à

Università Degli Studi di L'Aquila
Dipartimento di Fisica
Dottorato di Ricerca in Fisica - XI Ciclo

Tesi di Dottorato

Studio di proprietà non convenzionali per il neutrino mediante sorgenti artificiali di alta intensità in BOREXINO

Candidato:
Aldo Ianni

Tutore:
Prof. Piero Monacelli

Coordinatore del Corso Di Dottorato:
Prof. Sergio Petrera

… the immemorial gray pillars may serve to remind you of the enormous background of Time … Henry James

Indice

1 Introduzione **1**

2 Conseguenze fenomenologiche delle proprietà non convenzionali del neutrino **5**

2.1 Le masse dei neutrini 6

2.1.1 Limiti cinematici alle masse dei neutrini 9

2.1.2 Il doppio decadimento beta 10

2.1.3 Limiti cosmologici ed astrofisici alle masse dei neutrini 10

2.2 Il Mixing degli stati di massa e le oscillazioni di neutrino . . . 12

2.2.1 Le oscillazioni di neutrino nella materia 15

2.2.2 Il fenomeno della risonanza 18

2.3 Proprietà elettromagnetiche dei neutrini 18

2.3.1 Le interazioni di neutrino in presenza di dipoli elettromagnetici 20

2.3.2 Il contributo elettomagnetico alla diffusione elastica neutrino-elettrone 22

3 L'esperimento BOREXINO: una nuova prospettiva per risolvere il problema dei neutrini solari **25**

3.1 Il Neutrino Solare 25

3.1.1 Rivelazione e deficit dei neutrini solari 29

3.1.2 Interpretazione del deficit dei neutrini solari 35

3.1.3 Informazioni attese dai nuovi esperimenti 44

3.2 BOREXINO 46

3.2.1 Neutrini solari in BOREXINO 50

3.2.2 Valutazione del fondo interno in BOREXINO 57

3.2.3 Prospettive di ricerca nell'ambito dei neutrini solari in BOREXINO 58

4 Limiti sperimentali ed astrofisici ai fattori di forma elettromagnetici del neutrino **60**
4.1 Limiti sperimentali per μ_ν e $\langle r_\nu^2 \rangle$. 60
4.1.1 Limiti da laboratorio 62
4.1.2 Limiti astrofisici 69
4.2 Nuove prospettive nella ricerca di μ_{ν_e} e $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle$ 72
4.2.1 L'esperimento MUNU 76
4.2.2 L'esperimento LAMA 80
4.2.3 L'esperimento BOREXINO 81

5 Misura del momento magnetico del neutrino in BOREXINO **82**
5.1 L'esperimento con la sorgente 82
5.2 Il segnale da sorgente in BOREXINO 85
5.2.1 Stima del fondo al segnale da sorgente 87
5.3 La sorgente di ^{51}Cr in BOREXINO 87
5.4 La sorgente di ^{90}Sr in BOREXINO 90
5.5 Le sorgenti di ^{51}Cr e ^{90}Sr per $\mu_\nu \neq 0$ 92
5.6 La sensibilità di BOREXINO ad un momento magnetico non nullo per il neutrino 94

6 Studio di ulteriori proprietà del neutrino mediante gli esperimenti con sorgente di ^{51}Cr e ^{90}Sr in BOREXINO **106**
6.1 L'esperimento con sorgente: scenario standard 107
6.2 Le oscillazioni di neutrino 109
6.3 I fattori di forma elettromagnetici del neutrino 114
6.4 Misura delle costanti di accoppiamento vettoriale ed assiale . . 116

7 Conclusioni **121**

Bibliografia **124**

Ringraziamenti **134**

Capitolo 1

Introduzione

In questa trattazione è riassunta una parte del lavoro svolto dal candidato durante il corso di dottorato in Fisica presso l'Università Degli Studi de L'Aquila. Il candidato ha lavorato per tutta la durata del corso nell'ambito della collaborazione BOREXINO ai Laboratori del Gran Sasso. BOREXINO, in costruzione nella sala C del Laboratorio in sotterraneo, è un rivelatore a scintillatore liquido progettato per lo studio dei neutrini solari di bassa energia ($\leq$1 MeV). La rivelazione dei neutrini avviene mediante l'analisi di processi di diffusione elastica neutrino-elettrone ed è affidata ad un sistema di 2400 fotomoltiplicatori.
Il candidato, in particolare, ha lavorato alla realizzazione di un laboratorio per la caratterizzazione dei fotomoltiplicatori. In questo ambito si è occupato di progettare e realizzare un sistema di bobine rettangolari per la compensazione del campo magnetico terrestre nella camera buia del laboratorio in considerazione. I risultati di questo studio sono stati pubblicati in: INFN/TC-97/35 7 Novembre 1997. Inoltre, si è occupato di studiare la risposta in carica dei fotomoltiplicatori adottati da BOREXINO: ETL9351. Questo studio, pubblicato in una nota (INFN/TC-98/18 17 Luglio 1998), ha dimostrato che per calibrare la risposta di un fotomoltiplicatore in numero di fotoelettroni è opportuno misurare alcuni parametri intrinseci dello stesso strumento. Questi parametri caratterizzano l'efficienza di raccolta del singolo fotomoltiplicatore e possono essere misurati studiando la risposta ad una intensità di luce molto bassa (poche frazioni di fotoelettrone).
Il candidato, in aggiunta, ha lavorato alla misura della contaminazione radioattiva dei materiali destinati alla sigillatura dei fotomoltiplicatori e a di-

verse parti dell'apparato sperimentale di BOREXINO. Questo lavoro è stato condotto utilizzando i rivelatori al germanio ubicati nel laboratorio sotterraneo del Gran Sasso.
Nel seguito questi problemi non sono presi in considerazione, dal momento che la presente trattazione è dedicata alla quantificazione della misura dei fattori di forma elettromagnetici del neutrino e dell'antineutrino elettronico in BOREXINO.
Il neutrino è una delle particelle elementari che costituiscono la base della attuale teoria standard delle interazioni fondamentali. Il neutrino compare in tre forme dette sapori. Sperimentalmente si è evidenziato che i diversi sapori di neutrino non interagiscono con la materia allo stesso modo. Il neutrino, poi, è classificato come un leptone di spin 1/2 e massa nulla [1], che interagisce solo mediante la cosiddetta forza debole. Tutto questo rende il neutrino una particella estremamente interessante. Infatti, il suo enorme potere penetrante ha consentito di avere una "immagine" delle zone centrali del Sole e delle supernovae. Inoltre, lo studio dei fenomeni di interazione di neutrino ha consentito di evidenziare l'esistenza della corrente neutra, fondamentale ingrediente del modello standard, ed ha consentito di fissare a tre il numero di famiglie fermioniche.
Attualmente, il neutrino svolge un ruolo ancora più importante, poiché sembrerebbe fornire una prima e convincente evidenza di Fisica oltre il modello standard con lo studio delle "oscillazioni", fenomeno che prevede una massa non nulla per il neutrino. Infatti, se i neutrini sono massivi, allora gli autostati di massa possono differire da quelli di sapore. Questo implica che un neutrino, prodotto in un processo di interazione debole, possiede un sapore definito ed è una sovrapposizione di stati di massa, i quali si evolvono in modo diverso. Quindi, all'atto della rivelazione il neutrino è una sovrapposizione di stati di massa che non coincide con quella iniziale. Pertanto, è possibile osservare un sapore diverso da quello prodotto nel processo debole. Questo fenomeno di natura quantistica è noto come "oscillazione di neutrino". Ovviamente, una evidenza di oscillazione è una chiara prova della esistenza di nuova Fisica e soprattutto del fatto che la massa del neutrino è non nulla.
Le sorprese che il neutrino nasconde non si esauriscono con lo studio delle oscillazioni. Nuovi processi, come il decadimento doppio beta senza neutrini o interazioni radiative neutrino-fotone, possono rivelare interessanti evidenze tra le quali, ad esempio, si può sottolineare la distinzione tra neutrino di

[1] Le evidenze sperimentali forniscono solo limiti superiori alle masse dei neutrini.

Dirac o di Majorana.
Il modello standard prevede l'esistenza di fattori di forma elettromagnetici per il neutrino. Tuttavia, un neutrino massivo avrebbe fattori di forma diversi a seconda del tipo di particella (Dirac o Majorana). L'evidenza, poi, di fattori di forma anomali avrebbe numerose conseguenze anche a livello astrofisico. Infatti, la presenza di una interazione nuova per il neutrino cambierebbe sostanzialmente i meccanismi di raffreddamento delle supernovae e delle giganti rosse e, in generale, l'evoluzione della singola stella. Attualmente, esistono limiti sperimentali sui fattori di forma indicati, dedotti dallo studio delle interazioni neutrino-elettrone mediante l'utilizzo di reattori nucleari e acceleratori di particelle. D'altra parte, l'osservazione della supernova SN1987A e delle giganti rosse negli amassi globulari della Via Lattea ha consentito di stimare l'ordine di grandezza del momento magnetico effettivo del neutrino. I limiti atrofisici sono minori di quelli sperimentali di almeno un ordine di grandezza e comunque molto maggiori della previsione del modello standard. Per questo motivo, recentemente, sono stati sviluppati nuovi progetti per migliorare i limiti sperimentali esistenti sul momento magnetico del neutrino. Nella presente trattazione si dimostra che BOREXINO ha le caratteristiche necessarie a svolgere una ricerca di questo tipo, mediante l'utilizzo di una sorgente radioattiva di alta intensità (1-5 MCi). Le sorgenti prese in considerazione sono due: una sorgente di neutrini elettronici di ^{51}Cr ed una sorgente di antineutrini elettronici di ^{90}Sr. La sensibilità di BOREXINO in entrambi i casi è valutata per diversi scenari del neutrino solare e nel caso che il neutrino abbia un raggio quadratico medio di carica non nullo. I limiti ottenuti per BOREXINO sono quindi confrontati con quelli dei nuovi esperimenti. Attualmente, solo l'esperimento MUNU al reattore nucleare di Bugey è operativo per la misura del momento magnetico del neutrino. Tra le proposte di nuovi progetti, invece, si ricorda LAMA, che si prefigge di utilizzare un rivelatore analogo a quello di DAMA, ma con una massa fiduciale fino a dieci volte maggiore. BOREXINO, dunque, costituirebbe un progetto intermedio tra MUNU e LAMA, dal momento che il rivelatore BOREXINO è già in fase avanzata di costruzione e la collaborazione ha iniziato a valutare la possibilità di commissionare la realizzazione di una intensa sorgente radioattiva in Russia. Pertanto, una analisi quantitativa che mostri la potenzialità di BOREXINO in questa ricerca è di sicuro interesse.
Il risultato dello studio svolto è stato oggetto di un lavoro in pubblicazione in Astroparticle Physics e di un secondo lavoro accessibile nella www (hep-ex/9901012).

Questa trattazione è divisa come segue. Nel secondo capitolo si discutono alcuni aspetti che riguardano la massa del neutrino, il fenomeno di oscillazione e i processi di interazione neutrino-fotone. In questo capitolo sono raccolte diverse formule, che saranno poi utilizzate nel resto della trattazione. Nel terzo capitolo viene presentato il problema dei neutrini solari e in questo contesto viene introdotto l'apparato sperimentale di BOREXINO. Nello stesso capitolo, poi, sono calcolati i rates da neutrino solare a seconda degli scenari di oscillazione nella materia previsti per risolvere il deficit dei neutrini solari. Nel quarto capitolo sono raccolti i limiti esistenti sui fattori di forma del neutrino e sono discussi i nuovi progetti per la misura del momento magnetico. In questo capitolo si accenna al fatto che BOREXINO ha le caratteristiche per essere non solo un rivelatore di seconda generazione per lo studio dei neutrini solari, ma anche per quanto riguarda la misura delle proprietà elettromagnetiche dei neutrini. Nel quinto capitolo viene valutata la sensibilità di BOREXINO allo studio del momento magnetico mediante una sorgente di ^{51}Cr e di ^{90}Sr con attività iniziale di 1.69 MCi. Questa attività coincide con quella della sorgente utilizzata nell'esperimento condotto per studiare le prestazioni di GALLEX. Nel sesto capitolo si generalizza lo studio del momento magnetico in presenza di un raggio quadratico medio di carica non nullo per il neutrino, considerando una sorgente di 5 MCi. Nello stesso capitolo sono calcolate le curve di esclusione per oscillazioni di neutrino da sorgente ed, infine, viene studiata la possibilità di misurare le costanti di accoppiamento vettoriale ed assiale combinando i risultati dell'esperimento con sorgente di ^{51}Cr con quelli dell'esperimento con sorgente di ^{90}Sr. Nel capitolo settimo, infine, sono sintetizzati i risultati ottenuti per quanto riguarda appunto lo studio dei fattori di forma elettromagnetici del neutrino (μ_{ν_e} e $\langle r^2_{\nu_e} \rangle$), le oscillazioni da sorgente e la misura dell'angolo di mixing elettrodebole e delle costanti di accoppiamento vettoriale ed assiale.

Capitolo 2

Conseguenze fenomenologiche delle proprietà non convenzionali del neutrino

In questa trattazione viene svolta una analisi quantitativa per stabilire le potenzialità dell'apparato sperimentale BOREXINO nello studio di proprietà non convenzionali nel processo di diffusione elastica neutrino-elettrone. Pertanto, essendo il neutrino il protagonista principale della dissertazione, è opportuno richiamare alcune proprietà di questa particella e formule da implementare nel seguito. Nel presente capitolo, dunque, viene svolta una breve rassegna delle proprietà non convenzionali del neutrino.
Tra le problematiche di maggiore interesse nell'ambito della Fisica del neutrino si possono citare ad esempio l'eventuale massa non nulla e il possibile mescolamento degli autostati di massa, la caratterizzazione del neutrino come particella di Dirac o di Majorana, e la presenza di dipoli elettromagnetici anomali. Questi interrogativi hanno un comune denominatore: una massa non nulla per il neutrino. Nella ipotesi che il neutrino abbia massa, un ricco numero di conseguenze fenomenologiche potrebbe costituire il punto di partenza per una nuova teoria sulla struttura delle interazioni fondamentali. Tra le principali conseguenze fenomenologiche si possono citare il doppio decadimento beta senza neutrini e la possibilità di oscillazioni di neutrino. Attualmente, un gran numero di ricercatori lavora alla realizzazione di apparati sperimentali capaci di studiare i fenomeni indicati. In questo capitolo, pertanto, si esaminano brevemente alcuni aspetti teorici riguardanti le masse,

il *mixing* (o mescolamento) degli autostati di massa e le proprietà elettromagnetiche dei neutrini, allo scopo di evidenziare le motivazioni del lavoro presentato di seguito. Particolare enfasi, inoltre, viene data alle conseguenze fenomenologiche legate alle proprietà non standard dei neutrini.

2.1 Le masse dei neutrini

In questo paragrafo [1] si accenna alla problematica della massa del neutrino, allo scopo di introdurre il fenomeno delle oscillazioni di neutrino nel seguito del capitolo. Nell'ambito del Modello Standard Elettrodebole Minimale (MSEM) 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 ν_L mentre l'antineutrino solo quella destrogira, dal momento che la coniugazione di carica inverte l'elicità, cioè $(\nu_L)^C = (\nu^C)_R \equiv \nu_R^c$.
Nonostante i successi del MSEM nel descrivere i risultati sperimentali, è opinione diffusa che questo modello sia solo una approssimazione a bassa energia della struttura delle interazioni fondamentali.
Nel MSEM le masse dei fermioni sono proporzionali al valore di aspettazione del vuoto del campo di Higgs mediante una costante di accoppiamento (detta di Yukawa). Pertanto, masse diverse derivano da costanti di Yukawa diverse. Inoltre, nel MSEM tutte le masse dei fermioni sono parametri liberi poiché le costanti di Yukawa sono numeri arbitrari. Sebbene semplici estensioni del MSEM prevedano termini di massa per i neutrini, la teoria risulterebbe piuttosto macchinosa nella definizione di costanti di accoppiamento che tengano conto della enorme differenza di massa tra neutrini e leptoni o quarks.
Esistono diverse estensioni del MSEM, le quali prevedono una massa non nulla per i neutrini. Inoltre, sotto questa ipotesi, per ogni generazione di neutrini esisterebbero due possibili descrizioni: un neutrino massivo di Dirac, ν^D, in cui le componenti ν_L e ν_R sono indipendenti; ed un neutrino massivo di Majorana, ν^M, definito in modo che risulti invariante sotto l'operazione di coniugazione di carica ($\nu \equiv \nu^c$); per quest'ultimo, poi, le componenti ν_L e ν_R non sono indipendenti ma sono legate dalle relazioni $\nu_L + (\nu_L)^c$ e $\nu_R + (\nu_R)^c$, rispettivamente [2]. Questa differenza può essere riassunta brevemente nella

[1] Per una rassegna si veda [1].

