} \text{ s}$ ). Il decadimento dallo stato di tripletto  $T_1$ , popolato prevalentemente attraverso processi di ricombinazione ionica e successivo degrado (per transizioni non radiative) dell'energia interna degli stati superiori  $T_i$ , è fortemente proibito dalle regole di selezione: l'emissione associata, chiamata fosforescenza, non gioca un ruolo significativo nel fenomeno della scintillazione.

Lo stato di tripletto decade invece tramite il processo di annichilazione in cui due



stati eccitati  $T_1$  danno luogo ad uno stato di singoletto  $S_1$  su una scala di tempo di qualche ordine di grandezza maggiore della vita media di fluorescenza; il successivo decadimento dello stato  $S_1$  dà quindi origine ad una componente addizionale detta di fluorescenza ritardata, con uno spettro identico a quello della fluorescenza ma che ha un andamento non-esponenziale nel tempo, con tempi di diseccitazione molto più lunghi.

Una soluzione binaria di liquido scintillatore contiene due specie molecolari X (solvente) e Y (soluto), tali che i livelli  $\pi S_{1Y}$  e  $T_{1Y}$  siano ad energie minori degli stati corrispondenti  $S_{1X}$  e  $T_{1X}$ . In un sistema binario efficiente, la radiazione incidente trasferisce la propria energia quasi esclusivamente al solvente X ed i primi stadi del processo di scintillazione, l'eccitazione primaria e il degrado dell'energia, avvengono come in un sistema unitario. La differenza principale consiste nei trasferimenti di energia intermolecolari dal solvente al soluto, che competono con i modi di diseccitazione di  $S_{1X}$  e  $T_{1X}$ . Essi sono rappresentati dai processi:



Il trasferimento dell'energia può essere radiativo o non-radiativo (cioè collisionale) e l'importanza del secondo cresce all'aumentare della concentrazione del soluto; in seguito al trasferimento di energia avviene il decadimento degli stati  $S_{1Y}$  (fluorescenza) e  $T_{1Y}$  (fluorescenza ritardata).

### 3.1.2 Profilo dei fenomeni di scintillazione

Le principali proprietà che caratterizzano gli scintillatori organici possono essere schematizzate come segue:

- l'efficienza di scintillazione assoluta, ovvero la frazione dell'energia depositata dalla radiazione nello scintillatore che viene convertita in energia luminosa;
- lo spettro di emissione, che in un sistema binario coincide con quello del soluto, giacché l'energia di eccitazione delle molecole del solvente viene trasferita alle molecole del soluto prima dell'emissione;
- il tempo di decadimento  $\tau$  della componente veloce: in un sistema binario è quello del soluto ed è dell'ordine di  $1 \div 10 ns$ ; l'emissione può avere un tempo di salita finito dovuto ai trasferimenti di energia intermolecolari (questo avviene soprattutto nel caso degli scintillatori binari, a causa dei trasferimenti di energia alla molecole del soluto);
- la risposta di scintillazione  $L$  a differenti radiazioni ionizzanti: se si considerano particelle più pesanti o più lente di elettroni relativistici (ossia particelle che producono una maggiore densità di ionizzazione nello scintillatore), l'efficienza di scintillazione sarà ridotta (*quenching* di scintillazione). La risposta di

scintillazione (cioè l'energia luminosa emessa, a parità di energia assorbita) ad elettroni, protoni e particelle  $\alpha$  (con un'energia dell'ordine di qualche  $MeV$ ), sta in un rapporto approssimato di 10 : 5 : 1 e varia in modo non lineare con l'energia incidente;

- la componente lenta di scintillazione e la dipendenza della forma dell'impulso dalla natura della radiazione incidente: il *quenching* di ionizzazione influenza l'intensità della componente veloce ma ha un effetto molto minore sull'intensità della componente lenta; inoltre i tempi di decadimento delle due componenti non sono influenzati dalla ionizzazione specifica. Pertanto, la forma globale dell'impulso di scintillazione sarà cambiata dal *quenching* di ionizzazione e dipenderà dalla natura della particella incidente: su questo fatto si basa la possibilità di distinguere  $\alpha$  da  $\beta$ .

Abbiamo scelto di non discutere approfonditamente i primi tre di questi aspetti, in quanto non sono direttamente legati al problema della discriminazione  $\alpha/\beta$ . Gli altri due punti verranno analizzati nei prossimi paragrafi.

### 3.1.3 La risposta di scintillazione a differenti radiazioni ionizzanti

Innanzitutto è utile elencare i processi primari di eccitazione dello scintillatore:

1. eccitazione degli stati elettronici di singoletto  $\pi$ : questo processo dà origine all'emissione principale veloce;
2. ionizzazione di elettroni  $\pi$ : la ricombinazione ionica che segue avviene per il 75% dei casi su stati di tripletto ed è responsabile della componente lenta;
3. eccitazione di elettroni  $\sigma$ : questo processo non produce fluorescenza e l'energia di eccitazione è dissipata termicamente;
4. ionizzazione di elettroni diversi dai  $\pi$  ( $\sigma$  o  $1s$ ): questa ionizzazione produce un danno molecolare temporaneo che è responsabile dell'effetto di *quenching* la seguente ricombinazione ionica in stati elettronici non  $\pi$  conduce alla dissipazione termica dell'energia.

Nelle regioni a bassa densità di eccitazione, l'emissione avviene come nei processi di fotoluminescenza (processi in cui l'eccitazione dello scintillatore è prodotta da una radiazione luminosa), ossia per iniziale conversione interna dell'energia agli stati  $S_{1X}$  e  $T_{1X}$  con efficienza pressoché unitaria. Nelle regioni ad alta densità di eccitazione, invece, la resa finale di emissione viene ridotta, poiché si rendono disponibili altri meccanismi di trasferimento non-radiativo dell'energia tramite interazione mutua tra le molecole eccitate o ionizzate (*quenching* di ionizzazione, come nei processi 3. e 4.); tali meccanismi competono con gli ordinari processi di degradazione interna

dell'energia dagli stati  $\pi$  più elevati agli stati  $S_{1X}$  e  $T_{1X}$ , tanto più fortemente quanto maggiore è la perdita di energia specifica della particella incidente nello scintillatore. L'assunzione che il *quenching* di ionizzazione operi prima del popolamento degli stati  $S_{1X}$  è confermata dall'osservazione sperimentale su molti scintillatori che la vita media della componente veloce risulta indipendente dal modo di eccitazione, sia esso per fotoluminescenza o per mezzo di elettroni, protoni o particelle  $\alpha$ .

In presenza di una bassa  $dE/dx$ , le eccitazioni molecolari individuali non interagiscono fra loro e in queste condizioni la risposta di scintillazione veloce  $L$  è proporzionale all'energia  $E$  della particella; per elettroni relativistici si ha [38]:

$$L = SE, \quad \text{ovvero} \quad \frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx}, \quad (3.1)$$

dove  $S$  è l'efficienza di scintillazione.

Per particelle più pesanti, come  $\alpha$  o protoni, la perdita di energia per unità di percorso è maggiore e si osserva che l'efficienza di scintillazione differenziale  $dL/dE$  è ridotta rispetto ad  $S$ , mentre  $L$  aumenta non linearmente con  $E$ . Questo comportamento viene attribuito al *quenching* dell'eccitazione primaria da parte dell'alta densità di molecole ionizzate; in questo caso, i processi 3. e 4., che avvengono in competizione con i processi 1. e 2., hanno la possibilità di assorbire una frazione consistente dell'energia rilasciata dalla particella incidente, senza produrre luminescenza. Se assumiamo che la densità di molecole ionizzate sia data da  $B dE/dx$ , con  $B$  costante, allora l'equazione precedente viene modificata in:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S dE/dx}{1 + kB dE/dx}, \quad (3.2)$$

con  $k$  costante.

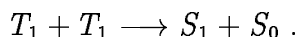
Per piccoli valori di  $dE/dx$ , questa equazione è approssimata dalla 3.1. Osserviamo che questo modello assume che la fluorescenza specifica possa essere espressa come funzione della sola perdita di energia specifica, implicando che i dati derivanti da particelle di tipo diverso giacciono sulla stessa curva in un grafico  $dL/dx$  vs  $dE/dx$ .

Per soluzioni liquide il comportamento è in realtà più complesso, poiché il valore di  $kB$  è funzione della concentrazione. Nella letteratura, il fattore di *quenching*  $Q = L(\beta)/L(\alpha)$  è tipicamente assunto pari a 10, ossia si presuppone che una particella  $\alpha$  produca la stessa risposta di scintillazione di un elettrone con energia dieci volte minore. In realtà questo effetto non è costante, dato che il fattore di *quenching* è una funzione decrescente dell'energia stessa della particella  $\alpha$ . Inoltre, è stato osservato che anche le particelle  $\beta$  presentano un fenomeno di *quenching*, anche se di entità molto inferiore a quello delle  $\alpha$ : la misura di questo effetto è di fondamentale importanza per Borexino, in quanto permette di calibrare correttamente la scala delle energie.

### 3.1.4 La componente di scintillazione a lento decadimento

Come già accennato in precedenza, oltre alla componente primaria che decade esponenzialmente con un tempo  $\tau$ , si osserva anche una componente a decadimento non esponenziale su una scala di qualche  $\mu s$ . Essa presenta uno spettro di emissione simile a quello dell'emissione veloce ed una distribuzione temporale indipendente dalla natura della particella ionizzante.

La teoria più accreditata per spiegare la teoria della componente lenta afferma che essa è originata dalle collisioni di coppie di molecole nello stato eccitato di tripletto  $T_1$  in regioni ad alta densità di eccitazione, secondo lo schema:



La vita media dell'emissione ritardata è determinata dalla vita media dello stato  $T_1$  e dal tasso di collisione  $T_1 - T_1$ ; l'intensità  $L_s$  della componente lenta è proporzionale al quadrato della concentrazione di  $T_1$ ,  $[T_1]^2$ . A sua volta lo stato  $T_1$  è popolato dalla radiazione ionizzante mediante due processi:

- a. *inter-system crossing* dallo stato  $S_1$ ;
- b. ricombinazione ionica in stati  $\pi$  di tripletto più elevati e conseguente conversione interna.

La componente di  $[T_1]$  dovuta al processo a. decresce ad alte  $dE/dx$  a causa dell'effetto di *quenching* su  $[S_1]$ , quella dovuta al processo b. aumenta ad alte  $dE/dx$  a causa dell'accresciuta probabilità di ricombinazione ionica: così  $[T_1]$  può essere vista come la somma di due contributi con andamenti opposti al variare di  $dE/dx$ . È molto importante osservare che, al crescere della densità di ionizzazione, la diminuzione dell'effetto a. è poco rilevante rispetto all'aumento dell'effetto b.: ne consegue un globale aumento di  $[T_1]$  al crescere di  $dE/dx$ , il che porta ad una maggiore incidenza della componente lenta sull'impulso di scintillazione.

Le intensità relative delle componenti lenta e veloce variano pertanto all'aumentare del  $dE/dx$  e conseguentemente anche la forma globale dell'impulso di scintillazione, che viene ad essere funzione del tipo di particella. Ciò pone le basi per la tecnica di *pulse shape discrimination* (PSD), descritta ampiamente in [39].

Per concludere questa trattazione, osserviamo che negli scintillatori liquidi binari la dipendenza temporale della componente lenta è determinata principalmente dalle proprietà del solvente: questo fatto è consistente con il modello dell'annichilazione degli stati di tripletto, in quanto il tasso di annichilazione che governa la distribuzione temporale della componente lenta è determinato dalla diffusione dei tripletti  $T_{1Y}$  attraverso il solvente.

## 3.2 Misura della distribuzione temporale della luce di scintillazione

In questa sezione verrà descritta la ben nota tecnica del singolo fotone, attraverso la quale è possibile caratterizzare con grandissima precisione la forma temporale delle curve di scintillazione; verranno mostrate le condizioni di attenuazione in cui la misura del tempo di emissione del primo fotoelettrone riproduce nel modo più fedele la condizione di singolo fotone. Sarà quindi descritta brevemente la tecnica sperimentale con cui ho effettuato questa misura, riportando le curve di emissione così ottenute. Infine verranno riportati i risultati della misura, che consentono di stabilire il peso percentuale delle “code” negli impulsi di scintillazione, al variare delle caratteristiche della radiazione ionizzante che produce l'eccitazione.

Le misure descritte in questo paragrafo sono state effettuate a Milano nel 1993 e sono ampiamente descritte in [43, 44, 45]; io stessa ho ripetuto alcune di queste misure nel 1999, pertanto ne discuterò la tecnica sperimentale in maniera piuttosto dettagliata.

### 3.2.1 La tecnica del singolo fotone

Le misure effettuate al fine di caratterizzare il profilo della luce di scintillazione dello scintillatore di Borexino sono basate sulla tecnica del singolo fotone (*single photon counting*), introdotta da Bollinger e Thomas circa quarant'anni orsono [40].

In termini generali, il metodo per determinare la dipendenza temporale della luce di scintillazione consiste nella misura della distribuzione della differenza temporale tra l'eccitazione dello scintillatore e la produzione del segnale anodico associato al *primo* fotoelettrone in un fotomoltiplicatore accoppiato allo scintillatore.

Si supponga di avere uno scintillatore di dimensioni trascurabili (così da minimizzare la dispersione dei tempi di volo e l'effetto di autoassorbimento), equipaggiato con un fotomoltiplicatore, di cui per ora si trascura la dispersione nel tempo di transito, ed un discriminatore. Sia  $p(t)$  la funzione di densità di probabilità del tempo di emissione di ciascun fotone prodotto da un evento di scintillazione che avviene al tempo  $t = 0$ : con le assunzioni precedenti il tempo in cui il singolo fotoelettrone viene rilasciato dal fotocatodo segue la stessa funzione di densità di probabilità  $p(t)$  del fotone originariamente emesso. Consideriamo anche, inizialmente, il numero totale di fotoelettroni emesso,  $n$ , fissato ed un intervallo temporale di lunghezza finita  $\Delta t$  compreso fra  $t$  e  $t + \Delta t$ : la probabilità che il primo degli  $n$  fotoelettroni sia emesso nell'intervallo  $(t, t + \Delta t)$  è semplicemente uguale alla probabilità che tutti i fotoelettroni siano emessi dopo l'istante  $t$  meno la probabilità che tutti i fotoelettroni siano emessi dopo il tempo  $t + \Delta t$ :

$$P_1[(t, t + \Delta t)|n] = \left( \int_t^\infty p(x) dx \right)^n - \left( \int_{t+\Delta t}^\infty p(x) dx \right)^n. \quad (3.3)$$

Possiamo per semplicità definire la funzione  $F(t)$  come:

$$F(t) = \int_0^t p(x) dx; \quad (3.4)$$

in questo modo  $F(t)$  rappresenta la probabilità per ciascun fotoelettrone di essere emesso nell'intervallo  $(t, t + \Delta t)$ . Possiamo pertanto riscrivere l'espressione precedente nella forma:

$$\begin{aligned} P_1[(t, t + \Delta t)|n] &= [1 - F(t)]^n - [1 - F(t + \Delta t)]^n \\ &= \sum_{k=1}^n \binom{n}{k} (-1)^{k+1} [F^k(t + \Delta t) - F^k(t)]. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Nel limite per  $\Delta t \rightarrow 0$  si ottiene la funzione di densità di probabilità del tempo di emissione del primo fotoelettrone:

$$p_1(t|n) = \sum_{k=1}^n \binom{n}{k} (-1)^{k+1} k F^{k-1}(t) F'(t), \quad (3.6)$$

dove naturalmente  $F'(t)$  è uguale a  $p(t)$ . Riscrivendo opportunamente l'equazione precedente, si ottiene agevolmente l'espressione:

$$p_1(t|n) = n F'(t) [1 - F(t)]^{n-1}. \quad (3.7)$$

Se ora si rimuove la condizione che il numero totale di fotoelettroni emessi,  $n$ , sia costante e si assume invece che sia distribuito casualmente secondo una densità di probabilità  $p(n)$ , la funzione di densità di probabilità congiunta dell'emissione al tempo  $t$  del primo fotoelettrone e dell'emissione di  $n$  fotoelettroni in totale si scrive:

$$p_1(t, n) = p_1(t|n) p(n). \quad (3.8)$$

Sommando su  $n$ , per  $n \geq 1$ , l'espressione precedente, si ottiene la funzione di densità di probabilità del tempo di emissione del primo fotoelettrone e dell'emissione di almeno un fotoelettrone nell'evento. Consideriamo il caso particolare in cui  $p(n)$  sia una distribuzione di Poisson con valor medio  $m$ ; utilizzando la 3.7, si ottiene:

$$\begin{aligned} p_1(t, n \geq 1) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-m} m^n}{n!} n F'(t) [1 - F(t)]^{n-1} \\ &= m e^{-m} F'(t) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m^{n-1}}{(n-1)!} [1 - F(t)]^{n-1}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

che sommando la serie conduce all'espressione:

$$p_1(t, n \geq 1) = m e^{-mF(t)} F'(t), \quad (3.10)$$

derivata già da Post e Schiff nel 1950 e riportata in [41, 42].

Determineremo ora le condizioni sperimentali atte ad ottenere una misura accurata del profilo temporale della luce di scintillazione. Supponiamo che la soglia del discriminatore sia sufficientemente bassa da essere effettiva sul primo fotoelettrone rilasciato in ogni evento: dalle formule precedenti si può scrivere che la funzione di densità di probabilità del tempo di emissione del primo fotoelettrone condizionata all'emissione di almeno un fotoelettrone nell'evento è:

$$p_1(t|n \geq 1) = m e^{-mF(t)} F'(t) \cdot (1 - e^{-m})^{-1}. \quad (3.11)$$

Se trascuriamo la dispersione temporale introdotta dal fotomoltiplicatore, allora, come già detto in precedenza,  $F'(t)$  è uguale alla funzione di densità di probabilità  $p(t)$  del tempo di emissione del singolo fotone nello scintillatore (ossia rappresenta il profilo medio dell'impulso luminoso quando il numero di fotoni è sufficientemente grande), altrimenti risulta essere il prodotto di convoluzione di  $p(t)$  con la funzione di risoluzione dell'apparato  $R(t)$ :

$$F'(t) = p(t) * R(t). \quad (3.12)$$

Dall'equazione 3.11 si desume che, se il numero medio di fotoelettroni rivelati per evento è sufficientemente piccolo ( $m \ll 1$ ), allora la funzione di densità di probabilità condizionata diventa:

$$p_1(t|n \geq 1) \sim F'(t) = p(t) * R(t), \quad (3.13)$$

ovvero, nel caso di fotomoltiplicatore ideale,

$$p_1(t|n \geq 1) \sim p(t). \quad (3.14)$$

In questo caso, la funzione di densità di probabilità del tempo di emissione del primo fotoelettrone riproduce la distribuzione del tempo di emissione (o di rivelazione) del singolo fotone nello scintillatore e quindi il profilo medio dell'impulso luminoso.

È possibile effettuare una valutazione dell'errore che si ottiene assumendo la densità di probabilità del tempo di emissione del primo fotoelettrone in luogo della distribuzione del tempo di emissione del singolo fotone, al variare della risoluzione del fotomoltiplicatore e del tempo di decadimento caratteristico dello scintillatore [43]. Si osserva che, per  $m = 0.1$ , l'errore relativo compiuto con questa assunzione è inferiore al 2%. Al prezzo di un lungo tempo di misura (una distribuzione di Poisson con valor medio  $m = 0.1$  corrisponde ad una probabilità di non-rivelazione dell'evento pari al 90.5%), è quindi possibile ottenere una fedele riproduzione della funzione di densità di probabilità del tempo di emissione del singolo fotone nello scintillatore.

### 3.2.2 Esecuzione delle misure

Un apparato che riproduca il profilo temporale medio dell'impulso luminoso può essere realizzato osservando lo scintillatore in esame per mezzo di due fotomoltiplicatori: uno di essi, completamente accoppiato allo scintillatore, rivela ciascun evento

di scintillazione fornendo il riferimento temporale zero, l'altro invece, accoppiato al campione mediante dei filtri ottici in modo da soddisfare la condizione di piccolo  $m$ , osserva praticamente solo fotoelettroni singoli. Per ciascun evento in cui viene rivelato almeno un fotoelettrone nel tubo di basso livello, viene registrata la differenza temporale tra il segnale di riferimento e il tempo di rivelazione del primo fotoelettrone: l'istogramma di questa misura rappresenta la valutazione sperimentale della funzione  $p_1(t|n \geq 1)$ .

Non è nostra intenzione descrivere in dettaglio le problematiche sperimentali connesse con questa misura; tuttavia è necessario osservare che la condizione di singolo fotone è stata verificata effettuando uno spettro in carica. In particolare, tale misura è stata ripetuta per diverse condizioni di attenuazione, fino ad ottenere la condizione di richiesta. In fig. 3.1 sono mostrati gli spettri di quadruplo fotoelettrone e di singolo fotoelettrone, ottenuti variando le condizioni di attenuazione.

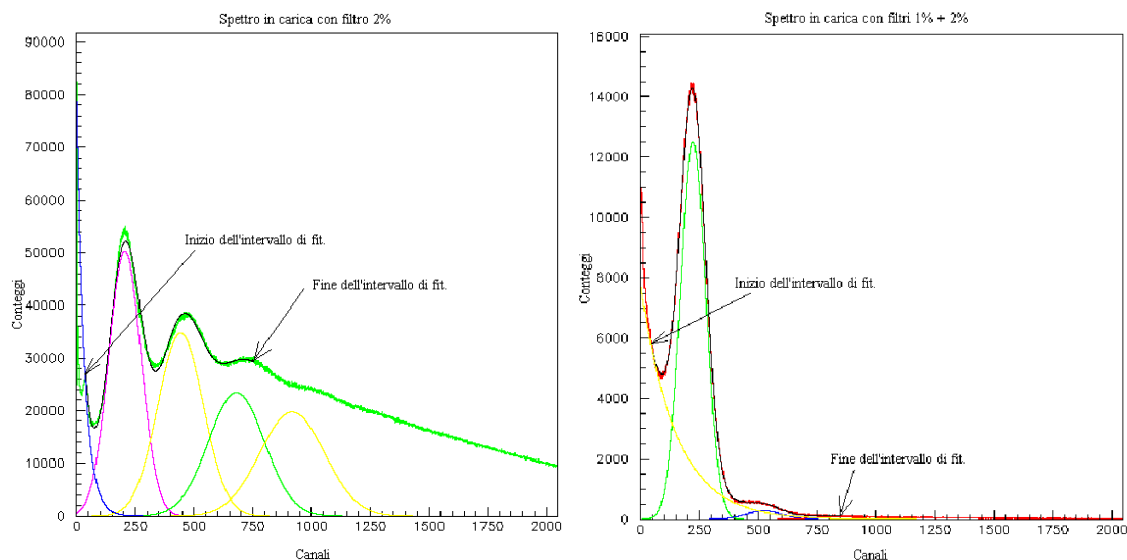


Figura 3.1: Spettro di quadruplo fotoelettrone e di singolo fotoelettrone

Il fondo dovuto al rumore di buio dei fotomoltiplicatori è stato accuratamente misurato in modo da poter essere sottratto. Infine, è stata effettuata una valutazione della risoluzione dell'apparato di misura, in modo da poter deconvolvere la risposta strumentale nella fase di analisi delle curve ottenute. Sappiamo che tale risoluzione è dovuta principalmente alla dispersione temporale introdotta dai fotomoltiplicatori (si tratta della dispersione del tempo di transito dei fotoelettroni nel fototubo o *transit time jitter*); in realtà sono da considerare anche gli effetti dovuti all'elettronica, in particolare l'indeterminazione temporale nel discriminatore e l'incertezza nel tempo di *trigger* del fototubo di alto livello.

Per valutare la risoluzione complessiva dell'apparato, la misura è stata effettuata mediante l'uso di un radiatore Čerenkov, accoppiato al fotomoltiplicatore di



basso livello, mentre il fotomoltiplicatore di alto livello era, al solito, accoppiato allo scintillatore; le due sorgenti di luce erano mutuamente schermate, in modo da non essere visibili dal fototubo a cui non erano associate. Il principio fisico su cui si basa questa misura è il fatto che l'emissione di luce per effetto Čerenkov può essere considerata istantanea rispetto alla diseccitazione dello scintillatore; pertanto, con questa tecnica si elimina la dispersione temporale dovuta ai tempi di decadimento dello scintillatore: la curva ottenuta (che è riportata in fig. 3.2, nel caso del fotomoltiplicatore ETL2088) rappresenta quindi l'effetto di risoluzione imputabile solo agli effetti strumentali.

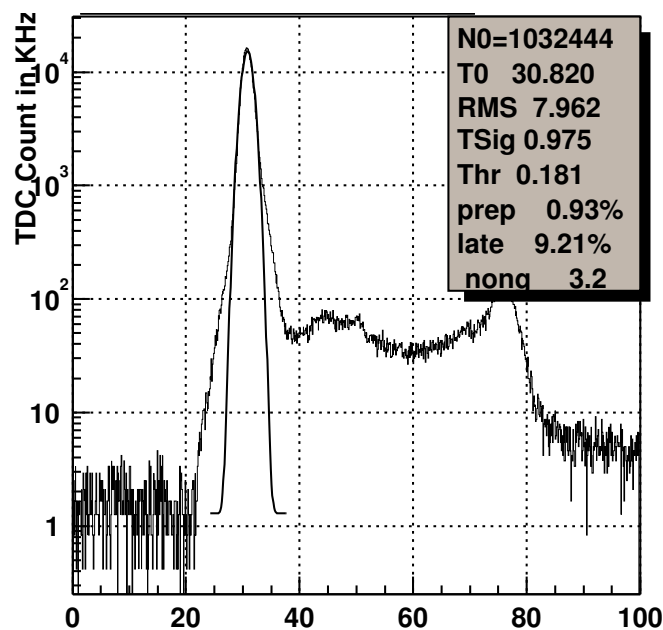


Figura 3.2: Risoluzione dell'apparato di misura, che comprende la dispersione introdotta dal fotomoltiplicatore e dall'elettronica

A questo punto è stato possibile procedere con la misura vera e propria della distribuzione temporale della luce di scintillazione. Il risultato è riportato in figura 3.3, nel caso di una miscela di Pseudo-cumene con 1.5 g/l di PPO: si tratta proprio dello scintillatore che verrà impiegato in Borexino. Osserviamo la notevole differenza fra lo spettro  $\alpha$  e lo spettro  $\beta$ ; in particolare, come ci aspettavamo, la curva  $\alpha$  presenta una "coda" molto pronunciata, il che indica una preponderanza della componente lenta della luce di scintillazione.

### 3.2.3 Analisi dei risultati

Scopo primario dell'analisi delle distribuzioni temporali ottenute è la determinazione dell'intensità relativa della componente lenta della luce di scintillazione: la differente

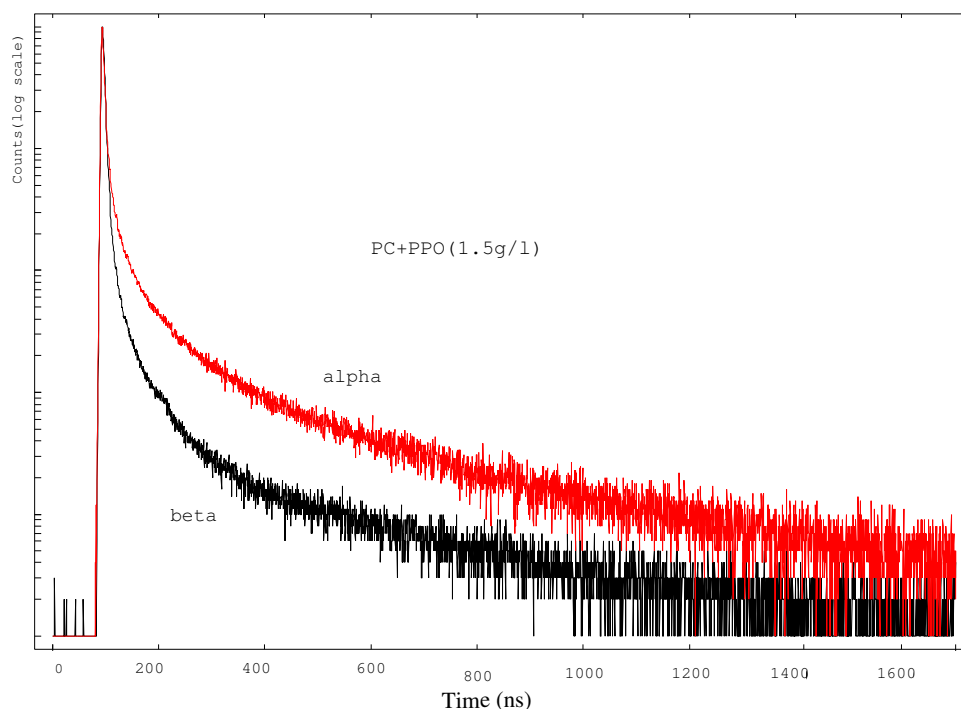


Figura 3.3: Curva di decadimento dello scintillatore per eventi  $\alpha$  e  $\beta$

intensità di tale emissione a seguito di eccitazioni  $\alpha$  o  $\beta$  permette, come già menzionato, di discriminare i due tipi di eccitazione. A tal fine si è quindi effettuato un *fit* della porzione di decadimento della risposta di scintillazione mediante una parametrizzazione euristica con una funzione formata dalla somma di esponenziali decrescenti:

$$\sum_{i=1}^n \frac{q_i}{\tau_i} e^{-\frac{t}{\tau_i}} . \quad (3.15)$$

Il primo termine rappresenta la componente veloce della luce di scintillazione (che proviene dal processo di scintillazione), mentre gli altri termini descrivono la componente lenta. Il valore di  $\tau_i$  ha quindi un significato fisico, essendo prossimo, almeno nel caso di alte concentrazioni di soluto, al valore reale della vita media del più basso stato eccitato di singoletto della molecola del soluto. D'altra parte, l'esecuzione del *fit* della componente lenta mediante una somma di esponenziali fornisce solo una descrizione matematica dei risultati, senza alcuna implicazione fisica; in particolare, notiamo che le curve dell'eccitazione  $\beta$  sono state descritte complessivamente da tre esponenziali, mentre per le eccitazioni  $\alpha$  si è reso necessario un *fit* a quattro termini. I parametri  $q_i$  rappresentano la frazione dell'intensità totale della luce associata ad ogni termine esponenziale. Durante la procedura di *fit*, come già anticipato, le curve sono state deconvolute rispetto alla funzione di risoluzione dell'apparato.

I risultati ottenuti per la miscela di PC+PPO, al variare della concentrazione del fluoro, sono riportati in tabella 3.1 per radiazioni  $\beta - \gamma$  e in tabella 3.2 per particelle  $\alpha$ ; a titolo esemplificativo, sono riportati anche i risultati ottenuti con uno scintillatore a quattro componenti di uso comune, il NE-213, che utilizza anch'esso il PPO come fluoro ed è stato studiato per ottimizzare la discriminazione  $\alpha/\beta$ .