[2] In questo caso un autostato di massa si scrive come: $\chi = \nu_L + (\nu_L)^C$; ed è facile verificare che $\chi = \chi^C$.

forma:

$$\nu^D = \begin{pmatrix} \nu_L \\ (\nu_L)^c \\ \nu_R \\ (\nu_R)^c \end{pmatrix}; \nu^M = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix}. \tag{2.1}$$

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.
Se i neutrini sono massivi, il termine di massa deve mescolare stati di elicità sinistrorsa e destrorsa secondo lo schema riportato in figura 2.1 [3]. Come si può notare esistono degli accoppiamenti (di Majorana) peculiari per i neutrini, dal momento che un termine di massa di Majorana per particelle cariche implicherebbe la non conservazione della carica elettrica.
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 e 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 ed in una sola generazione di neutrini, il termine di massa di Dirac-Majorana è descritto dalla lagrangiana:

$$\mathcal{L}^{massa} = -\frac{1}{2}\left(\overline{\nu}_L, \overline{(\nu_R)^c}\right) \begin{pmatrix} m_L^M & m^D \\ m^D & m_R^M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\nu_L)^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c \tag{2.2}$$

Nel caso che valga l'invarianza CP per i leptoni, la matrice di massa è reale. Inoltre, nel caso il termine di massa sia dato dalla (2.2), allora gli stati di definita massa 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*. Il punto di partenza di questa ipotesi è l'espressione

[3] Questa figura è stata riprodotta da [2].

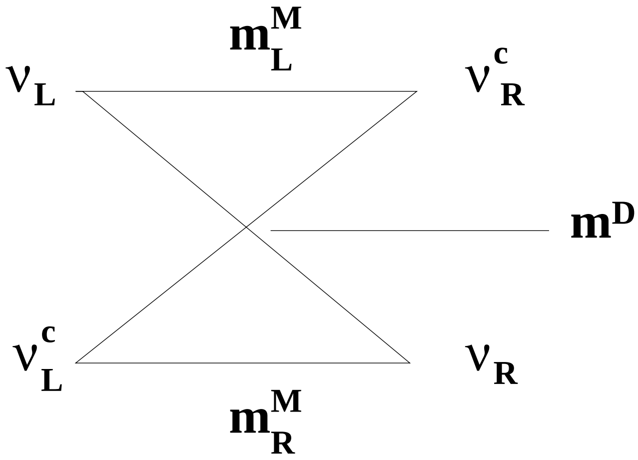


Figura 2.1: *Schema degli accoppiamenti tra componente destrogira e levogira per i termini di massa di un fermione. L'accoppiamento che caratterizza un termine di massa di Dirac è espresso dalla costante m^D $(\bar{\nu}_L\nu_R + \bar{\nu}_R\nu_L)$. Mentre le costanti m_L^M e m_R^M corrispondono ad accoppiamenti di Majorana $(\overline{(\nu_L)^c}\nu_L + \overline{\nu_L}(\nu_L)^c)$.*

(2.2). Se in (2.2) si ipotizza che $m_L^M = 0$ ed $M \equiv m_R^M \gg m^D$, gli autovalori della matrice di massa sono: $m_1 \simeq M$ ed $m_2 \simeq (m^D)^2/M$. L'ordine di grandezza di M dipende dal modello e varia tipicamente in $10^3 \div 10^{16} GeV$. Inoltre, quanto più è grande M, tanto più è piccola la massa della componente levogira m^D. Dunque, l'introduzione di un neutrino molto pesante consente di ridurre una massa di Dirac dell'ordine della massa dei leptoni carichi a frazioni di 1 eV ed oltre.
Tutto ciò indica che una ricerca sperimentale rivolta alla caratterizzazione della natura Dirac-Majorana del neutrino ed alla determinazione dell'ordine di grandezza della sua eventuale massa è di sicuro interesse per verificare

nuove teorie sulla struttura delle interazioni fondamentali.

2.1.1 Limiti cinematici alle masse dei neutrini

Per quanto riguarda il ν_e, la tecnica sperimentale più diffusa consiste nella investigazione del decadimento β del Trizio ($^3H \longrightarrow ^3He + e^- + \overline{\nu}_e$). Il rateo di decadimento può essere espresso come:

$$\frac{d\Gamma}{dE} \propto E\,(Q-E)\,\sqrt{(Q-E)^2 - m_\nu^2}, \tag{2.3}$$

dove $Q = 18.6\ keV$ è l'energia totale rilasciata durante la transizione nucleare, mentre E è l'energia totale dell'elettrone emesso. Sperimentalmente m_ν^2 viene determinata studiando lo spettro β in prossimità di $E \simeq Q$. Il limite più basso alla massa del ν_e vale [3]:

$$m_{\nu_e} \leq 4.35\,eV/c^2\,(95\% C.L.), \tag{2.4}$$

dove c è la velocita della luce nel vuoto[4].
Per quanto riguarda il ν_μ , il decadimento del pione ($\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) è il processo più appropriato alla determinazione sperimentale della massa del neutrino muonico, m_{ν_μ}. Dalla conservazione del quadri-impulso, applicata al decadimento del pione, risulta:

$$m_{\nu_\mu}^2 c^4 = m_\pi^2 c^4 + m_\mu^2 c^4 - 2 m_\pi c^2 \sqrt{m_\mu^2 c^4 + p_\mu^2 c^2}, \tag{2.5}$$

dove m_π, m_μ e p_μ sono la massa del pione, la massa del muone e l'impulso del muone, rispettivamente. La presenza di un neutrino massivo ridurrebbe l'impulso del muone. Allo scopo di determinare una massa per il neutrino dell'ordine di 0.25 MeV, ad esempio, dovrebbe essere raggiungibile una variazione relativa a livello di 10^{-5} in p_μ. Al momento, il limite sperimentale sulla massa del neutrino muonico è pari a [4]:

$$m_{\nu_\mu} \leq 0.16\,MeV\,(90\% C.L.). \tag{2.6}$$

Infine, un limite superiore alla massa del neutrino tauonico, ν_τ, è stato fissato dallo studio del decadimento del leptone τ in $n\pi$ ed un ν_τ. In [5], combinando decadimenti a 3 e 5 pioni, è stato fissato un limite per m_{ν_τ} pari a:

$$m_{\nu_\tau} \leq 18.2\,MeV\,(95\% C.L.). \tag{2.7}$$

[4] D'ora innanzi si utilizzerà la convenzione c=1 in tutti i limiti per le masse dei neutrini.

2.1.2 Il doppio decadimento beta

In un decadimento doppio beta il numero atomico di un nucleo cambia di due unità. In particolare, il decadimento $\beta\beta$ con emissione di elettroni si può scrivere come:

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z+2) + 2e^- + \begin{array}{c} 2\overline{\nu}_e \\ 0\overline{\nu}_e \end{array} . \tag{2.8}$$

Il decadimento senza emissione di neutrini è possibile solo nella ipotesi che il neutrino sia una particella di Majorana e che abbia una massa non nulla. Questo processo viola la conservazione del numero di leptoni (vedi seguito) di due unità. Per lo studio sperimentale del decadimento in (2.8), vengono presi in considerazione solo nuclei per i quali il decadimento beta singolo è proibito. Il limite più forte posto al decadimento senza neutrini è presentato in [6] dalla collaborazione Heidelberg-Moscow per il decadimento $^{76}Ge \longrightarrow^{76} Se + 2e^-$ ed è pari a: $T_{1/2}(^{76}Ge) > 1.2 \times 10^{25}$ anni (90% C.L.). Questo limiti si traduce in:

$$\langle m_{\nu e} \rangle = \sum_i \left| U_{ei}^2 \right| m_{\nu_i} < (0.5 - 1.5)\, eV. \tag{2.9}$$

Il decadimento $\beta\beta$, dunque, fornisce solo un risultato qualitativo sulla massa del neutrino. Tuttavia, nella evidenza sperimentale che $\langle m_{\nu_e} \rangle \neq 0$, è possibile affermare l'esistenza di almeno un neutrino massivo di Majorana.

2.1.3 Limiti cosmologici ed astrofisici alle masse dei neutrini

Alcune caratteristiche fondamentali delle particelle elementari possono essere ricavate dai dati sperimentali di natura astrofisica. Ad esempio, partendo da considerazioni cosmologiche è possibile derivare un limite sulla massa dei diversi tipi di neutrino [7]. Nell'ambito della teoria del Big-Bang il numero dei neutrini primordiali è dello stesso ordine di grandezza di quello dei fotoni. In particolare, il contributo alla densità dell'universo dovuto a neutrini massivi si può scrivere in funzione della densità della attuale radiazione di fondo, n_γ, come:

$$\rho_\nu = \frac{3}{11} n_\gamma \sum_{i=1}^{3} m_{\nu_i}, \tag{2.10}$$

dove n_γ=410.89 cm^{-3} [8] e la sommatoria si estende a tutti i sapori di neutrino. La (2.10) può essere espressa in unità di densità critica, ρ_c:

$$\Omega_\nu = \frac{\rho_\nu}{\rho_c} = h^{-2} \sum_{i=1}^{3} \frac{m_{\nu_i}}{94eV}, \tag{2.11}$$

dove $\rho_c = 3H^2/8\pi G_N = 1.88 \cdot 10^{-29} h^2 (\mathrm{g\ cm}^{-3})$, H=100 h Kms^{-1} Mpc^{-1} è la costante di Hubble, $h \in (0.4, 1)$ il parametro di Hubble e G_N la costante di gravitazione di Newton. Le osservazioni sperimentali consentono di stimare l'età dell'Universo e, quindi, limitare il prodotto $\Omega h^2 \leq 0.4$, in modo che:

$$m_\nu \leq 40\, eV, \tag{2.12}$$

per ogni sapore di neutrino. Chiaramente il limite derivato nella formula (2.12) presuppone che il neutrino sia una particella stabile. Questo limite resta comunque valido [9] se le uniche estensioni al MSEM consistono in una massa non nulla per il neutrino e nella presenza di un mixing per gli autostati di massa (vedi il paragrafo (2.2)).
Ulteriori considerazioni sulla massa dei neutrini possono essere ricavate dalle osservazioni sperimentali di supernova (SN) di tipo II, cioè dal collasso gravitazionale di stelle caratterizzate da una massa pari a $M > 6 - 8M_\odot$, dove $M_\odot = 1.988 \cdot 10^{30}\ kg$ corrisponde ad una massa solare. Nella fase finale della sua evoluzione una stella di queste dimensioni è caratterizzata da una instabilità gravitazionale che culmina in un collasso con rilascio di una enorme quantità di energia ($\sim 10^{53} erg$). Durante il collasso una grande quantità di neutrini viene emessa mediante cattura elettronica, $e^- + (A, Z) \longrightarrow (A, Z-1) + \overline{\nu}_e$, bremsstrahlung, $e^- + (A, Z) \longrightarrow (A, Z) + e^- + \overline{\nu}\nu$, oppure mediante i processi: $\gamma e^- \longrightarrow e^- \overline{\nu}\nu$ e $\gamma \longrightarrow \overline{\nu}\nu$. Ad esempio, per la SN1987A la Terra è stata attraversata per una manciata di secondi da circa $4 \cdot 10^{15} \nu/m^2$. L'energia media dei neutrini da SN è distribuita come [9]:

$$\langle E_\nu \rangle = \begin{cases} 10 - 12MeV & \nu_e \\ 14 - 17MeV & \overline{\nu}_e \\ 24 - 27MeV & \nu_{\mu,\tau}, \overline{\nu}_{\mu,\tau} \end{cases}. \tag{2.13}$$

In (2.13) la differenza in energia media trasportata dai diversi tipi di neutrini è dovuta alle modalità di interazione degli stessi nel plasma stellare: $\nu_e n \longrightarrow pe^-$, $\overline{\nu}_e p \longrightarrow ne^+$, $\nu N \longrightarrow \nu N$ con $N = p, n$. Dal momento che le interazioni di corrente carica hanno una sezione d'urto maggiore di quelle di corrente neutra e visto che ci sono più neutroni che protoni, i ν_e hanno un cammino libero medio inferiore e quindi maggiore dispersione. Attualmente gli unici dati sperimentali sui neutrini da SN sono relativi alla SN1987A. In Kamiokande [5], ad esempio, furono osservati 12 eventi da $\overline{\nu}_e$ in circa 12 secondi con $E_{\min} = 8.8MeV$ ed $E_{\max} = 36.7MeV$. Da questi dati è possibili ricavare un limite superiore per la massa del neutrino elettronico pari a [11]:

$$m_{\nu_e} \leq 20\,eV. \tag{2.14}$$

2.2 Il Mixing degli stati di massa e le oscillazioni di neutrino

Se i neutrini sono massivi è molto probabile che gli autostati di sapore, ν_l $(l = e, \mu, \tau)$, non coincidano con quelli di massa, ν_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 di *mixing* (o mescolamento):

$$\nu_l = \sum_{i=1}^{3} U_{li}\nu_i, \tag{2.15}$$

dove U è una matrice unitaria $(U^\dagger U = I)$. Con riferimento alla (2.15), i limiti sulle masse dei neutrini riportati in (2.1.1) si applicano agli stati dominanti di ogni generazione. Ad esempio, il limite su ν_e si applica allo stato ν_1.
L'ipotesi di mixing per i neutrini fu proposta per la prima volta da B. Pontecorvo [12] 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 [13], [14]. Quindi, una importante conseguenza della ipotesi di mixing è la possibilità di oscillazioni 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 ν_i. Allo scopo di derivare una formula che descriva il fenomeno delle oscillazioni di neutrino, si riporta

[5] Rivelatore Cherenkov ad acqua.

di seguito l'equazione del moto per uno spinore di Dirac ν_i, che descrive l'autostato di massa di indice i. Dal momento che lo spinore ν_i soddisfa l'equazione di Dirac e quindi l'equazione di Klein-Gordon[6], si può scrivere: $(\partial_t^2 - \nabla^2 + m_i^2)\,\nu_i = 0$. Pertanto, generalizzando questa equazione ad un sistema di tre autostati di massa si ha:

$$\left(\partial_t^2 - \nabla^2 + \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix}\right)\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \left(\partial_t^2 - \nabla^2 + \mathbf{M}^2\right)\nu = 0. \quad (2.16)$$

L'equazione (2.16) si scrive come:

$$\left(\partial_t^2 + \mathbf{p}^2 + \mathbf{M}^2\right)\nu_{\mathbf{p}}(t) = 0,$$

poiché $\nu(t, \mathbf{x}) = \nu_{\mathbf{p}}(t)\, e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}}$. In generale si può assumere che: $|\mathbf{p}| \ll m_i$. Pertanto,

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p}, \quad (2.17)$$

e tenendo conto che per ogni autostato di massa risulta che $i\partial_t \longrightarrow E_i \approx p$, si può scrivere: $\partial_t^2 + p^2 = (i\partial_t + p)(-i\partial_t + p) \approx 2p(-i\partial_t + p)$. In definitiva, si ottiene una equazione del tipo Schrödinger:

$$i\partial_t \nu_{\mathbf{p}}(t) = \left(p + \frac{\mathbf{M}^2}{2p}\right)\nu_{\mathbf{p}}(t). \quad (2.18)$$

In particolare, nel caso di due generazioni di neutrino, ad esempio ν_e e ν_μ, l'equazione (2.18) si scrive:

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2p}\begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

dove si è eliminato il termine in p, poiché corrisponde ad una fase comune, e^{-ipt}, nella evoluzione di tutti gli autostati. Con riferimento alla (2.19), l'evoluzione degli autostati di massa di definito impulso è, a meno di una fase irrilevante per il calcolo delle ampiezze di probabilità: $\nu_i(t, \mathbf{x}) = \nu_i(0)\, e^{-i\frac{m_i^2}{2p}t} e^{i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}}$.

[6] Come è ben noto l'equazione di Dirac si scrive: $(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\,\Psi(t, \mathbf{x}) = 0$, con $\partial_\mu = (\partial_t, \nabla)$. L'equazione Klein-Gordon è: $\left(\partial^\mu\partial_\mu + m^2\right)\Phi(t, \mathbf{x}) = \left(\partial_t^2 - \nabla^2 + m^2\right)\Phi(t, \mathbf{x}) = 0$. Pertanto risulta, note le proprietà delle matrici γ^μ, che: $(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)(-i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\,\Psi = \left(\partial^\mu\partial_\mu + m^2\right)\Psi$.

Per descrivere il fenomeno delle oscillazioni in modo fenomenologicamente rilevante, si deve tenere conto del mixing come riportanto in (2.15). In particolare, per un sistema a due generazioni si ha:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, \tag{2.20}$$

dove θ è l'angolo di mixing. Sebbene il caso di due generazioni di neutrini 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, ν_α, 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, ν_β, in un rivelatore posto ad una distanza $x = L$ dal luogo di origine del neutrino in considerazione. Ad un tempo t, diverso dall'istante iniziale, lo stato del neutrino è descritto dalla funzione d'onda:

$$\nu(t, \mathbf{x}) = \sum_{j=1,2} U_{\alpha j} e^{-i\frac{m_j^2}{2p}t} e^{i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}} \nu_j(0) = \sum_{k=\alpha,\beta} \sum_{j=1,2} U_{\alpha j} U_{jk}^\dagger e^{-i\frac{m_j^2}{2p}t} e^{i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}} \nu_k(0), \tag{2.21}$$

dove la sommatoria su j è estesa agli autostati di massa (due in questo caso), mentre quella in k si riferisce agli autostati di sapore. Dalla (2.21) la probabilità che il sapore iniziale, α, possa interagire come sapore β, dopo una distanza $x = L \approx t$, si scrive:

$$P(\nu_\alpha \longrightarrow \nu_\beta; x) = \left| \sum_{j=1,2} U_{\alpha j} U_{j\beta}^\dagger e^{-i\frac{m_j^2}{2p}L} \right|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi L}{\lambda_0}, \tag{2.22}$$

dove $\lambda_0 = 4\pi E/\delta m^2$ è la lunghezza di oscillazione nel vuoto e $\delta m^2 = |m_2^2 - m_1^2|$. Risulta, in particolare, che:

$$\lambda_0 = \frac{4\pi E_\nu}{\delta m^2} \simeq 2.47 \cdot \left(\frac{E_\nu}{1MeV}\right) \cdot \left(\frac{1eV^2}{\delta m^2}\right) metri \tag{2.23}$$

L'ampiezza massima di oscillazione si ha per $\theta = \pi/4$. Questo caso si chiama di *mixing massimale*. L'andamento periodico della funzione (2.22) è l'espressione del fenomeno delle oscillazioni di neutrino (o di sapore).

Sperimentalmente il fenomeno delle oscillazioni viene studiato considerando una sorgente di neutrini ν_α ed osservando la presenza di neutrini di un secondo sapore ν_β ad una certa distanza, se il rivelatore considerato è sensibile a questo tipo di neutrini, oppure misurando una eventuale riduzione

del flusso iniziale. Ovviamente, l'osservazione della natura ondulatoria della (2.22) è subordinata alla coerenza nella propagazione degli autostati di massa. Come riportato in [10] è possibile definire una lunghezza di coerenza in modo da stabilire a che distanza dalla sorgente la propagazione è incoerente, cioè non si osservano oscillazioni. Esistono comunque altri fattori che contribuiscono alla perdita di coerenza come, ad esempio, una sorgente non monocromatica o estesa di neutrini. Quando la propagazione è incoerente e quindi l'informazione di fase è mediata risulta: $P\left(\nu_\alpha \longrightarrow \nu_\alpha\right) = 1 - \frac{1}{2}\sin^2 2\theta$.
Una prima fondamentale conseguenza del fenomeno di oscillazione considerato è la possibilità della violazione della conservazione del numero leptonico. Sperimentalmente 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 (per ogni generazione di particelle) si conserva. Pertanto, in presenza di oscillazioni di neutrino ($\nu_\alpha \leftrightarrow \nu_\beta$) il sapore non si conserva è 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: $\mu \rightarrow e\gamma$. Per un neutrino di Majorana anche questa simmetria è 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 (2.22) e (2.23), la sensibilità raggiungibile per la misura di δm^2 dalla osservazione delle oscillazioni 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 $10^{-11} eV^2$ [15].
Lo studio delle oscillazioni di neutrino, dunque, rappresenta un fenomeno capace di fornire convincenti evidenze di una Fisica al di là del modello standard.

2.2.1 Le oscillazioni di neutrino nella materia

In questo paragrafo si accenna brevemente al fenomeno delle oscillazioni di neutrino nella materia, poiché di particolare importanza per quanto discusso nei capitoli successivi[7]. Quando un neutrino attraversa la materia le inte-

[7] Per una rassegna sull'argomento si veda [16] e [17].

razioni con essa possono modificare sostanzialmente la probabilità di oscillazione. In particolare, si può avere una amplificazione di questa probabilità anche per piccoli angoli di mixing. Questo fenomeno fu introdotto per la prima volta da Wolfenstein nel 1978 [18] e successivamente riconsiderato da Mikheyev e Smirnov nel 1985 [19]. Per questo motivo l'effetto di oscillazione nella materia è noto come effetto Mikheyev-Smirnov-Wolfstein (MSW).
Dalla (2.19) risulta che nel vuoto l'equazione che descrive l'evoluzione del contenuto di sapore si scrive (nel limite relativistico):

$$i\frac{\partial}{\partial x}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{2E}\mathbf{U}\begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix}\mathbf{U}^\dagger\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \tag{2.24}$$

dove la matrice di mixing $\mathbf{U}$ è data dalla (2.20). Nella materia la diffusione dei neutrini sia sugli elettroni che sui nucleoni implica che alla equazione (2.24) si aggiunga un termine di potenziale, comunemente indicato con $\mathbf{A}$, in modo che la stessa equazione si trasformi nalla seguente:

$$i\frac{\partial}{\partial x}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{2E}\left[\mathbf{U}\begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix}\mathbf{U}^\dagger + \begin{pmatrix} A^{CC}+A^{NC} & 0 \\ 0 & A^{NC} \end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}. \tag{2.25}$$

Nella (2.25) in base al MSEM si è supposta l'assenza di interazioni di corrente neutra con cambiamento di sapore. Inoltre, il termine di corrente carica A^{CC} è peculiare dei ν_e ($\nu_e e^- \longrightarrow W \longrightarrow \nu_e e^-$), mentre i termini di corrente neutra A^{NC} risultano uguali ed è, quindi, possibile eliminarli attraverso una ridefinizione della fase degli stati di sapore. Ne consegue che l'unico termine essenziale per la propagazione dei neutrini nella materia è il potenziale di corrente carica. Questo potenziale vale [16]: $A^{CC} \equiv A(x) = 2\sqrt{2}G_F N_e(x)E$, dove G_F è la costante di accoppiamento di Fermi ed $N_e(x)$ è la densità elettronica del mezzo attraversato. In definitiva risulta:

$$i\frac{\partial}{\partial x}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{4E}\left[\left(m_1^2+m_2^2+A(x)\right)\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}+\right.$$

$$\left.+\begin{pmatrix} A(x)-\delta m^2\cos 2\theta & \delta m^2\sin 2\theta \\ \delta m^2\sin 2\theta & -A(x)+\delta m^2\cos 2\theta \end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}. \tag{2.26}$$

Ovviamente, la risoluzione della (2.26) consente di calcolare la probabilità di transizione in funzione della distanza percorsa dal neutrino nella materia. Tuttavia, in alcuni casi non è necessario risolvere direttamente la (2.26).

L'operatore matriciale che caratterizza la (2.25) può essere diagonalizzato attraverso una matrice unitaria, $\mathbf{U}^m$, cioè :

$$(\mathbf{U}^m)\left[\mathbf{U}\begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix}\mathbf{U}^\dagger + \begin{pmatrix} A^{CC} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\right](\mathbf{U}^m)^\dagger = \begin{pmatrix} M_1^2 & 0 \\ 0 & M_2^2 \end{pmatrix},$$

con $\mathbf{U}^m$ parametrizzata analogamente alla matrice di mixing nel vuoto, ma con la fondamentale differenza che in questo caso l'angolo di mixing, indicato con θ_m, (e quindi $\mathbf{U}^m$) è funzione di x. Si introducono inoltre gli stati:

$$\begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} = (\mathbf{U}^m)^\dagger \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_m & -\sin\theta_m \\ \sin\theta_m & \cos\theta_m \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \tag{2.27}$$

dove

$$\cos\theta_m = \frac{\cos\theta - A(x)/\delta m^2}{\sqrt{\left(A(x)/\delta m^2 - \cos 2\theta\right)^2 + \sin^2 2\theta}}.$$

Gli stati ν_i^m inoltre soddisfano la seguente equazione di propagazione:

$$i\frac{\partial}{\partial x}\begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} = \left[\frac{1}{2E}\begin{pmatrix} M_1^2 & 0 \\ 0 & M_2^2 \end{pmatrix} - i(\mathbf{U}^m)^\dagger \frac{\partial}{\partial x}\mathbf{U}^m\right]\begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix}. \tag{2.28}$$

L'equazione (2.28) può essere espressa nella forma compatta:

$$i\frac{\partial}{\partial x}\begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} = \left(-\frac{\pi}{\lambda_m}\sigma_3 + \frac{\partial\theta_m}{\partial x}\sigma_1\right), \tag{2.29}$$

dove $\sigma_\mathbf{i}$ sono le matrici di Pauli [20], λ_m è la lunghezza di oscillazione nella materia:

$$\lambda_m = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\left(A(x)/\delta m^2 - \cos 2\theta\right)^2 + \sin^2 2\theta}},$$

e

$$\frac{\partial\theta_m}{\partial x} = \frac{1}{2}\frac{\delta m^2 \sin 2\theta}{\left(A(x) - \delta m^2\cos 2\theta\right)^2 + \left(\delta m^2 \sin 2\theta\right)^2}\frac{\partial A}{\partial x}.$$

Nella ipotesi di *adiabaticità* $|\partial\theta_m/\partial x| \ll \pi/\lambda_m$ (cioè in presenza di una densità elettronica lentamente variabile) gli stati ν_i^m sono autostati di massa nella materia e si propagano quindi inalterati. In questo caso la (2.29) si semplifica e risulta che per una propagazione incoerente la probabilità di sopravvivenza per un neutrino elettronico, ad esempio, creato nella materia e rivelato nel vuoto si scrive:

$$P(\nu_e \longrightarrow \nu_e) = \frac{1}{2}\left(1 + \cos 2\theta_m \cos 2\theta\right). \tag{2.30}$$

2.2.2 Il fenomeno della risonanza

Come si è sottolineato l'equazione (2.30) vale nel caso di propagazione incoerente e nella ipotesi adiabatica. Quando l'ipotesi di adiabaticità viene a cadere è necessario risolvere direttamente l'equazione (2.26). La condizione di adiabaticità diviene critica quando:

$$A\left(x_R\right) = 2\sqrt{2} G_F N_e\left(x_R\right) E = \delta m^2 \cos 2\theta. \tag{2.31}$$

In questo caso $|\partial\theta_m/\partial x|$ e λ_m assumono contemporaneamente il massimo valore. La condizione in (2.31) è detta di risonanza. Un neutrino che si propaga in un mezzo a densità elettronica decrescente, creato da un processo debole in un punto per cui $A\left(x_0\right) > \delta m^2 \cos 2\theta$, nel suo cammino attraverserà lo strato di risonanza, nel quale l'angolo di mixing nella materia assume il valore massimo. In prossimità dello strato di risonanza vi è una probabilità non nulla che gli stati ν_i^m possano invertirsi. Pertanto detta P_c questa probabilità di conversione, nel caso di propagazione incoerente, risulta che [16]:

$$P\left(\nu_e \longrightarrow \nu_e\right) = \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - P_c\right) \cos 2\theta_m \cos 2\theta. \tag{2.32}$$

Il calcolo della probabilità P_c è stato effettuato per diversi profili della densità elettronica del mezzo attraversato e in generale risulta che [16]:

$$P_c = \frac{e^{-\frac{\pi}{2}\gamma F} - e^{-\frac{\pi}{2}\gamma \frac{F}{\sin^2\theta}}}{1 - e^{-\frac{\pi}{2}\gamma\frac{F}{\sin^2\theta}}}, \tag{2.33}$$

dove

$$\gamma = \frac{\delta m^2 \sin^2 2\theta}{2E\cos 2\theta \left|d \ln N_e/dx\right|_R} \tag{2.34}$$

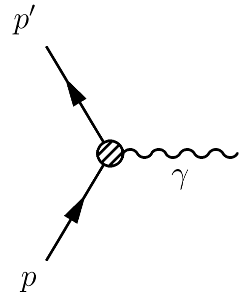
è il parametro di adiabaticità ed F è una funzione che dipende dal profilo della densità N_e [16].

2.3 Proprietà elettromagnetiche dei neutrini

In questo paragrafo si discutono brevemente le proprietà elettromagnetiche dei neutrini [8]. L'importanza di questo studio è legata al fatto che esistono

[8] Per una approfondita analisi del problema si rimanda a lavori specifici [17, 22].

delle fondamentali differenze per quanto riguarda le interazioni elettromagnetiche tra un neutrino di Dirac ed uno di Majorana; ed al fatto che l'esistenza di una interazione neutrino-fotone rende possibili numerosi fenomeni che avrebbero ampie conseguenze fenomenologiche.
Sulla base di considerazioni di invarianza di Lorentz, il vertice di interazione elettromagnetica per un fermione di Dirac può essere espresso in termini di alcuni fattori di forma fenomenologici [21], [23], [7]:



$$= \overline{u}\,(p')\,\Gamma^{\mu}\,(p',p)\,u\,(p) \tag{2.35}$$

dove

$$\Gamma^{\mu}\,(p',p) = F_1\left(q^2\right)\gamma^{\mu} + \frac{i}{2m}\left[F_2\left(q^2\right) + G_1\left(q^2\right)\gamma^5\right]\sigma^{\mu\nu}q_{\nu}, \tag{2.36}$$

mentre $q = p' - p$ è il momento trasferito, cioè il momento del fotone legato alla corrente di fermioni, $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}\left[\gamma^{\mu},\gamma^{\nu}\right]$ ed m la massa della particella. Le funzioni F_1, F_2 e G_1 sono note come fattori di forma elettromagnetici. Nel limite $q^2 \longrightarrow 0$, F_2 e G_1 assumono valori non nulli e, in particolare, risulta che $\mu = F_2\,(0)$ e $d = iG_1\,(0)$ rappresentano il momento di dipolo magnetico ed elettrico, rispettivamente. La funzione F_1, invece, caratterizza la distribuzione di carica elettrica; e per una particella neutra si assume che $F_1\,(0) = 0$. Tuttavia, la distribuzione di carica di una particella neutra può essere considerata come la sovrapposizione di due distribuzioni di carica di segno opposto e diversa estensione spaziale. In questo caso $F_1\,(q^2) \neq 0$ per $q^2 \neq 0$. Inoltre, nella ipotesi che la distribuzione di carica abbia simmetria sferica, si può scrivere:

$$F_1\left(q^2\right) = \frac{1}{6}q^2\langle r^2\rangle + O\left(q^4\right),$$

dove $\langle r^2\rangle = \int dr^3\rho\,(r)\,r^2$ è il raggio quadratico medio, essendo $\rho\,(r)$ la densità di carica. Pertanto si assume che:

$$\langle r^2 \rangle = 6 \left(\frac{\partial F_1 \left(q^2 \right)}{\partial q^2} \right)_{q^2=0}.$$

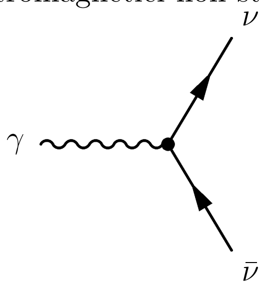
Ovviamente $\langle r^2 \rangle$ dà una idea della estensione quadratica della distribuzione di carica e quindi della struttura della particella in riferimento alle interazioni elettromagnetiche. Spesso, invece del raggio quadratico medio si introduce il raggio della sfera equivalente R, che qui per completezza viene riportato:

$$\langle r^2 \rangle = \int dr^3 \rho \left(r \right) r^2 = 4\pi \int_0^R dr^3 \rho_0 r^4 = \frac{3}{5} R^2,$$

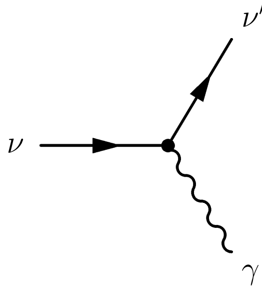
dove$\frac{4\pi}{3} \rho_0 R^3 = 1$. Chiaramente, per una particella neutra $\langle r^2 \rangle$ può essere sia positivo che negativo a seconda del segno della distribuzione di carica più estesa.
Una importante caratteristica della (2.36) è che il termine di interazione, che coinvolge F_2 e G_1, implica una inversione di elicità; di conseguenza una interazione di dipolo magnetico di neutrino, ad esempio, trasforma un neutrino sinistrorso in uno destrorso sterile in base al MSEM.
L'espressione (2.36) viene ulteriormente generalizzata con l'introduzione del cosiddetto termine di interazione di anapolo, introdotto da Zel'dovich nel 1957. Questo termine classicamente corrisponde alla interazione tra spin e potenziale vettore. La sua importanza risiede nel fatto che un neutrino di Majorana può accoppiarsi al campo elettromagnetico solo grazie al momento di anapolo. Questo accoppiamento è simile a quello dovuto a $\langle r^2 \rangle$ per un neutrino di Dirac [24].