Scintillatore	$\tau_1$ (ns)	$\tau_2$ (ns)	$\tau_3$ (ns)	$q_1$	$q_2$	$q_3$
PC+PPO <sub>1</sub> (6 g/l)	1.75	8.12	71.25	85.6%	13.1%	1.3%
PC+PPO <sub>2</sub> (3 g/l)	2.18	11.35	108.7	94.1%	5.0%	0.9%
PC+PPO <sub>3</sub> (1.5 g/l)	3.57	17.61	59.50	89.5%	6.3%	4.2%
NE-213	3.86	24.28	73.62	91.2%	4.5%	4.3%

Tabella 3.1: Tempi di decadimento degli scintillatori per particelle  $\beta$

Scintillatore	$\tau_1$ (ns)	$\tau_2$ (ns)	$\tau_3$ (ns)	$\tau_4$ (ns)	$q_1$	$q_2$	$q_3$	$q_4$
PC+PPO <sub>1</sub>	2.03	13.10	56.19	399.6	62.5%	16.2%	10.8%	10.5%
PC+PPO <sub>2</sub>	3.25	13.49	59.95	279.1	63.0%	17.8%	11.9%	7.3%
PC+PPO <sub>3</sub>	2.19	12.02	56.13	433.6	63.6%	15.3%	10.4%	10.7%
NE-213	3.89	20.60	92.36	440.0	47.0%	22.3%	19.1%	11.6%

Tabella 3.2: Tempi di decadimento degli scintillatori per particelle  $\alpha$

I risultati mostrano che, per la miscela di PC+PPO, il tempo di decadimento della componente veloce tende a diminuire all'aumentare della concentrazione del soluto, anche se tale diminuzione è di lieve entità (di questo fatto si dovrà tener conto nella scelta dello scintillatore per Borexino, in quanto la velocità della risposta temporale dello scintillatore è strettamente legata alla precisione con cui si possono ricostruire le coordinate spaziali degli eventi).

Per quanto riguarda il confronto fra eccitazioni di tipo  $\alpha$  ed eccitazioni  $\beta$ , si può notare che i valori delle vite medie delle componenti veloci non differiscono in maniera significativa nei due casi. Ciò costituisce una ulteriore dimostrazione del fatto che la prima costante di tempo si riferisce ad una caratteristica fisica intrinseca del fluoro. Quello che differisce fortemente nei due casi è l'intensità di luce associata alla componente veloce, che ammonta al  $\sim 63\%$  per particelle  $\alpha$  (per le miscele di PC+PPO) e al  $\sim 90\%$  per particelle  $\beta$ . Notiamo che queste percentuali ammontano rispettivamente al 47% e al 91% nel caso dello scintillatore NE-213, appositamente studiato per massimizzare la differenza tra gli effetti dovuti ai due tipi di eccitazione.

Questo fa comprendere come l'intensità di luce associata alla componente veloce (e di conseguenza l'incidenza delle "code" sul totale del segnale emesso) sia una proprietà della miscela scintillante nella sua interezza, al contrario di quanto avviene

per il valore della prima costante di tempo, che dipende solo dalla scelta del fluoro. Possiamo pertanto renderci conto del fatto che la ricerca dello scintillatore che presenti la migliore discriminazione  $\alpha/\beta$  possa influenzare la scelta delle varie caratteristiche della miscela scintillante, fra cui in particolare sulla concentrazione del fluoro, ma non necessariamente sulla scelta del fluoro stesso: tale scelta potrà invece essere operata in base ad altri requisiti, fra cui soprattutto la velocità di risposta.

### 3.3 Tecniche di discriminazione $\alpha/\beta$

In questa sezione verranno descritte le due tecniche principali che sono state studiate per effettuare la discriminazione  $\alpha/\beta$  in Borexino: il metodo della “coda su totale” (noto anche come metodo dell’integrazione di carica) e il “filtro ottimo” (che sfrutta l’intera forma temporale degli impulsi di scintillazione). In un secondo tempo, mostreremo i risultati di alcune verifiche di laboratorio effettuate con questi due metodi, con particolare attenzione al comportamento di diverse miscele scintillanti.

#### 3.3.1 La tecnica dell’integrazione di carica

Il metodo dell’integrazione di carica è concettualmente molto semplice. Esso si basa sulla considerazione, più volte ripetuta in questo capitolo, che l’intensità luminosa della parte lenta del segnale di scintillazione è maggiore per eventi  $\alpha$  che per eventi  $\beta$ . Questo fatto può essere sfruttato calcolando il rapporto fra la carica raccolta nelle “code” degli eventi di scintillazione e la carica totale raccolta negli eventi: in base ai dati esposti poc’anzi, tale rapporto dovrebbe essere circa uguale al 40% per eccitazioni  $\alpha$  e al 10% per eccitazioni  $\beta$ .

Questa misura di carica può essere effettuata mediante l’integrazione del segnale in due intervalli temporali distinti; dal punto di vista tecnico, il segnale viene sdoppiato e inviato ad un modulo di integrazione di carica (ADC) con differenti ritardi: dei due segnali identici, il primo viene totalmente integrato ( $Q_{totale}$ ), mentre il secondo viene integrato solo nella sua parte finale ( $Q_{coda}$ ). Naturalmente, il rapporto  $Q_{coda}/Q_{totale}$  sarà maggiore quanto più alta è la densità di ionizzazione della particella incidente. In figura 3.4 possiamo vedere una rappresentazione grafica del metodo.

Lo studio teorico dell’efficienza di questo metodo può essere effettuato in base a considerazioni statistiche, a partire dalla formula, da noi ricavata, della densità di probabilità  $p(t)$  del tempo di emissione di ciascun fotoelettrone nello scintillatore. Dalla definizione di  $p(t)$ , si deduce che la probabilità che un fotoelettrone venga emesso da un certo istante  $t_{coda}$  in poi è data da:

$$p_{coda} = \int_{t_{coda}}^{\infty} p(t) dt . \quad (3.16)$$

Se ora consideriamo l’emissione di  $n$  fotoelettroni in ciascun evento, allora la probabilità di trovare  $k$  fotoni nella coda (condizionata all’emissione di  $n$  fotoelettroni in

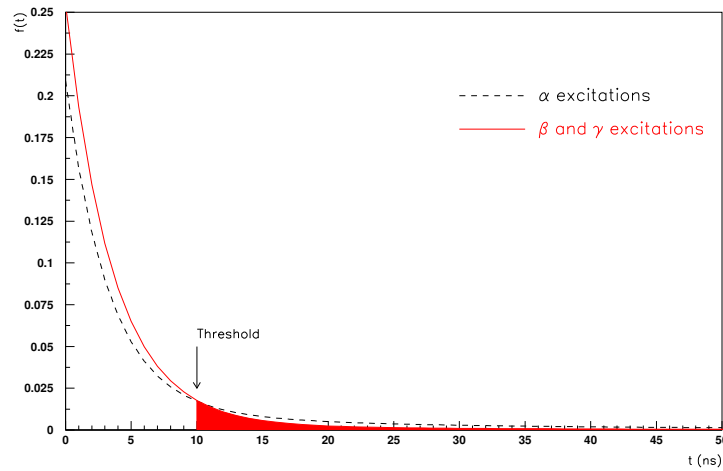


Figura 3.4: Tecnica dell'integrazione di carica

totale) è data dalla distribuzione binomiale:

$$P_{coda}(k|n) = \binom{n}{k} p_{coda}^k (1 - p_{coda})^{n-k}, \quad (3.17)$$

il cui valor medio corrisponde a:

$$\bar{k} = p_{coda} \cdot n. \quad (3.18)$$

Si può quindi prevedere che, considerando un certo numero di eventi con  $n$  fissato, il numero dei fotoelettroni presenti nella coda si disporrà attorno al valore di  $\bar{k}$ . Il valor medio del rapporto  $R = Q_{coda}/Q_{totale}$  si calcola facilmente:

$$R = \frac{Q_{coda}}{Q_{totale}} = \frac{n p_{coda}}{n} = p_{coda}; \quad (3.19)$$

è molto importante osservare che questo rapporto dipende solo dalla  $p_{coda}$  (cioè da una proprietà caratteristica dello scintillatore e della radiazione ionizzante), ma non da  $n$ : possiamo pertanto tentare di rimuovere il vincolo sul numero totale di fotoelettroni emessi.

Prendiamo quindi in considerazione il fatto che anche il numero totale di fotoelettroni emessi presenta una distribuzione di probabilità  $p(n)$ ; da ciò si ottiene la probabilità congiunta di ottenere  $k$  fotoelettroni nella coda ed  $n$  in totale nell'evento:

$$P_{coda}(k, n) = p(n) \binom{n}{k} p_{coda}^k (1 - p_{coda})^{n-k}. \quad (3.20)$$

Il valor medio del rapporto  $R$  sarà ancora calcolabile come nel caso precedente, pur di sostituire ad  $n$  il suo valor medio  $\bar{n}$ :

$$R = \frac{Q_{coda}}{Q_{totale}} = \frac{\bar{n} p_{coda}}{\bar{n}} = p_{coda}. \quad (3.21)$$

Anche in questo caso, dunque, il valor medio del rapporto  $R$  risulta indipendente da  $n$ : questa osservazione ci permetterà di applicare il metodo dell'integrazione di carica in un ampio intervallo energetico, determinato semplicemente dalla condizione che la  $p_{coda}$  (cioè la  $p(t)$ ) rimanga all'incirca costante.

L'applicazione pratica della tecnica dell'integrazione di carica prevede che innanzitutto venga misurato il valore del rapporto  $R$  per ciascun evento: a questo punto, è possibile costruire un istogramma della frequenza con cui ricorrono i vari valori di  $R$ . L'istogramma presenterà due distribuzioni di forma gaussiana, di cui quella a valor medio più alto sarà riferita alle  $\alpha$ : la separazione delle due gaussiane sarà l'indicatore principale dell'efficienza del metodo.

Le prestazioni di questa tecnica dipendono da tre parametri critici, due dei quali sono intrinseci al metodo (tempo totale di integrazione e scelta di  $t_{coda}$ ), mentre l'altro riguarda l'energia dell'evento. Lo studio della dipendenza dell'efficacia di discriminazione al variare di questi tre parametri (al fine di determinare le condizioni ottimali) può essere effettuato tramite la simulazione [45], in base alle caratteristiche dello scintillatore in oggetto. In questo modo si trova:

- **tempo totale di integrazione:** per ottenere il massimo dell'informazione, le curve dovrebbero essere integrate per un tempo infinito; dato che ciò non è possibile, è necessario determinare un tempo di integrazione che permetta l'esecuzione pratica delle misure senza perdere una parte rilevante delle curve. La simulazione mostra che l'efficienza di discriminazione raggiunge rapidamente un valore di saturazione all'aumentare del tempo totale di integrazione; a questo risultato, possiamo aggiungere l'osservazione pratica che, da un certo punto in poi, (vedi fig. 3.3) il rumore dovuto all'elettronica è superiore al segnale prodotto dallo scintillatore: pertanto la misura deve essere interrotta prima di raggiungere questa condizione. In base a queste considerazioni, possiamo determinare in  $\sim 500 ns$  (che coincide con il tempo caratteristico di diseccitazione per impulsi  $\alpha$ ) l'intervallo ottimale di integrazione;
- **punto di inizio della coda:** tramite la simulazione si determina anche il valore di  $t_{coda}$  che massimizza l'efficienza di discriminazione; si vede che le prestazioni aumentano all'aumentare di  $t_{coda}$  fino a raggiungere un massimo, dopodiché iniziano a diminuire. È possibile constatare che questo valore ottimale dipende dallo scintillatore, ma non dall'energia della particella incidente (può quindi essere determinato una volta per tutte). Come verrà descritto nel prossimo paragrafo, il tempo ottimale per l'inizio della coda e per l'integrazione totale possono essere determinati sperimentalmente;
- **energia della particella incidente:** il numero di fotoelettroni prodotti (e quindi rivelati) nello scintillatore è direttamente proporzionale all'energia della particella incidente. Dato che la disposizione dei valori di  $R$  attorno ai due punti medi è un effetto statistico, la larghezza delle due distribuzioni aumenterà al diminuire dell'energia della particella: pertanto, l'efficienza di separazione  $\alpha/\beta$

tenderà ad aumentare con l'energia. Le simulazioni confermano un andamento dell'efficienza di discriminazione come  $\sqrt{N_{pe}}$ .

### 3.3.2 Esecuzione delle misure e confronto fra diverse miscele scintillanti

La tecnica dell'integrazione di carica è stata accuratamente studiata mediante alcune misure di laboratorio, con piccoli campioni di diverse miscele scintillanti.

L'apparato sperimentale impiegato è composto da un fotomoltiplicatore accoppiato al campione di scintillatore; il segnale è analizzato da un apparato di misura in grado di integrarlo con tempi di ritardo diversi: in particolare, per ogni evento vengono registrate la carica totale e sei code, con ritardi di 20, 25, 30, 35, 40 e 70 ns, in modo da poter valutare la condizione migliore per ogni scintillatore. Il cuore del dispositivo di misura è costituito da due moduli *fan-in fan-out* analogici, che producono un totale di sette segnali uguali a fronte del solo iniziale; a questo punto i segnali sono inviati a dei moduli a ritardo variabile, che li trasmettono ad un ADC a 10 bits con risoluzione di 0.25 pC/bit, il quale effettua l'integrazione del segnale.

Le misure iniziali sono state effettuate al fine di ottimizzare il tempo totale di integrazione del segnale, che è stato fissato a 500 ns: si tratta di un compromesso che massimizza la porzione di segnale che può essere raccolta prima che il rumore dovuto all'elettronica copra il segnale.

Con questo apparato sono state analizzate cinque miscele scintillanti, tra cui la prima è stata utilizzata solo come termine di riferimento, trattandosi di una miscela commerciale appositamente studiata per ottimizzare la discriminazione  $\alpha/\beta$ :

- NE-213 (naftalene)<sup>1</sup>
- PC+PPO (1.5 g/l)
- PXE+PPO+bis-MSB
- PXE+TP+bis-MSB
- PXE+PPO

Per ottenere eventi  $\beta$  si è usata una sorgente di  $^{137}\text{Cs}$  che decade  $\beta^-$  nello stato metastabile del  $^{137}\text{Ba}$ , il quale emette a sua volta un  $\gamma$  da 662 keV; gli elettroni emessi sono schermati da uno strato di acciaio, mentre i  $\gamma$  interagiscono con lo scintillatore per effetto Compton, producendo un segnale di elettroni che viene rivelato. L'eccitazione  $\alpha$  è stata ottenuta con una sorgente di  $^{210}\text{Po}$ , che emette  $\alpha$  da 5.3 MeV: a causa del *quenching*, le  $\alpha$  producono un numero di fotoelettroni comparabile con gli eventi  $\beta$  del  $\text{Cs}$ . L'acquisizione è stata eseguita raccogliendo contemporaneamente eventi  $\alpha$  e  $\beta$ , per ricreare le condizioni in cui opererà Borexino.

Il metodo di analisi adottato (che utilizza il programma PAW - *Physics Analysis Workstation* - del CERN di Ginevra), consiste nel produrre un istogramma della

<sup>1</sup>Notiamo che lo scintillatore NE-213, pur massimizzando la capacità di separare  $\alpha$  da  $\beta$ , non può essere utilizzato in Borexino, in quanto la sua composizione particolarmente complessa renderebbe troppo complicate le procedure di purificazione: in pratica, ciascuna delle quattro componenti dovrebbe essere lavorata separatamente, per poi essere miscelata alle altre.

frequenza con cui ricorrono i vari valori del rapporto  $R = Q_{coda}/Q_{totale}$ , dove i valori di  $Q_{coda}$  e  $Q_{totale}$  sono quelli forniti dall'ADC. L'istogramma presenta due distribuzioni di forma gaussiana, di cui quella a valor medio più alto si riferisce alle  $\alpha$ . Viene eseguito un *fit* dell'istogramma ad una funzione che è la somma di due gaussiane, utilizzando l'algoritmo di minimizzazione MINUIT di PAW.

La discriminazione consiste nello stabilire un valore del rapporto coda/totale che sia ottimale per separare le due curve. Fissata tale soglia, possiamo considerare i valori al di sopra o al di sotto di essa. Se ci mettiamo ad esempio al di sotto della soglia (vedi fig. 3.5), la porzione di curva  $\alpha$  che si trova in questa zona rappresenta (se normalizzata al totale) la percentuale di  $\alpha$  identificate come  $\beta$ ; viceversa, la porzione di curva  $\beta$  che si trova al di sotto della soglia rappresenta la percentuale di eventi  $\beta$  che vengono identificati correttamente. Fissata la soglia, dunque, possiamo calcolare la percentuale di eventi  $\alpha$  e  $\beta$  che viene identificata correttamente: queste percentuali corrisponderanno rispettivamente alla porzione di curva  $\alpha$  che si trova al di sopra della soglia e alla porzione di curva  $\beta$  che si trova al di sotto. Tipicamente, la soglia viene fissata nel punto in cui la probabilità di identificazione  $\beta$  raggiunge il 98%; la probabilità  $\alpha$  corrispondente stabilisce il parametro di merito dello scintillatore.

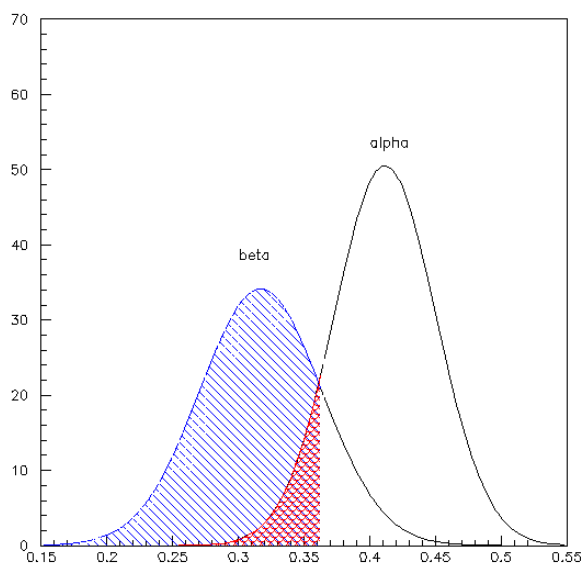


Figura 3.5: Discriminazione  $\alpha/\beta$ : l'area in rosso rappresenta le particelle  $\alpha$  identificate come  $\beta$ , l'area in blu le particelle  $\beta$  identificate correttamente

In tabella 3.3 sono riportati i valori così ottenuti per i cinque scintillatori in esame, al variare della soglia di integrazione (cioè al variare della posizione della coda), in una finestra energetica corrispondente ad  $80 \div 135$  fotoelettroni.

Si nota subito che le prestazioni dei cinque scintillatori sono pressochè identiche e tutte molto elevate. Questo comportamento è da ricondursi al fatto che, per un numero di fotoelettroni sufficientemente alto, la capacità di discriminazione è do-



Tempo di integrazione	20 ns	25 ns	30 ns	40 ns	70 ns
NE-213	99.9	99.9	99.9	99.8	99.6
PC+PPO(1.5 g/l)	99.6	99.8	99.7	99.6	97.7
PXE+PPO(5 g/l)	96.5	96.9	97.3	96.4	95.3
PXE+PPO+MSB(20 mg/l)	98.2	98.7	99.2	98.6	97.4
PXE+TP+MSB	98.2	98.4	97.9	97.1	95.5

Tabella 3.3: Probabilità di discriminazione  $\alpha$  con una probabilità di discriminazione  $\beta$  fissata al 98%, in una finestra energetica fra 80 e 135 fotoelettroni

minata dall'effetto statistico; si ottiene pertanto una specie di "saturazione" delle prestazioni di discriminazione, indipendentemente dallo scintillatore impiegato. Per far risaltare le caratteristiche intrinseche degli scintillatori, è opportuno porsi ad energie drasticamente più basse, attorno ai 60 fotoelettroni: si tratta di una condizione critica per l'applicazione del metodo di discriminazione, che tuttavia permette uno studio più preciso delle prestazioni delle varie miscele scintillanti. Questa misura è stata effettuata peggiorando le condizioni di accoppiamento ottico fra i campioni di scintillatore e il fotomoltiplicatore: in particolare, è stato diminuito l'angolo solido tra il fotocatodo e la celletta di quarzo in cui era contenuto lo scintillatore. I risultati sono riportati in tabella 3.4.

Tempo di integrazione	20 ns	25 ns	30 ns	40 ns	70 ns
NE-213	99.7	99.8	99.8	99.6	97.4
PC+PPO(1.5 g/l)	83.6	85.8	85.5	84.2	80.1
PXE+PPO(5 g/l)	74.9	76.6	76.7	74.8	72.3
PXE+PPO+MSB(20 mg/l)	80.7	81.3	81.5	80.9	78.8
PXE+TP+MSB	78.1	79.2	79.0	77.5	74.4

Tabella 3.4: Probabilità di discriminazione  $\alpha$  con una probabilità di discriminazione  $\beta$  fissata al 98%, in una finestra energetica fra 48 e 70 fotoelettroni

Notiamo che in questo caso le efficienze di discriminazione sono di gran lunga inferiori alle precedenti e si attestano attorno all'80% (tranne nel caso dell'NE-213, che continua a mantenere prestazioni molto alte). Questo notevole abbassamento della capacità di discriminazione conferma la criticità delle condizioni di misura, ma ci permette, come sperato, di porre in luce le differenze fra i vari scintillatori. In particolare, osserviamo che il PC+PPO (1.5 g/l) presenta delle prestazioni sistematicamente migliori a quelle degli altri scintillatori.

Questa miscela scintillante si presenta come la più adatta per Borexino anche sotto altri aspetti: come già osservato, la presenza di PPO garantisce una risposta molto veloce, il che è particolarmente utile per la ricostruzione spaziale degli eventi

(come verrà spiegato nell'Appendice A); inoltre, l'uso di un composto binario facilita la tecnica di purificazione, minimizzando il numero di sistemi di purificazione da realizzare. Il PC+PPO è stato testato nel CTF (vedi cap.2) e ha fornito ottimi risultati, sia per quanto riguarda la capacità di discriminazione  $\alpha/\beta$ , sia in merito ai requisiti sulla radiopurezza.

### 3.3.3 Il "metodo ottimo" per le curve di scintillazione

Il metodo che ottimizza le prestazioni di discriminazione  $\alpha/\beta$  è stato studiato da Gatti e De Martini nel 1962 [46]. Si tratta di un filtro lineare (dedotto dalla forma media degli impulsi di scintillazione per particelle  $\alpha$  e  $\beta$ ) da applicare alle curve degli eventi di scintillazione; si ottiene in questo modo un parametro, che descrive la probabilità che l'evento da identificare sia un  $\alpha$  o un  $\beta$ .

Siano  $\alpha(t)$  e  $\beta(t)$  le forme temporali medie degli impulsi di scintillazione dovuti ai due tipi di radiazione ionizzante. L'energia delle particelle  $\alpha$  e  $\beta$  sia tale che i due impulsi siano normalizzati allo stesso numero di fotoelettroni:

$$\int_0^{\infty} \alpha(t) dt = \int_0^{\infty} \beta(t) dt. \quad (3.22)$$

Per semplicità supponiamo di dividere l'intervallo di tempo considerato in piccoli intervalli  $\Delta t_i$  di uguale durata; allora potremo rappresentare le due curve  $\alpha(t)$  e  $\beta(t)$  mediante le successioni  $\alpha_i$  e  $\beta_i$ , che rappresentano il numero di fotoelettroni emesso, per i due tipi di impulso, in ciascun intervallo di tempo  $\Delta t_i$ . La condizione di normalizzazione diventa:

$$\sum \alpha_i = \sum \beta_i = N. \quad (3.23)$$

Il generico filtro lineare fornirà un parametro  $G$  di identificazione della particella, che può essere scritto come somma pesata dei due contributi  $\alpha_i$  e  $\beta_i$ . In questo caso:

$$G_\alpha = \sum P_i \alpha_i \quad G_\beta = \sum P_i \beta_i; \quad (3.24)$$

i due segnali differiscono tra loro della quantità:

$$\Delta = G_\alpha - G_\beta = \sum P_i (\alpha_i - \beta_i). \quad (3.25)$$

Se si suppone i valori di  $\alpha_i$  e  $\beta_i$  presentino una distribuzione statistica di forma poissoniana (che può tener conto anche della dispersione temporale introdotta dal fotomoltiplicatore), la varianza  $\varepsilon_\Delta^2$  di  $\Delta$  è uguale a:

$$\varepsilon_\Delta^2 = \sum [P_i^2 \varepsilon_{\alpha_i}^2 + P_i^2 \varepsilon_{\beta_i}^2] = \left[ \sum P_i^2 (\alpha_i + \beta_i) \right] (1 + \varepsilon_A^2), \quad (3.26)$$

dove il termine  $\varepsilon_A^2$  rappresenta la varianza sul guadagno del fototubo. La varianza relativa di  $\Delta$  è:

$$\frac{\varepsilon_\Delta^2}{\Delta^2} = \frac{\sum P_i^2 (\alpha_i + \beta_i)}{[\sum P_i (\alpha_i - \beta_i)]^2} (1 + \varepsilon_A^2) \quad (3.27)$$

e il filtro ottimo è definito dai pesi  $P_i$  che minimizzano la varianza relativa di  $\Delta$ . Si prova agevolmente che i pesi richiesti sono:

$$P_i = \frac{\alpha_i - \beta_i}{\alpha_i + \beta_i}. \quad (3.28)$$

Questi pesi sono caratterizzati dall'aver un valore maggiore, come ci aspettiamo, in corrispondenza delle parti di segnale che differiscono di più: in altri termini, queste porzioni di segnale avranno un'importanza maggiore rispetto alle altre nel "pesare" i segnali sconosciuti. Un'altra caratteristica dei pesi così determinati risiede nel fatto che la divisione per  $\alpha_i + \beta_i$  impedisce che la differenza fra termini grandi abbia a pesare di più della differenza fra termini piccoli nel computo del parametro di identificazione  $G$ .

Per questa scelta dei  $P_i$ , la varianza relativa di  $\Delta$  risulta:

$$\frac{\varepsilon_{\Delta}^2}{\Delta^2} = \frac{1}{\Delta} (1 + \varepsilon_A^2), \quad (3.29)$$

mentre per per  $G_{\alpha}$  e  $G_{\beta}$  si ottiene:

$$G_{\alpha} = \sum \frac{\alpha_i - \beta_i}{\alpha_i + \beta_i} \alpha_i \quad G_{\beta} = \sum \frac{\alpha_i - \beta_i}{\alpha_i + \beta_i} \beta_i. \quad (3.30)$$

Inoltre,

$$G_{\alpha} + G_{\beta} = 0, \quad (3.31)$$

come può essere agevolmente dimostrato considerando la condizione di normalizzazione degli impulsi. In particolare,

$$|G_{\alpha}| = |G_{\beta}| = \frac{1}{2} \Delta = \frac{1}{2} \sum \frac{(\alpha_i - \beta_i)^2}{\alpha_i + \beta_i}. \quad (3.32)$$

A questo punto, è possibile applicare il filtro ottimo al generico segnale  $S_i$ , di cui si vuole determinare la natura. Per questo segnale si calcherà come al solito un parametro  $G_S$ :

$$G_S = \sum \frac{\alpha_i - \beta_i}{\alpha_i + \beta_i} S_i : \quad (3.33)$$

il valore di  $G_S$  sarà tanto più prossimo a  $G_{\alpha}$  quanto più il segnale  $S_i$  assomiglia alla forma d'onda media  $\alpha_i$ , ovvero quanto più la particella da identificare presenta le caratteristiche di scintillazione tipiche delle particelle  $\alpha$ . Studiando la distribuzione dei valori di  $G_S$  per un certo numero di segnali, sarà possibile scegliere una soglia di discriminazione  $\alpha/\beta$ ; si potrà inoltre determinare, come nel metodo dell'integrazione di carica, la percentuale di particelle  $\alpha$  e  $\beta$  erroneamente identificate, a seconda della soglia di discriminazione prescelta.

Osserviamo che questa trattazione può essere facilmente ricondotta al caso di segnali rappresentati dalle curve continue  $\alpha(t)$  e  $\beta(t)$  (che si suppongono uguali a zero al di fuori di un certo intervallo  $(0, T)$ ). In questo caso, il filtro ottimo viene ad essere costituito da una funzione continua  $P(t)$ , mentre i parametri  $G_\alpha$  e  $G_\beta$  diventano due integrali:

$$G_\alpha = \int_0^T P(t)\alpha(t)dt \quad G_\beta = \int_0^T P(t)\beta(t)dt. \quad (3.34)$$

In definitiva, per applicare il metodo ottimo per il riconoscimento dei vari tipi di particelle, è necessario avere a disposizione, per ogni evento, una curva che rappresenti la forma temporale degli impulsi di scintillazione, in forma discreta  $S_i$  o continua  $S(t)$ . Una volta prodotte le curve, si dovrà determinare la forma caratteristica degli eventi  $\alpha$  e  $\beta$ , il che può essere particolarmente critico, nel caso in cui non si disponga di un altro metodo di discriminazione  $\alpha/\beta$  sufficientemente affidabile. In particolare, è opportuno che il metodo di riconoscimento impiegato per la scelta delle curve di riferimento sia il più possibile indipendente dalle caratteristiche temporali delle curve di scintillazione, in modo da non introdurre un errore ricorsivo nella scelta dei parametri; ciò è particolarmente semplice nel caso in cui sia possibile usare delle sorgenti radioattive, la cui natura è nota: nel caso in cui non sia possibile l'uso delle sorgenti, bisognerà basarsi su metodi diversi, come le coincidenze ritardate (che verranno ampiamente descritte nel cap.4).

Per concludere questa discussione, possiamo sottolineare che anche il metodo ottimo presenta una dipendenza dell'efficacia di discriminazione dall'energia dell'evento e dalla durata dell'intervallo totale di misura, esattamente come avviene per il metodo dell'integrazione di carica. Tuttavia, una caratteristica peculiare del metodo ottimo è il fatto che esso non va ottimizzato al variare di parametri analoghi al punto di inizio della coda: si tratta infatti di una tecnica in grado di "auto-ottimizzarsi", a seconda delle caratteristiche delle curve di riferimento  $\alpha$  e  $\beta$  utilizzate.

### 3.3.4 Tecnica sperimentale per lo studio delle prestazioni del metodo ottimo

Se supponiamo di voler misurare le prestazioni del metodo ottimo in laboratorio, in modo analogo a quanto fatto per la tecnica dell'integrazione di carica, il primo problema che ci si presenta è la costruzione di una curva che rappresenti la forma temporale della luce di scintillazione prodotta da ciascun evento; in particolare, sarebbe necessario poter conoscere il tempo di arrivo dei singoli fotoelettroni al fotomoltiplicatore. Osserviamo che ciò non sarà in generale possibile, poiché in queste condizioni si verifica la raccolta di qualche centinaio di fotoelettroni nel corso di un intervallo temporale dell'ordine della frazione di  $\mu s$ . L'unica informazione che possiamo ottenere sarà pertanto di tipo cumulativo, ovvero ci dovremo munire di un dispositivo in grado di misurare l'andamento globale della carica prodotta nel fototubo dall'interazione dei fotoni.

Per questo motivo, nell'implementazione di un apparato sperimentale adatto all'applicazione del metodo ottimo per la discriminazione  $\alpha/\beta$  in laboratorio, il problema principale consiste nella realizzazione di un sistema elettronico in grado di produrre delle curve che rappresentino lo sviluppo temporale completo del segnale di scintillazione. Tale problema è stato lungamente studiato a Milano negli anni 1996-1997: il risultato è stata la costruzione di una scheda di elettronica, detta DP-SA (*Digital Pulse Shape Analyser*, che permette di effettuare questo tipo di misura: si tratta di un dispositivo in grado di integrare il segnale in ingresso, proveniente dall'anodo del fototubo, e di eseguirne un fitto campionamento.

In figura 3.6, è riportato lo schema a blocchi della scheda DPSA. Il segnale in ingresso viene amplificato ed integrato per via analogica per circa  $550\text{ ns}$  (questo intervallo equivale al tempo di diseccitazione degli impulsi  $\alpha$  ed è stato determinato mediante una serie di prove preliminari). Il segnale in uscita dall'integratore viene processato da un convertitore analogico-digitale a  $10\text{ bit}$ , che lo campiona ad una frequenza di  $60\text{ MHz}$ . Il segnale, così convertito in forma digitale, viene prima memorizzato in una memoria del modulo stesso e infine inviato al calcolatore per l'analisi *off-line*.