2.3.1 Le interazioni di neutrino in presenza di dipoli elettromagnetici

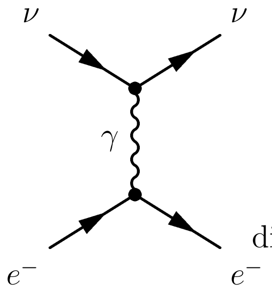
La presenza dei fattori di forma introdotti rende possibili un certo numero di processi elettromagnetici non standard per i neutrini:



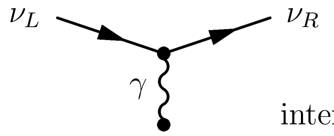
decadimento del fotone



decadimento del neutrino



diffusione elastica



interazione con campo esterno.

Questi processi costituiscono le interazioni da studiare sperimentalmente per individuare comportamenti anomali per il neutrino.
Se la massa del neutrino è non nulla ed esiste un mixing, per cui $m_1 < m_2 < m_3$, allora cinematicamente è possibile che il neutrino decada, ad esempio, secondo il processo: $\nu \longrightarrow \nu'\gamma$ [9]. Il rateo di decadimento è dato da [25]:

$$\frac{1}{\tau_\gamma} = \frac{|\mu_{ij}|^2 + |d_{ij}|^2}{8\pi} \left(\frac{m_i^2 - m_j^2}{m_i} \right)^3 , \tag{2.37}$$

dove i momenti di transizione magnetico ed elettrico sono espressi generalmente in unità di magnetoni di Bohr ($\mu_B = e/2m_e$). Inoltre sotto le stesse assunzioni è possibile stimare gli ordini di grandezza dei momenti di dipolo elettomagnetici per transizioni $\nu_i \rightarrow \nu_j$, nelle quali il fotone non interagisce

[9] Sono comunque esclusi i processi del tipo $\nu \longrightarrow \nu'\nu''\overline{\nu}''$ a causa della assenza di una corrente neutra con cambiamento di sapore.

direttamente con il neutrino, ma attraverso un vertice che coinvolge un W o un leptone carico l. In particolare per un neutrino di Dirac risulta [7]:

$$\left.\begin{array}{l}\mu_{ij}/\mu_B \\ d_{ij}/\mu_B\end{array}\right\} = 3.96 \cdot 10^{-23} \frac{m_i \pm m_j}{1eV} \sum_{l=e,\mu,\tau} U_{lj} U_{li}^* \left(\frac{m_l}{m_\tau}\right)^2 \tag{2.38}$$

dove m_l/m_τ è il rapporto tra la massa del leptone coinvolto nella transizione e del leptone τ. La (2.38) implica che un neutrino di Dirac ha momenti di dipolo elettrico diagonali nulli, che i momenti di transizione sono soppressi rispetto a quelli diagonali e in generale che i processi radiativi di neutrino sono estremamente lenti nel modello standard. Di particolare interesse, inoltre, per quanto esposto di seguito nella presente trattazione è la stima che il modello standard è in grado di fare del momento statico o diagonale di un neutrino di Dirac [7]:

$$\frac{\mu_{ii}}{\mu_B} = 3.20 \cdot 10^{-19} \left(\frac{m_i}{1eV}\right). \tag{2.39}$$

Dalla breve discussione introduttiva svolta sulle interazioni elettromagnetiche del neutrino si possono intuire le profonde conseguenze che le interazioni indicate possono avere a livello astrofisico. Tuttavia, una discussione approfondita su questo tema esula dagli scopi del presente lavoro e pertanto si rimanda il lettore a testi specializzati come ad esempio [7]. Per contro nel prossimo paragrafo si discuterà in dettaglio il processo di diffusione elastica neutrino-elettrone in presenza di un accoppiamento elettromagnetico.

2.3.2 Il contributo elettomagnetico alla diffusione elastica neutrino-elettrone

Tra i processi di interazione non standard di un neutrino con il campo elettromagnetico è di particolare interesse quello di diffusione neutrino-elettrone, poiché costituisce un modo diretto di studiare comportamenti anomali nelle interazioni del neutrino nella materia. La sezione d'urto differenziale per il processo di diffusione elastica neutrino-elettrone si scrive [21, 23]:

$$\frac{d\sigma}{dT}\left(T, E; \mu_{eff}, \langle r^2\rangle\right) = \frac{d\sigma^{weak}}{dT} + \frac{d\sigma^{em-}}{dT} + \frac{d\sigma^{em+}}{dT} + \frac{d\sigma^{int}}{dT}. \tag{2.40}$$

Nella (2.40) risulta che:

$$\frac{d\sigma^{weak}}{dT} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi}\left[(C_V + C_A)^2 + (C_V - C_A)^2\left(1 - \frac{T}{E}\right)^2 + \left(C_A^2 - C_V^2\right)\frac{m_e T}{E^2}\right] \tag{2.41}$$

è il contributo debole al processo di interazione in base al MSEM, essendo T ed E l'energia cinetica dell'elettrone diffuso e l'energia del neutrino incidente, rispettivamente; mentre le costanti $C_{V,A}$ sono definite come:

$$\begin{array}{l} C_V = \pm\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W \\ C_A = \pm\frac{1}{2} \end{array},$$

dove il segno $\pm$ si applica ad un neutrino elettronico e muonico/tauonico, mentre θ_W è l'angolo di Weinberg. Nel caso in cui sia coinvolto un antineutrino è necessario adottare la sostituzione $C_A \to -C_A$.
Sempre nella (2.40) risulta che:

$$\frac{d\sigma^{em-}}{dT} = \mu_{eff}^2 \frac{\pi\alpha^2}{m_e^2}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E}\right), \tag{2.42}$$

con $\mu_{eff}^2 = \sum_{l=e,\mu,\tau} |\mu_{ij} - d_{ij}|^2$ed $\alpha = 1/137$. Questo termine rappresenta la componente elettromagnetica che inverte lo stato di elicità del neutrino durante l'interazione. Inoltre, come si evince dalla definizione di μ_{eff}, esiste la possibilità di interferenza distruttiva tra dipolo magnetico ed elettrico per un neutrino di Dirac (un neutrino di Majorana invece ha solo uno dei due momenti di transizione non nullo). Per i restanti due termini nella (2.40) si ha che:

$$\frac{d\sigma^{em+}}{dT} = \langle r^2\rangle^2 \frac{\pi\alpha^2}{9} m_e\left[1 + \left(1 - \frac{T}{E}\right)^2 - \frac{m_e T}{E^2}\right], \tag{2.43}$$

$$\frac{d\sigma^{int}}{dT} = \langle r^2\rangle \frac{\sqrt{2}}{3}\alpha G_F m_e\left[(C_V + C_A) + (C_V - C_A)\left(1 - \frac{T}{E}\right)^2 - C_V\frac{m_e T}{E^2}\right]. \tag{2.44}$$

In particolare $d\sigma^{em+}/dT$ è il termine di interazione elettromagnetica che non coinvolge un cambio di elicità, mentre $d\sigma^{int}/dT$ è il termine di interferenza tra parte elettromagnetica e debole. In definitiva, esprimendo μ_{eff} in unità di $10^{-10}\mu_B$ e $\langle r^2\rangle$ in unità di $10^{-32}cm^2$, si può esprimere $d\sigma/dT$ in unità di $10^{-45}cm^2/MeV$ come:

$$\frac{d\sigma}{dT} = 4.308\left[(C_V + C_A)^2 + (C_V - C_A)^2\left(1 - \frac{T}{E}\right)^2 + \left(C_A^2 - C_V^2\right)\frac{m_e T}{E^2}\right] +$$

$$+2.495\mu_{eff}^2\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{E}\right)+0.0024\langle r^2\rangle^2\left[1+\left(1-\frac{T}{E}\right)^2-\frac{m_eT}{E^2}\right]+$$

$$+0.205\langle r^2\rangle\left[(C_V+C_A)+(C_V-C_A)\left(1-\frac{T}{E}\right)^2-C_V\frac{m_eT}{E^2}\right]. \qquad (2.45)$$

Il processo di diffusione infine è caratterizzato da due vincoli cinematici:

$$T_{\max}(E)=\frac{2E^2}{m_ec^2+2E}, \qquad (2.46)$$

e per un determinato valore di T deve risultare:

$$E\geq E_{\min}(T)=\frac{T}{2}\left(1+\sqrt{1+\frac{2m_ec^2}{T}}\right). \qquad (2.47)$$

Queste formule verranno ampiamente richiamate nel seguito della trattazione, dove si valuterà il numero di eventi prodotti da neutrini solari o neutrini da sorgente per interazione di diffusione elastica neutrino-elettrone nel rivelatore BOREXINO. BOREXINO è oggetto di discussione del prossimo capitolo.

Capitolo 3

L'esperimento BOREXINO: una nuova prospettiva per risolvere il problema dei neutrini solari

In questo capitolo viene brevemente descritto il Problema dei Neutrini Solari, cioè il deficit del numero di neutrini provenienti dal Sole. Quindi, viene introdotto BOREXINO, un rivelatore a scintillatore liquido in costruzione nel Laboratorio sotterraneo del Gran Sasso. BOREXINO si prefigge lo studio dei neutrini solari di bassa energia (<1MeV), utilizzando interazioni di diffusione elastica di neutrino su elettrone con una soglia di 250 keV. In particolare, nel presente capitolo, viene calcolato il numero di eventi da neutrino solare in BOREXINO e viene stimato il fondo del rivelatore.

3.1 Il Neutrino Solare

Il Sole è una enorme fonte di neutrini elettronici. Questi neutrini sono prodotti da reazioni elettrodeboli, tra le quali è dominante la reazione di fusione di nuclei di idrogeno. Il fatto che alla base della dinamica stellare vi fossero reazioni di fusione fu ipotizzato da H. Bethe nel 1939. Tuttavia, solo due decenni più tardi si cominciò a sviluppare modelli di dinamica stellare [26], nei quali una stella simile al Sole è considerata come una sfera di

plasma, composto prevalentemente da idrogeno ed elio, in equilibrio meccanico (assenza di moti di contrazione e dilatazione) ed energetico (l'energia irradiata è uguale a quella prodotta dalle reazioni di fusione).[1]
Il Sole, dunque, genera energia mediante reazioni nucleari, note come *catena pp* e *ciclo del carbonio o CNO*, che sintetizzano un nucleo di $^4_2$He a partire da protoni:

$$4p + 2e^- \longrightarrow^4_2 He + 2\nu_e + 26.731 MeV. \tag{3.1}$$

In particolare, la *catena pp*, come illustrato in figura 3.1, genera nuclei di elio direttamente dai componenti base del plasma stellare; il *ciclo CNO*, al contrario, utilizza elementi più pesanti per produrre alla fine elio. Questo secondo ciclo è illustrato in figura 3.2.
Come si evince dalle figure 3.1 e 3.2, il numero di ν_e è distribuito nei tipi: pp, pep, ^{7}Be, hep, ^{13}N, ^{15}O, ^{17}F e ^{8}B. L'intensità di questi neutrini è determinata da una parte da misure di laboratorio e dalla teoria elettrodebole (per quanto riguarda le sezioni d'urto dei diversi processi nucleari e le distribuzioni in energia dei neutrini emessi), dall'altra dal Modello Solare (per quanto riguarda i rapporti di diramazione delle reazioni in figura 3.1 e 3.2 ed i relativi *rates*).
Per i neutrini pp, ^{13}N, ^{15}O e ^{17}F la forma dello spettro può essere espressa come [7]:

$$\frac{dN}{dE_\nu} = A\,(Q + m_e - E_\nu)\,E_\nu^2\sqrt{(Q + m_e - E_\nu)^2 - m_e^2}, \tag{3.2}$$

dove A è un fattore di normalizzazione, Q è la massima energia cinetica trasportata dal e^+ durante il decadimento (e quindi anche dal ν_e) ed m_e è la massa dell'elettrone. Le costanti A e Q sono riportate in tabella 3.1 per le sorgenti di neutrini solari più importanti.
Per quanto riguarda, invece, lo spettro dei neutrini da ^{8}B, l'incertezza sullo stato finale del ^{8}Be*, non consente l'applicazione di una formula del tipo (3.2). Tuttavia, i dati ricavati in [27] sono in accordo con uno spettro del tipo [7]:

$$\frac{dN}{dE_\nu} = 8.52 \cdot 10^{-6}\,(15.1 - E_\nu)^{2.75}\,E_\nu^2, \tag{3.3}$$

dove l'energia del neutrino è in MeV. In figura 3.3 sono riportati gli spettri normalizzati ad uno in energia delle più importanti sorgenti di neutrini

[1]Per una rassegna si veda [26].

$$\begin{array}{cc} 99.77\% & 0.23\% \\ \underline{\mathbf{p}+\mathbf{p}\rightarrow{}^2\mathbf{H}+\mathbf{e}^{+}+\nu_e(\leq 0.420MeV)} & \underline{\mathbf{p}+\mathbf{e}^{-}+\mathbf{p}\rightarrow{}^2\mathbf{H}+\nu_e(1.44MeV)} \end{array}$$

$$\downarrow$$

$${}^2H+p\rightarrow{}^3He+\gamma$$

$$\swarrow \quad \downarrow \quad \searrow$$

$$\begin{array}{ccc} 84.92\% & 15.08\% & \sim 10^{-5} \\ {}^3He+{}^3He\rightarrow\alpha+2p & {}^3He+\alpha\rightarrow{}^7Be+\gamma & \underline{{}^3\mathbf{He}+\mathbf{p}\rightarrow\alpha+\mathbf{e}^{+}+\nu_e} \end{array}$$

$$\swarrow \quad \searrow$$

$$\begin{array}{cc} 15.07\% & 0.01\% \\ \underline{{}^7\mathbf{Be}+\mathbf{e}^{-}\rightarrow{}^7\mathbf{Li}+\gamma+\nu_e} & {}^7Be+p\rightarrow{}^8B+\gamma \\ E_\nu=0.86MeV(\sim 90\%) & \\ =0.38MeV(\sim 10\%) & \end{array}$$

$$\begin{array}{cc} \downarrow & \downarrow \\ {}^7Li+p\rightarrow\alpha+\alpha & \underline{{}^8\mathbf{B}\rightarrow{}^8\mathbf{Be}^*+\mathbf{e}^{+}+\nu_e} \\ & E_\nu\leq 15MeV \end{array}$$

Figura 3.1: *La catena pp. Le reazioni evidenziate sono quelle che producono neutrini, mentre α sta per ${}^4_2He$.*

Tabella 3.1: *Costanti di normalizzazione per lo spettro in (3.2).*

sorgente	Q(MeV)	A(MeV^{-5})
pp	0.420	193.9
^{13}N	1.199	3.144
^{15}O	1.732	0.668

calcolati utilizzando le relazioni (3.2) e (3.3). Si noti che lo spettro del ^{8}B in grassetto corrisponde ad una scala diversa rispetto a quella indicata per tutte le altre sorgenti.