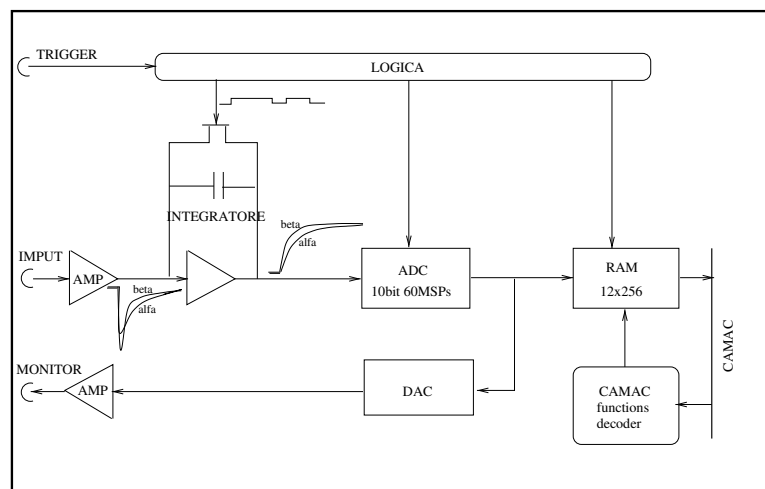


Figura 3.6: Schema a blocchi della scheda di discriminazione

Il segnale prodotto da questo sistema è discreto, cioè possiede una forma del tipo  $S_i$  (per  $i = 1, \dots, N$ ): se dividiamo l'intero intervallo temporale in 33 intervalli  $\Delta t_i$ , ciascuno della durata di  $16.66\text{ ns}$ , il valore di  $S_i$  rappresenta la carica totale raccolta al tempo  $t_i$ , ovvero il numero di fotoelettroni che hanno raggiunto il dispositivo di misura ad un istante  $t \leq t_i$ .

L'opportunità di usare un segnale integrato, anzichè di registrare semplicemente il tempo di arrivo di ciascun fotoelettrone, è stata verificata sperimentalmente e si basa sostanzialmente su due considerazioni: la prima è il fatto che l'integrazione del segnale riduce l'incidenza delle fluttuazioni statistiche sul numero di fotoelettroni

racolti (nelle code queste fluttuazioni sono superiori all'ammontare del segnale stesso, come si vede in fig. 3.3); la seconda considerazione si basa sulla constatazione che, di fatto, la scelta del segnale integrato massimizza (rispetto all'uso di un segnale differenziale) la differenza percentuale fra curve di tipo  $\alpha$  e curve di tipo  $\beta$ , il che rende senz'altro più efficace il metodo di discriminazione. La sovrapposizione di un alto numero di segnali in uscita dalla scheda di discriminazione (opportunitamente normalizzati) è riportata in fig. 3.7: si nota chiaramente la presenza di due *pattern* distinti, caratteristici dei due tipi di radiazione ionizzante. In particolare, le curve che presentano una salita più rapida sono tipiche delle particelle  $\beta$ , mentre le curve che salgono più lentamente sono prodotte dal passaggio di particelle  $\alpha$ .

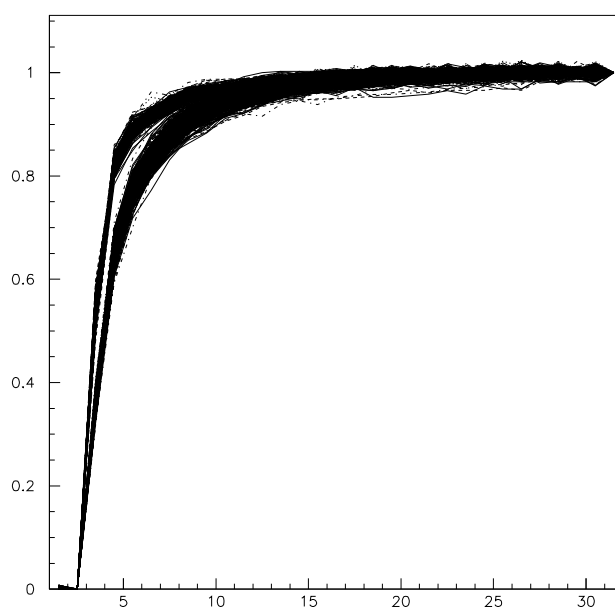


Figura 3.7: Segnale integrato in uscita dalla scheda di discriminazione

L'apparato di misura è molto simile a quello impiegato per lo studio della tecnica dell'integrazione di carica, pertanto non verrà descritto nel dettaglio. La sorgente impiegata era costituita da una certa quantità di  $^{226}\text{Ra}$  disciolto e diffuso nello scintillatore: l'attività del  $^{222}\text{Rn}$  prodotto dal Radio era sufficientemente alta per lo scopo ed era inoltre in grado di fornire sia decadimenti  $\alpha$  che  $\beta$  (infatti, il  $^{222}\text{Rn}$  decade a sua volta, producendo rapidamente una catena di decadimenti radioattivi, di cui fanno parte sia isotopi che decadono emettendo particelle  $\alpha$  che isotopi che decadono emettendo particelle  $\beta\gamma$ ).

Osserviamo che, preliminarmente all'esecuzione delle misure, è stata effettuata un'accurata calibrazione del sistema, in particolare per quanto riguarda il fattore di conversione fra la carica raccolta e il numero di fotoelettroni; questa misura è stata effettuata mediante uno spettro di carica e un analizzatore mulicanale.

I segnali ottenuti sono stati processati con un algoritmo in linguaggio FORTRAN

appositamente implementato. I risultati sono stati confrontati con quelli ottenuti nelle stesse condizioni mediante la tecnica dell'integrazione di carica (con una coda ottimizzata a  $32\text{ ns}$ ). Le misure sono state effettuate con lo scintillatore prescelto per Borexino, costituito dalla miscela di PC+PPO con una concentrazione di  $1.5\text{ g/l}$ .

Come nel caso del metodo "coda su totale", le misure sono state ripetute per tre intervalli di energia distinti: la variazione del numero medio di fotoelettroni raccolto in ciascun evento è stata ottenuta, come al solito, modificando l'accoppiamento scintillatore-fototubo. Nelle figure 3.8, 3.9 e 3.10 sono mostrate le curve di distribuzione del parametro  $G$  ottenute con il metodo ottimo al variare del numero di fotoelettroni, confrontate con le rispettive distribuzioni dei valori del rapporto "coda su totale".

L'efficienza di separazione è pressoché totale in entrambi i casi (infatti non ha senso effettuare un confronto in termini di percentuali di riconoscimento): evidentemente, le condizioni sperimentali (in particolare la scelta degli intervalli di energia) erano eccessivamente favorevoli all'esecuzione di questa misura. In ogni caso, possiamo osservare che per tutti e tre gli intervalli di energia considerati, la separazione delle due gaussiane relative ad eventi  $\alpha$  e  $\beta$  è decisamente più marcata nel caso del filtro ottimo.

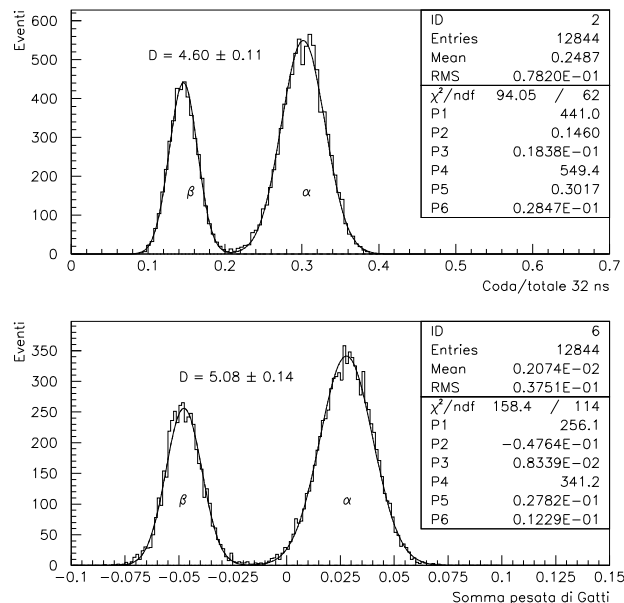


Figura 3.8: Confronto tra il metodo del rapporto coda su totale e il filtro ottimo nell'intervallo energetico fra 90 e 160 fotoelettroni

In conclusione, possiamo affermare che il metodo ottimo presenta senz'altro delle prestazioni di discriminazione  $\alpha/\beta$  superiori a quelle del metodo dell'integrazione di carica. Sebbene tale differenza fra i due metodi sia difficilmente apprezzabile nelle misure di laboratorio, essa sarà certamente più importante in condizioni critiche.

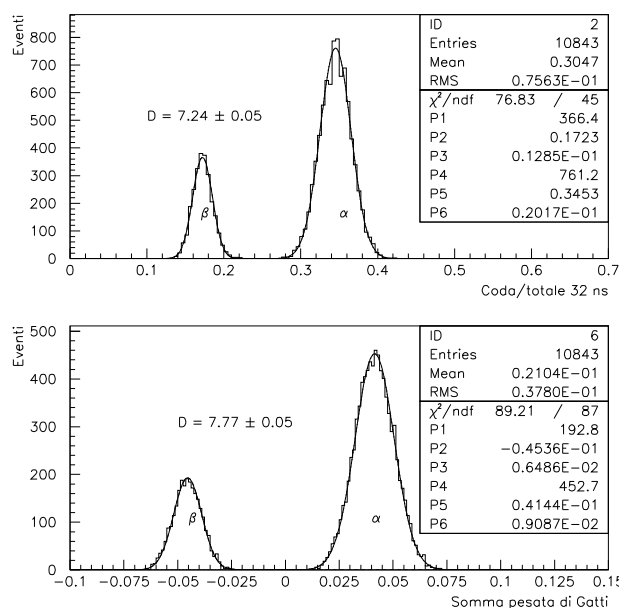


Figura 3.9: Confronto tra il metodo del rapporto coda su totale e il filtro ottimo nell'intervallo energetico fra 160 e 260 fotoelettroni

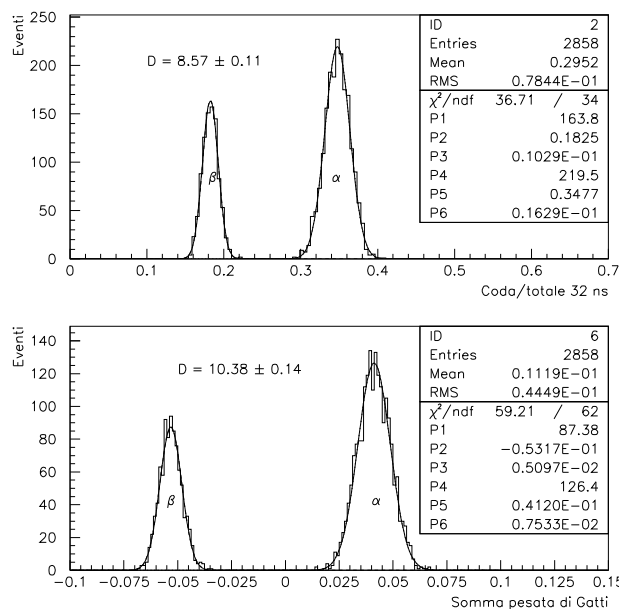


Figura 3.10: Confronto tra il metodo del rapporto coda su totale e il filtro ottimo nell'intervallo energetico fra 260 e 370 fotoelettroni



In particolare, ci aspettiamo che la separazione  $\alpha/\beta$  diventi molto più difficile quando si utilizzi un grande volume di scintillatore, come nel caso di Borexino o del CTF, a causa dell'alta probabilità che i fotoni vengano assorbiti e riemessi dallo scintillatore lungo il percorso dal punto di produzione a quello di rivelazione da parte dei tubi fotomoltiplicatori.

Nel prossimo capitolo verrà descritta l'analisi dei dati da me effettuata, in merito alla capacità di discriminazione  $\alpha/\beta$ , sulla campagna di misure eseguita con l'esperimento CTF nei mesi di luglio-agosto 2000. In particolare, mostrerò il confronto (ben più significativo che nel caso del laboratorio) fra le prestazioni del metodo ottimo e quelle della tecnica dell'integrazione di carica.



## Capitolo 4

# La discriminazione $\alpha/\beta$ in CTF

In questo capitolo descriverò l'analisi da me svolta sui dati raccolti nella seconda campagna di misure dell'esperimento CTF, che è stata effettuata nei mesi di maggio-settembre 2000. In questa analisi, mi sono occupata dell'applicazione dei due metodi di discriminazione  $\alpha/\beta$  descritti nel capitolo 3.

Prima di entrare nel merito della descrizione di tale studio, è opportuno sottolinearne l'importanza nell'ambito di questa fase dell'esperimento: innanzitutto, come verrà spiegato in seguito, la valutazione dell'efficienza di discriminazione  $\alpha/\beta$  del rivelatore era l'obiettivo principale della presa dati in oggetto; inoltre, mentre il metodo dell'integrazione di carica era già stato studiato nel primo periodo del CTF, in questo secondo periodo è stato effettuato il primo test del metodo ottimo su un grande volume di scintillatore: pertanto è facile capire come i risultati di questa analisi fossero attesi con particolare attenzione da tutta la collaborazione.

Nel primo paragrafo di questo capitolo verranno descritte in generale le diverse fasi della la presa dati e le caratteristiche principali dell'insieme di dati da me utilizzato; inoltre illustrerò la caratterizzazione preliminare del rivelatore (in merito al *rate* di conteggio totale) che ho effettuato mediante l'uso delle coincidenze ritardate.

Nel secondo paragrafo descriverò lo studio delle prestazioni del metodo dell'integrazione di carica per la discriminazione  $\alpha/\beta$ , con particolare attenzione ai risultati ottenuti in diversi intervalli di energia e in diverse posizioni all'interno del rivelatore.

Nel terzo paragrafo verranno illustrate le varie fasi dell'implementazione del metodo ottimo per il CTF: la caratterizzazione delle curve di scintillazione, la costruzione dell'algoritmo di analisi, lo studio del comportamento del metodo al variare delle caratteristiche dell'evento; in un secondo tempo, verrà effettuato un confronto con i risultati del metodo dell'integrazione di carica, dal quale si potrà evincere un drastico miglioramento della capacità di separazione; infine, verranno analizzate alcune possibili modifiche del metodo, soprattutto in vista dell'imminente realizzazione di una nuova campagna di misure col CTF.

Infine, nel quarto paragrafo, mostrerò l'applicazione del metodo ottimo per lo studio della radiopurezza: verranno ad esempio fornite delle stime della contaminazione derivante dalla presenza di alcuni isotopi (come il  $^{210}\text{Po}$ ), che difficilmente

potrebbero essere identificati in altro modo. Inoltre verrà discusso brevemente il problema della distribuzione spaziale anomala degli eventi dovuti al  $^{222}\text{Rn}$  e agli isotopi da esso prodotti.

## 4.1 Descrizione della campagna di misure: il test dello scintillatore PXE

I dati da me analizzati sono stati raccolti, come già detto, nell'ambito della seconda fase dell'esperimento CTF (CTF-2), che ha avuto luogo nell'estate 2000. Scopo principale di questa campagna di misure era la caratterizzazione delle proprietà ottiche di una miscela scintillante molto simile a quella che verrà impiegata per Borexino; essa è composta da PXE come solvente, TP (2.0 g/l) come materiale fluorescente e bis-MSB (20 mg/l) come *wavelength-shifter* (vedi cap.3).

Questa miscela era già stata preliminarmente testata nei primi mesi del 1997, ma è stato deciso di ripetere il test allo scopo di determinare la capacità di separazione  $\alpha/\beta$  dello scintillatore PXE, che rappresenta quindi l'obiettivo principale di questa campagna di misure.

Oltre allo studio delle caratteristiche dello scintillatore, l'esperimento CTF consente di controllare le prestazioni di alcuni sistemi ausiliari che verranno utilizzati per Borexino, fra i quali l'impianto di purificazione e distribuzione dell'acqua.

### 4.1.1 Le varie fasi della presa dati

La presa dati è stata articolata in cinque diverse fasi:

1. **run dell'acqua:** il sistema di acquisizione è stato acceso per la prima volta nelle due settimane dal 19 al 31 maggio 2000 (corrispondenti ai run nr. 706-716); in questa fase non vi era scintillatore nell'*Inner Vessel* del CTF e tutto l'apparato era riempito con acqua. Durante questo periodo è stato possibile effettuare la messa a punto dell'elettronica e del sistema di acquisizione dati, nonché determinare i parametri mediante i quali era possibile identificare *off-line* gli eventi prodotti dai  $\mu$  (in assenza di scintillatore, il *rate* di conteggio è dominato dalla luce Čerenkov dei  $\mu$  che attraversano l'acqua);
2. **primo riempimento con lo scintillatore:** per verificare la tenuta della sfera di nylon che contiene lo scintillatore, essa è stata riempita in tre diverse fasi; inizialmente è stato inserito il primo  $m^3$  di scintillatore (912 t), che è stato immesso mediante sostituzione volumetrica dell'acqua (lo scintillatore viene fatto entrare nell'*Inner Vessel* dall'alto, mentre l'acqua, che viene fatta defluire dal basso, va a riempire gradualmente il serbatoio dello scintillatore). Questa fase corrisponde al periodo dal 4 al 9 giugno 2000 (run nr. 717-723);

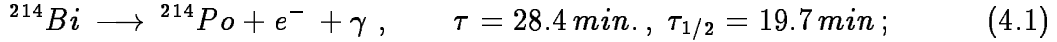
3. **secondo riempimento con lo scintillatore:** dato che il nylon sembrava resistere bene alla prima tonnellata di scintillatore, altri  $2 m^3$  di PXE sono stati inseriti nell'IV (fino al raggiungimento di  $3123 Kg$  in totale). La presa dati conseguente va dal 13 giugno al 15 luglio 2000 (run nr. 724-757); essa ha consentito di effettuare una messa a punto dei vari sistemi del CTF, nonché un'analisi preliminare del comportamento del rivelatore;
4. **riempimento finale con lo scintillatore:** il 15 luglio 2000 è stata inserita la quarta tonnellata di scintillatore nell'IV. A questo punto è iniziata la fase principale del test, che si è protratta fino al 6 settembre 2000 (run nr. 758-788). In questa fase è stata studiata l'efficienza di discriminazione  $\alpha/\beta$  del rivelatore, che era lo scopo principale di tutta la presa dati. Inoltre è stato possibile effettuare uno studio preliminare della radiopurezza dello scintillatore, con particolare riguardo alle prestazioni del sistema di purificazione;
5. **inserimento di sorgenti radioattive:** la fase finale della presa dati ha comportato l'inserzione di alcune sorgenti radioattive nel rivelatore, allo scopo di valutare le prestazioni del sistema di ricostruzione spaziale degli eventi di scintillazione. Quest'ultimo test è stato effettuato nel periodo 12-20 settembre (run nr. 790-810), dopodiché sono iniziate le procedure di svuotamento del CTF. La calibrazione con le sorgenti non verrà discussa nel dettaglio, tuttavia ci preme sottolinearne l'esito positivo: le prestazioni dell'algoritmo di ricostruzione (vedi Appendice A) si sono rivelate molto buone, benché esso non fosse stato ottimizzato per il PXE. Notiamo che l'inserimento di sorgenti nel rivelatore è stato correttamente effettuato alla fine della presa dati, in modo da evitare il rischio di inquinare lo scintillatore.

L'analisi dei dati da me svolta concerne la quarta fase di questa campagna di misure, ovvero la fase principale di tutto il test, in cui il rivelatore si trovava nelle condizioni ottimali.

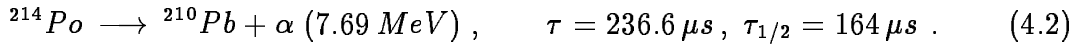
Preliminarmente allo studio vero e proprio della discriminazione  $\alpha/\beta$ , mi sono preoccupata di caratterizzare il rivelatore per quanto riguarda il *rate* di conteggio totale, in modo da conoscere in modo dettagliato i principali parametri statistici che avrebbero determinato la mia analisi. Questa caratterizzazione è stata effettuata mediante l'uso delle coincidenze ritardate della catena del  $^{238}U$  (che verranno descritte nel prossimo paragrafo); in particolare, con questo metodo ho potuto effettuare una calibrazione della scala di energia del rivelatore, nonché un'analisi dell'andamento temporale della contaminazione da Radon (che nel nostro caso rappresentava la sorgente di eventi radioattivi di gran lunga dominante).

### 4.1.2 Il metodo delle coincidenze ritardate

La catena di decadimenti del  $^{238}\text{U}$  presenta, nella sua parte finale, il decadimento  $\beta$  del  $^{214}\text{Bi}$  (vedi Appendice B):



Il  $^{214}\text{Po}$ , a sua volta, decade rapidamente emettendo una particella  $\alpha$ :



Siccome la vita media del  $^{214}\text{Po}$  è estremamente breve ( $236.6 \text{ ns}$ ), questi due eventi successivi sono facilmente identificabili, a patto di misurare, per ciascun evento rivelato, il tempo che lo separa dall'evento precedente.

A questo proposito, è necessario osservare che, durante l'acquisizione dei dati di un qualsiasi evento, la catena elettronica con cui è equipaggiato il CTF non può iniziare a rivelarne un altro per  $\sim 50 \text{ ms}$ : per questo motivo, nel caso di eventi troppo vicini, il secondo di questi non potrebbe essere osservato; anche le coincidenze ritardate del  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  sarebbero inosservabili (o meglio, sarebbe inosservabile il decadimento del  $^{214}\text{Po}$ ). Per ovviare a questo inconveniente, il CTF è stato equipaggiato con una doppia catena di elettronica: se si verifica un evento di scintillazione mentre la prima catena (detta Gruppo 1) è "occupata" da un evento precedente, viene attivata la seconda catena (Gruppo 2), che può acquisire i dati del nuovo evento.

Questo sistema è ottimale per lo studio delle coincidenze  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ , in quanto i decadimenti  $\beta$  del  $^{214}\text{Bi}$  saranno sempre rivelati sul Gruppo 1, mentre le  $\alpha$  prodotte dal  $^{214}\text{Po}$  verranno raccolte dal Gruppo 2. Pertanto, un algoritmo di identificazione delle coincidenze  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  può essere costruito mediante questa procedura:

1. si esaminano tutti gli eventi di Gruppo 1: se questi sono seguiti immediatamente da un evento su Gruppo 2, si continua; altrimenti si ricomincia da capo con l'evento successivo;
2. si osserva l'evento immediatamente successivo che è stato trovato su Gruppo 2: se esso si è verificato entro un ritardo dall'evento precedente consistente con la vita media del  $^{214}\text{Po}$ , esso è candidato ad essere identificato come evento di  $^{214}\text{Po}$ , altrimenti viene scartato;
3. i possibili eventi di  $^{214}\text{Po}$  vengono poi analizzati per accertare loro identità.

Il passaggio più delicato nell'implementazione di questo sistema consiste nel determinare l'intervallo temporale adeguato entro il quale deve cadere il ritardo del secondo evento rispetto al primo. Il limite superiore di questo intervallo è stato fissato in  $709.8 \mu\text{s}$ , che corrisponde a  $\sim 3$  volte la vita media del  $^{214}\text{Po}$ ; se supponiamo che il decadimento del  $\text{Po}$  avvenga secondo una legge esponenziale, questo requisito

garantisce che venga riconosciuto correttamente il 95% degli eventi. È necessario porre anche un limite inferiore a questo intervallo temporale, per escludere gli eventi appartenenti all'altra coincidenza ritardata, il  $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}$  ( $\tau = 432.8 \text{ ns}$ ), che ha luogo nella catena radioattiva del  $^{232}\text{Th}$ . Un limite inferiore può essere opportunamente fissato a  $1 \mu\text{s}$ , il che ci permette di rigettare il 90% degli eventi di  $^{212}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ , perdendo al più lo 0.2% degli eventi di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ .

Altro parametro per il riconoscimento delle coincidenze  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ , è l'energia della particella  $\alpha$  del  $^{214}\text{Po}$  (che presenta un'energia  $E_\alpha = 961 \text{ keV}$ ): il requisito è che gli eventi di  $\text{Po}$  si trovino entro  $\pm 3\sigma$  dal valore di  $E_\alpha$  (in certi casi si poteva allargare questo intervallo fino a  $\pm 5\sigma$ ). In figura 4.1 sono rappresentate le  $\alpha$  del  $^{214}\text{Po}$ , selezionate su tutta la porzione della presa dati da me analizzata mediante l'unico requisito del ritardo rispetto agli eventi precedenti su Gruppo 1: la curva si presenta come un gaussiana molto ben definita e soprattutto non si nota la presenza di fondo. Per questo motivo, non risulta necessario applicare altri tagli oltre a quello temporale; il requisito sull'energia è stato tuttavia mantenuto, pur essendo totalmente ininfluenza sul campione (l'utilità di questo taglio risulterà chiara in seguito). È stata valutata, fra l'altro, l'opportunità di applicare agli eventi dei tagli di reiezione dei  $\mu$  (vedi paragrafo 4): questo fondo è risultato trascurabile e quindi non è stato rimosso.

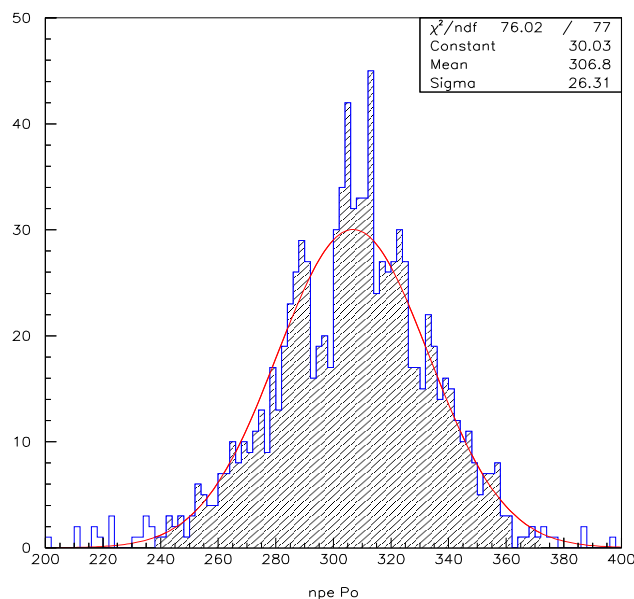


Figura 4.1: Spettro in numero di fotoelettroni delle  $\alpha$  del  $^{214}\text{Po}$ , selezionate con il metodo delle coincidenze ritardate: l'area tratteggiata corrisponde alla regione entro  $3\sigma$  dal valor medio della distribuzione

Una prima applicazione del metodo delle coincidenze ritardate consiste nella calibrazione della scala delle energie nel CTF, in particolare per quanto riguarda

il fattore di conversione fra numero di fotoelettroni rivelati ed energia prodotta dall'evento di scintillazione. Questa operazione può essere eseguita sfruttando lo spettro in energia delle  $\alpha$  da  $^{214}\text{Po}$ : il valor medio di questo spettro (calcolato su tutti i *run* della presa dati con 4 t di scintillatore) corrisponde a  $307 \pm 26$  fotoelettroni; inoltre questo valore si mantiene particolarmente stabile durante tutto il periodo considerato (si registrano variazioni inferiori all'1% sulla posizione del picco), il che ci fornisce un ottimo indizio a favore della stabilità del rivelatore nel suo complesso (in particolare per quanto riguarda le proprietà dello scintillatore).

L'energia delle particelle  $\alpha$  prodotte nel decadimento del  $^{214}\text{Po}$  ammonta a  $7.69 \text{ MeV}$ ; considerando il *quenching* dello scintillatore, tuttavia, l'energia misurabile risulta  $961 \pm 9 \text{ keV}$ : pertanto, il corretto rapporto di conversione energia  $\longleftrightarrow$  numero di fotoelettroni sarà:

$$1 \text{ p.e.} \longleftrightarrow 3.13 \text{ keV}, \quad \text{ovvero: } 1 \text{ MeV} \longleftrightarrow 319 \text{ p.e.} \quad (4.3)$$

Una seconda importante applicazione del metodo delle coincidenze ritardate sta nello studio della contaminazione radioattiva da parte degli isotopi della catena del  $^{238}\text{U}$ ; in particolare, gli eventi di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  raggiungono l'equilibrio con il  $^{222}\text{Rn}$  in meno di un'ora: pertanto, essi possono essere impiegati per quantificare la presenza del Radon.

Infine, possiamo impiegare le coincidenze ritardate per verificare l'attendibilità dei metodi di discriminazione  $\alpha/\beta$  da noi utilizzati: infatti, non solo si tratta dell'unico tipo di eventi che può essere riconosciuto con certezza, ma esso comprende sempre un decadimento  $\beta$  (su Gruppo 1) e un decadimento  $\alpha$  (su Gruppo 2); pertanto, ci mette a disposizione un campione di  $\alpha$  e un campione di  $\beta$  facilmente identificabili.

### 4.1.3 La fase centrale della presa dati: analisi

La fase principale della presa dati è stata effettuata con 4 t di scintillatore nell'*inner vessel* e si è estesa sull'arco di circa 6 settimane (16 luglio - 6 settembre 2000). Per quanto riguarda la statistica della presa dati, le caratteristiche principali sono le seguenti:

- tempo totale di presa dati: 25 giorni, 20 ore, 36 minuti
- numero totale di eventi raccolti: 1303443
- *rate* di acquisizione:  $0.583 \text{ Hz}$

In tabella 4.1 è riportato l'elenco dei run del CTF con 4 t di scintillatore: i run numerati sono quelli da me ricostruiti e analizzati, mentre gli altri corrispondono a run di calibrazione o a run inutilizzabili a causa di errori nel sistema di acquisizione. Per ciascun run è riportato il numero di eventi, la durata totale e il *rate* di acquisizione; osserviamo che quest'ultimo parametro si mantiene all'incirca costante durante



tutto il periodo considerato (le variazioni sono entro il 4%): ciò è consistente con il fatto che gli eventi di gran lunga dominanti siano quelli dovuti al  $^{14}\text{C}$ , il quale presenta un tempo di dimezzamento troppo lungo (5730 anni) per osservarne una diminuzione considerevole nel corso di qualche mese.

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
*	762	ERRORE	/	/
5	763	149290	70.78	0.5861
*	764	ERRORE	/	/
**	765	CALIBR.	/	/
**	766	CALIBR.	/	/
*	767	ERRORE	/	/
6	768	153902	72.30	0.591
*	769	ERRORE	/	/
7	770	53745	24.46	0.607
8	771	50155	23.69	0.588
*	772	ERRORE	/	/
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
*	781	ERRORE	/	/
**	782	CALIBR.	/	/
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
*	787	ERRORE	/	/
21	788	31121	14.80	0.584
totale	1303443	620.61	0.583	

Tabella 4.1: Elenco dei run del CTF-2 con 4 t di PXE

A questo punto, siamo pronti per conteggiare gli eventi di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  nei singoli segmenti della presa dati: i risultati di questo conteggio vengono normalizzati al tempo di acquisizione e convertiti in eventi al giorno. Il numero di eventi di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  al giorno può quindi essere rappresentato in un grafico, in funzione della data del run corrispondente (vedi fig. 4.2), in modo da studiare l'andamento temporale del conteggio da  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  (e quindi della contaminazione da Radon, come spiegato nel paragrafo precedente).

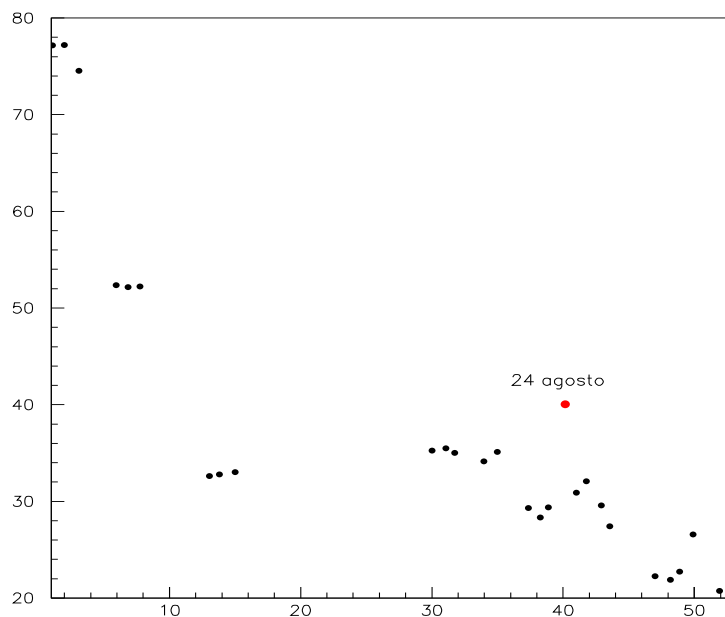


Figura 4.2: Andamento del *rate* da  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  nel corso della presa dati del CTF-2 (il 24 agosto sono stati rimossi 10 *l* di acqua dall'IV)

In base a quanto si osserva nella fig. 4.2, la presa dati può essere suddivisa in 4 periodi di circa 2 settimane:

- a. 16-31 luglio (run 758-764): in questa prima fase si osserva un altissimo rate di conteggio di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  (dovuto alla contaminazione da Radon della quarta tonnellata di scintillatore, introdotta il 15 luglio); i conteggi decadono con un andamento grosso modo esponenziale, con un tempo caratteristico compatibile con la vita media del  $^{222}\text{Rn}$  (5.48 giorni);
- b. 1-13 agosto (solo run di prova, 765-767): la presa dati subisce un'interruzione dovuta alla sostituzione di un generatore di alta tensione che alimenta il sistema dei fototubi;
- c. 14-23 agosto (run 768-775): il rate da  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  tende ad assestarsi ad un valore di circa 30 eventi al giorno; ci si aspetta che il  $^{222}\text{Rn}$  sia sostanzialmente decaduto e che si possa iniziare ad osservare il contributo vero e proprio dovuto alla catena dell'Uranio. Il 23 agosto viene individuata la presenza di  $\sim 10$  *l* di acqua nell'IV, che sono tempestivamente rimossi;
- d. 24 agosto-6 settembre (run 776-788): dopo un iniziale aumento dei conteggi dovuto all'introduzione di Radon durante le procedure di estrazione dell'acqua (anche se non è stato inserito nuovo scintillatore), il rate diminuisce esponenzialmente, assestandosi a circa 20 eventi al giorno; la diminuzione rispetto al

valore finale osservato nel caso precedente è imputabile all'emanazione di Radon da parte dei 10 l di acqua che erano rimasti nell'IV (l'acqua è ricca di Radio, che decade producendo Radon). A questo punto, potremmo supporre di osservare il contributo della catena dell'Uranio, ma in realtà viene individuata la presenza di una sorgente di Radon (di natura non meglio identificata) all'interno del rivelatore, che è responsabile di una parte preponderante degli eventi osservati.

Il problema della contaminazione da Radon, a cui abbiamo fatto cenno, verrà discusso più approfonditamente nel quarto paragrafo di questo capitolo.

#### 4.1.4 Il sistema di identificazione dei $\mu$

Prima di procedere oltre, è necessario descrivere brevemente il sistema da me utilizzato per eliminare gli eventi dovuti ai  $\mu$ . Ricordiamo che, in generale, la reiezione del fondo da  $\mu$  riveste un'importanza fondamentale nella valutazione dei conteggi di segnale o di fondo interno (vedi capitolo 2).

Per quanto riguarda in particolare la discriminazione  $\alpha/\beta$ , risulta ugualmente indispensabile eliminare, dai campioni di dati analizzati, tutti gli eventi che non sono di scintillazione, tra cui in particolare quelli dovuti ai  $\mu$ ; infatti, questa categoria di eventi presenterà in generale uno sviluppo temporale che non è tipico né di eccitazioni  $\alpha$  né di eccitazioni  $\beta$ , il che potrebbe comportare una notevole confusione nella valutazione delle tecniche di separazione.

Per questo motivo, nella scelta dei metodi di selezione dei  $\mu$  da utilizzare in questa fase dell'analisi, non ho avuto la preoccupazione che i tagli applicati fossero particolarmente conservativi sugli eventi di scintillazione, ma ho curato che essi garantissero un'efficienza totale nell'eliminazione dei  $\mu$ . I tagli prescelti sfruttano questi tre parametri:

1. **segnale del rivelatore esterno** (*muon veto*): come illustrato nella sezione 2.3.1, in CTF-2 il rivelatore per i  $\mu$  è costituito da un insieme di 16 fototubi posizionati sul fondo della tanica dell'acqua e rivolti verso l'alto. L'identificazione dei  $\mu$  è la coincidenza di tre o più fotomoltiplicatori in un intervallo di tempo di 30 ns. Se questo si verifica, viene definita la variabile logica *muonflag* = 1;
2. **asimmetria "sopra-sotto"** degli eventi prodotti dai  $\mu$  (vedi sezione 1.1.3): gli eventi Čerenkov prodotti dai  $\mu$  presentano una distribuzione asimmetrica della luce rivelata, in quanto si tratta di coni con la base rivolta verso il basso; in particolare, il rapporto fra la carica raccolta dai fototubi che si trovano nell'emisfero superiore e la carica totale raccolta risulta minore di 0.5. Grazie a questa considerazione, gli eventi dovuti ai  $\mu$  saranno efficacemente rigettati se si considerano solo eventi per i quali il rapporto "sopra su totale" (*up\_tot*) della luce rivelata è maggiore di 0.43 (questa soglia ottimale è stata determinata confrontando i valori tipici degli eventi Čerenkov osservati nei run di

acqua con i rispettivi valori osservati per gli eventi di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  nei run di scintillatore);

3. **tempo medio di raccolta dei fotoni:** il valor medio del tempo di raccolta dei fotoni risulta più alto per la luce Čerenkov rispetto a quanto avviene per la luce di scintillazione; ciò è dovuto al fatto questo tipo di eventi deposita la sua energia lungo un percorso molto esteso, inoltre si tratta di eventi che avvengono lontano dal centro del rivelatore. Questa osservazione ci permette di determinare un altro criterio per eliminare il fondo da  $\mu$ : bisogna utilizzare solo gli eventi che presentano un valor medio del tempo di raccolta dei fotoni (*meantime*) inferiore a  $16\text{ ns}$ . Osserviamo che la scelta di valori di *meantime* superiori a  $3\text{ ns}$  ci permette di scartare altri tipi di eventi di fondo, sui quali non ci soffermiamo (anche questi tagli sono stati ottimizzati tramite un confronto fra i run di acqua e gli eventi di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ ).

L'uso combinato di questi tre tagli ci garantisce un'efficienza superiore al 99% nella regione energetica di interesse.

Per completezza, è necessario riportare che anche i  $\gamma$  provenienti dalla roccia producono luce Čerenkov nell'acqua di schermo; tuttavia il numero di fotoelettroni di tali eventi simula un'energia di scintillazione nella regione del  $\beta$  da  $^{14}\text{C}$ , inferiore a  $200\text{ keV}$ .

## 4.2 La tecnica dell'integrazione di carica e le prestazioni del PXE

Come spiegato all'inizio di questo capitolo, scopo principale della presa dati da noi studiata era la determinazione della capacità di discriminazione  $\alpha/\beta$  dello scintillatore PXE, in modo da poter effettuare un confronto con le analoghe prestazioni ottenute per il PC+PPO. Pertanto, questa misura doveva essere effettuata nelle stesse condizioni e con lo stesso metodo con cui era stato caratterizzato il PC, cioè era necessario utilizzare la tecnica dell'integrazione di carica (ampiamente descritta nel capitolo 3).

La tecnica dell'integrazione di carica viene applicata nel CTF mediante una somma analogica degli impulsi raccolti da tutti i fotomoltiplicatori, ottenuta da un insieme di *fan-in fan-out* e di attenuatori; si ottengono 3 segnali identici, che vengono inviati con diversi ritardi allo stesso ADC. In questo modo si ottengono i tre integrali che corrispondono a:  $0 \rightarrow 500\text{ ns}$  (che corrisponde al totale),  $32 \rightarrow 500\text{ ns}$  (prima coda),  $48 \rightarrow 500\text{ ns}$  (seconda coda); in questo modo si possono ottenere due parametri del rapporto coda su totale:  $r32_{tot}$  (ottenuto fissando l'inizio della coda a  $32\text{ ns}$ ) ed  $r48_{tot}$  (inizio della coda a  $48\text{ ns}$ ). La determinazione dell'intervallo totale di integrazione e della posizione di inizio delle code è stata effettuata in base a considerazioni analoghe a quelle valide per le misure di laboratorio (vedi cap.3), tenendo conto fra l'altro di eventuali ritardi introdotti dall'elettronica.

Lo studio da me effettuato sulla discriminazione  $\alpha/\beta$  con questo metodo riguarda i due intervalli di energia in cui vi è una cospicua presenza di eventi  $\alpha$ :

- **alte energie** (700  $\rightarrow$  1200  $keV$ ): è la regione delle  $\alpha$  del  $^{214}Po$ ; in questa finestra energetica, avendo identificato  $\alpha$  e  $\beta$  con il metodo delle coincidenze ritardate, posso verificare le prestazioni del metodo; è inoltre possibile effettuare uno studio della dipendenza dell'efficacia di discriminazione dalla posizione radiale dell'evento all'interno del rivelatore;
- **basse energie** (200  $\rightarrow$  600  $keV$ ): in questa regione si trovano le  $\alpha$  del  $^{210}Po$ ,  $^{222}Rn$  e  $^{218}Po$ ; in questo intervallo di energia, non posso fare altro che applicare il metodo di discriminazione  $\alpha/\beta$  all'intero campione di eventi di scintillazione, cercando di ottenere due distribuzioni il più possibile separate.

### 4.2.1 Efficienza di discriminazione ad alte energie

Per determinare l'efficienza di discriminazione  $\alpha/\beta$  nella regione di energia del  $^{214}Po$ , si può seguire la seguente procedura:

1. si seleziona, sul totale degli eventi prodotti nella presa dati, un campione di eventi costituito solo da decadimenti del  $^{214}Bi$  e del  $^{214}Po$  (per selezionare tale campione, si utilizza il metodo delle coincidenze ritardate come spiegato nella sezione 4.1.2): si ottengono in questo modo 978 eventi di  $^{214}Bi \rightarrow Po$ ;
2. si applica ad entrambe le categorie di eventi un taglio in energia (il taglio da me ottimizzato seleziona un intervallo centrato sul valor medio dello spettro in energia del  $^{214}Po$  e di larghezza  $\pm 5\sigma$ , che corrisponde alla finestra energetica fra 551 e 1371  $keV$ ); la necessità di applicare questo taglio sta nel fatto che  $\alpha$  e  $\beta$  devono essere discriminate alla stessa energia (ricordiamo che l'efficienza di separazione aumenta come la radice quadrata dell'energia dell'evento). Con questo taglio, si ottiene un campione costituito da 197 eventi di  $^{214}Bi \rightarrow Po$  (la drastica riduzione nel numero di eventi sta nel fatto che i  $\beta - \gamma$  del  $Bi$  si trovano prevalentemente ad energie superiori al  $MeV$ );
3. si analizzano separatamente i due campioni di eventi, rappresentando in due diversi istogrammi i valori di  $r32_{tot}$  ed  $r48_{tot}$ ; si esegue quindi un *fit* di ciascuna distribuzione con una gaussiana;
4. le due gaussiane ottenute per  $\alpha$  e  $\beta$  con il parametro  $r32_{tot}$  (oppure  $r48_{tot}$ ) vengono sovrapposte e confrontate nel modo consueto (vedi paragrafo 3.3.2), in modo da ottenere le efficienze di discriminazione  $\alpha/\beta$ .

Seguendo questa procedura, ho determinato, fissata un'efficienza del 98% nel riconoscere gli eventi  $\beta$ , un'efficienza del 94% nel riconoscere le particelle  $\alpha$  con il parametro  $r32_{tot}$  e un'efficienza dell'84% con il parametro  $r48_{tot}$ . Gli istogrammi analizzati sono riportati nella parte superiore della figura 4.3, mentre nella parte

inferiore della figura si trovano i grafici bidimensionali corrispondenti ( $r32_{tot}$  ed  $r48_{tot}$  sono rappresentati in funzione del numero di fotoni nell'evento).

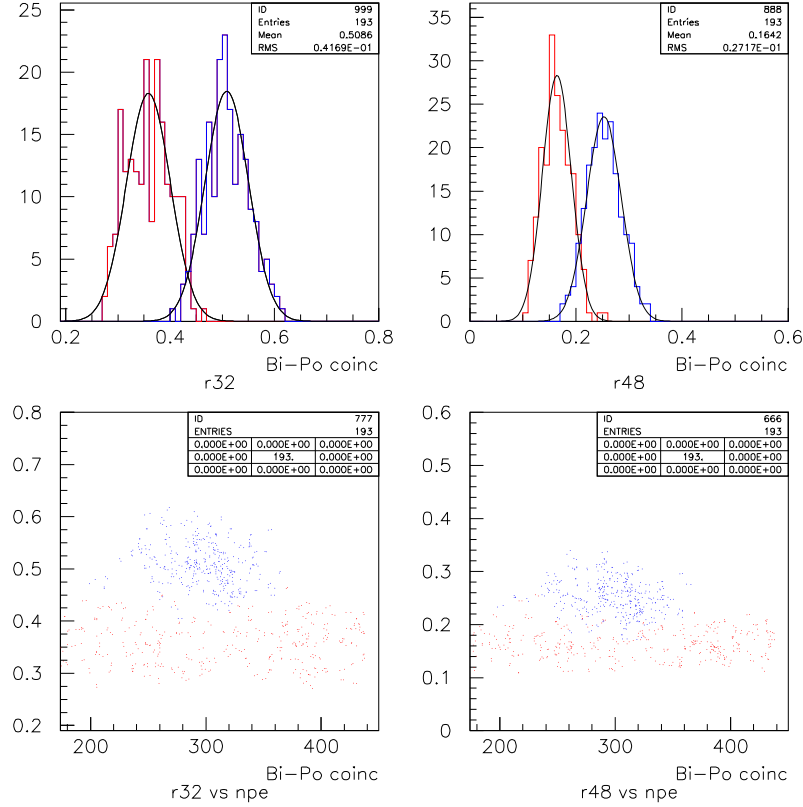


Figura 4.3: Discriminazione  $\alpha/\beta$  ad alte energie

Il risultato così ottenuto non è del tutto soddisfacente, dato che a queste energie sarebbe lecito aspettarsi un'efficienza di separazione pressoché totale; in particolare, possiamo effettuare un confronto con i risultati ottenuti nelle medesime condizioni dal CTF-1: con lo scintillatore PC+PPO, per un'efficienza di discriminazione  $\beta$  pari al 98%, si poteva osservare un'efficienza del  $\sim 97\%$  sul riconoscimento di particelle  $\alpha$  [33, 37]. Questa differenza tra i due diversi scintillatori è consistente con quanto osservato nelle misure di laboratorio (vedi paragrafo 1.3.2): a parità di condizioni sperimentali, la miscela scintillante costituita da PC+PPO mostra un'efficienza di separazione  $\alpha/\beta$  che è sistematicamente migliore di quella fornita dal PXE+TP+MSB.

Per cercare di migliorare la capacità di separazione del CTF-2, ho ritenuto opportuno applicare una ulteriore selezione agli eventi considerati, basandomi sulla posizione radiale degli eventi nel rivelatore. Per questo motivo, ho selezionato, all'interno del campione di 193 coincidenze  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ , due categorie di eventi, in base alla posizione loro attribuita dall'algorithmo di ricostruzione: si tratta degli

eventi che distano meno di 90 cm e meno di 60 cm dal centro del rivelatore (con questi tagli ottengo, rispettivamente, 82 e 33 coppie di eventi  $\alpha$  e  $\beta$ ). La capacità di separazione  $\alpha/\beta$  aumenta al diminuire della posizione radiale, come si può facilmente osservare nella figura 4.4.

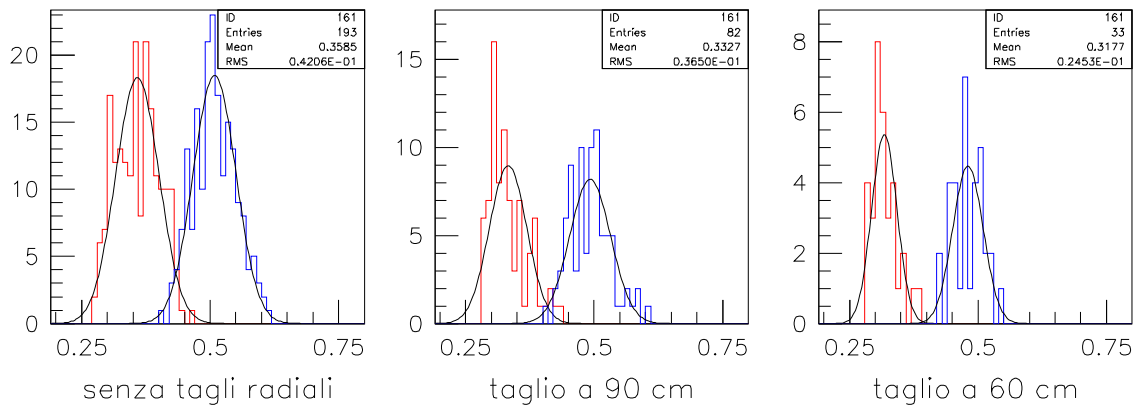


Figura 4.4: Miglioramento della capacità di discriminazione  $\alpha/\beta$  al variare della posizione radiale degli eventi

Tale miglioramento è quantificabile in:

senza tagli radiali:	98% $\beta \rightarrow$ 94% $\alpha$
raggio < 90 cm:	98% $\beta \rightarrow$ 98.3% $\alpha$
raggio < 60 cm:	98% $\beta \rightarrow$ 99.9% $\alpha$

Per quanto riguarda l'ultimo taglio (raggio < 60 cm), il campione di eventi disponibile è troppo esiguo per poter ritenere affidabile il valore di efficienza riportato; tuttavia, come si vede dal grafico in fig. 4.4, la separazione  $\alpha/\beta$  in questo caso risulta pressoché totale.

Per interpretare questo miglioramento, ottenuto con i tagli radiali, sono necessarie due considerazioni: innanzitutto, riferendoci alla geometria del rivelatore (figure 2.5, 2.6), possiamo osservare che i fotoni prodotti nell'IV, prima di raggiungere i fototubi, devono attraversare la superficie di separazione fra lo scintillatore e l'acqua di schermo; poiché l'acqua presenta un indice di rifrazione inferiore a quello del PXE, i fotoni prodotti in prossimità della superficie di separazione (e quindi incidenti con piccoli angoli su tale superficie) possono subire diverse riflessioni totali prima di abbandonare l'IV (alcuni di questi fotoni, poi, possono rimanere intrappolati nell'IV e non raggiungere del tutto i fototubi). È evidente che questo fenomeno produrrà un ritardo globale nella rivelazione dei fotoni, da cui deriva una peggior definizione

delle curve temporali e quindi una diminuzione dell'efficacia di discriminazione; considerando che la zona interessata dal fenomeno della riflessione totale è uno strato di circa 7 cm a ridosso della superficie di separazione, possiamo così interpretare il notevole miglioramento che si ottiene nella discriminazione  $\alpha/\beta$  applicando il taglio radiale a 90 cm.

Per quanto riguarda l'ulteriore miglioramento (anche se di più lieve entità) che si ottiene con il taglio a 60 cm, bisogna considerare il seguente fatto: il tempo di volo dei fotoni nel rivelatore (dal punto di produzione a quello di rivelazione) introduce una dispersione nel tempo di arrivo dei fotoni ai fototubi (dovuta non soltanto ad un effetto geometrico, ma anche a fenomeni di assorbimento-riemissione e *scattering*); se questa dispersione sarà pressoché trascurabile per eventi prodotti nel centro del rivelatore (in questo caso, il tempo di volo corrisponde alla somma di una quantità grosso modo costante al tempo di arrivo di ciascun fotone), essa diventerà più importante per gli eventi prodotti vicino alla superficie dell'IV (per questi eventi, il tempo di volo sarà diverso per ciascuno dei fotoni rivelati, a seconda del punto di raccolta).

Infine, è necessario osservare che, se ad alte energie l'applicazione dei tagli radiali non appare strettamente indispensabile (l'efficienza di discriminazione in questa regione non è straordinaria ma è comunque buona), essa diviene irrinunciabile nella regione di basse energie, dove la separazione  $\alpha/\beta$  è praticamente impossibile senza questo tipo di selezione degli eventi, come sarà descritto nel paragrafo successivo.

#### 4.2.2 Efficienza di discriminazione a basse energie

Consideriamo ora il *range* di energia del  $^{210}\text{Po}$ , del  $^{222}\text{Rn}$  e del  $^{218}\text{Po}$ ; questi tre decadimenti  $\alpha$  possiedono rispettivamente un'energia di 5.3, 5.5 e 6.0 MeV, che a causa del *quenching* dello scintillatore viene rilevata in  $512 \pm 8$ ,  $530 \pm 8$  e  $622 \pm 8$  keV. Si tratta di un intervallo energetico fondamentale, perchè cade all'interno di quello interessato dal segnale di neutrino (vedi paragrafo 2.1.1.).

In questa zona non disponiamo di un controllo per la discriminazione  $\alpha/\beta$  paragonabile a quello delle coincidenze ritardate: l'unico studio possibile in tal senso consiste nel selezionare un campione di eventi di scintillazione che comprenda sia  $\alpha$  che  $\beta$ ; a questo punto si crea un istogramma dei valori assunti dal parametro  $r_{32\_tot}$  (o  $r_{48\_tot}$ ) e si esegue un *fit* della distribuzione ottenuta con la somma di due gaussiane, da cui si ricava l'efficienza di separazione (questa procedura è stata descritta nel paragrafo 3.3.2).

Il campione di eventi di scintillazione è stato selezionato applicando i tagli di reiezione dei  $\mu$  descritti in 4.1.4. L'intervallo di energia è stato determinante considerando la risoluzione delle tre sorgenti  $\alpha$  e in base alla necessità di comprendere un adeguato numero di eventi  $\beta$  (per questo motivo, il limite inferiore di tale intervallo è appena superiore all'*end-point* dello spettro del  $^{14}\text{C}$ ). Infine, è stato applicato il taglio radiale a 60 cm, in modo da porci nelle condizioni migliori; il campione di



dati così ottenuto, sul totale dei run con 4 t di scintillatore, consta di 1769 eventi in totale. Riassumendo, i tagli applicati sono i seguenti:

reiezione dei $\mu$ :	$3 ns < meantime < 16 ns$ $up_{tot} > 0.43$ $muonflag = 0$
taglio in energia:	$203 keV < energia < 626 keV$ ( $65 < numero\ di\ fotoelettroni < 200$ )
taglio radiale:	$raggio < 60 cm$

La distribuzione dei valori di  $r48_{tot}$  ottenuta in questo modo è riportata in figura 4.5. La distribuzione ottenuta per  $r32_{tot}$ , non riportata, in questo intervallo di energia presenta una risoluzione peggiore.

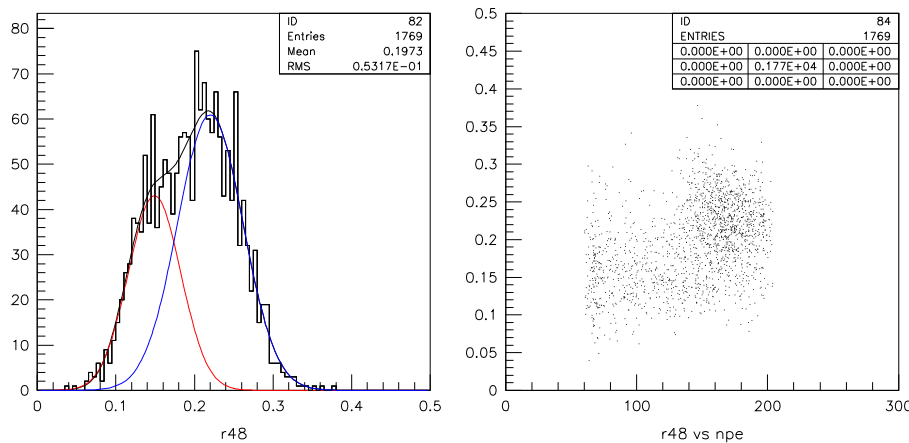


Figura 4.5: Capacità di discriminazione  $\alpha/\beta$  con il metodo dell'integrazione di carica a basse energie (203-626 keV)

Si nota subito (anche guardando il grafico bidimensionale) il drastico peggioramento rispetto al caso di alta energia. Infatti, fissata un'efficienza nel riconoscere il segnale  $\beta$  del 98%, otteniamo un'efficienza del 68.8% nel riconoscere le  $\alpha$  (da confrontare con la separazione pressoché totale ottenuta ad alte energie). In queste condizioni, risulta più significativo fissare l'efficienza sul segnale  $\beta$  al 93%: ad essa corrisponde una capacità di identificazione  $\alpha$  dell'83%.

A questo punto, è opportuno ricordare che per lo scintillatore PC+PPO, nelle stesse condizioni e con gli stessi tagli, si otteneva, fissata la soglia di identificazione  $\beta$  al 93%, un'efficienza dell'89% nel riconoscere le particelle  $\alpha$  [33, 37]. Queste misure effettuate con il CTF confermano (in entrambi gli intervalli di energia considerati) i risultati ottenuti con le misure di laboratorio.

Per concludere questa discussione, mi sembra opportuno riportare il mio tentativo di studiare la discriminazione  $\alpha/\beta$  in questo intervallo di energia rilasciando il taglio radiale. Questo tentativo ha avuto un esito negativo, in quanto, già ad 80 cm, le due distribuzioni di eventi ( $\alpha$  e  $\beta$ ) risultavano a tal punto sovrapposte da rendere impossibile la separazione. Questa osservazione, unita al fatto che le prestazioni da me osservate sono di gran lunga inferiori a quelle che saranno necessarie per Borexino, mi ha indotto a prolungare lo studio sulla separazione  $\alpha/\beta$  nel CTF, al fine di implementare un algoritmo in grado di applicare il metodo ottimo ai dati raccolti dall'esperimento nel corso del test del PXE.

### 4.3 Implementazione del metodo ottimo per l'esperimento CTF

La campagna di misure da me analizzata rappresenta il primo tentativo assoluto di applicare il metodo ottimo per la discriminazione  $\alpha/\beta$  ad un rivelatore costituito da un volume di scintillatore dell'ordine del  $m^3$ .

La rilevazione della forma temporale degli eventi di scintillazione nel CTF si basa sull'utilizzo di una scheda *Digital Pulse Shape Analyser* simile a quella utilizzata nei test di laboratorio e ampiamente descritta nel paragrafo 3.3.4.; lo studio da me effettuato ha comportato, inizialmente, un processo di "familiarizzazione" con le curve prodotte da tale scheda, al fine di selezionare le forme di riferimento per eventi  $\alpha$  e  $\beta$ .

In un secondo tempo, dopo aver implementato il filtro vero e proprio nel programma generale di ricostruzione degli eventi, ho analizzato l'insieme dei dati acquisiti dal CTF-2 mediante questo algoritmo; a questo punto, ho potuto studiare l'efficienza di separazione nella zona di bassa energia, utilizzando lo stesso campione di dati che avevo già studiato con il metodo dell'integrazione di carica. Quello che si osserva in questo modo è un drastico miglioramento della capacità di discriminazione, che corrisponde ad una riduzione di circa un fattore 3 del fondo radioattivo dovuto alle particelle  $\alpha$ .

Successivamente, ho effettuato uno studio sulla stabilità delle prestazioni del metodo ottimo al variare della posizione radiale degli eventi nel rivelatore, trovando un comportamento soddisfacente anche in prossimità della superficie di separazione fra scintillatore ed acqua. Infine, ho osservato come cambia la capacità di discriminazione  $\alpha/\beta$  quando il filtro ottimo viene applicato solo ad alcune porzioni delle curve di scintillazione, al fine di valutare la stabilità di tali porzioni di curva al variare dei parametri significativi dell'evento.

#### 4.3.1 Studio delle curve prodotte dalla DPSA

La prima fase del mio lavoro sul metodo ottimo ha comportato una "familiarizzazione" con le curve temporali degli eventi di scintillazione prodotte dalla DPSA del

CTF.

La scheda per ciascun evento effettua una somma analogica dei segnali prodotti da tutti i fotomoltiplicatori; la somma ottenuta viene via via integrata (sempre in modo analogico) e quindi campionata da 2 flash ADC (ciascuno da  $60\text{ MHz}$  e con una risoluzione di  $10\text{ bit}$ ); l'uso di 2 ADC permette, rispetto al caso del laboratorio, di raddoppiare la frequenza di campionamento, che sale così a 1 campionamento ogni  $8.3\text{ ns}$ .

Nella figura 4.6 è riportata la curva tipica prodotta dalla DPSA; l'intervallo temporale che va dall'inizio dell'evento a  $500\text{ ns}$  risulta suddiviso in 49 intervalli di ampiezza  $\Delta t_i = 8.3\text{ ns}$ : l'altezza della curva in corrispondenza dell'intervallo  $i$ -esimo è proporzionale al numero di fotoelettroni che sono stati rivelati dal sistema entro un tempo  $t_i$  dall'inizio dell'evento.

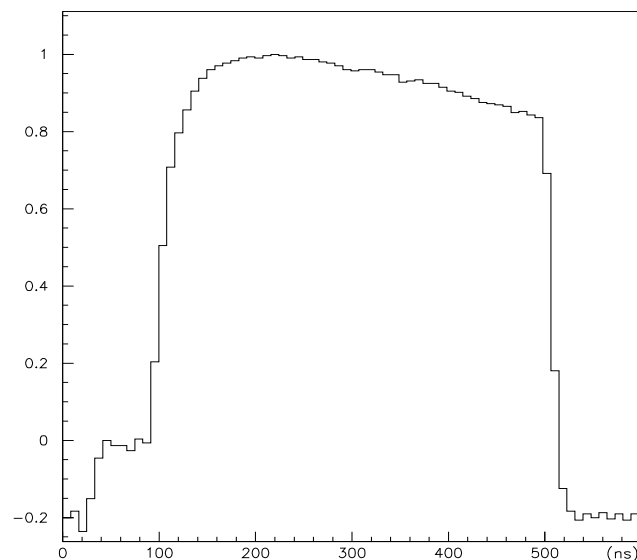


Figura 4.6: Curva temporale degli eventi di scintillazione, prodotta dalla scheda DPSA del CTF-2

Osservando la figura 4.6, si nota subito una differenza rispetto alle curve che si erano ottenute nel laboratorio (fig. 3.7): anzichè continuare a salire, come correttamente ci si aspetta nel caso di un integrale, queste curve raggiungono rapidamente un massimo per poi iniziare una lenta discesa. Questo effetto (che in linguaggio tecnico si definisce *undershoot* del segnale) è dovuto all'accoppiamento capacitivo del segnale in uscita dai fotomoltiplicatori all'elettronica di *Front-End* (l'accoppiamento capacitivo produce un'inversione di polarità del segnale in ingresso); sebbene inizialmente la presenza di tale *undershoot* avesse creato allarme in merito all'utilizzabilità delle curve della DPSA per l'applicazione del metodo ottimo, l'effetto non si è rivelato dannoso, in quanto anche la parte discendente delle curve presenta un diverso andamento per particelle  $\alpha$  e  $\beta$ : anzi, come verrà mostrato nella sezione

conclusiva di questo paragrafo, sarà proprio la porzione discendente delle curve a mostrare un andamento più stabile al variare delle caratteristiche dell'evento (energia e posizione).