In figura 3.4 è mostrata la distribuzione differenziale del flusso delle sorgenti di neutrini di interesse per gli esperimenti di rivelazione in base al modello proposto da Bahcall e Pinsonneault nel 1995 [28] (indicato nel seguito come SSM, cioè *Solar Standard Model*). Il SSM è attualmente il più completo e sofisticato modello descrivente la dinamica del Sole dalla nube di gas primordiale alla sua attuale posizione nel diagramma di Herzsprung-Russel. Nel SSM sono contenute le più recenti stime delle sezioni d'urto nucleari, della luminosità, $L_\odot$, e dell'età del Sole, della abbondanza degli elementi pesanti e della opacità. In tabella 3.2 sono riassunte le previsioni del SSM per quanto riguarda i flussi dei neutrini solari alla distanza di una unità astronomica (UA)[2].

Ovviamente, lo spettro di figura 3.4 si ricava a partire dalle formule (3.2) e (3.3) normalizzando i diversi flussi in base alle previsioni del SSM riportate in tabella 3.2.

A questo punto è doveroso ricordare che recentemente gli stessi autori del SSM hanno pubblicato un nuovo lavoro [29], nel quale si è tenuto conto delle conclusioni raggiunte dall'*Institute for Nuclear Theory* [30] a proposito delle sezioni d'urto per i processi che intervengono durante la produzione dei neutrini nel Sole. In particolare, la sezione d'urto del processo ^{7}Be(p,γ)^{8}B, che origina i neutrini del boro e rappresenta un parametro fondamentale per il calcolo del flusso dei neutrini solari, risulta essere minore del valore precedente di 1σ. Ad ogni modo, la principale differenza tra i nuovi flussi e quelli riportati in [28] è nella stima del flusso da boro, che risulta pari a: $5.15^{+0.98}_{-0.72}(10^6\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1})$. Per quanto riguarda il flusso del berillio, invece,

[2]Una UA è uguale a $1.496{\cdot}10^{11}$m, cioè pari alla distanza Sole-Terra.

$$
\begin{array}{cc}
p +^{12} C \rightarrow^{13} N + \gamma & \\
\downarrow & \\
 & \underline{\mathbf{^{13}N \rightarrow^{12} C + e^{+} + \nu_{e}}} \\
\downarrow & \\
p +^{13} C \rightarrow^{14} N + \gamma & \\
\downarrow & \\
p +^{14} N \rightarrow^{15} O + \gamma & \\
\downarrow & \\
 & \underline{\mathbf{^{15}O \rightarrow^{15} N + e^{+} + \nu_{e}}} \\
\downarrow & \\
p +^{15} N \rightarrow^{16} O^{*} & \\
\downarrow (\sim 99\%) & \downarrow (\sim 1\%) \\
^{16}O^{*} \rightarrow^{12} C +^{4} He & ^{16}O^{*} \rightarrow^{16} O + \gamma \\
\downarrow & \downarrow \\
p +^{15} N \rightarrow^{12} C +^{4} He & p +^{16} O \rightarrow^{17} F + \gamma \\
 & \downarrow \\
 & \underline{\mathbf{^{17}F \rightarrow^{17} O + e^{+} + \nu_{e}}} \\
 & \downarrow \\
 & p +^{17} O \rightarrow^{14} N +^{4} He \\
 & \downarrow \\
 & p +^{14} N \rightarrow^{15} O + \gamma
\end{array}
$$

Figura 3.2: *La catena CNO. Le reazioni evidenziate sono quelle che producono neutrini. Si noti che l'ultima reazione è identica alla quarta. Questo indica che il ciclo si chiude lungo il ramo che produce i neutrini da* ^{17}F.

risulta che: $\phi_{^7Be}$=4.80±0.43(10^9cm^{-2}s^{-1}). Questo risultato, come si vedrà nel seguito della trattazione, non pregiudica il fatto di aver utilizzato i flussi riportati in tabella 3.2 nei calcoli elaborati nei prossimi capitoli.

3.1.1 Rivelazione e deficit dei neutrini solari

Nel primo capitolo si è accennato alle caratteristiche fisiche del neutrino. Dalle considerazioni svolte si evince che questa particella ha un enorme potere penetrante nella materia. Ciò rende il neutrino solare particolarmente adatto allo studio delle regioni più interne del Sole e quindi alla verifica dei modelli

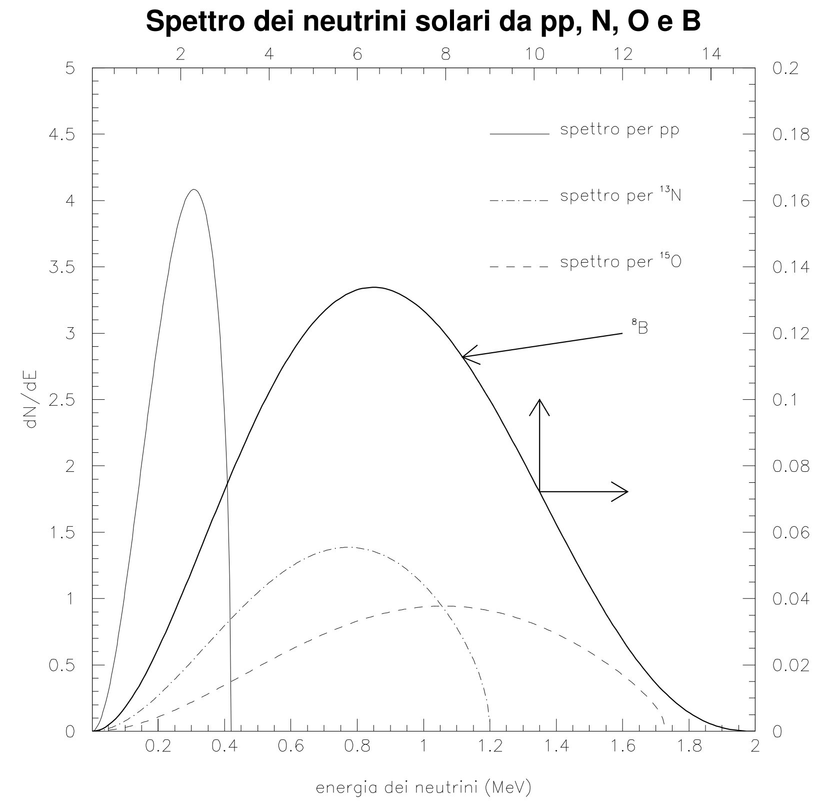


Figura 3.3: *Spettro in energia delle più importanti sorgenti di neutrini solari. Le frecce indicano gli assi di lettura per lo spettro del* ^8B.

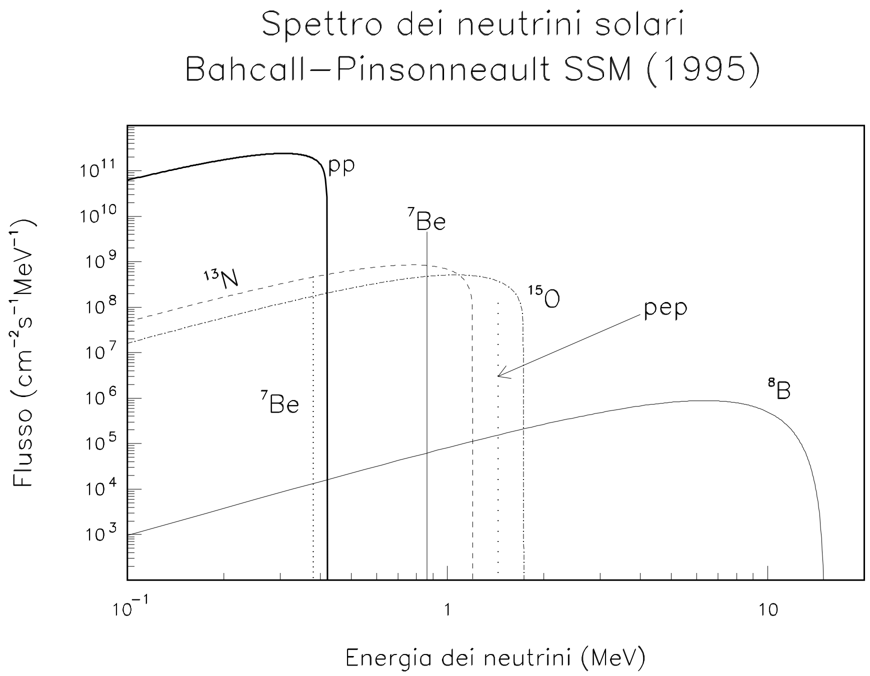


Figura 3.4: *Flusso differenziale delle sorgenti di neutrini solari in base al Modello Solare Standard (vedi testo).*

Tabella 3.2: *Sorgenti e flussi dei neutrini solari alla distanza di 1UA come da [28]. Gli errori corrispondono ad 1σ.*

sorgente	reazione	energia (MeV)	flusso (10^9 cm^{-2}s^{-1})
pp	$p+p \longrightarrow {}^2H+e^++\nu_e$	≤ 0.42	59.1 ± 0.6
^{13}N	$^{13}N \longrightarrow {}^{12}C+e^++\nu_e$	≤ 1.20	$0.618^{+0.10}_{-0.12}$
^{15}O	$^{15}O \longrightarrow {}^{15}N+e^++\nu_e$	≤ 1.73	$0.545^{+0.10}_{-0.12}$
^{8}B	$^{8}B \longrightarrow {}^{8}Be+e^++\nu_e$	≤ 15	$6.62^{+0.93}_{-1.1}\cdot 10^{-3}$
hep	$^{3}He+p \longrightarrow {}^{4}He+e^++\nu_e$	≤ 18.77	$1.21\cdot 10^{-6}$
^{17}F	$^{17}F \longrightarrow {}^{17}O+e^++\nu_e$	≤ 1.74	$6.48^{+0.97}_{-1.2}\cdot 10^{-3}$
Be^1	$^{7}Be+e^- \longrightarrow {}^{7}Li+\nu_e$	0.38(10.3%)	$0.53^{+0.03}_{-0.04}$
Be^2	$^{7}Be+e^- \longrightarrow {}^{7}Li+\nu_e$	0.86(89.7%)	$4.62^{+0.28}_{-0.32}$
pep	$p+p+e^- \longrightarrow {}^2H+\nu_e$	1.44	$0.14^{+0.01}_{-0.03}$

costruiti per descrivere la dinamica stellare, come, ad esempio, il già citato SSM. In aggiunta, come intuito da B. Pontecorvo, il Sole è una eccezionale sorgente di neutrini elettronici per lo studio di oscillazioni di neutrino su scala di 1UA. In questo caso, comunque, una profonda ed esatta conoscenza del flusso dei neutrini solari è di fondamentale importanza.
Le tecniche utilizzate per la rivelazione dei neutrini solari sono di due tipi: ad assorbimento ed a diffusione. La prima tecnica è tipica dei cosiddetti esperimenti radiochimici, in cui una grande quantità di atomi bersaglio viene esposta al flusso dei neutrini solari. In questo caso i neutrini possono essere assorbiti mediante un decadimento β inverso secondo la reazione: (Z-1,A)+$\nu_e \longrightarrow$(Z,A)+e^-. L'elemento (Z,A) è generalmente instabile e viene rivelato per mezzo di tecniche radiochimiche. Quindi, mediante il numero di elementi (Z,A) rivelati e la sezione d'urto del processo di assorbimento, è possibile misurare indirettamente il flusso di neutrini. Una importante quanto spettacolare caratteristica di questi esperimenti è l'eccezionale fattore di separazione, dell'ordine di 10^{30}, necessario a rimuovere un numero efficace di atomi (A,Z).
La seconda tecnica, invece, utilizza la diffusione di un neutrino solare su un elettrone, successivamente rivelato. Ovviamente, mentre negli esperimenti radiochimici si perde ogni informazione temporale ed energetica sugli eventi

avvenuti nel rivelatore, nel caso degli esperimenti a diffusione è possibile ottenere una informazione in tempo reale e misurare lo spettro in energia dei neutrini che interagiscono.
Per la misura del flusso dei neutrini solari è stata introdotta una particolare unità di misura detta *Solar Neutrino Unit* (SNU). In particolare, uno SNU corrisponde a 10^{-36} interazioni di neutrino per atomo bersaglio e per secondo. Fino ad Aprile del 1996 sono stati operativi quattro esperimenti per la rivelazione di neutrini solari[3]: tre esperimenti radiochimici, Homestake [31], GALLEX [32] e SAGE [33]; uno a diffusione, l'esperimento Kamiokande [34]. Di questi esperimenti solo Homestake e SAGE sono ancora operativi [4]. In breve, si può sottolineare che Homestake sfrutta la reazione ^{37}Cl(ν_e, e)^{37}Ar, la quale ha una energia di soglia di 0.814 MeV; GALLEX e SAGE utilizzano la reazione ^{71}Ga(ν_e, e)^{71}Ge con una soglia di 0.233 MeV.
Nella tabella 3.3 sono riassunti i flussi attesi e misurati dagli esperimenti indicati, noti come esperimenti di prima generazione. Gli errori sperimentali riportati sono stati calcolati sommando in quadratura l'errore statistico e sistematico. Inoltre, i risultati di GALLEX e SAGE sono stati combinati in base alle prescrizioni indicate in [35]. Nell'ultima colonna della tabella è riportato il rapporto tra valore osservato e previsto del flusso e l'errore corrisponde al 68% di C.L. (1σ). Come indicato dalla tabella 3.3 gli esperi-

Tabella 3.3: *Flusso dei neutrini atteso e misurato per gli esperimenti di prima generazione.*

esperimento	dati	teoria [28]	dati/teoria
Homestake	2.54 ± 0.21	$9.3^{+1.2}_{-1.4}$(SNU)	0.27 ± 0.03
GALLEX/SAGE	74 ± 8(SNU)	137 ± 8(SNU)	0.54 ± 0.07
Kamiokande	2.80 ± 0.30 (10^6cm^{-2}s^{-1})	$6.62^{+0.93}_{-1.12}$ (10^6cm^{-2}s^{-1})	0.42 ± 0.05

menti di prima generazione osservano un deficit nel flusso dei neutrini solari

[3]In questa trattazione non si vuole dare una descrizione degli esperimenti indicati e, pertanto, si rimanda alla bibliografia indicata.

[4]In realtà l'esperimento GALLEX al Gran Sasso è operativo con il nome di GNO. In futuro GNO sarà un rivelatore, essenzialmente analogo a GALLEX, per il monitoraggio dei neutrini solari di bassa energia.

rispetto alle previsioni. A questo deficit è stato dato il nome di *Problema dei Neutrini Solari* (PNS). La significatività statistica del PNS è stata studiata applicando il test del χ^2 [36][5] e risulta che al 99% di C.L. non vi è alcuna compatibilità tra i dati e la teoria. Questa analisi apre due possibili soluzioni al PNS. Infatti, nella ipotesi che il SSM sia corretto, allora è necessario assumere comportamenti non convenzionali per il neutrino, ad esempio, fenomeni di oscillazioni, capaci di alterare il numero di ν_e effettivamente presenti ad 1UA dalla sorgente. In questo caso si parla di soluzione Fisica al PNS. Il PNS costituirebbe, pertanto, una fondamentale evidenza di Fisica oltre il modello standard per le interazioni fondamentali. Se, al contrario, il SSM non fosse corretto, il PNS avrebbe una soluzione astrofisica. Sulla base dei dati riportati in tabella 3.3 si può affermare che la soluzione astrofisica è sfavorita. Infatti, nonostante siano stati sviluppati diversi modelli solari alternativi al SSM, non è stato possibile riprodurre i dati sperimentali.
Una semplice analisi dei dati riportati in tabella 3.3 può essere effettuata imponendo il cosiddetto vincolo di luminosità. Dalla (3.1) si può esprimere la luminosità, $L_\odot$, del Sole in termini dei flussi dei neutrini:

$$L_\odot = \sum_i \left(\frac{Q}{2} - \langle E_i \rangle\right) \phi_i, \tag{3.4}$$

dove la sommatoria è estesa a tutti i tipi di neutrino, $L_\odot$=85.31·10^{10}MeV cm$^{-2}s^{-1}$ [37], Q=26.731MeV, $\langle E_i \rangle$ e ϕ_i sono l'energia media trasportata e il flusso per il neutrino di tipo i, rispettivamente. Dalla (3.4), limitandosi a $i \in \{pp,^8B,^7Be\}$, ad esempio, si può scrivere:

$$L_\odot = \left(\frac{Q}{2} - \langle E_{pp} \rangle\right) \phi_{pp} + \left(\frac{Q}{2} - \langle E_{^8B} \rangle\right) \phi_{^8B} + \left(\frac{Q}{2} - \langle E_{^7Be} \rangle\right) \phi_{^7Be}. \tag{3.5}$$

La (3.5) consente di esprimere il flusso dei pp in funzione della luminosità e dei flussi del boro e del berillio. Ora, se si tiene conto che l'esperimento Homestake riesce ad osservare i neutrini con energia superiore a 0.814 MeV (quindi principalmente da berillio e boro), Kamiokande a 7 MeV (solo neutrini da boro) e GALLEX/SAGE a 0.233 MeV (neutrini pp, da berillio e da

[5] In questo test sono state messe a confronto le inceretezze del SSM con quelle dei risultati sperimentali per stabilire se il deficit osservato sia o no una qualche combinazione sfavorevole delle stesse incertezze.

boro), si può scrivere, indicando con S_j il rate di eventi in SNU misurato dall'esperimento j ($j \in \{Ga, Cl\}$):

$$S_{Cl} = \sigma_{Cl}^{Be}\phi_{Cl}^{Be} + \sigma_{Cl}^{B}\phi_{Cl}^{B}, \tag{3.6}$$

$$S_{Ga} = \sigma_{Ga}^{pp}\phi_{Ga}^{pp} + \sigma_{Ga}^{Be}\phi_{Ga}^{Be} + \sigma_{Ga}^{B}\phi_{Ga}^{B}, \tag{3.7}$$

mentre

$$\phi_{Kam}^{B} = (3.80 \pm 0.30) \cdot 10^6 cm^{-2}s^{-1}. \tag{3.8}$$

Nella (3.6) e nella (3.7) σ_j^i rappresentano le sezioni d'urto in 10^{-9}SNUcm^{2}s per i neutrini del tipo i e per l'esperimento j. Introducendo i valori sperimentali per S_{Ga} e S_{Cl}, ed utilizzando per $\sigma_{Ga,Cl}^{Be,B}$ i valori riportati in [35], si può esprimere ϕ_{Be} in funzione di ϕ_B. Il risultato di questo calcolo è riportato in [35] e qui è stato riprodotto in figura 3.5. Dalla figura 3.5 risulta che il flusso dei neutrini da berillio, assunto corretto il flusso osservato da Kamiokande, è estremamente ridotto rispetto alle previsioni del SSM; e, nonostante la relazione (3.5) sia solo una prima approssimazione del vincolo di luminosità[6], essa evidenzia, quando si tiene conto che in GALLEX(SAGE) il flusso dei neutrini pp e pep è ∼74 SNU [35], un risultato fondamentale: la consistenza degli esperimenti di prima generazione indica che il flusso dei neutrini intermedi (sostanzialmente quelli da berillio) è molto ridotto.
Dal 1996 è operativo un nuovo esperimento a diffusione per lo studio dei neutrini solari: SuperKamiokande. SuperKamiokande è sostanzialmente una versione ingrandita di Kamiokande (cioè un rivelatore Cherenkov ad acqua), che utilizza una massa fiduciale di acqua ultrapura pari a 22.5 kton. L'esperimento SuperKamiokande [38], che appartiene alla cosiddetta seconda generazione di esperimenti per neutrini solari, ha osservato un flusso consistente con quello misurato da Kamiokande [$(3.44^{+0.10}_{-0.09})\cdot 10^6$cm^{-2}s] [38] , confermando il deficit dei neutrini intermedi.

3.1.2 Interpretazione del deficit dei neutrini solari

Una possibile spiegazione al deficit dei neutrini solari deriva dalla ipotesi di oscillazioni di neutrino. In presenza di oscillazioni, come ricordato nel precedente capitolo, i neutrini elettronici prodotti nel Sole verrebbero convertiti in neutrini di un secondo sapore durante il loro viaggio verso Terra.

[6]In [35] si prende anche in considerazione il rapporto tra neutrini pep(N) e pp(O). Questo rapporto è indipendente dal modello solare e pertanto deve essere incluso in una analisi più generale.

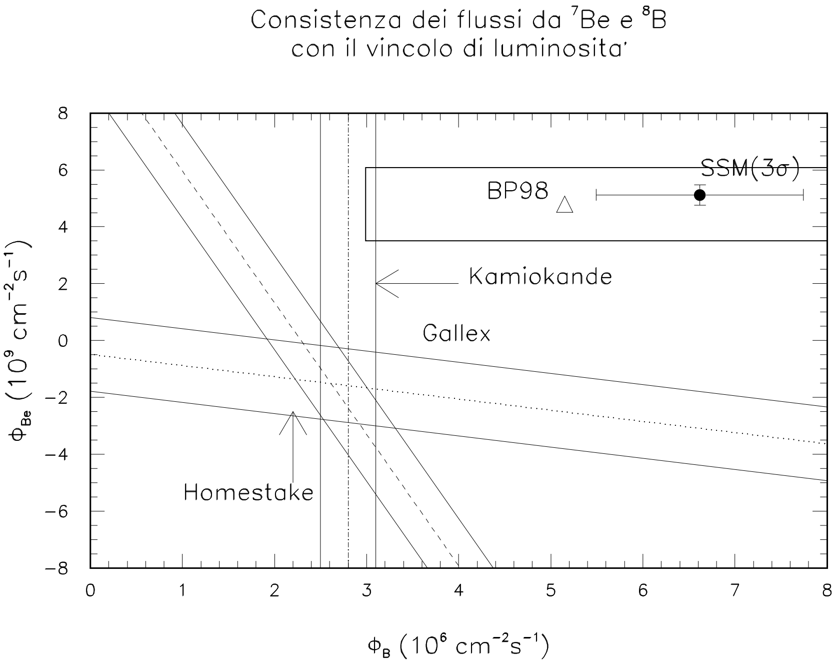


Figura 3.5: *Consistenza del flusso dei neutrini da ^7Be e da ^8B con il vincolo di luminosità (vedi testo). Le linee in tratteggio (solide) corrispondono ai valori sperimentali ($\pm 1\sigma$) riportati in tabella 3.3. Il valore previsto dal SSM è mostrato in base ai valori indicati in tabella 3.2. Il rettangolo rappresenta l'area al 99% C.L. per il valore del SSM aggiornato come riportato in [29]. Il valore teorico del nuovo SSM è indicato con un triangolo vuoto.*

Di conseguenza il flusso di neutrini solari misurato sarebbe inferiore a quello previsto dal SSM. Sotto questa ipotesi esistono due possibili soluzioni. Nella prima si assume che $\delta m^2 \leq 10^{-9}\mathrm{eV}^2$ (vedi paragrafo 2.2 per una definizione di δm^2) e si parla di oscillazioni "just-so" [39]. Per le oscillazioni "just-so" la lunghezza di oscillazione è dello stesso ordine di grandezza della distanza Terra-Sole e la probabilità di oscillazione è data dalla (2.22). Nella seconda, invece, si assume $\delta m^2 \geq 10^{-8}$ eV^2. In questo caso l'effetto delle oscillazioni nella materia, introdotto nel precedente capitolo, diviene predominante e si parla di soluzione MSW.
In presenza di oscillazioni il flusso totale nell'unità di tempo dei neutrini provenienti dal Sole, misurato mediante una reazione ad assorbimento, ad esempio, si scrive:

$$R = \sum_i \phi_i \int dE_\nu \lambda_i \left(E_\nu\right) \sigma \left(E_\nu\right) \langle P \left(E_\nu\right) \rangle_i, \tag{3.9}$$

dove $P\left(E_\nu\right)$ è la probabilità di sopravvivenza che un neutrino elettronico prodotto nel Sole venga rivelato sulla Terra con lo stesso sapore, σ è la sezione d'urto del particolare processo di rivelazione considerato , ϕ_i è il flusso della i-esima sorgente di neutrini e λ_i è lo spettro in energia della stessa sorgente. Il simbolo $\langle ... \rangle_i$ indica la media sulla zona di produzione della i-esima sorgente. Infatti, in base al SSM le diverse sorgenti di neutrini sono prodotte in regioni che hanno diversa estensione all'interno del Sole, ma in ogni caso non oltre $R/R_\odot \simeq 0.4$, dove $R_\odot$=6.96·10^8 m è il raggio solare. In figura 3.6 sono riprodotte le funzioni di distribuzione che indicano la frazione di neutrini prodotti tra r ed $r + dr$, dove $r = R/R_\odot$. Queste funzioni sono tabultate in [28]. Nel caso in cui la rivelazione dei neutrini avviene mediante diffusione neutrino-elettrone, la sezione d'urto in (3.9) viene calcolata facendo riferimento alla (2.41). In particolare, si scrive:

$$\sigma \left(E_\nu\right) = \int_0^{T_{max}(E_\nu)} dTW \left(T\right) \frac{d\sigma^{weak}}{dT}, \tag{3.10}$$

dove T è l'energia cinetica dell'elettrone diffuso e $d\sigma^{weak}/dT$ è data dalla (2.41) mentre

$$W\left(T\right) = \frac{1}{2}\left[Erf\left(\frac{T_2 - T}{\sqrt{2}\sigma_T}\right) - Erf\left(\frac{T_1 - T}{\sqrt{2}\sigma_T}\right)\right]. \tag{3.11}$$

In (3.10) T_{max} corrisponde alla massima energia cinetica dell'elettrone diffuso (vedi (2.46)). La funzione $W\left(T\right)$ tiene conto della risoluzione energetica del

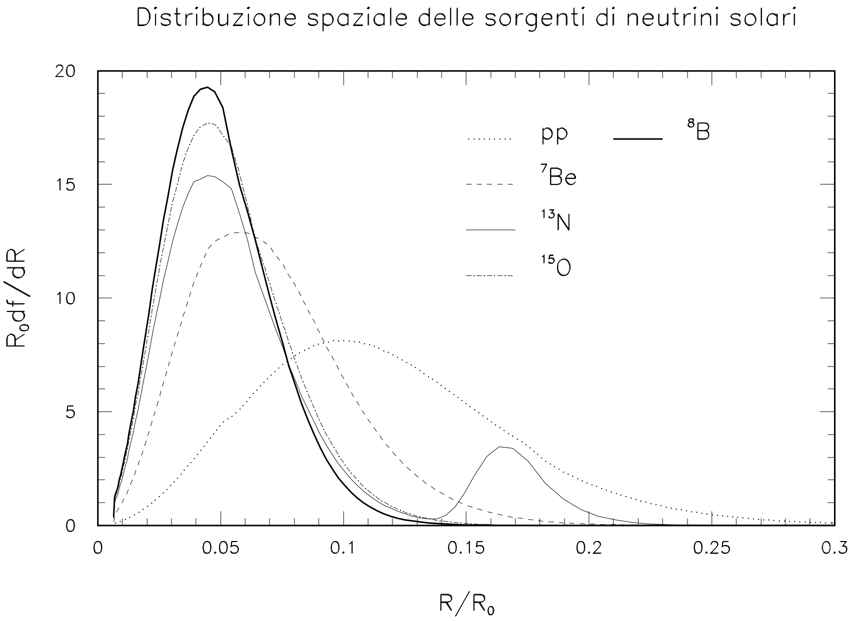


Figura 3.6: *Distribuzione spaziale della produzione di neutrini solari [28].*

rivelatore considerato. Infatti, assumendo una risoluzione energetica gaussiana di deviazione standard σ_T, la sezione d'urto differenziale per il processo di diffusione elastica si scrive:

$$\frac{d\widehat{\sigma}^{weak}}{dT}(E_\nu, T') = \int_0^{T_{\max}} dT\, \frac{d\sigma^{weak}}{dT}(E_\nu, T) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_T} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{T'-T}{\sigma_T}\right)^2\right] , \tag{3.12}$$

dove, in questo caso, T è la reale energia cinetica dell'elettrone diffuso, mentre T' è l'energia misurata. La (3.12) rappresenta la sezione d'urto differenziale convoluta sulla funzione di risoluzione in energia del rivelatore. Considerando la (3.12), il numero di eventi osservati da un rivelatore a diffusione nella finestra energetica [T_1, T_2] è dato da:

$$R = \sum_i \phi_i \int_{T_1}^{T_2} dT' \int dE_\nu \lambda_i\left(E_\nu\right) \frac{d\widehat{\sigma}^{weak}}{dT}(E_\nu, T'), \tag{3.13}$$

dove $i \in$ {pp, ^{13}N, ^{15}O, ^{8}B, ^{7}Be(0.38), ^{7}Be(0.86), pep}. Nella (3.13), variando l'ordine di integrazione, è possibile isolare l'integrale in dT', cioè sulla energia cinetica misurata, in modo che:

$$W\left(T\right) = \int_{T_1}^{T_2} dT' \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_T} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{T'-T}{\sigma_T}\right)^2\right]. \tag{3.14}$$

Questo integrale può essere calcolato tenuto conto che:

$$Erf\left(x\right) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x e^{-t^2/2} dt \tag{3.15}$$

La (3.14) è dunque equivalente alla (3.11). L'utilizzo di questa formula rende l'elaborazione dei calcoli più veloce. E' doveroso, inoltre, ricordare che nella implementazione della formula (3.10) si è considerato il vincolo cinematico espresso dalla (2.47).
La probabilità di oscillazione $P\left(E_\nu\right)$ dipende dal punto di produzione del neutrino nel Sole. Pertanto, questa probabilità deve essere mediata sulle funzioni riportate in figura 3.6. In particolare, per la sorgente i-esima risulta che:

$$\left\langle P\left(E_\nu\right)\right\rangle_i = \int_V d^3\mathbf{x} P\left(E_\nu\right) f_i\left(\mathbf{x}\right). \tag{3.16}$$

In base alla (3.9), il calcolo del numero di eventi si riduce al calcolo della (3.16). In particolare, tenuto conto che le funzioni $f_i(\mathbf{x})$ includono un fattore $4\pi\mathbf{x^2}$, risulta che:

$$\langle P(E_\nu)\rangle_i = \frac{1}{2}\int dx f_i(\mathbf{x}) +$$
$$+\frac{1}{2}\cos 2\theta \int dx f_i(\mathbf{x})\cos 2\theta_m - \frac{1}{2}\cos 2\theta \int dx f_i(\mathbf{x})\cos 2\theta_m \int_{-1}^{+1} dz P_c(\mathbf{x}, z)\,, \tag{3.17}$$

dove θ è l'angolo di mixing nel vuoto, θ_m è l'angolo di mixing nella materia, P_c è la probabilità di transizione definita nella (2.33) e $z = \cos\beta$, essendo β la latitudine del punto di produzione del neutrino nel Sole.
Nel caso in cui il fenomeno di oscillazione nella materia sia dominante è opportuno introdurre il concetto di "guscio di risonanza". Come accennato nel primo capitolo, per un neutrino che si propaga nella materia è possibile che la condizione di risonanza (2.31) sia verificata, cioè:

$$2\sqrt{2}G_F N_e(\mathbf{x}_R) E_\nu = \delta m^2 \cos 2\theta, \tag{3.18}$$

dove $N_e(\mathbf{x})$ è la densità elettronica nel Sole e, in particolare, $N_e(\mathbf{x}_R)$ è il valore della densità elettronica quando è verificata la (3.18). La densità elettronica nel Sole è una funzione monotòna decrescente ed è tabulata in [28]. Questo implica che la (3.18), per (δm^2, $\sin^2 2\theta$) e E_ν fissati, definisce una superficie sferica, alla quale si dà il nome appunto di "guscio di risonanza". Un neutrino può essere prodotto all'interno o all'esterno del guscio. Nel primo caso il neutrino attraverserà la zona di risonanza e la funzione $P(E_\nu)$ è data dalla (2.32). Nel secondo caso il neutrino, che si muove in direzione della Terra, non attraverserà la risonanza se prodotto dalla parte del Sole che guarda la Terra; attraverserà la risonanza due volte nel caso contrario. Nella prima ipotesi la propagazione è adiabatica e la $P(E_\nu)$ è data dalla (2.30); nella seconda ipotesi la stessa probabilità è data dalla (2.32) con la sostituzione [16]: $P_c \longrightarrow 2P_c(1-P_c)$. La probabilità di conversione è definita nella (2.33), in cui la funzione F è data da [16]:

$$F = 1 - \tan^2\theta, \tag{3.19}$$

poiché il profilo della densità elettronica è quasi esponenziale. Come ricordato nel capitolo primo, l'utilizzo della formula (2.30) è subordinato alla ipotesi di propagazione incoerente. Per quanto riguarda i neutrini solari, nel caso di oscillazioni nella materia, questa ipotesi è sempre verificata [10].