Preliminarmente all'implementazione del metodo ottimo, è necessario individuare le curve di riferimento da utilizzare per  $\alpha$  e  $\beta$  (vedi 3.3.3). A questo proposito, sembrerebbe naturale scegliere tali curve fra quelle "certamente" attribuite alle due categorie di eventi, tramite il metodo di riconoscimento delle coincidenze ritardate. Purtroppo, questa procedura non è stata possibile, poiché in questa fase della presa dati si disponeva di una sola scheda DPSA, installata sul Gruppo 1; quindi, se come curve  $\beta$  si potevano tranquillamente utilizzare gli eventi di  $^{214}\text{Bi}$ , le corrispondenti curve  $\alpha$  del  $^{214}\text{Po}$  non erano disponibili. Per questo motivo, la selezione delle curve di riferimento ha costituito la fase più delicata del mio lavoro sul metodo ottimo.

Per selezionare le curve di riferimento  $\alpha$  e  $\beta$ , ho dovuto lungamente osservare svariate forme d'onda prodotte dalla DPSA, al fine di identificare due classi di curve ben distinte, che potevano essere associate alle due categorie di eventi (questa fase ha richiesto l'analisi "a occhio" di almeno 500 forme d'onda, riferite ad eventi di varia energia, tutti ricostruiti nella zona centrale del rivelatore). A questo punto, ho confrontato i due diversi *pattern* con le forme d'onda prodotte dagli eventi di  $^{214}\text{Bi}$ : come ci si aspettava (considerando il diverso peso della componente lenta nello sviluppo temporale delle due categorie di eventi), alle particelle  $\beta$  corrispondevano effettivamente i segnali che presentavano una salita più rapida (e naturalmente anche un *undershoot* più marcato, visto che praticamente tutta l'energia prodotta dalle eccitazioni  $\beta$  viene raccolta entro 500 ns, mentre per le  $\alpha$  ciò non avviene).

Successivamente, ho verificato l'ipotesi che l'altra classe di eventi osservata corrispondesse effettivamente a particelle  $\alpha$ : questo passaggio si è rivelato il più difficile, poiché non disponevo di un metodo di identificazione  $\alpha$  altrettanto valido. Ho utilizzato i parametri *r32\_tot* ed *r48\_tot* degli eventi ipotizzati come  $\alpha$ , osservando che questi eventi tendevano a presentare valori del rapporto coda su totale compatibili con una distribuzione  $\alpha$ . Sottolineo che questo è stato un semplice controllo e non è stato utilizzato come metodo di selezione, poiché la tecnica dell'integrazione di carica e il metodo ottimo si basano sullo stesso principio fisico e si potrebbe così incorrere nell'inconveniente di inserire nel metodo un errore ricorsivo.

Quindi la procedura di selezione delle curve di riferimento è stata: osservate due distinte classi di forme d'onda, una delle quali era stata correttamente assegnata agli eventi  $\beta$ , l'altra classe di forme è stata provvisoriamente assegnata agli eventi  $\alpha$ ; con questa ipotesi, sono stati calcolati i pesi del filtro ottimo e quindi sono stati ricostruiti gli eventi.

In figura 4.7 sono mostrate le curve di riferimento selezionate per eventi  $\alpha$  e  $\beta$ .

### 4.3.2 Implementazione e applicazione del filtro ottimo

Una volta selezionate le curve di riferimento per  $\alpha$  e  $\beta$ , ho calcolato i pesi del filtro ottimo come descritto nella sezione 3.3.3; a questo punto, ho implementato nel

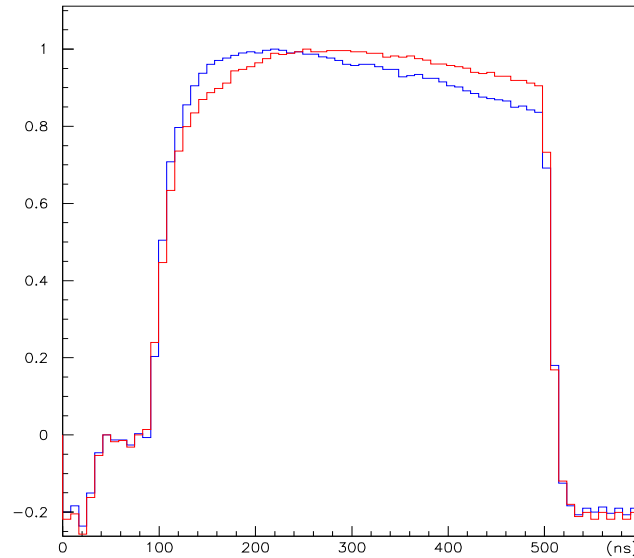


Figura 4.7: Curve di riferimento della DPSA, prescelte per eventi  $\alpha$  e  $\beta$

programma generale di ricostruzione degli eventi del CTF una serie di *subroutines* che, per ogni evento, calcolano il parametro di discriminazione  $G_{\alpha\beta}$ . Le operazioni eseguite dall'algorithm da me progettato sono:

1. all'inizio della ricostruzione di ogni run, vengono letti i pesi  $P_i$  (che si trovano in un apposito file) ed inizializzate le variabili relative;
2. per ogni evento, viene letta la porzione di dati che corrisponde alla scheda DPSA, da cui si ricava l'istogramma  $S_i$  ( $i = 1, \dots, 49$ ); l'istogramma viene opportunamente normalizzato secondo la condizione  $\sum S_i = N$ ;
3. l'istogramma  $S_i$  viene moltiplicato, canale per canale, per il peso corrispondente, ottenendo il parametro di discriminazione  $G_{\alpha\beta}$ :

$$G_{\alpha\beta} = \sum P_i S_i = \sum \frac{\alpha_i - \beta_i}{\alpha_i + \beta_i} S_i ; \quad (4.4)$$

4. il parametro  $G_{\alpha\beta}$  viene inserito nell' $n$ -tupla che contiene tutte le informazioni salienti dell'evento (l' $n$ -tupla è un vettore che permette di analizzare i dati utilizzando contemporaneamente i diversi parametri dell'evento).

A questo punto, ho ricostruito da capo l'intero insieme di dati del CTF-2, calcolando per ogni evento il parametro  $G_{\alpha\beta}$ . Innanzitutto mi sono accertata (come spiegato nel paragrafo precedente) che agli eventi del  $^{214}\text{Bi}$  corrispondessero effettivamente dei valori negativi di  $G_{\alpha\beta}$  (cioè relativi ad eventi  $\beta$ ); inoltre, osservando la distribuzione dei valori di  $G_{\alpha\beta}$  nelle regioni energetiche in cui vi è una prevalenza di particelle  $\alpha$ , ho constatato che anche le  $\alpha$  venivano identificate correttamente.

Effettuate tutte queste operazioni preliminari, ho finalmente potuto valutare le prestazioni del metodo ottimo per la discriminazione  $\alpha/\beta$  degli eventi di scintillazione. Naturalmente, ho dovuto limitarmi alla regione di bassa energia, poichè le uniche  $\alpha$  di alta energia prodotte dalle catene radioattive sono quelle del  $^{214}\text{Po}$ , per le quali (come già spiegato) non è possibile calcolare il parametro  $G_{\alpha\beta}$ .

Per quanto riguarda l'analisi nella regione di bassa energia (in cui si trovano le  $\alpha$  del  $^{210}\text{Po}$ , del  $^{222}\text{Rn}$  e del  $^{218}\text{Po}$ ), ho selezionato lo stesso campione di 1769 eventi utilizzato per il metodo dell'integrazione di carica, tramite i medesimi tagli (reiezione dei  $\mu$ , taglio in energia, taglio radiale a 60 cm).

La distribuzione dei valori di  $G_{\alpha\beta}$  così ottenuta è mostrata in figura 4.8 e le prestazioni di separazione  $\alpha/\beta$  sono le seguenti: ad una efficienza di identificazione  $\beta$  del 93%, corrisponde una corretta identificazione delle particelle  $\alpha$  pari al 94.2%. Questo dato è da confrontarsi con quello ottenuto con il metodo dell'integrazione, che per la stessa efficienza sul segnale  $\beta$ , forniva un'identificazione  $\alpha$  dell'84%.

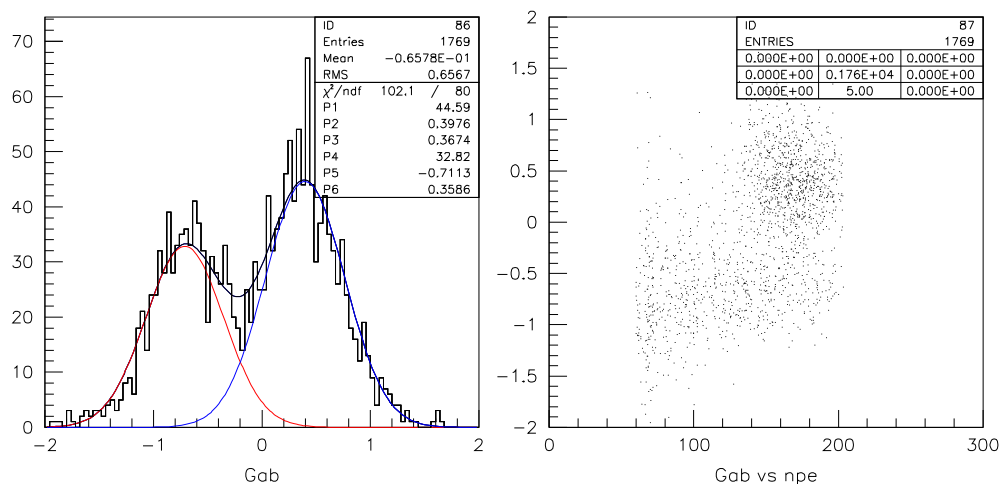


Figura 4.8: Efficacia di discriminazione  $\alpha/\beta$  con il metodo ottimo, nella regione di bassa energia

Si tratta di un enorme miglioramento, come si può osservare nel confronto fra le prestazioni dei due metodi riportato in figura 4.9 (si noti in particolare la separazione nei due grafici bidimensionali); tale miglioramento risulta tuttavia anche più considerevole se espresso in termini di reiezione del fondo radioattivo dovuto a particelle  $\alpha$ : se con il metodo precedente era possibile scartare l'84% del fondo  $\alpha$  sacrificando il 7% del segnale  $\beta$ , in questo caso, con la stessa perdita sul  $\beta$ , si raggiunge un'efficacia nell'eliminare le  $\alpha$  del 94.2%.

Osserviamo che tale innalzamento delle prestazioni è decisamente superiore a quello che ci si poteva aspettare in base ai risultati dei test di laboratorio (sezione 3.3.4). In realtà, possiamo spiegare l'ulteriore miglioramento rispetto alle previsioni invocando il fatto che in laboratorio l'efficienza di discriminazione era pressoché

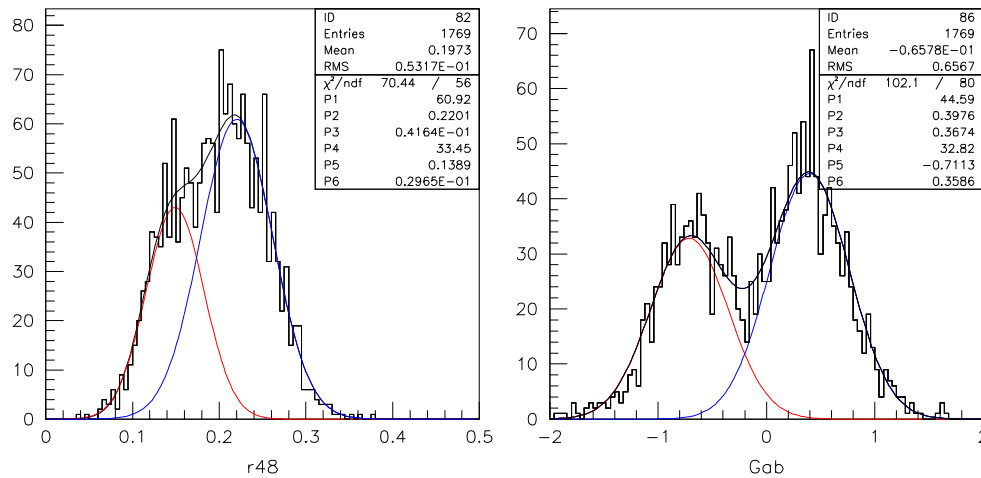


Figura 4.9: Confronto fra l'efficacia di discriminazione ottenuta con la tecnica dell'integrazione di carica e con il metodo ottimo, nella regione di bassa energia

totale qualsiasi fosse il metodo utilizzato (le condizioni di misura erano decisamente ottimali), pertanto sarebbe stato veramente difficile notare dei grossi cambiamenti (si osservino in particolare le figure 3.8, 3.9 e 3.10); nel CTF, invece, le condizioni sperimentali sono decisamente più critiche, per cui qualsiasi miglioria apportata al sistema di discriminazione si traduce in un apprezzabile aumento della capacità di separazione degli eventi.

Osserviamo, a proposito della criticità delle condizioni di misura, che in CTF i fotoelettroni sono raccolti da più fotomoltiplicatori (in laboratorio da uno solo); inoltre, trattandosi di un grande volume, sono presenti gli effetti di assorbimento-rimissione e diffusione (trascurabili in un piccolo campione), oltre all'effetto di volume vero e proprio (differenti tempi di volo).

La fase successiva di questa analisi consiste nello studiare la stabilità delle prestazioni dell'algoritmo di discriminazione  $\alpha/\beta$  al variare della posizione degli eventi all'interno del rivelatore, in modo da poterlo applicare correttamente all'analisi dei dati di CTF. Infine è necessario discutere brevemente le varie possibilità di ulteriore miglioramento della tecnica di identificazione  $\alpha/\beta$ , in vista della campagna di misure che verrà effettuata con l'esperimento CTF a partire dal prossimo mese di maggio.

### 4.3.3 Stabilità dell'efficacia di discriminazione $\alpha/\beta$

In una fase successiva del mio lavoro sul metodo ottimo, ho studiato il comportamento dell'efficacia di separazione  $\alpha/\beta$  qualora venga rilasciato il taglio radiale sulla posizione dell'evento all'interno del rivelatore. Ho quindi selezionato un nuovo campione di eventi, utilizzando i tagli:

rieiezione dei $\mu$ :	$3\text{ ns} < \text{meantime} < 16\text{ ns}$ $up\_tot > 0.43, \text{muonflag} = 0$
taglio in energia:	$203\text{ keV} < \text{energia} < 626\text{ keV}$
taglio radiale:	$\text{raggio} < 90\text{ cm}$

In questo modo ho ottenuto un campione costituito da 5403 eventi, per i quali ho valutato nel modo consueto la capacità di discriminazione  $\alpha/\beta$ . Gli istogrammi così ottenuti sono riportati in figura 4.10, dove si può facilmente osservare che le prestazioni di riconoscimento degli eventi continuano ad essere molto buone; in particolare, al 93% di identificazione  $\beta$ , corrisponde il 90% di identificazione  $\alpha$  (con il taglio a 60 cm ho il 94.2% di identificazione  $\alpha$ ).

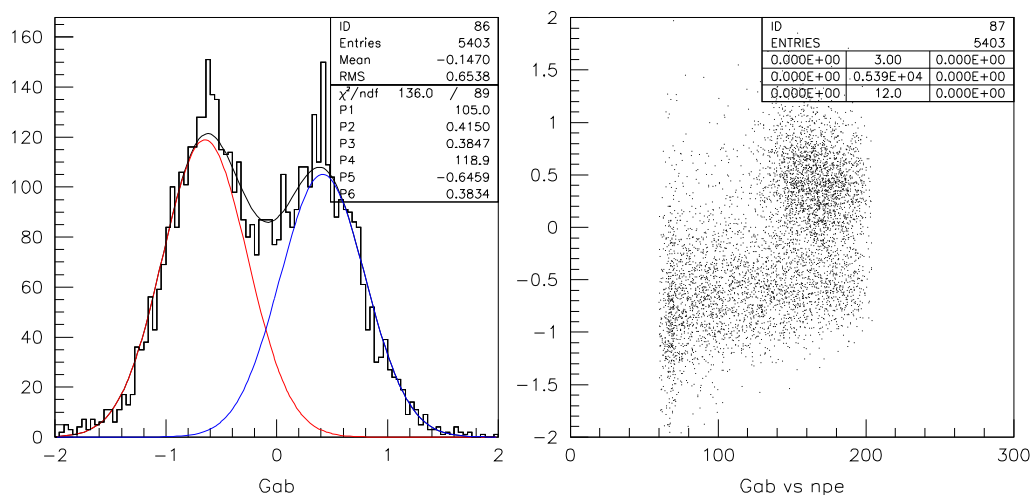


Figura 4.10: Efficacia di discriminazione  $\alpha/\beta$  con il metodo ottimo, per un taglio radiale a 90 cm (nella regione di bassa energia)

In figura 4.10 possiamo notare un aumento del numero di particelle identificate come  $\beta$  rispetto al totale degli eventi (se confrontato con la figura 4.9): tale aumento è dovuto al fatto che, considerando anche eventi che vengono ricostruiti fra 60 e 90 cm, inizia a farsi sentire il contributo del fondo esterno (che, come illustrato nella sezione 2.1.3, contribuisce al numero totale di conteggi osservati esclusivamente tramite raggi  $\gamma^1$ ).

Se tentiamo di rilasciare ulteriormente il taglio radiale, il contributo del fondo esterno diviene predominante: sebbene ciò non ci impedisca di eseguire un *fit* delle curve ottenute per il parametro  $G_{\alpha\beta}$ , i risultati sono poco significativi, poichè la distribuzione relativa alle  $\alpha$  presenta un'altezza molto inferiore rispetto alla curva

<sup>1</sup>non è superfluo ricordare che, ai fini della discriminazione  $\alpha/\beta$ , i contributi dovuti ad eccitazione ( $\beta$  e  $\gamma$ ) sono del tutto equivalenti



prodotta dagli eventi  $\beta - \gamma$ , il che la rende quasi trascurabile. In ogni caso, per quantificare il fondo interno, è corretto escludere le regioni del rivelatore in cui il fondo esterno risulta prevalente.

#### 4.3.4 Stabilità delle curve della DPSA

Nell'esplorare le regioni più esterne del rivelatore, mi sono occupata tra l'altro di osservare il comportamento delle curve prodotte dalla DPSA per eventi ricostruiti a grande raggio. Quello che ho notato durante questo studio, è che la zona delle curve che presenta un andamento più stabile al variare dell'energia degli eventi è la porzione discendente, cioè quella interessata dal fenomeno di *undershoot*.

Per confermare tale osservazione con un riscontro quantitativo, ho deciso di implementare nel programma di ricostruzione degli eventi anche due metodi ottimi "parziali": uno che coinvolge solo la porzione ascendente delle curve di scintillazione e uno che ne sfrutta solo il ramo discendente (anche le curve campione e i pesi del filtro ottimo sono stati "tagliati" in due porzioni secondo questo principio).

Nella figura 4.11 sono riportati gli istogrammi bidimensionali che rappresentano il parametro  $G_{\alpha\beta}$  in funzione del numero di fotoelettroni (nell'intervallo fra 65 e 600 fotoelettroni, con un taglio radiale a 90 cm), in quattro casi: filtro parziale applicato alla parte di salita delle curve (primi 18 canali), filtro parziale sulla parte di discesa (canali 19-49), filtro ottimo che utilizza le curve complete; coda su totale (*r48\_tot*).

Come ci si aspettava, utilizzando tutto lo spettro si ottiene una miglior discriminazione  $\alpha/\beta$  rispetto al caso in cui si utilizzino solo alcune porzioni dello spettro. Questo fatto era già stato osservato nel confronto fra il metodo ottimo e la tecnica dell'integrazione di carica.

Con il filtro parziale "ascendente", si ottengono, come previsto, dei valori di  $G_{\alpha\beta}$  dipendenti dall'energia, anziché dalle caratteristiche della particella incidente. Tale dipendenza ci conferma di fatto l'instabilità della prima porzione delle curve al variare dell'energia degli eventi di scintillazione.

Per quanto riguarda invece il filtro "discendente", osserviamo che in effetti il valore di  $G_{\alpha\beta}$  rimane costante al variare dell'energia degli eventi: ciò conferma la nostra osservazione empirica sulla stabilità della porzione discendente delle curve della DPSA. Questo fatto può fornirci dei suggerimenti in merito ad eventuali modifiche che potrebbero essere apportate alla scheda DPSA in vista dell'imminente presa dati del CTF-2:

- l'ipotesi di allargare l'intervallo totale di integrazione appare positiva, in quanto non farebbe che incrementare la porzione migliore delle curve, quella discendente; nell'eventualità poi che la parte aggiunta alle curve si rivelasse inutilizzabile, potrebbe essere facilmente rimossa *off-line*;
- per quanto riguarda invece il tentativo di ridurre l'effetto di *undershoot* del segnale, prima di procedere è necessario indagare ulteriormente le cause del fenomeno.

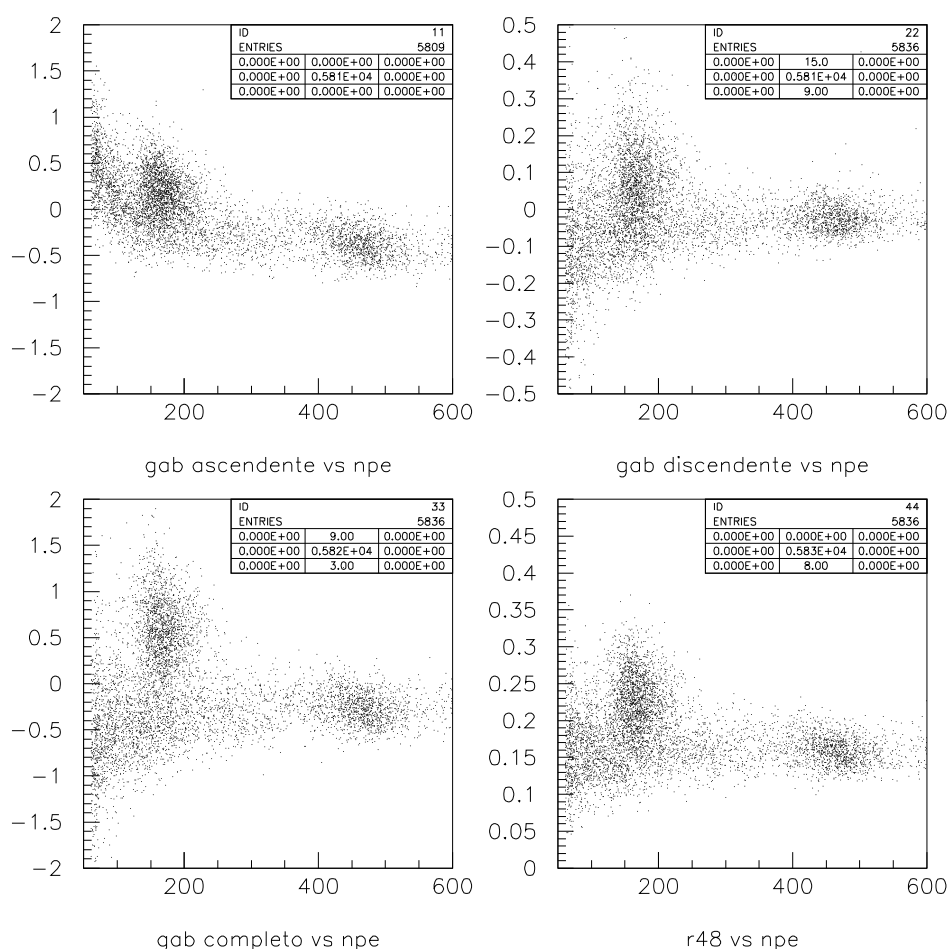


Figura 4.11: Confronto fra alcuni metodi di discriminazione  $\alpha/\beta$

meno, in quanto paradossalmente sono proprio le porzioni di curva interessate dall'*undershoot* a presentare le caratteristiche migliori.

Per completezza, in merito ai possibili miglioramenti per la futura presa dati del CTF-2, è opportuno riferire che, grazie agli ottimi risultati da me ottenuti con l'implementazione del metodo ottimo per i dati della DPSA, una seconda scheda verrà installata su Gruppo 2, in modo da completare il sistema.

In particolare, con questa nuova scheda sarà possibile effettuare una calibrazione ottimale del metodo, che utilizzi delle curve di eventi del  $^{214}\text{Po}$  come forma di riferimento per le  $\alpha$ . Inoltre, si potrà finalmente quantificare l'efficienza della tecnica di discriminazione anche ad energie più alte, fornendo quindi una caratterizzazione completa del metodo ottimo per il rivelatore CTF.

## 4.4 Analisi della radiopurezza dello scintillatore

Come anticipato nell'introduzione a questo capitolo, descriverò ora un'applicazione del metodo ottimo ai dati del CTF, che ha permesso di identificare il fondo interno dovuto alla contaminazione radioattiva dello scintillatore.

Questa analisi verrà condotta esclusivamente nella regione del rivelatore che si trova a meno di 90 cm dal centro; tale scelta è motivata dalla predominanza del fondo esterno nella regione fra 90 cm e 1 m.

Questo studio sulla radiopurezza dello scintillatore si basa sull'utilizzo delle coincidenze  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  per osservare la contaminazione da Radon, sul metodo ottimo per la separazione  $\alpha/\beta$  per studiare la presenza di  $^{210}\text{Po}$  e infine sulle coincidenze ritardate  $^{212}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  per quotare un limite superiore per la contaminazione da  $^{232}\text{Th}$ .

### 4.4.1 La contaminazione da Radon

La contaminazione da Radon può essere studiata mediante l'uso delle coincidenze ritardate  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ , come illustrato nella sezione 4.1.2.

Per quanto riguarda il *rate* totale degli eventi da  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ , abbiamo già osservato (sezione 4.1.3) che esso segue in maniera piuttosto fedele le fasi di manipolazione dello scintillatore (ovvero di esposizione alla contaminazione da Radon), per poi decadere con un tempo caratteristico della vita di dimezzamento del Radon e assestarsi infine (dopo la rimozione dell'acqua dall'*Inner Vessel*) ad un valore di  $\sim 20$  eventi al giorno.

Se applichiamo la ricostruzione spaziale e osserviamo la distribuzione geometrica di tali eventi all'interno del rivelatore (primi tre grafici della fig. 4.12), possiamo rimanere sorpresi: gli eventi di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  si posizionano all'interno del volume secondo una ben precisa struttura di forma cilindrica; tale struttura risulta ancora più evidente se confrontiamo gli eventi di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  con quelli del  $^{14}\text{C}$ , (fig. 4.12 al centro), che presentano una distribuzione uniforme<sup>2</sup>.

Il fatto che tale distribuzione anomala si osserva sia per gli eventi di  $^{214}\text{Bi}$  (Gruppo 1) che per quelli di  $^{214}\text{Po}$  (Gruppo 2) ha escluso che l'origine di tale fatto fosse dovuta ad un problema di elettronica. Quindi si è cercato di verificare il corretto funzionamento dell'algoritmo di ricostruzione spaziale; infatti, dato che tale algoritmo non era stato ottimizzato per lo scintillatore PXE (non era stato considerato neppure il diverso indice di rifrazione rispetto al PC), la prima spiegazione ipotizzata è stata quella di un errore nell'attribuzione della posizione spaziale agli eventi, anche se le posizioni del  $^{14}\text{C}$  venivano ricostruite correttamente. Abbiamo calibrato il codice di ricostruzione mediante l'inserimento di sorgenti radioattive (vedi sezione 4.1.1): tale calibrazione ha mostrato una buona capacità di ricostruzione, quindi

<sup>2</sup>gli eventi di  $^{14}\text{C}$  sono stati selezionati attraverso un taglio a bassa energia (*numero di fotoelettroni*  $< 65$ ) e i soliti tagli di reiezione dei  $\mu$

l'anomalia osservata doveva essere un fenomeno fisico vero e proprio e non un effetto fittizio.

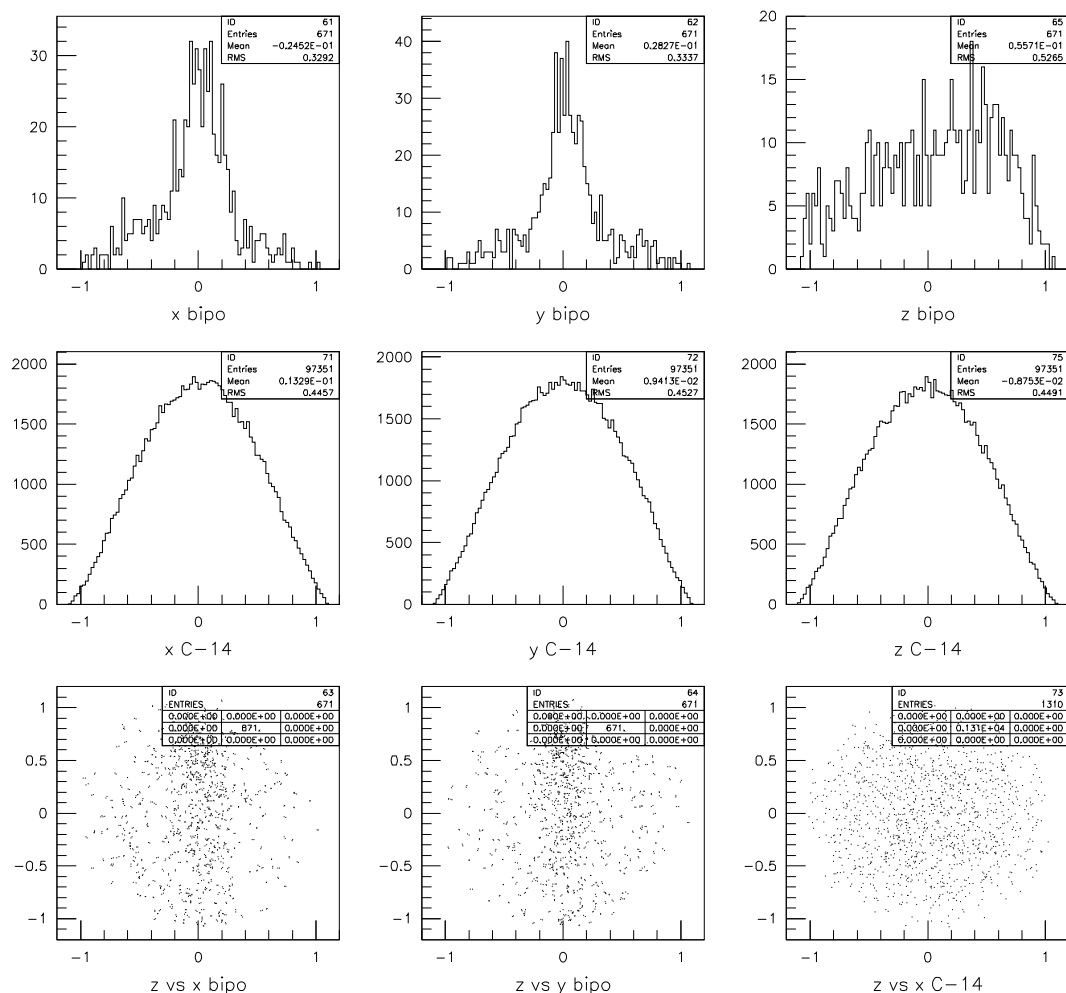


Figura 4.12: Confronto fra la distribuzione geometrica degli eventi di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  e degli eventi di  $^{14}\text{C}$

Per indagare sull'origine e sulle caratteristiche di questa struttura cilindrica, ho diviso il totale della presa dati in 4 periodi di uguale durata (legati alle operazioni sullo scintillatore descritte nella sezione 4.1.3):

periodo	run nr.	data	durata (h)	$^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ ( $R < 90 \text{ cm}$ )
1	759-763	15-30 luglio	115.3	35.8 <i>ev/giorno</i>
2	768-775	14-23 agosto	116.9	29.8 <i>ev/giorno</i>
3	776-780	24-30 agosto	115.9	25.1 <i>ev/giorno</i>
4	783-788	1-6 settembre	115.9	21.8 <i>ev/giorno</i>

A questo punto, possiamo osservare la distribuzione spaziale degli eventi di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  nei diversi periodi: in particolare, risulta particolarmente istruttivo confrontare il primo e il quarto periodo (fig. 4.13).

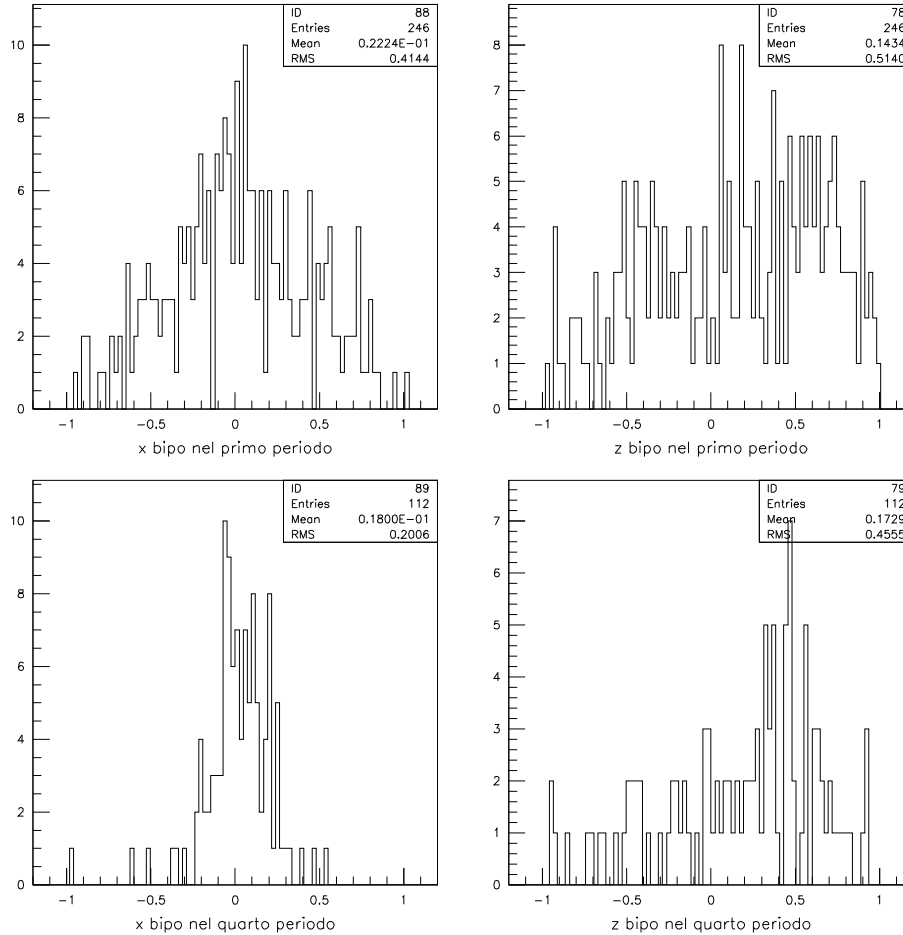


Figura 4.13: Distribuzione geometrica degli eventi di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  nel periodo iniziale e finale della presa dati

Se all’inizio della presa dati la distribuzione in  $x$  e  $y$  è piuttosto uniforme (ciò è dovuto al Radon introdotto con lo scintillatore), verso la fine la struttura a “colonna” tende ad evidenziarsi; analogamente, la distribuzione in  $z$  tende ad assottigliarsi con il tempo, fino a concentrarsi in un punto a circa 45 cm sopra il centro del rivelatore.

Uno studio degli eventi da  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  nella regione interessata dalla “colonna” ci mostra che il *rate* è costante in questa zona: siamo dunque costretti ad ipotizzare la presenza di una sorgente di Radon, di natura sconosciuta, situata al centro dell’emisfero superiore.

In tabella 4.2 è riportato il *rate* degli eventi di  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  nel corso dei quattro periodi della presa dati, in due regioni geometriche, all’interno e all’esterno della

cosiddetta “colonna”. Il volume totale considerato è quello delimitato da una sfera di 90 cm ( $3 m^3$  di scintillatore, del peso di 2.64 t); la “colonna” è un cilindro di raggio 32 cm (volume  $0.3 m^3$ , massa 264 kg), mentre la parte rimanente ha un volume di  $2.7 m^3$  e una massa di 2.38 t.

Se supponiamo inoltre che il  $^{238}U$  si trovi in equilibrio secolare con il  $^{214}Po$ , possiamo quantificare la contaminazione da  $^{214}Po$  (ovvero da  $^{222}Rn$ ) in termini di  $^{238}U_{equiv}$  (espresso in  $g/g_{scintillatore}$ ); l’equivalente in  $^{238}U_{equiv}$  è riportato in tabella 4.2 per il terzo periodo della presa dati. Il numero di conteggi riportato è stato corretto con l’efficienza del 95 % del taglio sul tempo di coincidenza degli eventi  $^{214}Bi \rightarrow Po$ .

taglio spaziale ( $R < 90 cm$ )	periodo 1 ( $ev/gior$ )	periodo 2 ( $ev/gior$ )	periodo 3 ( $ev/gior$ )	$^{238}U_{equiv}$ ( $10^{-15}g/g$ )	periodo 4 ( $ev/gior$ )
colonna (264 kg)	12.9	18.9	20.7	$58.1 \pm 2.8$	19.8
esterno (2.38 t)	22.9	10.9	4.4	$1.37 \pm 0.31$	2.0
totale (2.64 t)	35.8	29.8	25.1	$7.95 \pm 0.31$	21.8

Tabella 4.2: Conteggi di  $^{214}Bi \rightarrow Po$  nei 4 periodi della presa dati

Come conclusione di questa prima fase dell’analisi, osserviamo che, anche escludendo la zona interesata dalla “colonna”, la contaminazione radioattiva dello scintillatore risulta superiore, per almeno un ordine di grandezza, a quella richiesta per Borexino ( $10^{-16}g/g_{scintillatore}$ ).

#### 4.4.2 Analisi del picco delle $\alpha$ da $^{210}Po$ , $^{222}Rn$ e $^{218}Po$

Come ho già detto, i decadimenti  $\alpha$  del  $^{210}Po$ ,  $^{222}Rn$  e  $^{218}Po$ , a causa del *quenching* dello scintillatore, hanno energie rispettivamente di  $512 \pm 8$ ,  $530 \pm 8$  e  $622 \pm 8 keV$ ; come si può osservare in figura 4.14, i tre decadimenti generano un picco che si trova nella regione fra 490 e 645 keV (ovvero fra 150 e 210 fotoelettroni); le tre  $\alpha$  del picco sono indistinguibili a causa della risoluzione.

In figura 4.14 a sinistra, si può osservare lo spettro in energia degli eventi di scintillazione entro 90 cm dal centro del rivelatore, nella regione fra 100 e 400 fotoelettroni (sono stati applicati i soliti tagli di reiezione dei  $\mu$ ): il picco delle tre  $\alpha$  appare nettamente. Nell’istogramma a dispersione di fig. 4.14 in basso (valore del parametro  $G_{\alpha\beta}$  in funzione del numero di fotoelettroni) si vede l’efficienza di discriminazione con il filtro ottimo in questa regione di energia. Infine, nella figura 4.14 in alto a destra, si può osservare il picco delle tre  $\alpha$ , selezionato ponendo  $G_{\alpha\beta} > 0$ .

Possiamo valutare l’efficienza di separazione in queste condizioni: selezionando solo gli eventi con  $G_{\alpha\beta} > 0$ , si ottiene una presenza residua di  $\beta$  pari al 3.5%, mentre le  $\alpha$  conservate sono l’86.2% (in questo modo è possibile ricorreggere gli eventi conteggiati in base all’efficienza del taglio).

Una volta fissata la soglia di separazione  $\alpha/\beta$  e studiata l’efficienza di discriminazione, ho studiato il *rate* dovuto agli eventi  $\alpha$  del picco. In tabella 4.3 ho riportato

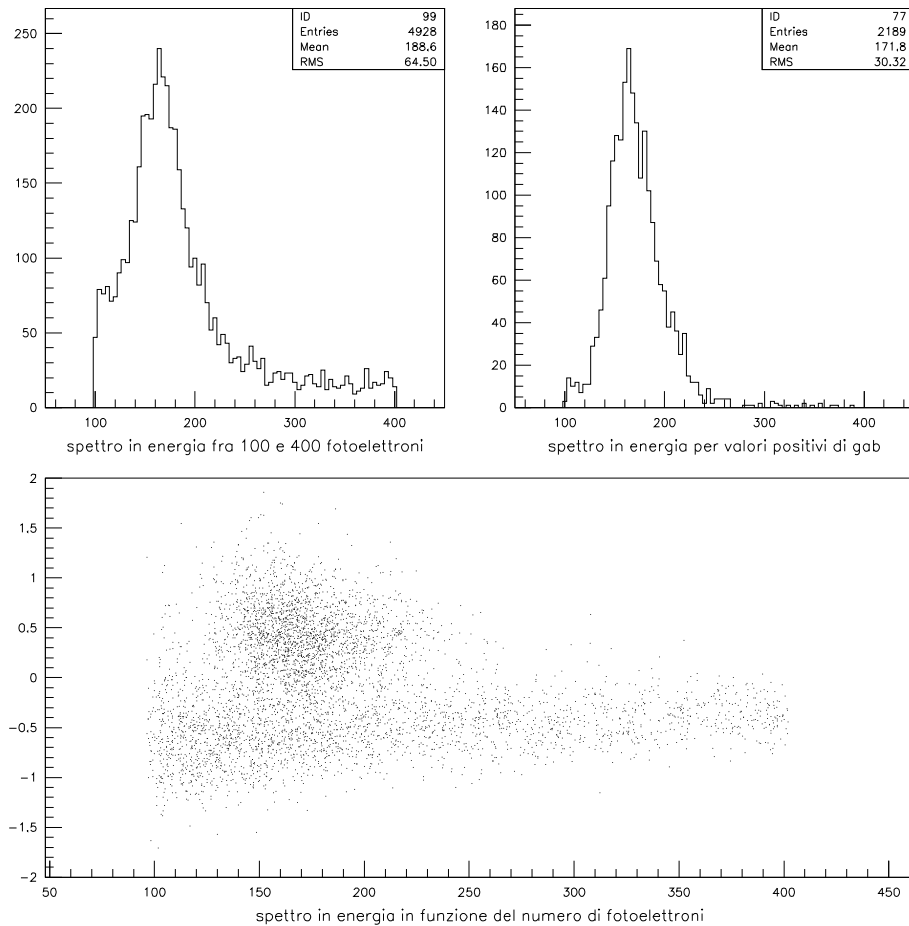


Figura 4.14: Eventi di scintillazione fra 100 e 400 fotoelettroni: distribuzione energetica, discriminazione  $\alpha/\beta$  e selezione del picco  $\alpha$

i conteggi nel picco delle  $\alpha$ , dopo aver suddiviso come al solito il rivelatore in due regioni (in merito alla colonna di cui si parlava nella sezione precedente).

taglio spaziale ( $R < 90\text{ cm}$ )	periodo 1 ( $\text{ev/gior}$ )	periodo 2 ( $\text{ev/gior}$ )	periodo 3 ( $\text{ev/gior}$ )	periodo 4 ( $\text{ev/gior}$ )
colonna (264 kg)	39	48	54	55
esterno (2.38 t)	97	77	67	68
totale (2.64 t)	135	125	120	123

Tabella 4.3: Conteggi nel picco delle  $\alpha$ , nei 4 periodi della presa dati

Questi dati non risultano in sé particolarmente interessanti (se non per l'osservazione che il *rate* all'interno della colonna tende ad aumentare). Tuttavia essi

possono essere efficacemente impiegati per la stima della contaminazione da  $^{210}\text{Po}$  dello scintillatore.

Se confrontiamo gli eventi all'interno e all'esterno della colonna nel periodo iniziale e finale della presa dati (figura 4.15), notiamo che, se all'inizio le due distribuzioni energetiche sono all'incirca sovrapposte (la distribuzione degli eventi di  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{222}\text{Rn}$  e  $^{218}\text{Po}$  è uniforme in tutto il volume), nell'ultimo periodo si nota, al di fuori della colonna, una diminuzione degli eventi dovuti al  $^{222}\text{Rn}$  e al  $^{218}\text{Po}$ .

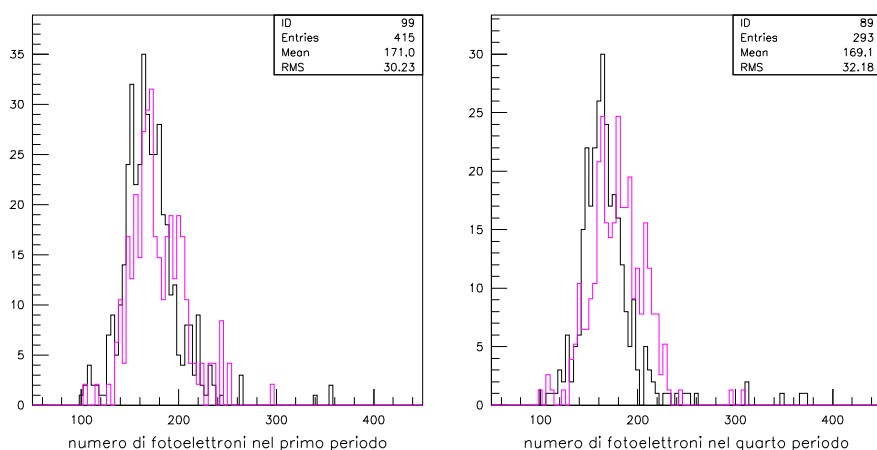


Figura 4.15: Confronto fra la  $\alpha$  all'interno (istogrammi in nero) e all'esterno della colonna, all'inizio e alla fine della presa dati

Infatti il  $^{218}\text{Po}$  e il  $^{222}\text{Rn}$  hanno una vita di dimezzamento breve (rispettivamente 3 minuti e 5.8 giorni); inoltre, il  $^{218}\text{Po}$  raggiunge l'equilibrio con il  $^{222}\text{Rn}$  in circa mezz'ora: pertanto, nella zona della colonna (dove vi è una sorgente di Radon) il contributo di questi due isotopi al picco delle  $\alpha$  rimarrà costante nel tempo; al di fuori, invece, esso andrà via via diminuendo, con un tempo compatibile con la vita del  $^{222}\text{Rn}$ .

Per quanto riguarda il  $^{210}\text{Po}$ , invece, esso si troverà in equilibrio con il  $^{222}\text{Rn}$  dopo circa 53 giorni, decadendo intanto con un tempo di dimezzamento di 138 giorni. Per questo motivo, il contributo del  $^{210}\text{Po}$  sarà uniformemente distribuito all'interno del rivelatore (esso deriva principalmente dalla contaminazione da Radon iniziale) e tenderà a crescere nel corso della presa dati, dato che per 53 giorni gli atomi di  $^{210}\text{Po}$  prodotti saranno più numerosi di quelli che decadono (ricordiamo che la campagna di misure è durata in tutto 54 giorni).

Possiamo infine stimare se la larghezza del picco  $\alpha$  sia compatibile con una o più componenti, nel caso in cui ci aspettiamo solo eventi da  $^{210}\text{Po}$  (cioè al di fuori della colonna e alla fine della presa dati). La larghezza di questa distribuzione ammonta al 9.6% del suo valor medio; per confronto, possiamo valutare la larghezza della distribuzione delle  $\alpha$  del  $^{214}\text{Po}$  (che sappiamo appartenere ad un solo evento), che



risulta pari al 6.8%. I due valori vanno confrontati mediante la relazione:

$$\frac{\sigma_1}{\sqrt{E_1}} = \frac{\sigma_2}{\sqrt{E_2}} \quad \Rightarrow \quad \frac{\sigma_1/E_1}{\sigma_2/E_2} = \sqrt{\frac{E_2}{E_1}} \simeq \sqrt{2}; \quad (4.5)$$

in effetti,  $9.6\% \simeq \sqrt{2} \cdot 6.8\%$ , perciò la distribuzione delle  $\alpha$  fuori dalla colonna al termine della presa dati è compatibile con un solo decadimento, il  $^{210}\text{Po}$ .

Per effettuare una stima quantitativa della contaminazione da  $^{210}\text{Po}$  all'interno dello scintillatore nelle varie fasi della presa dati, possiamo basarci sull'osservazione che il  $^{222}\text{Rn}$ , il  $^{218}\text{Po}$  e il  $^{214}\text{Po}$  raggiungono l'equilibrio fra di loro in meno di un'ora: pertanto, i conteggi da  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  ci permettono di quantificare con grande precisione quelli da  $^{222}\text{Rn}$  e  $^{218}\text{Po}$ . Il *rate* da  $^{210}\text{Po}$  risulterà semplicemente dalla differenza fra il totale degli eventi nel picco  $\alpha$  e il doppio dei conteggi da  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ . La stima del *rate* da  $^{210}\text{Po}$  così effettuata si trova in tabella 4.4; al solito, è riportata la stima per la contaminazione da  $^{238}\text{U}_{equiv}$ , per il terzo periodo della presa dati.

taglio spaziale ( $R < 90 \text{ cm}$ )	periodo 1 ( $ev/gior$ )	periodo 2 ( $ev/gior$ )	periodo 3 ( $ev/gior$ )	$^{238}\text{U}_{equiv}$ ( $10^{-15}g/g$ )	periodo 4 ( $ev/gior$ )
colonna (264 kg)	13.2	10.2	12.6	$35.4 \pm 2.8$	15.4
esterno (2.38 t)	51.2	55.2	58.2	$18.1 \pm 0.31$	64
totale (2.64 t)	64.4	65.4	69.8	$19.6 \pm 0.31$	79.4

Tabella 4.4: Conteggi da  $^{210}\text{Po}$ , nei 4 periodi della presa dati

Osservando gli altissimi valori ottenuti per la contaminazione da  $^{238}\text{U}_{equiv}$ , possiamo renderci conto dell'estrema pericolosità della contaminazione da  $^{210}\text{Po}$ : infatti, si tratta di un isotopo che è quantificabile a partire da circa 2 mesi dall'inizio della presa dati (poiché continua ad aumentare) e che permane nello scintillatore per almeno un anno dal momento della sua introduzione.

D'altro canto, notiamo come, ancora una volta, sia necessario evitare tutte quelle manovre che comportino l'introduzione di Radon: infatti, se il Radon introdotto nel rivelatore non sembrerebbe dare fastidio, in quanto decade piuttosto rapidamente, il  $^{210}\text{Po}$  da esso prodotto persiste molto a lungo, creando un fondo  $\alpha$  che si trova proprio al centro della *Neutrino Window*.

Queste ultime considerazioni forniscono un'indicazione ben precisa sulle procedure di purificazione dello scintillatore: se infatti, come osservato nel CTF-1, il sistema è molto efficiente nel rimuovere la contaminazione da  $^{210}\text{Po}$ , bisogna curare che neanche una piccola quantità di Radon entri in contatto con lo scintillatore durante questa procedura, altrimenti il problema si ripresenterebbe identico nel giro di qualche giorno.

### 4.4.3 La contaminazione da Torio

Per completezza, al fine di fornire una caratterizzazione il più possibile esaustiva della radiopurezza dello scintillatore PXE, ho effettuato anche uno studio sulla contaminazione dovuta agli isotopi della catena del  $^{232}\text{Th}$ , mediante l'uso delle coincidenze ritardate  $^{212}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ .

Queste coincidenze presentano un tempo di coincidenza molto breve, poiché la vita media del  $^{212}\text{Po}$  è di soli 432.8 ns. I due fondi principali sono:

- **a tempi di coincidenza bassi:** eventi dovuti ai  $\mu$ , che a causa del loro lungo tragitto all'interno del rivelatore possono produrre fotoni in un intervallo di tempo tale da far scattare due volte la catena di acquisizione. Questo tipo di fondo può essere eliminato osservando, evento per evento, il segnale del *Transit Time Recorder* (è un modulo di elettronica che registra, a bassa risoluzione, la forma temporale degli impulsi di scintillazione): in questo modo, ho valutato che l'incidenza di questo tipo di eventi risulta trascurabile;
- **a tempi di coincidenza alti:** eventi della coincidenza ritardata del  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ ; questo contributo può essere quantificato con precisione (sulla base delle vita media del  $^{214}\text{Po}$ ) e risulta parimenti trascurabile (meno dello 0.1% degli eventi del  $^{214}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  cade entro 1500 ns).

In ogni caso, ho scelto di fornire solo un limite superiore per gli eventi di  $^{212}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ ; per questo motivo, ho applicato un taglio conservativo: ho selezionato tutti gli eventi che presentano un tempo di coincidenza fra 0 e 1500 ns ( $\sim 3.5 \tau_{\text{Po}}$ ) (efficienza del 97% nel riconoscere il  $^{212}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ ).

A questo taglio ho aggiunto l'usuale selezione sulla posizione radiale degli eventi ( $R < 90 \text{ cm}$ ); ho ottenuto in questo modo un conteggio di 1 evento al giorno da  $^{212}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ . Infine, osservando la distribuzione energetica degli eventi selezionati, ho potuto eliminarne alcuni che presentavano un valore dell'energia a più di  $5\sigma$  dal valor medio del  $^{212}\text{Po}$ . Il *rate* da  $^{212}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  si è pertanto ridotto a  $\sim 0.7$  eventi al giorno.

Nell'ipotesi di equilibrio secolare fra gli eventi di  $^{212}\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$  e il  $^{232}\text{Th}$ , possiamo esprimere questo risultato in termini di  $^{232}\text{Th}_{\text{equiv}}$ , ottenendo:

$$(5.9 \pm 8.4) \cdot 10^{-16} \text{ g/g } (^{232}\text{Th}_{\text{equiv}});$$

Si tratta evidentemente di un valore poco significativo, poiché presenta un errore enorme; tuttavia, può essere utilizzato per stimare l'ordine di grandezza del limite superiore della contaminazione da  $^{232}\text{Th}$ , che risulta quantificabile in  $\sim 10^{-15} \text{ g/g}$ .

# Capitolo 5

## La discriminazione $\alpha/\beta$ in Borexino

Nella fase conclusiva del mio lavoro di tesi mi sono occupata dell'applicazione dei due metodi di discriminazione  $\alpha/\beta$  da me studiati a Borexino, utilizzando la simulazione dell'esperimento.

Nel primo paragrafo di questo capitolo riporterò alcuni grafici significativi che illustrano l'importanza della separazione  $\alpha/\beta$  per la reiezione del fondo radioattivo in Borexino; in particolare mostrerò il rapporto segnale-fondo nello scenario standard e in quello di oscillazione.

Nel secondo paragrafo, descriverò brevemente l'elettronica di Borexino, che non richiede (al contrario di quanto avviene in CTF) un sistema dedicato per effettuare la discriminazione  $\alpha/\beta$ ; illustrerò l'applicazione dei due metodi di discriminazione (integrazione di carica e metodo ottimo) ai dati simulati. In un secondo momento, studierò gli effetti volumetrici sulla separazione  $\alpha/\beta$ , mostrando la possibilità di sottrarre a ciascun evento il proprio tempo di volo. In conclusione, illustrerò l'applicazione del metodo ottimo ad un caso realistico, cioè ad eventi di fondo radioattivo generati uniformemente nel volume del rivelatore.

### 5.1 Importanza della discriminazione $\alpha/\beta$

In questa sezione mostreremo il confronto fra gli eventi attesi per il segnale di neutrino in Borexino e il fondo interno, indotto dalla contaminazione radioattiva dello scintillatore.

Innanzitutto, riportiamo nuovamente (sezione 2.1.2) la tabella che mostra l'ammontare del *rate* delle varie sorgenti di neutrino solare, in cui si nota la soppressione del segnale atteso nei vari scenari di oscillazione.

Nel caso estremo della soluzione MSW-*Small Mixing Angle*, il segnale atteso per il  ${}^7\text{Be}$  viene ridotto al 21% del suo valore iniziale: possiamo quindi confrontare questo *rate* con quello prodotto, nella stessa regione di energia, dal fondo interno; per questa

Sorgente di neutrini	SSM	LMA	SMA	LOW
pp	1.3	1.0	0.6	0.6
${}^7Be$	45.7	26.0	9.7	25.1
pep	2.0	1.0	0.4	1.0
${}^{13}N$	4.2	2.3	0.9	2.3
${}^{15}O$	5.5	2.8	1.1	2.8
${}^{17}F$	0.07	0.03	0.01	0.03
${}^8B$	0.01	0.04	0.05	0.05
totale	58.78	33.17	12.76	31.78

Tabella 5.1: Segnale atteso in Borexino in numero di eventi al giorno nella *Neutrino Window*, dovuto alle varie componenti dello spettro dei neutrini solari

componente, ci mettiamo in un'ipotesi di equilibrio secolare, con una contaminazione da  ${}^{238}U$  e da  ${}^{232}Th$  pari a  $10^{-16} g/g_{scintillatore}$  e di  ${}^{40}K$  pari a  $10^{-14} g/g_{scintillatore}$ .

In figura 5.1 è mostrato il confronto fra il flusso di neutrino da  ${}^7Be$  nell'ipotesi di SSM e il fondo interno, in tre diversi casi:

- **senza tagli:** nessun tipo di selezione di fondo è stato introdotto. In questo caso, si osserva che il segnale di neutrino è totalmente coperto dal fondo;
- **discriminazione  $\alpha/\beta$ :** è stata applicata la discriminazione  $\alpha/\beta$ , con un'efficienza tale da eliminare il 90% degli eventi  $\alpha$  conservando il 95% dei  $\beta$ . Il segnale di neutrino appare ora osservabile: questo mostra la necessità di un'efficace discriminazione  $\alpha/\beta$  per estrarre il segnale dal fondo;
- **tutti i tagli:** alla discriminazione  $\alpha/\beta$  viene aggiunto il taglio che utilizza il metodo delle coincidenze ritardate (vedi sezione 4.1.2) e un taglio statistico, che si basa sull'ipotesi che alcuni eventi delle catene del  ${}^{238}U$  e del  ${}^{232}Th$  si trovino in equilibrio con gli eventi riconosciuti tramite le coincidenze ritardate (si tratta del metodo da noi impiegato per quantificare la presenza di  ${}^{210}Po$  nello scintillatore e descritto nella sezione 4.4.2). Assumendo un'efficienza del 95% per questi due tagli, otteniamo che il segnale di neutrino si presenta facilmente riconoscibile dal fondo.

In figura 5.2 riportiamo invece il confronto fra il segnale di neutrino da  ${}^7Be$  e il fondo nello scenario di oscillazione più sfavorevole: la soluzione SMA.

In questo caso, il confronto fra segnale e fondo è decisamente sfavorevole, anche nel caso in cui vengano efficacemente applicati tutti i tagli di reiezione del fondo: se si verificasse effettivamente questo caso di oscillazione, Borexino osserverebbe quindi un *rate* da  ${}^7Be$  confrontabile con gli eventi fondo. Notiamo che questa misura permetterebbe comunque di porre dei limiti sulle soluzioni permesse per le oscillazioni nello spazio dei parametri  $\delta m^2$ ,  $\sin^2 2\theta$  (vedi capitolo 1), ma solo nel

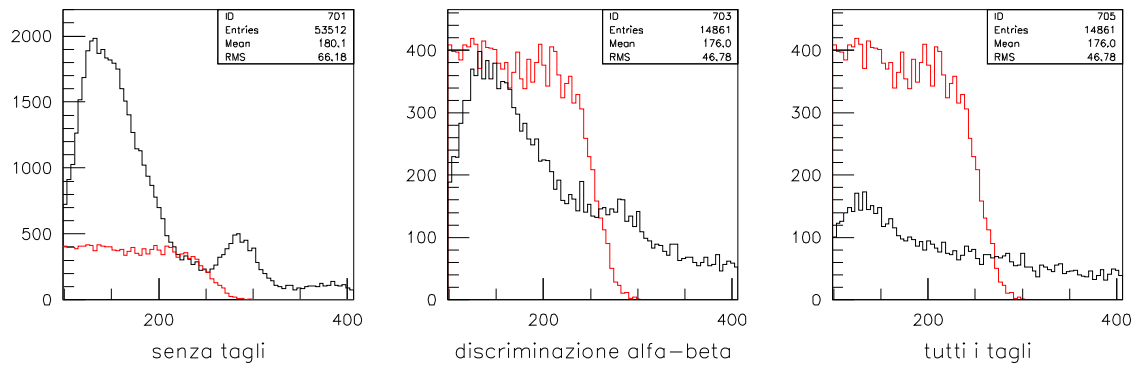


Figura 5.1: Confronto fra il segnale di neutrino da  ${}^7\text{Be}$  nell'ipotesi di SSM (in rosso) e il fondo interno (in nero), al variare dei tagli applicati per la reiezione del fondo (in ascissa è riportato il numero di fotoelettroni)

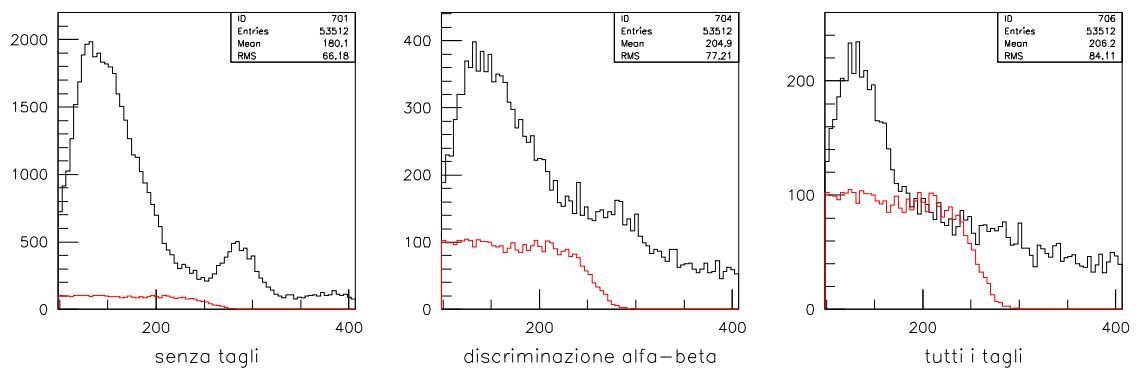


Figura 5.2: Confronto fra il segnale di neutrino da  ${}^7\text{Be}$  nell'ipotesi di oscillazione SMA (in rosso) e il fondo interno (in nero), al variare dei tagli applicati

caso di sottrazione ottimale del fondo (altrimenti l'errore sul numero di conteggi renderebbe il segnale misurato compatibile con qualunque tipo di soluzione).

Per separare il segnale di neutrino dal fondo sarà importante misurare la variazione stagionale del flusso (pari al 7%) dovuta all'eccentricità dell'orbita terrestre. Si stanno perfezionando vari metodi per l'estrazione del segnale che, a seconda degli algoritmi utilizzati, richiedono o una stabilità dei conteggi di fondo nel tempo o una stabilità della forma dello spettro in energia di questo fondo (concentrazioni relative delle varie sorgenti di fondo costanti); viene sfruttata anche la forma *Compton* dello spettro in energia del segnale. Da qui si deduce l'importanza del programma di calibrazione e monitoraggio previsto per il rivelatore; questo programma prevede l'utilizzo di diverse luci laser per il controllo delle proprietà ottiche sia dello scintillatore che del liquido di schermo.