Le formule riportate costituiscono gli strumenti base per l'analisi dei dati. L'analisi statistica è piuttosto delicata ed ha lo scopo di confrontare, utilizzando l'indicatore statistico del χ^2, le previsioni teoriche, incluse le rispettive incertezze, con i dati sperimentali.
I quattro esperimenti sui neutrini solari forniscono indicazioni sulla misura del rate (Homestake, GALLEX, SAGE e SuperKamiokande), sullo spettro dei neutrini da boro e sulla dipendenza del rate dall'angolo tra la posizione del Sole e lo zenith del rivelatore [7] (SuperKamiokande).
Come sottolineato in precedenza, dalla analisi dei rates misurati sembrerebbe che lo spettro in energia dei ν_e dal Sole sia distorto, cioè che il flusso ad 1 UA dipenda dall'energia del neutrino. Inoltre, nella ipotesi di oscillazioni MSW, ci si aspetterebbe una riconversione di ν_e durante le ore notturne, cioè una asimmetria giorno-notte (dipendenza del rate dall'angolo di zenith). L'esperimento SuperKamiokande [38], dopo i primi 504 giorni di presa dati, ha stimato questa asimmetria come:

$$A = \frac{G - N}{G + N} = -0.023 \pm 0.024(1\sigma). \tag{3.20}$$

Sebbene la differenza indicata in (3.20) non sia statisticamente significativa, essa è nella giusta direzione: cioè, indica che il Sole è apparentemente più brillante in numero di neutrini durante le ore notturne.
Un'ultima informazione sperimentale deriva dalla analisi dello spettro degli elettroni diffusi in SuperKamiokande. In base allo scenario standard questo spettro dovrebbe riprodurre quello dei neutrini da boro, il quale sostanzialmente non dipende dal modello solare. Pertanto, una deviazione dello spettro degli elettroni diffusi dalla forma prevista indicherebbe la presenza di fenomeni non convenzionali per il neutrino.
Tutte queste informazioni sono state esaminate [40] allo scopo di individuare i valori dei parametri di oscillazione. Per completezza di seguito sono riportate le figure conclusive della analisi svolta in [40], dove si è tenuto conto dei nuovi dati sul SSM e dei risultati sperimentali indicati sopra. In [40] la soluzione MSW nello spazio dei parametri è stata fornita anche per oscillazioni in neutrino sterile, cioè non soggetto ad interazioni elettrodeboli. In figura 3.7 ed in figura 3.8 viene mostrata la soluzione MSW nel caso di neutrino attivo e sterile, rispettivamente. Infine, nella figura 3.9 è mostrata la regione

[7] Questo effetto, detto anche di rigenerazione, essenzialmente stabilisce che il rate osservato di neutrini solari dipende dalla traiettoria seguita dagli stessi all'interno della Terra. Ovviamente, questo dipende dalla posizione relativa Sole-rivelatore.

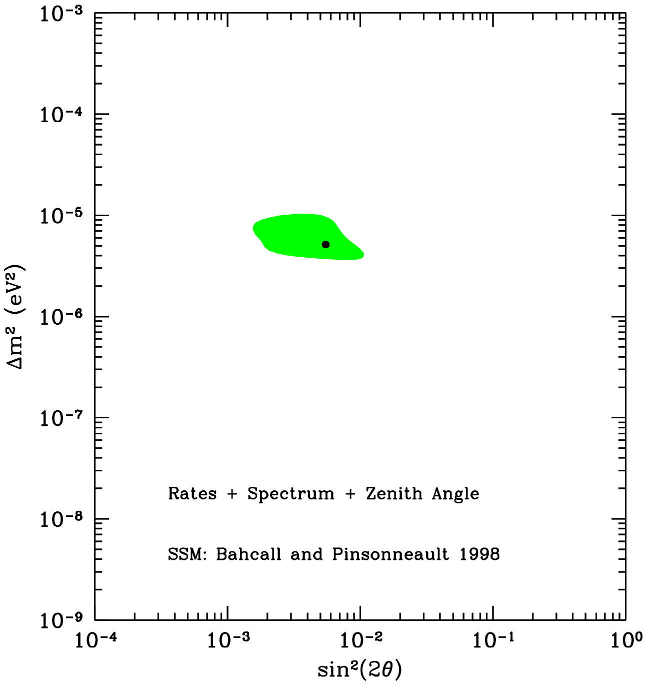


Figura 3.7: *La figura mostra la regione MSW al 99% di C.L., che è consistente con le osservazioni dei rates riportate da Homestake, GALLEX, SAGE e SuperKamiokande, e con lo spettro degli elettroni diffusi e del rate in funzione dell'angolo di zenith misurato in SuperKamiokande. L'analisi si riferisce a due generazioni di neutrini.*

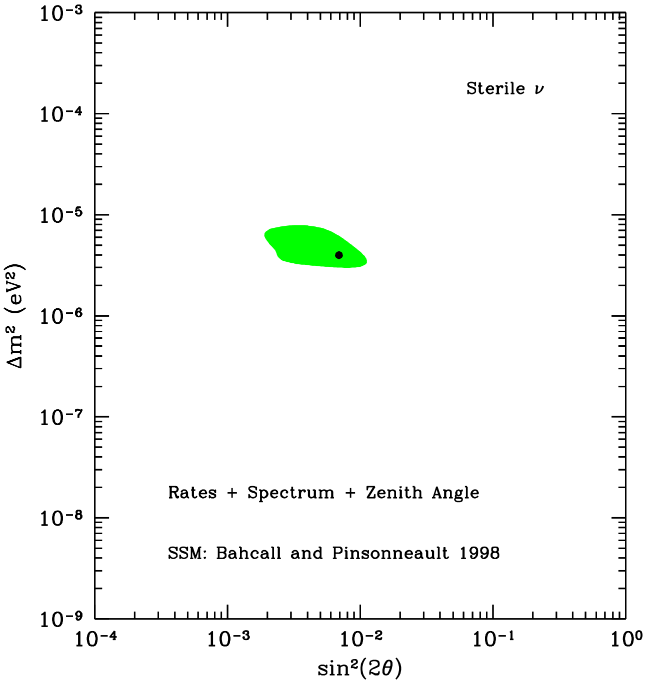


Figura 3.8: *La figura mostra la regione MSW al 99% di C.L., che è consistente con l'ipotesi di oscillazione in un neutrino sterile. Per questa figura valgono le stesse considerazioni svolte per la figura 3.7.*

permessa al 99% di C.L. nel caso di oscillazioni nel vuoto. Nella tabella 3.4 sono riassunti i punti di *best-fit* in base ai risultati pubblicati in [40].

Tabella 3.4: *In questa tabella sono riportate le soluzione per oscillazioni MSW e oscillazioni nel vuoto (VO) in base all'analisi svolta, considerando solo i dati relativi ai rates, in [40] nello spazio dei parametri (δm^2, $\sin 2\theta$) .*

ν	MSW-SMA	MSW-LMA	VO
att.	$5.4{\cdot}10^{-6}$ eV^2	$1.8{\cdot}10^{-5}$ eV^2	$8.0{\cdot}10^{-11}$ eV^2
	$6.0{\cdot}10^{-3}$	0.76	0.75
ste.	$4.3{\cdot}10^{-6}$ eV^2		
	$6.9{\cdot}10^{-3}$		

Come si evince dal confronto tra la tabella 3.4 e le figure 3.7 e 3.8, nella analisi globale la soluzione MSW-LMA è sfavorita rispetto a quella MSW-SMA.

3.1.3 Informazioni attese dai nuovi esperimenti

Nuovi esperimenti sono in fase di costruzione per migliorare i risultati attuali sui neutrini solari. Tra questi si ricordano in particolare BOREXINO[8] [41, 42] e SNO [43]. In realtà anche SuperKamiokande appartiene alla seconda generazione di esperimenti nonostante abbia già raccolto più di 500 giorni di dati.
In SNO (rivelatore Cherenkov con D_2O), ad esempio, sarà possibile misurare il rapporto tra eventi di corrente carica (ν_e+d $\longrightarrow$ p+p+e$^-$) e di corrente neutra ($\nu_{e,\mu,\tau}$+d $\longrightarrow$ p+n+$\nu_{e,\mu,\tau}$). La misura di questo rapporto è una osservabile indipendente dal flusso di neutrini solari e di conseguenza di fondamentale importanza per studiare la conversione di neutrini elettronici in altri sapori. Inoltre, come ricordato, gli spettri degli elettroni diffusi se deformati rispetto allo scenario convenzionale, fornirebbero una schiacciante prova della esistenza di una nuova Fisica. Questi spettri sono misurabili in tutti gli esperimenti di nuova generazione. Infine, una importante identificazione del processo di oscillazione potrebbe venire dallo studio di modulazioni stagionali del flusso di neutrini solari. Infatti, poiché l'orbita terrestre è leg-

[8]Di BOREXINO si discuterà ampiamente nel seguito del capitolo.

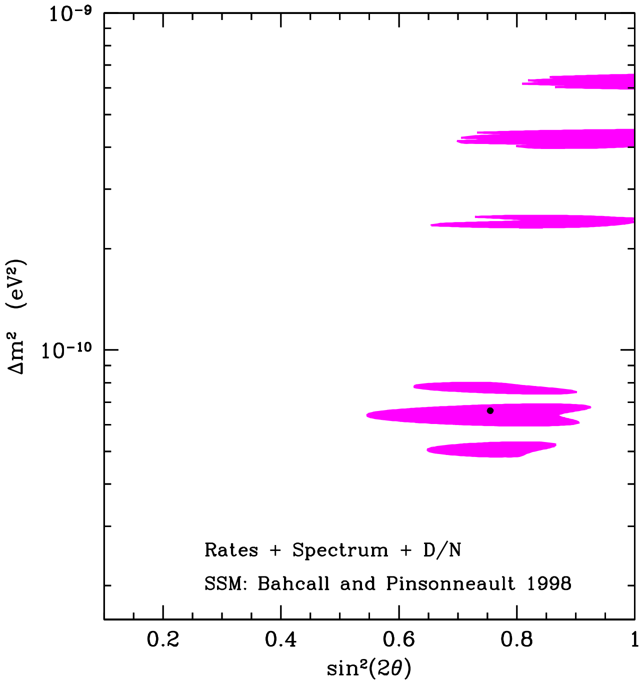


Figura 3.9: *La figura mostra la regione nello spazio dei parametri di oscillazione per due generazioni di neutrini al 99% di C.L., consistente con l'ipotesi di oscillazioni nel vuoto.*

germente eccentrica, la distanza Terra-Sole non è costante. Se il fenomeno delle oscillazioni nel vuoto è in atto, il segnale dei neutrini solari avrebbe una peculiare dipendenza temporale [44]. I nuovi esperimenti hanno la capacità di raccogliere migliaia di eventi all'anno e, quindi, potrebbero studiare significativamente questo tipo di correlazione.
La nuova generazione di esperimenti, dunque, non focalizzerà le proprie potenzialità solo sulla misura del rate, ma cercherà di misurare parametri indipendenti dal modello solare e di evidenziare la dipendenza della probabilità di sopravvivenza dalla energia del neutrino e dalla distanza sorgente-rivelatore.

3.2 BOREXINO

BOREXINO è un rivelatore progettato per lo studio dei neutrini solari da ^{7}Be mediante diffusione elastica di neutrini su elettroni ed è attualmente in costruzione nella Sala C del Laboratorio sotterraneo del Gran Sasso.
Un rivelatore progettato per lo studio di eventi rari come BOREXINO deve essere innanzitutto dotato di una "grande" massa fiduciale e di un basso fondo. Una massa fiduciale dell'ordine di qualche centinaio di tonnellate, efficace per la rivelazione di eventi da neutrino di energia < 1 MeV, può essere realizzata facilmente in acqua o in scintillatore organico. In entrambi i casi le principali sorgenti di fondo al segnale da studiare provengono dalla presenza di contaminanti radioattivi delle catene naturali di ^{238}U, ^{232}Th e dal ^{40}K. Infatti, gli eventi da neutrino in BOREXINO (rivelazione per diffusione elastica neutrino-elettrone) coinvolgono un singolo elettrone per energie $\leq$1 MeV. Di conseguenza, ogni evento che produce elettroni o fotoni (decadimenti radioattivi β, ad esempio) potrebbe essere rivelato come un evento da neutrino. E' opportuno, dunque, amplificare le potenzialità dell'apparato sperimentale affinché ci siano sufficienti segnature di eventi di fondo.
Per ottenere un rivelatore a basso fondo è stato scelto, come parte attiva di BOREXINO, uno scintillatore organico (pseudocumene [9], C_9H_{12}), il quale ha il vantaggio di presentare una bassa contaminazione di ^{14}C [10] e, ad un tempo, è chimicamente purificabile dai contaminanti radioattivi a livelli migliori di quanto si possa ottenere per l'acqua. In aggiunta, un rivelatore a scintillatore

[9] La densità dello pseudocumene è pari a $\sim$0.875 g/cm^3.

[10] Si vedrà di seguito che la contaminazione del ^{14}C nello scintillatore definisce la soglia minima di rivelazione.

consente di fissare una soglia per l'energia dell'elettrone diffuso minore di quella che si può fissare con un rivelatore Cherenkov ad acqua. Questo è di primaria importanza per lo studio dei neutrini solari di bassa energia.
In BOREXINO il fondo nella massa fiduciale si distingue in *interno*, cioè dovuto alla presenza di U, Th e K nello scintillatore, ed in *esterno*. Il fondo esterno è originato dai materiali dell'apparato, dalla roccia del Laboratorio e dai raggi cosmici, ed è dovuto essenzialmente ai γ, che viaggiano verso la massa fiduciale.
Nella fase di progettazione di BOREXINO la scelta delle dimensioni per la struttura sperimentale e della radiopurezza dei materiali utilizzati è stata eseguita in modo che il fondo nella massa fiduciale sia ridotto a quello dovuto alla concentrazione dei contaminanti dello scintillatore, appunto al fondo interno. Dunque, BOREXINO è costituito da diversi strati protettivi, i quali producono un fondo gamma inferiore a quello prodotto dagli strati ad essi più esterni.
In BOREXINO la rivelazione della luce di scintillazione è affidata ad un sistema di 2400 fotomoltiplicatori (PMTs). Il fondo prodotto da questi sensori di luce è l'unica eccezione alla regola indicata sopra. Pertanto, il fondo dei fotomoltiplicatori ($\sim$1Bq/PMT) domina il fondo esterno, data la loro posizione rispetto allo scintillatore.
Il rivelatore BOREXINO è riprodotto in figura 3.11. Il serbatoio esterno in acciaio inossidabile costituisce il primo strato protettivo contro γ e neutroni provenienti dalla roccia. Uno spessore di 2 m di acqua ultrapura riduce l'attività dei γ di circa 2.6 MeV del ^{232}Th (10^{10} eventi/giorno) di un fattore 10^4. Inoltre, poiché nella parte bassa del rivelatore è presente solo 1 m di acqua, per assicurare la stessa protezione è stato posto sotto il serbatoio un ulteriore strato protettivo in acciaio di 14 cm. Una sfera in acciaio inossidabile (SSS, da *Staineless Steel Sphere*) contiene pseudocumene e costituisce il supporto per il sistema di fotomoltiplicatori. A livello della SSS il fondo gamma dei fotomoltiplicatori è maggiore di quello prodotto dalle rocce, dal serbatoio e dall'acqua di un fattore 10. All'interno della SSS è installato un *vessel* in nylon per contenere lo scintillatore. Questo pallone è protetto dalla radioattività esterna dei fotomoltiplicatori e della SSS da uno spessore di 2.6 m di pseudocumene (buffer). Lo pseudocumene del buffer è privo di fluori e quindi non produce luce; al contrario, lo scintillatore contenuto nel vessel è composto da pseudocumene (solvente) e PPO (soluto, 1.5 g/l). Il PC assorbe l'energia depositata dall'evento di neutrino o di fondo e la trasferisce al PPO, il quale emette luce di scintillazione. All'interno del vessel si sceglie

un volume fiduciale (FV, da *Fiducial Volume*) di 3 m. In questo modo il FV è protetto da un ultimo strato di 1.25 m di PC.
In BOREXINO il problema più importante è la contaminazione dello scintillatore. Questa è stata studiata sviluppando un prototipo del rivelatore, il *Counting Test Facility* [45]. Il Counting Test Facility (CTF) ha avuto lo scopo di dimostrare che lo scintillatore può essere purificato a livello di $\sim 10^{-16}$g(U,Th)/g e di misurare la concentrazione di ^{14}C. Attualmente, il CTF è l'apparato sperimentale più sensibile per misure di contaminazione di nuclidi radioattivi in scintillatori liquidi. Il CTF è sostanzialmente uno spettrometro di circa 4 tonnellate di scintillatore e utilizza un sistema di 100 fotomoltiplicatori per la misura della attività α, β e γ prodotta dai nuclidi radioattivi. Una dettagliata descrizione delle tecniche usate per la riduzione dei dati è riassunta in [45]. Per completezza nella tabella 3.5 sono riportati i risultati delle misure di contaminazione per lo scintillatore eseguite con il CTF [45].