Nel caso di oscillazioni nel vuoto, il flusso di neutrini osservato sarebbe soggetto

ad una ulteriore fluttuazione stagionale che potrebbe raggiungere il 70%; nel caso di soluzione LOW, inoltre, vi sarebbe anche una variazione “giorno-notte” del flusso di neutrini dovuta all’effetto di rigenerazione terrestre. In questi due casi, sarebbe particolarmente semplice applicare il metodo di estrazione del segnale che si basa sulle fluttuazioni del numero dei conteggi.

In ogni caso, qualunque metodo di estrazione del segnale verrà impiegato, il requisito di efficienza del 90% sulla separazione  $\alpha/\beta$  costituisce una delle condizioni irrinunciabili per la realizzabilità dell’esperimento (l’altra condizione riguarda, come già ribadito più volte, la radiopurezza dello scintillatore).

Per quanto riguarda tale requisito sulla discriminazione  $\alpha/\beta$ , non è superfluo osservare che i risultati da me ottenuti nel CTF con il metodo ottimo rappresentano un’importante verifica sperimentale (su un volume di scintillatore paragonabile a quello di Borexino) della possibilità che esso venga effettivamente soddisfatto. Questo risultato ci autorizza ad essere ottimisti per quanto riguarda Borexino, in quanto, come descriverò nel prossimo paragrafo, le condizioni sperimentali sono ancora più favorevoli di quelle del CTF.

## 5.2 Applicazione della discriminazione $\alpha/\beta$ alla simulazione di Borexino

### 5.2.1 La discriminazione $\alpha/\beta$ in Borexino

Come già accennato nell’introduzione a questo capitolo, in Borexino non è necessario costruire un sistema *hardware* apposito per realizzare la discriminazione  $\alpha/\beta$ , poiché l’elettronica convenzionale progettata per l’esperimento fornisce già tutte le informazioni necessarie per applicare le varie tecniche di separazione.

Questa affermazione si basa sul fatto che, considerata la geometria del rivelatore, la probabilità che nel corso di un evento ciascun fototubo osservi più di un fotone è nettamente inferiore a 1. Sappiamo infatti che, per un evento da 1 *MeV*, vengono raccolti in media 386 fotoni; se il deposito di energia avviene nel centro del rivelatore, ciascun fototubo raccoglierà mediamente  $386/2000 = 0.193$  fotoni. Se ipotizziamo una distribuzione di Poisson per il numero di fotoelettroni raccolti, con valor medio 0.193, otteniamo una probabilità di rivelare più di un fotoelettrone per fototubo pari all’1.6%. Se ci poniamo poi ad un’energia di 0.5 *MeV* (valore tipico nel centro della *Neutrino window*), il numero medio di fotoni raccolti per evento sarà dimezzato, per cui la probabilità di rivelare due o più fotoni su ogni fototubo scende allo 0.5%.

La situazione si presenta in modo leggermente diverso nel caso di eventi prodotti nelle zone più esterne del rivelatore: in questo caso, il numero medio dei fotoni raccolti dai fototubi vicini al punto di produzione risulterà maggiore che per eventi al centro. In ogni caso, la probabilità che un fototubo osservi due o più fotoni risulta molto bassa, soprattutto se consideriamo che l’energia nella *Neutrino window* è sempre al di sotto di 1 *MeV*.

Per questo motivo, se ci mettiamo nelle condizioni in cui sia possibile registrare il tempo di arrivo del primo fotoelettrone a ciascun fotomoltiplicatore, possiamo supporre che l'andamento temporale del segnale di scintillazione venga correttamente riprodotto (i fotoni successivi al primo, eventualmente non rivelati, non influirebbero in maniera significativa sulla forma temporale del segnale).

In effetti, questa supposizione è stata accuratamente verificata durante la fase di progettazione dell'elettronica del rivelatore. In particolare, utilizzando la simulazione di Borexino, è stato mostrato che le code dei segnali di scintillazione (ovvero la parte del segnale che permette di effettuare la discriminazione  $\alpha/\beta$ ), non risultano significativamente modificate se si raccolgono tutti i fotoni nell'evento, oppure solo il primo di ciascun fototubo.

Pertanto, in questo capitolo studierò l'applicazione della separazione  $\alpha/\beta$  ai dati prodotti dai TDC di ciascun fototubo di Borexino, nell'ipotesi in cui venga registrato il tempo di arrivo del primo fotone al fototubo in questione.

## 5.2.2 Applicazione del metodo dell'integrazione di carica

Per la simulazione di Borexino, è disponibile un programma di tracciamento dei fotoni prodotti dagli eventi di scintillazione (vedi Appendice A); i fotoni ottici vengono propagati prendendo in considerazione tutti gli effetti conosciuti di assorbimento-rimissione e *scattering* da parte dello scintillatore; infine, viene introdotta nei dati la dispersione temporale dovuta alla dispersione nel tempo di transito dei fotoelettroni all'interno dei fototubi.

Il tracciamento produce, per ognuno dei fotoni prodotti, una variabile *tempo* che tiene conto di tutti gli effetti descritti: questa variabile rappresenta quindi il tempo trascorso fra la produzione del fotone e al sua rivelazione da parte dell'elettronica di lettura; nel caso di più fotoelettroni per fotomoltiplicatore, viene considerato solo il primo. Per implementare il sistema di discriminazione  $\alpha/\beta$  nella simulazione, ho utilizzato quindi la variabile *tempo* prodotta dall'algoritmo di tracciamento.

A questo punto, l'implementazione del metodo dell'integrazione di carica risulta molto semplice, in quanto si tratta di contare, per ciascun evento, il numero totale dei fotoni prodotti e il numero dei fotoni rivelati dopo un tempo  $t_{coda}$ . Per quanto riguarda la scelta dell'intervallo totale di integrazione, ho applicato il limite a 500 ns già ottimizzato nelle misure di laboratorio (vedi paragrafo 3.3).

Ho invece determinato il valore di  $t_{coda}$  che massimizzava l'efficienza di separazione  $\alpha/\beta$ ; per determinare tale valore, ho innanzitutto prodotto le due curve che riproducono la forma temporale del segnale di scintillazione per eventi  $\alpha$  e  $\beta$ . Per semplicità, ho generato gli eventi  $\alpha$  e  $\beta$  in un punto al centro del rivelatore; ho quindi sottratto ai tempi di arrivo il tempo di volo (puramente geometrico) dei fotoni che dal centro del rivelatore raggiungono i fotomoltiplicatori (questo tempo di volo risulta pari a 33.5 ns). L'opportunità di questa sottrazione del tempo di volo sta nell'analogia con quanto avviene effettivamente nel rivelatore, dove il primo fotoelettrone rivelato (che sarà certamente fra quelli che non hanno subito processi di

assorbimento-riemissione e *scattering* da parte dello scintillatore) funge da segnale di *start* per l'acquisizione da parte dei TDC.

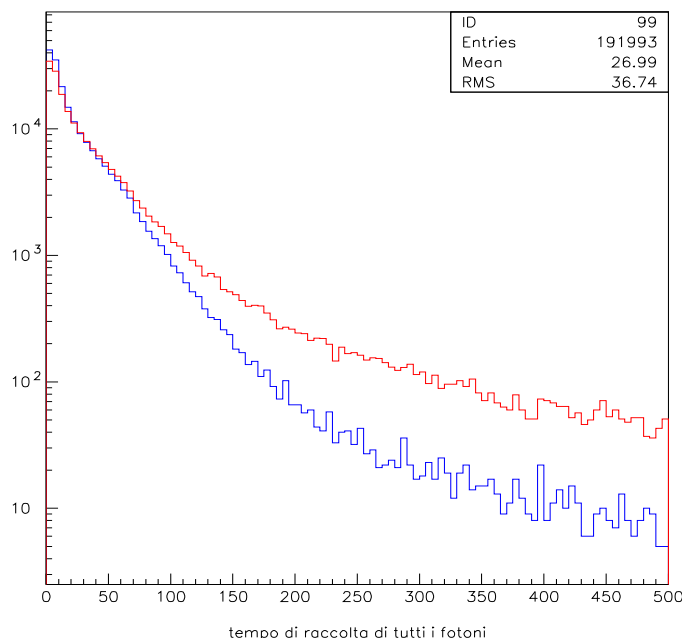


Figura 5.3: Forma temporale degli impulsi di scintillazione, per eventi  $\alpha$  e  $\beta$  da  $0.5 \text{ MeV}$  generati al centro del rivelatore (scala logaritmica)

In figura 5.3 è riportato il grafico dei tempi di arrivo così ottenuti per eventi  $\alpha$  e  $\beta$  generati al centro del rivelatore: si nota che le due curve iniziano a distanziarsi a tempi dell'ordine dei  $70 \text{ ns}$ , pertanto il valore ottimale di  $t_{\text{coda}}$  va cercato in un intorno dei  $70 \text{ ns}$ . Ho vagliato 3 possibili valori di  $t_{\text{coda}}$ :  $50 \text{ ns}$ ,  $70 \text{ ns}$  e  $90 \text{ ns}$ . I valori di efficienza ottenuti, per eventi di  $0.5 \text{ MeV}$ , sono:

$$\begin{array}{ll} t_{\text{coda}} = 50 \text{ ns} & 98\% \beta \rightarrow 88.5\% \alpha \\ t_{\text{coda}} = 70 \text{ ns} & 98\% \beta \rightarrow 94.2\% \alpha \\ t_{\text{coda}} = 90 \text{ ns} & 98\% \beta \rightarrow 94.9\% \alpha \end{array}$$

Evidentemente, la scelta di  $t_{\text{coda}} = 90 \text{ ns}$  è quella che offre prestazioni migliori (anche se il miglioramento rispetto a  $t_{\text{coda}} = 70 \text{ ns}$  è piccolo). In figura 5.4 sono riportate le distribuzioni ottenute per i tre valori della coda studiati: anche visivamente, è possibile apprezzare il miglioramento nei casi  $t_{\text{coda}} = 90 \text{ ns}$  e  $t_{\text{coda}} = 70 \text{ ns}$  rispetto a  $t_{\text{coda}} = 50 \text{ ns}$ .

Con questo primo tentativo, non avevo determinato il valore di  $t_{\text{coda}}$  al di sopra del quale l'efficienza del metodo di discriminazione  $\alpha/\beta$  iniziava a diminuire; pertanto, ho implementato nel metodo altri 3 casi per  $t_{\text{coda}}$ :  $110 \text{ ns}$ ,  $130 \text{ ns}$ ,  $150 \text{ ns}$ . In questi tre casi, la coda per gli eventi  $\beta$  è poco significativa dal punto di vista statistico, il che



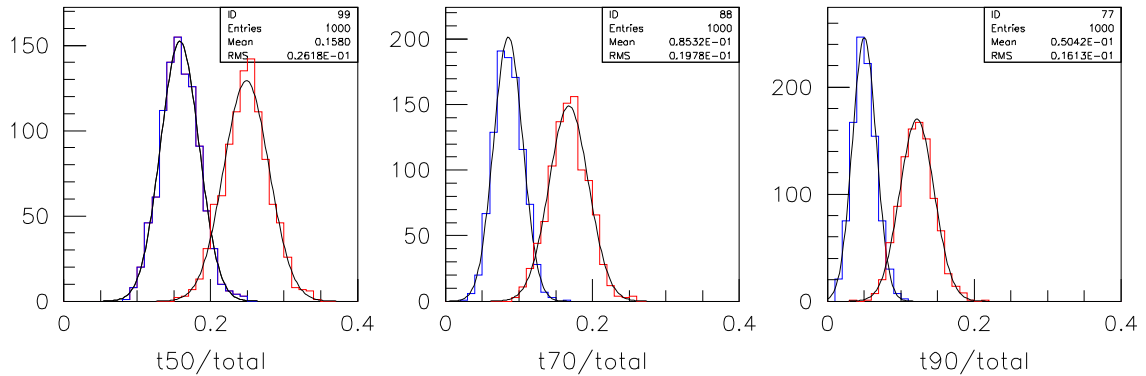


Figura 5.4: Efficienza di discriminazione  $\alpha/\beta$  per  $t_{coda} = 50, 70, 90 \text{ ns}$  (a  $0.5 \text{ MeV}$ )

rendere impossibile quotare il rapporto “coda su totale”. Quindi ho definitivamente assunto per  $t_{coda}$  un valore ottimale pari a  $90 \text{ ns}$ .

### 5.2.3 Applicazione del metodo ottimo

Per implementare il metodo ottimo nella simulazione, è stato necessario, come nel caso del CTF, costruire delle curve di riferimento per  $\alpha$  e  $\beta$ . In questo caso, tuttavia, l’operazione è risultata molto più agevole, poichè si trattava semplicemente di integrare le curve in figura 5.3. Il risultato dell’integrazione è mostrato in figura 5.5.

È importante osservare che la scelta di una curva di riferimento prodotta da eventi al centro corrisponde ad un caso realistico; infatti, quando verranno scelte le curve di riferimento misurate sperimentalmente in Borexino, il metodo più ovvio sarà quello di ricostruire la posizione gli eventi di scintillazione e di scegliere solo quelli molto prossimi al centro del rivelatore, in modo da minimizzare la dispersione dovuta ai vari effetti di volume (si tratta della procedura da me utilizzata in CTF).

Una volta scelte le curve di riferimento, ho costruito i pesi del filtro ottimo nel modo consueto ed ho applicato il metodo, così implementato, ad eventi al centro di tre diverse energie; le efficienze ottenute (confrontate con il metodo dell’integrazione di carica per  $t_{coda} = 90 \text{ ns}$ ) sono riportate in tabella 5.2

Energia	Coda su totale	Metodo ottimo
$1 \text{ MeV}$	$99.5\% \beta \rightarrow 99.5\% \alpha$	$99.5\% \beta \rightarrow 99.9\% \alpha$
$0.5 \text{ MeV}$	$98\% \beta \rightarrow 94.9\% \alpha$	$98\% \beta \rightarrow 97.8\% \alpha$
$250 \text{ keV}$	$98\% \beta \rightarrow 76.7\% \alpha$	$98\% \beta \rightarrow 86.4\% \alpha$

Tabella 5.2: Confronto fra i due metodi di separazione  $\alpha/\beta$  per eventi al centro

Si nota, in ogni caso, un miglioramento dovuto all’applicazione del metodo ottimo, rispetto alla tecnica dell’integrazione di carica: tale miglioramento risulta

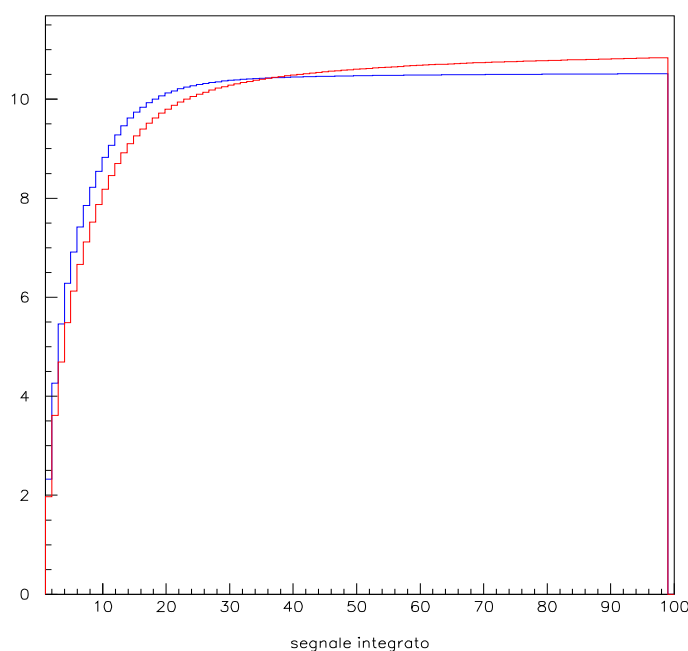


Figura 5.5: Curve di riferimento  $\alpha$  e  $\beta$  per il metodo ottimo

più evidente nella regione di bassa energia, dove le condizioni di discriminazione  $\alpha/\beta$  sono più critiche. I confronti riportati in tabella sono mostrati graficamente in figura 5.6.

Come al solito, è molto utile osservare il comportamento delle prestazioni di discriminazione  $\alpha/\beta$  per eventi generati in diverse configurazioni geometriche all'interno del rivelatore. Per brevità, riporterò i risultati di tale studio solo nel caso del metodo ottimo, che risulta di maggiore interesse per Borexino.

Gli eventi da me generati a tale scopo, sempre per tre diversi valori dell'energia, sono disposti secondo tre diverse configurazioni: eventi al centro, distribuzione uniforme all'interno di una sfera di raggio  $4.25\text{ m}$  (si tratta del volume totale dell'*Inner Vessel*) e dislocazione su una superficie sferica di raggio  $4\text{ m}$ . Le efficienze di discriminazione ottenute sono mostrate in tabella 5.3 e in figura 5.7.

Energia	Eventi al centro	Sfera di raggio $4.25\text{ m}$	Superficie sferica ( $4\text{ m}$ )
$1\text{ MeV}$	$99.5\% \beta \rightarrow 99.9\% \alpha$	$99.5\% \beta \rightarrow 98.1\% \alpha$	$99.5\% \beta \rightarrow 99.9\% \alpha$
$0.5\text{ MeV}$	$98\% \beta \rightarrow 97.8\% \alpha$	$98\% \beta \rightarrow 94.6\% \alpha$	$98\% \beta \rightarrow 97.6\% \alpha$
$250\text{ keV}$	$98\% \beta \rightarrow 86.4\% \alpha$	$98\% \beta \rightarrow 81.3\% \alpha$	$98\% \beta \rightarrow 84.4\% \alpha$

Tabella 5.3: Efficienza di discriminazione con il metodo ottimo in tre diverse configurazioni geometriche

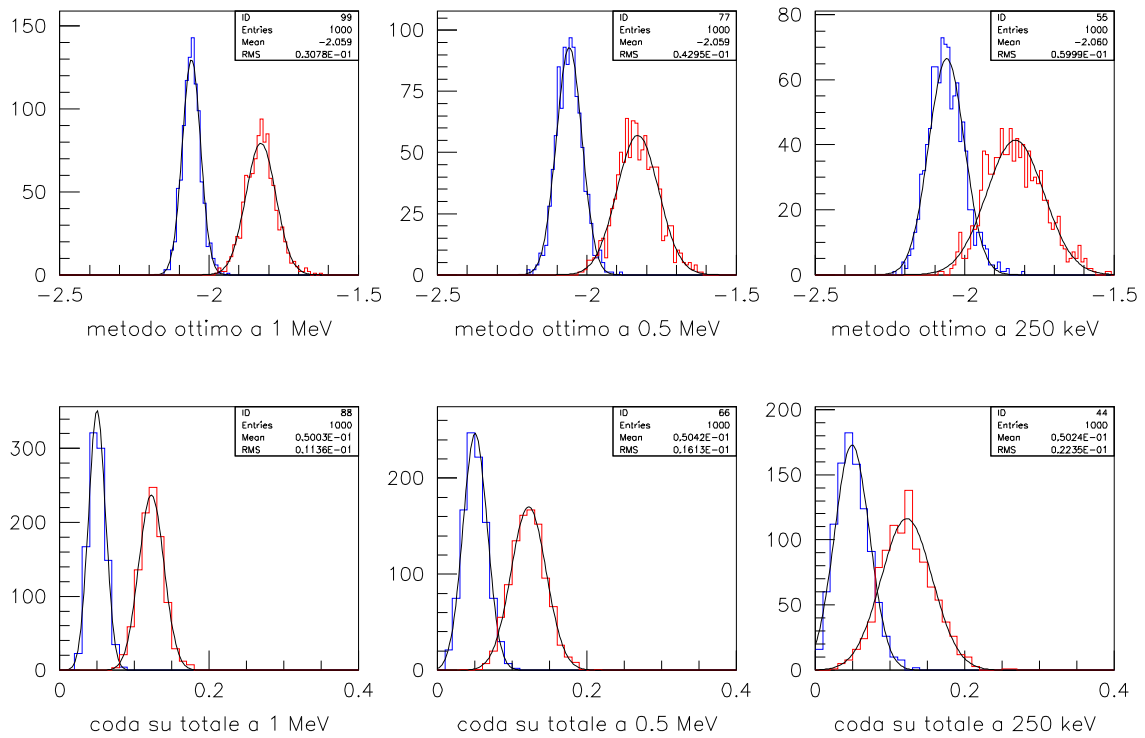


Figura 5.6: Confronto fra i due metodi di separazione  $\alpha/\beta$  per eventi generati al centro a tre diverse energie

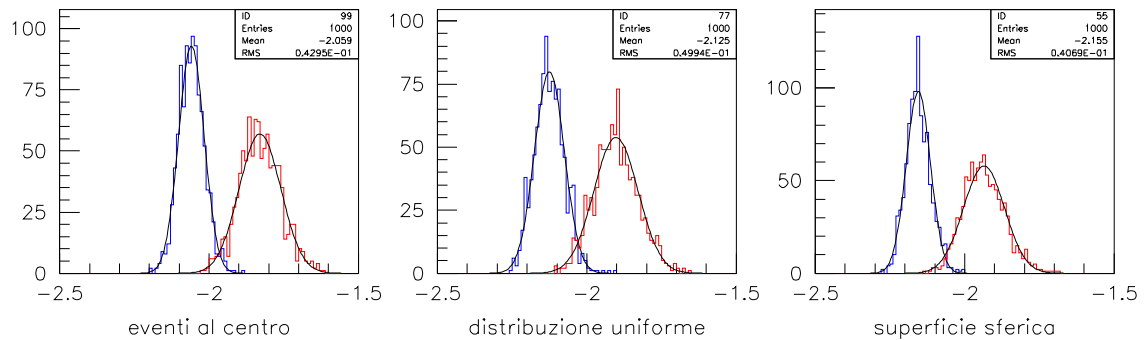


Figura 5.7: Separazione  $\alpha/\beta$  per eventi da 0.5 MeV in diverse configurazioni geometriche

Nel caso di eventi generati sulla superficie sferica, il peggioramento rispetto agli eventi al centro è apprezzabile solo a 250 keV; un peggioramento così contenuto è dovuto al fatto che, in questo caso, le forme temporali degli impulsi di scintillazione per  $\alpha$  e  $\beta$  subiscono le stesse modifiche dovute al tragitto dei fotoni all'interno dello scintillatore (le due categorie di evento si trovano di fatto nella stessa posizione).

Nel caso della generazione uniforme, invece, il peggioramento è sensibile perfino per eventi da  $1\text{ MeV}$ : in questo caso, infatti, ci troviamo a confrontare eventi  $\alpha$  e  $\beta$  che sono stati generati in posizioni diverse all'interno del volume del rivelatore; pertanto, nella distribuzione temporale, il contributo dovuto alla differenza fra eccitazioni  $\alpha$  e  $\beta$  risulterà sommato a quello dovuto alla propagazione dei fotoni nello scintillatore.

Dato che il caso di generazione uniforme nel volume è quello che effettivamente si presenterà in Borexino, è necessario poter disporre di un metodo per correggere le distribuzioni temporali sottraendo il tempo di volo di ciascun fotone, che è la grandezza legata alla posizione dell'evento di scintillazione.

La realizzazione di questo miglioramento nel metodo di discriminazione verrà descritta nel prossimo paragrafo.

#### 5.2.4 Ricostruzione degli eventi e sottrazione del tempo di volo

Abbiamo già spiegato che in Borexino la discriminazione  $\alpha/\beta$  verrà effettuata in base alla misura (fornita dai TDC) del tempo di raccolta di ciascun fotone. Questo fatto può essere impiegato per risolvere (almeno in parte) il problema dell'effetto volumetrico discusso nel paragrafo precedente.

Sappiamo (vedi Appendice A) che l'algoritmo di ricostruzione permette di risalire (con una risoluzione dell'ordine della decina di  $cm$ ) alla posizione iniziale degli eventi di scintillazione: da questa informazione, possiamo calcolare, per ciascun fotone rivelato, il tragitto percorso dal punto di produzione al punto di rivelazione (identificato dalla posizione del fototubo che ha raccolto il fotone).

Pertanto, al tempo di raccolta di ciascun fotone, possiamo sottrarre il tempo di volo, puramente geometrico, dovuto al tragitto percorso prima di essere rivelato (basta dividere la lunghezza percorsa per l'indice di rifrazione dello scintillatore). Questa sottrazione rende confrontabili, dal punto di vista della discriminazione  $\alpha/\beta$ , eventi prodotti in diversi punti del rivelatore.

Osserviamo che, in questo modo, è possibile tener conto solo dell'effetto puramente geometrico e non dei contributi dovuti ai processi di *scattering* e di assorbimento-riemissione dei fotoni da parte dello scintillatore; questi ultimi effetti (essendo soggetti a fluttuazioni statistiche) risultano purtroppo impossibili da quantificare fotone per fotone, pertanto non possono essere eliminati.

In base a queste considerazioni, ho implementato il metodo ottimo anche nell'algoritmo di ricostruzione: prima di applicare il filtro alle curve temporali degli eventi di scintillazione, esse venivano ricorrette per il tempo di volo attribuito dalla ricostruzione a ciascun fotone.

Ho ricostruito quindi tutti gli eventi generati in precedenza, utilizzando la nuova versione del metodo ottimo che sfrutta la sottrazione del tempo di volo; i risultati ottenuti sono mostrati in tabella 5.4 e in figura 5.8.

Confrontando questi risultati con quelli in tabella 4.8, si nota:

Energia	Eventi al centro	Sfera di raggio 4.25 m	Superficie sferica (4 m)
1 MeV	99.5% $\beta$ $\rightarrow$ 99.8% $\alpha$	99.5% $\beta$ $\rightarrow$ 99.7% $\alpha$	99.5% $\beta$ $\rightarrow$ 99.9% $\alpha$
0.5 MeV	98% $\beta$ $\rightarrow$ 97.2% $\alpha$	98% $\beta$ $\rightarrow$ 97.6% $\alpha$	98% $\beta$ $\rightarrow$ 97.8% $\alpha$
250 keV	98% $\beta$ $\rightarrow$ 85.8% $\alpha$	98% $\beta$ $\rightarrow$ 85.1% $\alpha$	98% $\beta$ $\rightarrow$ 86.4% $\alpha$

Tabella 5.4: Efficienza di discriminazione con il metodo ottimo, previa sottrazione del tempo di volo, in tre diverse configurazioni geometriche

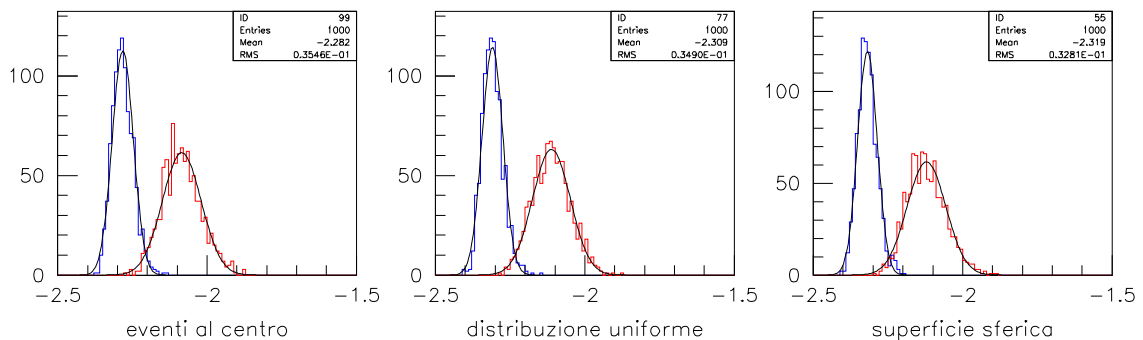


Figura 5.8: Separazione  $\alpha/\beta$  per eventi da 0.5 MeV in diverse configurazioni geometriche, dopo la sottrazione del tempo di volo

- un lieve peggioramento nel caso di eventi al centro: questo è dovuto all'incertezza con cui viene ricostruita la posizione dell'evento;
- un consistente miglioramento nel caso di eventi generati uniformemente all'interno di un volume sferico: questo miglioramento riporta l'efficienza di discriminazione ad un valore paragonabile con quello che si otteneva per eventi al centro non ricostruiti (cioè nella situazione ottimale finora incontrata);
- un lieve miglioramento nel caso di eventi generati sulla superficie sferica: anche in questo caso si torna ai livelli di efficienza di eventi al centro non ricostruiti.

Osserviamo che il miglioramento ottenuto nel caso degli eventi uniformemente distribuiti nel volume è esattamente ciò che speravamo di ottenere con la sottrazione del tempo di volo.

## 5.2.5 Sottrazione delle $\alpha$ del fondo radioattivo

Per concludere questo studio, ho applicato il metodo ottimo per la discriminazione  $\alpha/\beta$  ad un caso realistico, cioè per una distribuzione uniforme di fondo radioattivo da  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  e  $^{40}\text{K}$ .

Le contaminazioni assunte sono pari a  $10^{-16} g/g$  per  $^{238}U$  e  $^{232}Th$ , a  $10^{-14} g/g$  per il  $^{40}K$ ; gli eventi sono stati generati uniformemente in tutto l'*Inner Vessel* di Borexino. In figura 5.9 è riportata la distribuzione ottenuta per il parametro  $G_{\alpha/\beta}$  di questi eventi (ottenuta con il metodo ottimo previa sottrazione del tempo di volo); nell'istogramma bidimensionale, la stessa distribuzione è rappresentata in funzione dell'energia degli eventi.

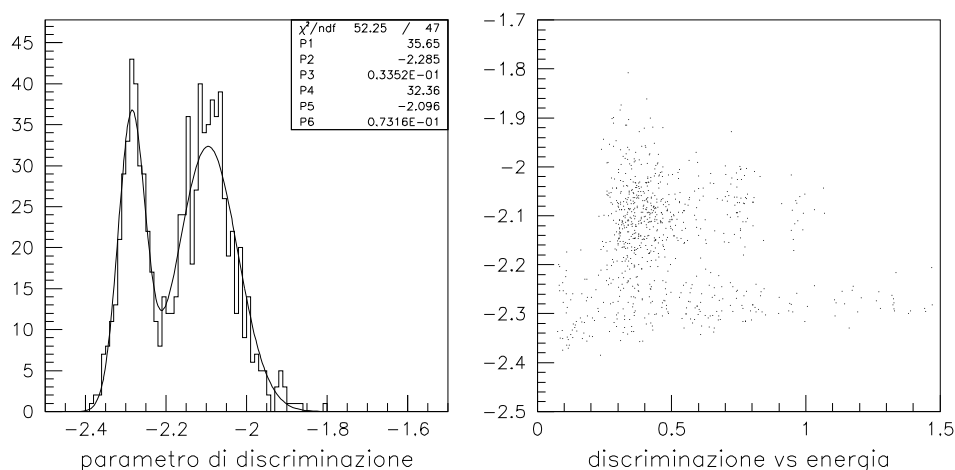


Figura 5.9: Separazione  $\alpha/\beta$  per eventi dovuti al fondo radioattivo

Ho effettuato una selezione degli eventi, applicando un taglio sul parametro  $G_{\alpha/\beta}$ ; considerando solo gli eventi con  $G_{\alpha/\beta} > -2.2$ , si conserva il 99.4% degli eventi  $\beta$ , e il 7.8% degli eventi  $\alpha$ . In figura 5.10 è mostrata la distribuzione energetica di tutti gli eventi di fondo (fino a  $1.5 MeV$ ), confrontata con la distribuzione degli eventi residui (dopo l'applicazione del taglio).

Il risultato ottenuto in questo modo per l'efficienza di discriminazione è molto buono, superiore al requisito del 90% richiesto per la fattibilità di Borexino. Questo ci autorizza ad aspettarci una buona capacità di riconoscimento  $\alpha/\beta$  anche per i dati che verranno prodotti dall'esperimento.

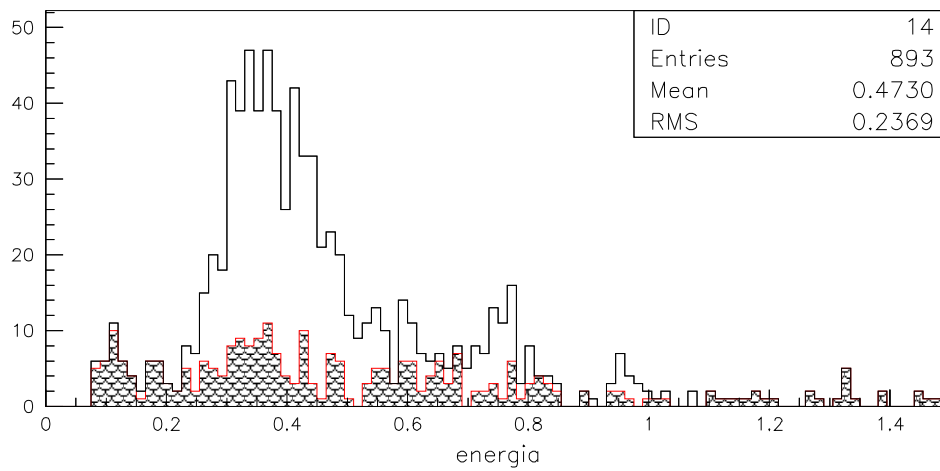


Figura 5.10: Spettro in energia del fondo radioattivo atteso in Borexino: l'area tratteggiata rappresenta il fondo residuo dopo il taglio sul parametro  $G_{\alpha/\beta}$





# Conclusioni

In questo lavoro di tesi mi sono occupata dello studio delle tecniche di discriminazione  $\alpha/\beta$ , come metodo per selezionare il segnale di neutrino dal fondo radioattivo nell'esperimento Borexino.

In particolare, ho studiato le prestazioni dei metodi di separazione  $\alpha/\beta$  in un grande volume di scintillatore, osservato da un alto numero di fotomoltiplicatori.

La capacità di distinguere particelle  $\alpha$  da particelle  $\beta$  si basa sulla forma temporale degli impulsi di scintillazione, che risulta diversa a seconda della densità di ionizzazione della particella incidente. I due metodi di discriminazione da me utilizzati si basano sul rapporto fra la carica raccolta nelle "code" degli impulsi di scintillazione e la carica totale degli impulsi (tecnica dell'integrazione di carica), oppure sull'intero sviluppo temporale delle curve di scintillazione (metodo ottimo).

Inizialmente, le due tecniche sono state applicate ai dati raccolti dall'esperimento CTF nei mesi di luglio-settembre 2000; dopo avere implementato il metodo ottimo per questo tipo di dati, ne ho analizzato le prestazioni, che hanno dimostrato un netto miglioramento rispetto a quanto ottenuto con la tecnica dell'integrazione di carica. In particolare, fissata un'efficienza nel riconoscere il segnale  $\beta$  pari al 93%, ho ottenuto un'efficienza del 94% sull'individuazione del segnale  $\alpha$  (da confrontarsi con l'efficienza dell'83% che avevo ottenuto con il metodo precedente). Per completare la caratterizzazione delle due tecniche, ne ho studiato la stabilità delle prestazioni al variare dell'energia degli eventi e della loro posizione all'interno del rivelatore: anche sotto questo aspetto, il comportamento del metodo ottimo si è dimostrato particolarmente affidabile.

A titolo di esempio, ho mostrato l'applicazione del metodo ottimo allo studio della contaminazione radioattiva presente nello scintillatore del CTF; in questo modo, ho potuto quantificare con notevole precisione la presenza di alcuni isotopi (come il  $^{210}\text{Po}$ ) per i quali l'unica possibilità di identificazione diretta si basa sull'impiego incrociato dello spettro in energia e della separazione  $\alpha/\beta$ .

In seguito, ho studiato l'applicazione di entrambi i metodi di discriminazione  $\alpha/\beta$  a Borexino. Analizzando i dati ottenuti dal pacchetto di simulazione Monte Carlo dell'esperimento, ho potuto effettuare una stima preliminare della capacità di separazione che si potrà ottenere in Borexino. In particolare, ho mostrato come sarà possibile avvalersi efficacemente della sottrazione del tempo di volo dal segnale prodotto da ciascun fotone, in modo da ridurre in modo consistente le indeterminazioni introdotte nella separazione  $\alpha/\beta$  dagli effetti di volume.

L'efficienza di discriminazione da me ottenuta per i dati della simulazione è molto alta (ad un'efficienza del 98% nel riconoscere il segnale  $\beta$ , corrisponde un'identificazione del 95% per il segnale  $\alpha$ ); tale capacità di separazione risulta di gran lunga superiore al requisito di efficienza del 90% richiesto per la realizzabilità dell'esperimento. I risultati di questa tesi mostrano quindi che Borexino potrà avvalersi della discriminazione  $\alpha/\beta$  come metodo estremamente efficace di reiezione del fondo radioattivo.

In Borexino l'individuazione delle particelle  $\alpha$  risulta indispensabile, non soltanto per quantificazione e la reiezione del fondo radioattivo, ma soprattutto per la corretta identificazione della natura degli isotopi presenti; tale identificazione costituisce un requisito fondamentale per l'applicazione dei vari metodi di estrazione del segnale di neutrino.

Osserviamo che è attualmente in fase di implementazione uno studio della stabilità delle proprietà ottiche dello scintillatore di Borexino che si basa sul monitoraggio nel tempo dell'efficienza di identificazione  $\alpha/\beta$ . Infatti, poiché le tecniche di discriminazione sfruttano lo sviluppo temporale degli impulsi di scintillazione, le loro prestazioni sono sensibili ad eventuali cambiamenti delle proprietà ottiche dello scintillatore.

# Appendice A

## Il software di Borexino

### La generazione degli eventi

Nella simulazione di Borexino, gli eventi di neutrino e di fondo vengono generati dal programma GENE $B$  (*GEneration of NEutrino and Background*).

In particolare, il codice produce particelle  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  che provengono dalle principali sorgenti di radioattività naturale presenti in Borexino, nonché elettroni provenienti dalla reazione di diffusione da parte dei neutrini.

Le varie componenti dello spettro dei neutrini solari possono essere generate tutte insieme, in base ai parametri dello SSM, oppure separatamente, in modo da poterne variare i contributi relativi.

Per la generazione del fondo, l'utente può scegliere i livelli di contaminazione radioattiva dei vari materiali utilizzati in Borexino. Ciascuna catena radioattiva può essere prodotta globalmente (secondo un'ipotesi di equilibrio secolare), oppure isotopo per isotopo (questo permette di applicare le varie possibilità di rottura dell'equilibrio secolare).

I tre tipi di radiazione prodotta ( $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$ ) vengono poi fatti interagire con lo scintillatore: ne viene simulato il deposito di energia e la propagazione dello sciame prodotto dai  $\gamma$ . Osserviamo che l'energia depositata dalle  $\alpha$  è quella iniziale del decadimento (il *quenching* viene preso in considerazione dall'algoritmo di tracciamento).

### Il tracciamento

Il programma di tracciamento si occupa di simulare gli eventi di scintillazione e di propagare i fotoni attraverso il rivelatore (Borexino o CTF) dal punto di produzione fino al punto di rivelazione (cioè ai fototubi).

La simulazione include tutti gli effetti noti di assorbimento-riemissione e diffusione da parte dello scintillatore (in funzione della lunghezza d'onda del fotone), nonché gli effetti di riflessione e rifrazione prodotti alle superfici di contatto fra i vari strati del rivelatore; è inoltre considerata la dispersione temporale introdotta dai fotomoltiplicatori.

Per ogni evento, il programma fornisce il tempo di arrivo di ciascun fotone al rispettivo fotomoltiplicatore, così come il numero totale dei fotoelettroni raccolti.

Il codice può utilizzare gli eventi prodotti da GENE, oppure creare autonomamente dei depositi puntiformi di energia e propagare quelli.

## La ricostruzione

Il programma di ricostruzione è stato sviluppato per determinare la posizione degli eventi di scintillazione prodotti all'interno del rivelatore; esso utilizza l'informazione temporale fornita dai fototubi.

Il codice di ricostruzione utilizza il *file* binario (proveniente dal programma di tracciamento, oppure dai dati sperimentali) che contiene l'informazione sui tempi di arrivo per ciascun evento.

Inizialmente l'algoritmo assume come ipotesi un punto determinato sulla base della distribuzione di carica ai fototubi; ovvero, viene preliminarmente calcolato il centro di gravità della carica rivelata.

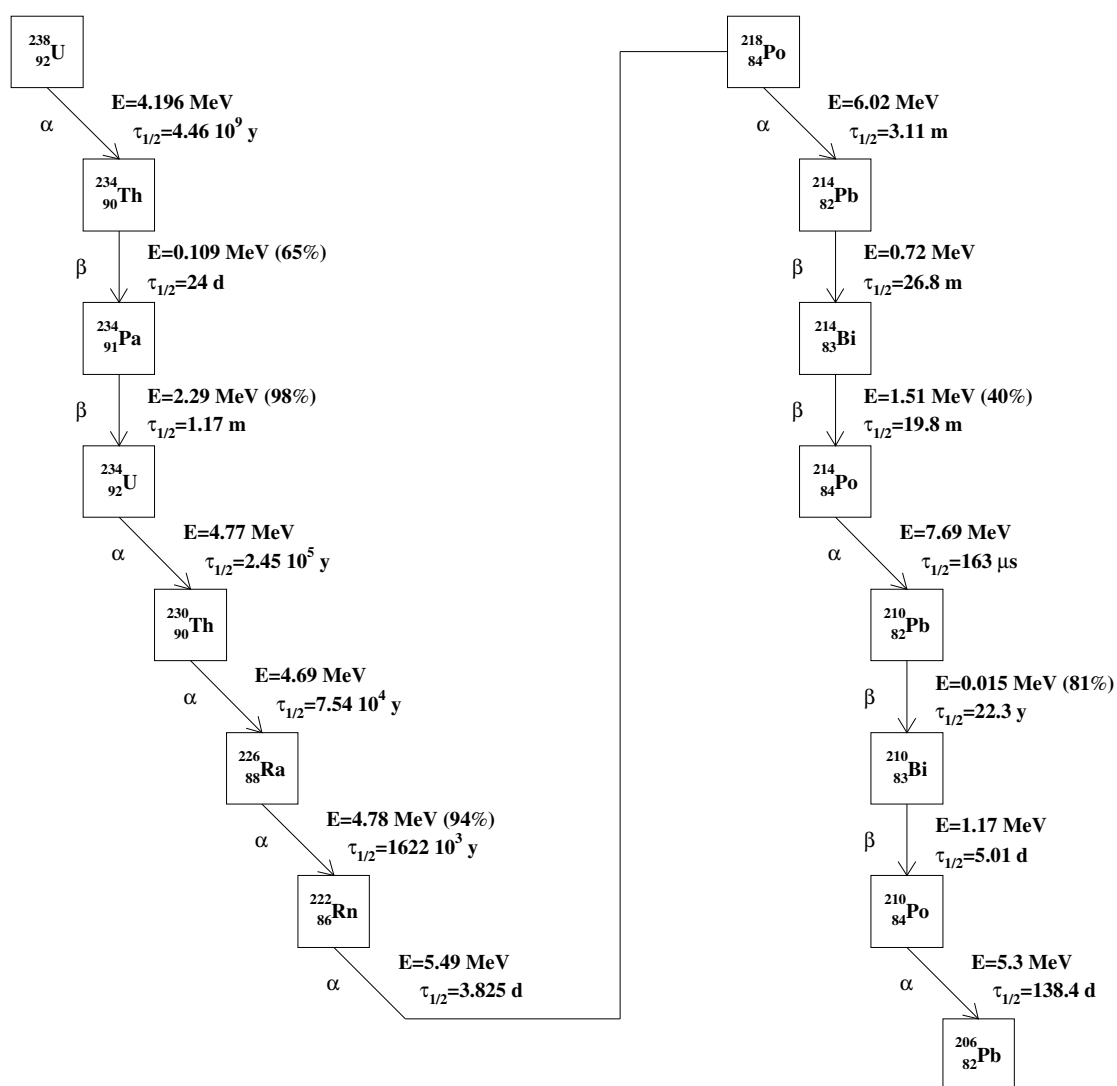
Tale informazione viene acquisita come parametro in ingresso dell'algoritmo di minimizzazione (si tratta del pacchetto MINUIT del CERN), il quale ricava la miglior stima della posizione degli eventi con il metodo della massima verosimiglianza.

La minimizzazione viene effettuata confrontando la distribuzione temporale intrinseca del processo di scintillazione con i tempi di arrivo dei fotoelettroni, a cui viene sottratto il tempo di volo, che è il parametro legato alla posizione: la corretta ricostruzione degli eventi presuppone quindi una perfetta conoscenza delle proprietà ottiche dello scintillatore.

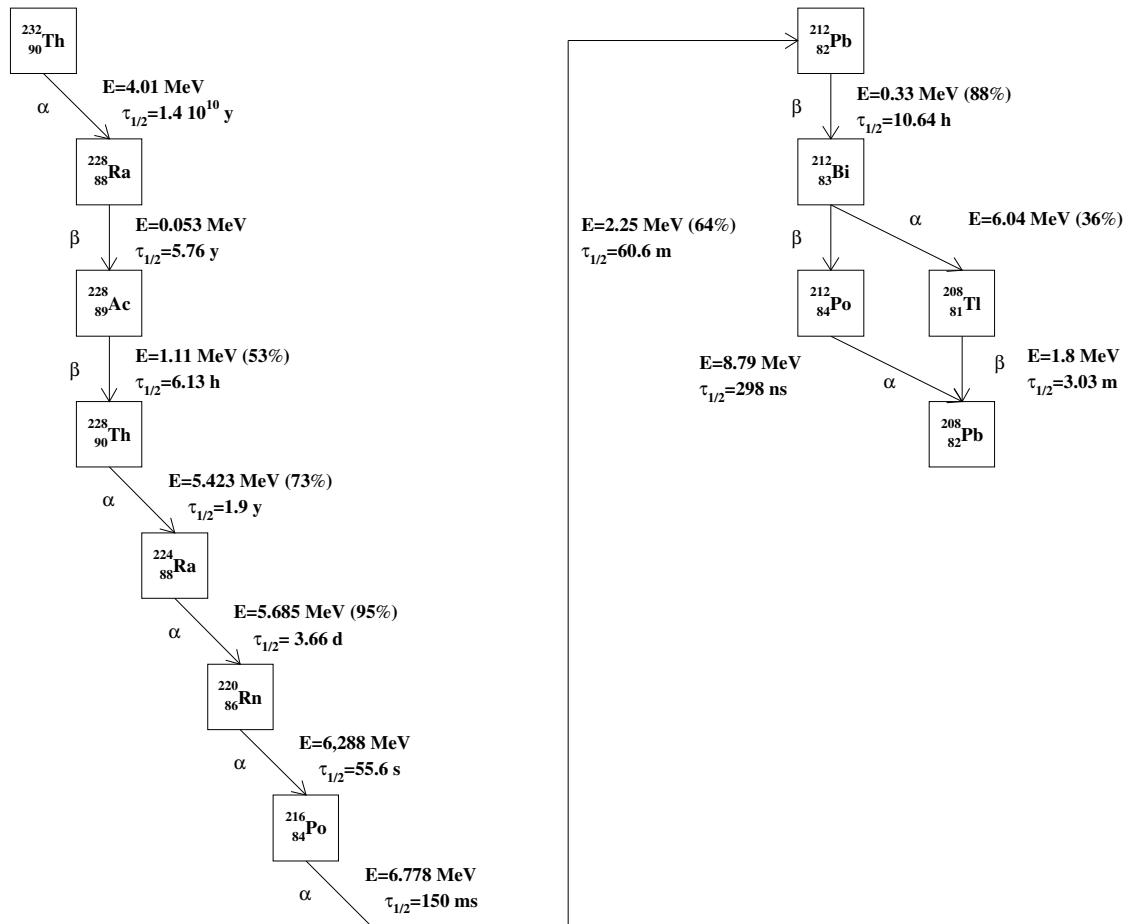
In uscita, il programma di ricostruzione fornisce un *file* che contiene tutti i parametri fondamentali degli eventi (sia quelli ricostruiti che quelli misurati direttamente o simulati); questo *file* può quindi essere usato direttamente per l'analisi dei dati.

# Appendice B

## La catena radioattiva del $^{238}\text{U}$



## La catena radioattiva del $^{232}\text{Th}$



# Bibliografia

- [1] Martin Schwarzschild, *Structure and Evolution of the Stars*, Princeton University Press, 1958.
- [2] J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault and S.Basu, *Solar Models: current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties*, astro-ph/0010346.
- [3] J.N.Bahcall home page, <http://apollo.sns.ias.edu/~jnb/>, 2000.
- [4] Y. Suzuki, *Kamiokande and Super-Kamiokande*, Proceeding of the Erice School, 16-24 September 1997.
- [5] T. Kirsten, *GALLEX Solar Neutrino Results*, Proceeding of the Erice School, 16-24 September 1997.
- [6] R.E. Sanford, *Spectrum of Solar Neutrinos above 6.5 MeV*, PhD Thesis, Louisiana State University, May 1999.
- [7] J.N.Bahcall, *Observational Neutrino Astrophysics*, Proceedings of the David N. Schramm Memorial Symposium *Inner Space/Outer Space II*, May 26-29, 1999, Fermi National Accelerator Laboratory (University of Chicago Press).
- [8] Gelmini *et al*, rep. Prog. Phys, **58** (1995), 1207-1266.
- [9] R. D. Peccei, *Neutrino Physics*, 1999.
- [10] A. Ianni, *Studio di proprietà non convenzionali per il neutrino mediante sorgenti artificiali di alta intensità in BOREXINO*, tesi di dottorato, Università degli Studi di L'Aquila, 1999.
- [11] Lobashev *et al*, Nuclear Physics (Proc. Suppl.) **87** (2000) 275-277.
- [12] Weinheimer *et al*, Nuclear Physics (Proc. Suppl.) **87** (2000) 271-274.
- [13] Assamagan *et al*, Phys. Rev. D **53** (1996), 6065.
- [14] M. Girone (ALEPH), Talk at the *Int. Europhysics Conference on High energy Physics*, Jerusalem, 19-26 August 1997.

- 
- [15] G.G. Raffelt, *Stars as Laboratories for Fundamental Physics*, The University of Chicago Press, 1996.
- [16] P.J. Kerman and L.M. Kraus, Nucl. Phys. B, **437** (1995), 243.
- [17] F.Boehm e P.Vogel, *Physics of Massive Neutrinos*, Cambridge University Press, 1987.
- [18] Y. Suzuki, Talk given at *Neutrino 2000*, Subdury, Canada, 16-21 June 2000.
- [19] SuperKamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al*, Phys. Rev. Lett., **81** (1998), 1562.
- [20] JN. Bahcall, P.I. Krastev, and A.Yu. Smirnov, *Where do we stand with solar neutrino oscillations?*, Physical Review D, **58**, 096016-1 - 096016-22; hep-ph/9807216.
- [21] J.N. Bahcall, P.I Krastev, A.Yu. Smirnov, *What will the first year of SNO show?* Phys. Lett. B, **477**, 401-409 (2000), hep-ph/9911248.
- [22] The SNO Collaboration, nucl-ex/9910016, 25 October 1999.
- [23] GNO Collaboration, *Proposal for a permanent Gallium Neutrino Observatory (GNO) at Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, February 1996.
- [24] C. Athanassopopulos *et al*, nucl-ex/9709006, 16 September 1997.
- [25] M. Apollonio *et al*, hep-ex/9711002, 5 November 1997.
- [26] F.P. Calaprice *et al*, *A proposal for Borexino Solar Neutrino Experiment*, Research proposal, Princeton University, October 1996.
- [27] Borexino Coll., *Science and technology of Borexino: a realtime detector for low energy solar neutrinos*, in pubblicazione.
- [28] 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.
- [29] G. Heusser *et al.*, Appl. Rad. Isot. **52** (2000), 691.
- [30] T. Hagner *et al.*, Astropart. Phys. **14** (2000), pp. 33-47.
- [31] Borexino Coll., *Light propagation in a large volume liquid scintillator*, N.I.M. A **440** (2000), 360.
- [32] M. Chen *et al.*, NIM A **420** (1999), 189.



- 
- [33] Borexino Coll., *Ultra-low background measurements in a large volume underground detector*, *Astrop. Phys.*, **8** (1998), 141.
- [34] Borexino Coll., *A large-scale low background liquid scintillator detector: the counting test facility at Gran Sasso*, *N.I.M. A* **406** (1998), 411.
- [35] T. Goldbrunner, *J. Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, **216(2)** (1997), 293.
- [36] <http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/borexino/memo.htm>.
- [37] E. Meroni, *Performances of CTF experiment in prospect of Borexino*, 5.th International Conference on advanced technology and particle physics. Como, Italy, October 1996. *Nuclear Physics B(Proc. Suppl.)*, **61B** (1996), 170.
- [38] J.B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, capp.3 e 6, Pergamon Press, 1964.
- [39] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurements*, capp. 8 e 9, John Wiley & Sons, New York, 1988.
- [40] L.M. Bollinger and G.E. Thomas, *Rev. Sci. Instr.*, **32** (1961), 1044.
- [41] R.F. Post and L.I. Schiff, *Phys. Rev*, **80** (1950), 1113.
- [42] G. Ranucci, *Nucl. Instr. Meth. A*, **335** (1993), 121.
- [43] G. Ranucci *et al*, *Scintillation decay time and pulse shape discrimination of binary organic liquid scintillators for the Borexino detector*, *Nucl. Instr. Meth. A*, **350** (1994), 338-350.
- [44] P. Ullucci, *Studio di fattibilità di Borexino, un rivelatore di nuova concezione per l'osservazione di neutrini solari, e costruzione del suo prototipo*, tesi di dottorato, Università degli Studi di Milano, gennaio 1994.
- [45] A. Goretti, P. Lombardi and G. Ranucci, *Pulse Shape Discrimination of liquid scintillators*, *Nucl. Instr. Meth. A*, **412** (1998)374.
- [46] E. Gatti and F. De Martini, *A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters*, IAEA Wien (1962), p.265-276.



# Ringraziamenti

In conclusione vorrei citare tutte le persone senza le quali questo lavoro di tesi non sarebbe stato possibile; nonostante la sua lunghezza, il seguente elenco risulterà senz'altro incompleto: chiedo scusa in anticipo a tutti quelli che ho dimenticato!

Innanzitutto ringrazio la prof.ssa Emanuela Meroni per la disponibilità e l'attenzione mostratemi durante questo anno di lavoro, in particolare per l'aiuto profuso in alcuni momenti strategici, come la scrittura degli ultimi capitoli della tesi; fra l'altro vorrei ricordare la notevole capacità di sopportazione mostrata nell'ultimo mese alle tipiche psicosi della laureanda media!

Ringrazio la dott.ssa Barbara Caccianiga per la pazienza e la cura con cui si è occupata di me durante gli ultimi 15 mesi, dal giorno in cui mi ha spiegato cosa è un'n-tupla e come si usa al lungo mese in cui si è dedicata alla scrupolosa revisione dei capitoli della mia tesi; in particolare la ringrazio per la fiducia dimostratami durante il mio lavoro.

Ringrazio il prof. Bellini per avermi caldamente invitato (più volte) a svolgere la mia tesi nell'esperimento Borexino: in effetti questa si è rivelata decisamente una scelta molto saggia! Insieme a lui, ringrazio tutta la collaborazione per la straordinaria possibilità di lavoro di cui ho goduto durante questo anno e, ancora una volta, per la fiducia accordatami.

Ringrazio l'ing. Ranucci, depositario di svariati segreti a me indispensabili (fra cui le mirabili proprietà della scheda di Piero e le riposte virtù dello scintillatore), per avermi tranquillamente reso partecipe di tali segreti (e mi scuso per averlo consultato come l'oracolo!).

Ringrazio per numerosi motivi gli altri membri del gruppo Borex di Milano, in particolare: Paolo per la compagnia durante i *meeting* di collaborazione (che sono sempre un momento traumatico) e per i grafici del capitolo 3; Marco, Sandra e Silvia per il sostegno psicologico e quant'altro (soprattutto durante i *meeting*); Istvan per lo scambio di articoli interessanti; Davide F. per la condivisione della condizione di laureando/a e per i grafici del capitolo 5.

Ringrazio i ragazzi di Borexino del Gran Sasso: Davide per la convivenza (quasi da caserma!), Aldo per il capitolo teorico, Stefano e Augusto per le barzellette e altre amenità e Roberto per avermi mandato a Milano a scrivere la tesi.

Ringrazio gli altri laureandi ed ex laureandi di Milano e del Gran Sasso che mi hanno aiutata e sostenuta nei modi più svariati: Caterina, Marco, Lorenz, Simo

Z. (che ringrazio anche per l'esame del laboratorio con annessi e connessi), Paolo, Marysa, Chiara e Federica.

Ringrazio tutte le persone che hanno reso materialmente possibile lo svolgimento di questo lavoro di tesi: i miei genitori per avermi incoraggiata e sostenuta e aiutata in tutti i modi che esistono (e anche di più!), in particolare per avermi aiutato nell'approfondire la mia passione per la fisica, anche se a loro poteva risultare piuttosto bizzarra; le mie compagne di appartamento, presenti e passate, fra cui mi piace di ricordare: Philvia, Marysa (che all'epoca si chiamava ancora Meri), nonna Cri (che sta per diventare "mamma Cri"), Raffa B. e Franciuy (quando vengo a trovarvi?), Vicky e Kiwy (difficilissimo!), F e Yum (che in realtà si chiamano Phuong e Dung, ma ormai neanche loro se lo ricordano!), Laura Somara, Dani (con la quale vanto la bellezza di 4 anni di convivenza), Caserucci (idem), Cate (quella di prima), Marta, Paolina e Vale (che rimangono le mie bambine piccole nonostante l'età avanzata), Cri (*new entry* nel lungo elenco degli amici) e SilviaI (amica di lunghissima data, che ho ritrovato con grande gioia al termine di un cammino un po' tortuoso); infine ringrazio tantissimo Fanta per avermi prestato il suo amatissimo e preziosissimo computer, senza il quale di sicuro non avrei potuto scrivere questa tesi.

A questo punto mi risulta necessario ringraziare alcuni amici che ho incontrato quando ero matricola, grazie ai quali tutta la mia vita ha assunto un gusto molto diverso (e anche la passione per la fisica ha iniziato ad acquistare un significato ben preciso): da quel momento in poi tutte le cose che avevo sempre avuto sotto gli occhi hanno assunto un aspetto nuovo, ed è stato come vedere tutto per la prima volta, come ricevere in dono un nuovo paio di occhi (anzi, come se mi fossero restituiti i miei); questi amici sono (fra gli altri): Paolo e Pelle (senza i quali adesso chissà dove sarei), Marta P. (il giorno più decisivo della mia vita è stato probabilmente quello in cui lei è andata da Franciuy e le ha detto: "questa qui deve troppo diventare dei nostri!"), la Franciuy stessa, la Simo M., la Vale P. e il Giò Tardini (meglio noto come "Giovanni degli o-piccoli").

A un certo punto della propria vita, ciascuno può rendersi facilmente conto del fatto che non esiste una ragione sufficientemente valida per affrontare la fatica richiesta da una singola cosa (anche da un lavoro gratificante come quello della tesi!), a meno che non si tratti dello scopo stesso di tutta la vita. Nel 1954, un giovane prete della Brianza interrompeva sul nascere una brillante carriera ecclesiastica (la sua) per recarsi nelle scuole a raccontare ai giovani che lo scopo della vita non è un principio astratto che uno deve scegliere, ma è l'oggetto di un incontro (questo a causa del fatto che lo scopo della vita, una mattina di 2001 anni fa, ha deciso di incarnarsi, in modo che agli uomini fosse possibile conoscerlo, farne esperienza, toccarlo con le proprie mani). Per questo motivo, il ringraziamento più importante della mia tesi va a quel giovane prete (che si chiama Luigi Giussani e adesso ha quasi ottant'anni) e a tutti quelli che negli ultimi sei anni si sono preoccupati di ripetermi questa notizia, in particolare Giancarlo, Vitta, Pino, Dima e soprattutto Davide, che mi ha "allevata" come un padre.

Ringrazio insieme a loro alcuni amici, grazie ai quali questo famoso scopo della

vita ha potuto diventare esperienza quotidiana, e quindi è diventato realmente un motivo valido per fare ogni cosa: la Elena, la Dani e le mie bambine piccoline di cui sopra, Mario (che si è trovato a percorrere con me un lunghissimo tratto di strada), Ben (che come tutti sanno è il prediletto), Lino (che spero mi perdoni se mi laureo prima di lui) e Nicola (che ringrazio fra l'altro per la continua domanda sulla vita di laboratorio e sull'andare su e giù dalla Bicocca).

Ringrazio tutti gli amici della comunità di fisica (in ordine decrescente di età, escludendo quelli già citati): Tito, Marcello, Cionfo, la Monji, Gigi and Gerry, Sala, Fehry, il Mago, Lupo, la Pélina, la Pioppa, Erika, DiBi, Pigio, Art, Diega, la Cindy, Pota, Linda, il Raffa, la Benny, Lode, la Meli, Paolino, la Mazze (mamma Mazze, per l'esattezza!), la Monica Bionda, Cawlo, Coppo, Claudia, Alby, la Ross, Sioli, il Cella, Andrea D., la Marta C., Saullo, Hrs, Bristian, la Roby, la Saramaggis, l'Annamarze, mia sorella la Nodona, Redde, Matty, Caggio, Dome, la Bubu, Bozen, la Cecio, la Vale C., la Francy G., Pezzatina, Maria Chiara, Scrungiu, la Raffina, Angelo, Samu e l'Annaconti; seguono tre generazioni di matricole: Rover, Tommy & Tommy, Miglio, la Simo D., Morsico, la Paolina Maggi, Diega, la Ele, Julien, Yoyo, la Betta, Decio, Didimo, la Paolina F., Polpettina, José Mari, Meregatti, Ginetto, Chicco, Fava, Fanta, Ninja, la Chiara, la Maria, la Franci, Davide e infine Ale e Vale (ultimi arrivati nel lungo elenco degli amici).

Non ho finito, non illudetevi: ringrazio tutti i ragazzi di scienze, in particolare le ragazze della Diaconia Ombra e i ragazzi del CLDS; qualche nome non fa mai male: Giacomo e Stefano, il Catta, la Ile, Nachiero, la Manu e la Cate Pelle (Agraria & co.); Fabietto, Albo, la Elenona, Romeo, Ciccio e Mark Boys (Bicocca); Agne, Martona, Raffina, Toto, Berzi, Martino, Miki, Tex, Leopardo, Ace, la Mucchi, Marchesi, Chicco e Comazzi (Settore); la Elo, la Sere, la Suso, la Stefi, la Luci, la Giau, la Francy, la Michi, il Sega e la Checca (Farmacia); Nena, Silvia, Giacomo, Gianluca, Cate e Fuffy (Matematica).

Ancora: i ragazzi del CLDS di Milano, con i quali ho condiviso (beh, a volte) l'esperienza più entusiasmante degli ultimi 25 anni (Max, Ponzo, Paga, la Betta, Bonza, Franza, Signo, Barde, Roccia, Fabians, Frigio, Piol e Bisti). I ragazzi di Genova, che non enumero (anche se Ale Vato, Matte Campo, la Chiara, Ele & Lele, Messu, don Mimmo e Paolone Massimi vanno citati). Infine (e stavolta concludo davvero) ringrazio i ragazzi dell'Aquila, che mi hanno accolto come una sorella che tornava a casa dopo tanto tempo: Fabbio, Irrde, Daniele, Andrea, Francesco, Nadia, Cecilia, Pis, Zap, Angelo e tutti gli altri di cui non ho imparato i nomi.