Tabella 3.5: *Livelli di radiopurezza misurati per lo scintillatore di BOREXINO dal Counting Test Facility.*

^{238}U(g/g)	$(3.5\pm1.3)\cdot10^{-16}$
^{232}Th(g/g)	$4.4^{+1.5}_{-1.2}\cdot10^{-16}$
$^{14}C/^{12}C$	$(1.94\pm0.09)\cdot10^{-18}$

I livelli di radiopurezza di BOREXINO, in base alle specifiche di progetto, sono riassunti in tabella 3.6.

Tabella 3.6: *Livelli di radiopurezza in BOREXINO.*

H_2O	$\sim10^{-10}$	U, Th
SSS	$\sim10^{-9}$	U, Th
Fotomoltip.	$\sim10^{-10}$	U, Th
Buffer	$\sim10^{-14}$	U, Th
Vessel	$\sim10^{-12}$	U, Th
Scintillatore	$\sim10^{-16}(10^{-18})$	U, Th($^{14}C/^{12}C$)

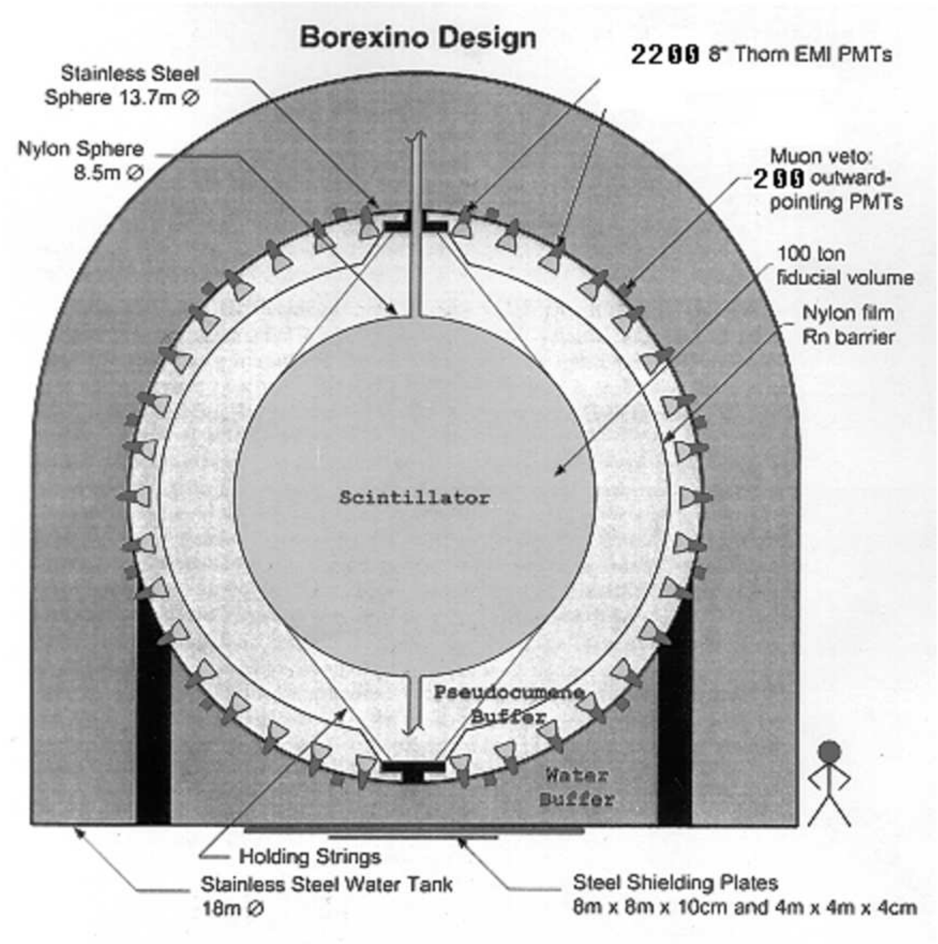


Figura 3.10: *La figura mostra il rivelatore BOREXINO.*

L'alto grado di radiopurezza richiesto in BOREXINO viene raggiunto e mantenuto equipaggiando il rivelatore con un certo numero di sistemi satellite. In particolare, BOREXINO sarà dotato di un impianto di purificazione per lo scintillatore e di uno indipendente per l'acqua, di una camera pulita per accedere all'interno del serbatoio durante la costruzione della SSS e la fase di montaggio dei fotomoltiplicatori. Gli impianti di purificazione sono descritti in [45] ed entrambi prevedono un largo uso di azoto per la rimozione di radon. E' previsto, infine, un sistema di stoccaggio e di riempimento per lo scintillatore, il quale è opportunemente studiato per ridurre infiltrazioni di radon e polvere.

3.2.1 Neutrini solari in BOREXINO

In questo paragrafo sono riassunti i risultati dei calcoli per i rates dei neutrini solari in BOREXINO. Si assume un FV di 100 tonnellate. In questo volume il rate della sorgente *i*-esima nella finestra [T_1, T_2] è calcolato utilizzando la formula (3.13). Nei calcoli svolti si è assunto che $\sin^2\theta_W$=0.2315 [46]. Inoltre, il numero di bersagli (elettroni) è valutato come $3.3{\cdot}10^{31}$. I flussi dei neutrini solari considerati sono quelli riportati in tabella 3.2 e gli spettri sono calcolati in base alle formule (3.2) e (3.3). Per le sorgenti monoenergetiche [cioè, ^{7}Be(0.38), ^{7}Be(0.86), pep] lo spettro è semplicemente $\lambda_i(E_\nu) = \delta(E_\nu - E_i)$, dove δ è la delta di Dirac e $E_i = 0.38,\ 0.86,\ 1.44$ MeV rispettivamente. Per la definizione della risoluzione energetica di BOREXINO si è considerato il numero di fotoelettroni (p.e.) per unità di energia depositata. In particolare, si può scrivere che *np.e.*=a·T, dove *np.e.* è il numero di p.e., mentre T è l'energia cinetica dell'elettrone diffuso. La costante a rappresenta il numero di p.e./MeV. Dal momento che *np.e.* ha una incertezza poissoniana, risulta che:

$$\frac{\sigma_T}{T} = \frac{1}{\sqrt{aT}}. \tag{3.21}$$

Nel CTF si è misurato $a = 300 \pm 30$, mentre in BOREXINO le simulazioni MonteCarlo lasciano prevedere un valore di circa 430. Questo indica che in BOREXINO la risoluzione energetica è pari a circa il 4.8% ad 1 MeV. La sezione d'urto differenziale in (2.41) può essere generalizzata per includere le correzioni radiative come riportato in [47]. La figura 3.11 [11] è il risultato

[11] Questa figura, come le tabelle riportate di seguito, sono state elaborate da A. Ianni e D. Montanino [48].

dei calcoli indicati e mostra lo spettro degli elettroni diffusi in SNU/MeV valutato utilizzando il valore di a=430 p.e./MeV. L'effetto della risoluzione finita dell'apparato è evidente e consiste nel modificare la brusca discontinuità indotta dalla linea del ^{7}Be(0.86).
Per quanto riguarda il valore di soglia, T_1, è doveroso sottolineare quanto segue. In BOREXINO la soglia minima di rivelazione è fissata dalla contaminazione di ^{14}C nello scintillatore. Infatti, il ^{14}C decade β con una energia massima di 0.156 MeV. A causa della finita risoluzione energetica del rivelatore, un certo numero di eventi viene rivelato ad energie superiori a 0.156 MeV. In BOREXINO questi eventi di decadimento β non possono essere discriminati da quelli di neutrino. Pertanto, è opportuno valutare il fondo indotto dal ^{14}C nel FV. Per fare questo si può scrivere lo spettro in energia dell'elettrone emesso durante il decadimento β come:

$$\lambda_{^{14}C}\left(E_\beta\right) = 2\pi Z\alpha A\left(T+m_e\right)^2\left(Q-T\right)^2\frac{1}{1-e^{-x}}\ , \tag{3.22}$$

dove Z è il numero atomico del ^{14}C, α=1/137, m_e la massa dell'elettrone, A un fattore di normalizzazione, Q=0.156 MeV e

$$x = 2\pi Z\alpha\frac{T+m_e}{\sqrt{\left(T+m_e\right)^2-m_e^2}}\ . \tag{3.23}$$

Lo spettro in (3.22) deve essere convoluto con una funzione di risoluzione, ad esempio, gaussiana. A questo punto, lo spettro convoluto viene normalizzato utilizzando il rapporto ^{14}C/^{12}C misurato (vedi tabella 3.5). In particolare, per ^{14}C/^{12}C=$2\cdot10^{-18}$ l'attività del ^{14}C attesa nel FV di BOREXINO è $\sim$35 Bq. Integrando lo spettro finale ottenuto, si scopre che un valore di T_1 pari a 0.25 MeV consente di trascurare completamente gli eventi da ^{14}C. Per questo motivo, nei calcoli dei rates per i neutrini solari si è posto T_1=0.25 MeV. Per completezza in figura 3.12 è mostrato lo spettro β del ^{14}C, calcolato in base alla formula (3.22) e includendo uno *shape factor* lineare [49] con coefficiente pari a 0.4.
Nelle tabelle 3.7, 3.8 e 3.9 [12] sono riportati i rates in SNU [13] per diversi scenari e intervalli energetici. Il rate totale in una data finestra energetica è semplicemente la somma dei rates parziali. Questo rate totale è riportato

[12] Gli asterischi indicano che nei calcoli si è tenuto conto delle correzioni radiative.

[13] Per una massa fiduciale di 100 tonnellate di pseudocumene il fattore di conversione da SNU ad eventi/giorno è pari a 2.8512.

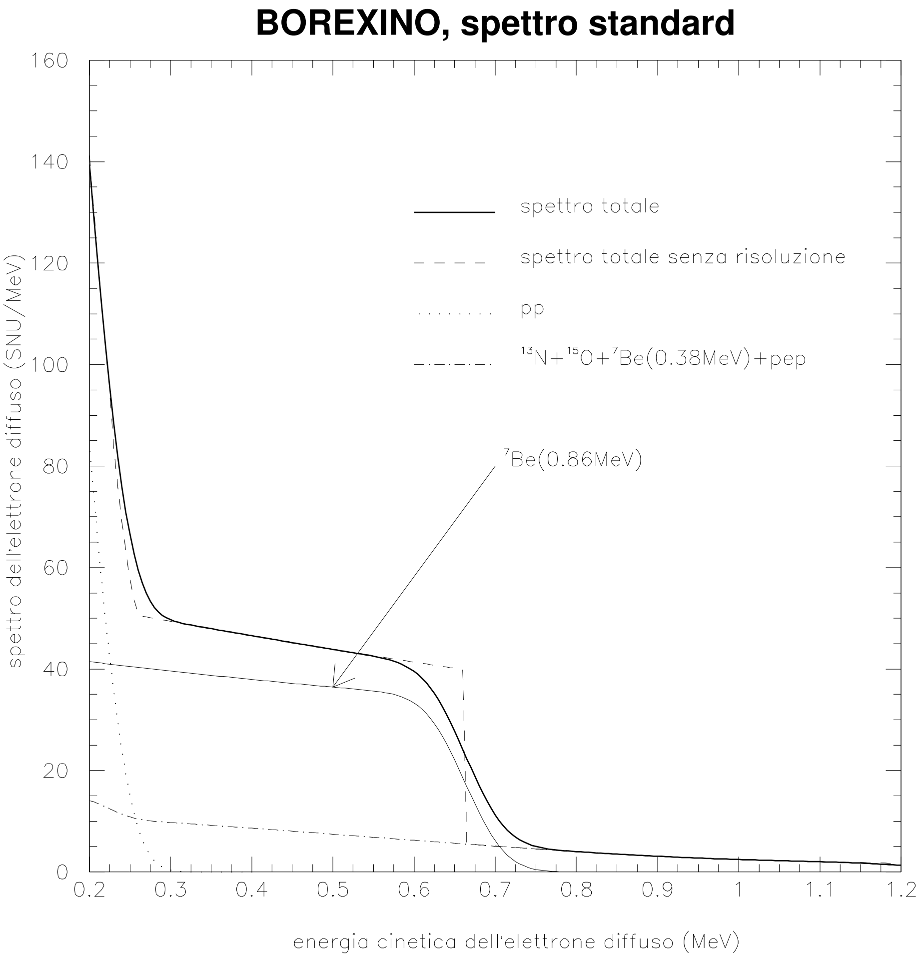


Figura 3.11: *Spettro degli elettroni diffusi dai neutrini solari in BOREXINO. In figura è mostrato lo spettro senza la risoluzione in energia e con l'effetto della risoluzione. Per il calcolo dei rates si è fatto uso dei flussi riportati in [28].*

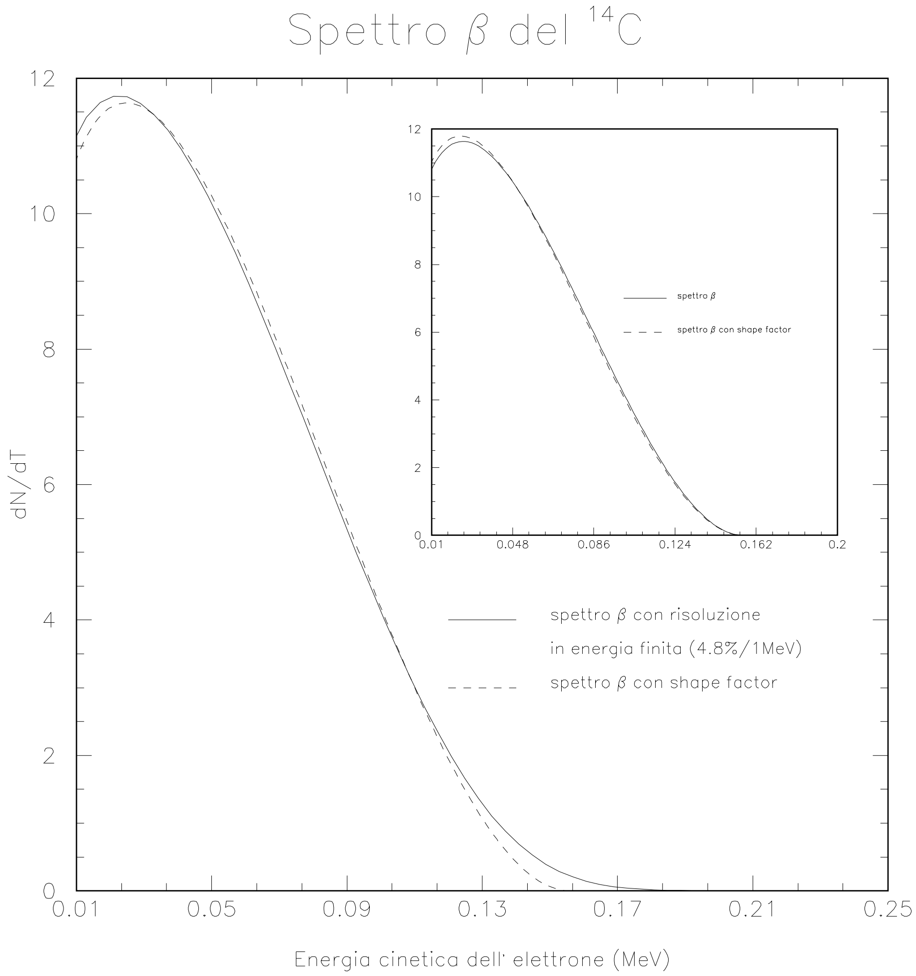


Figura 3.12: *Spettro β del ^{14}C. Nel riquadro in alto a destra è mostrato lo spettro con e senza il contributo dello shape factor. Nella figura grande è mostrato lo spettro con lo shape factor includendo anche la risoluzione energetica del rivelatore. Tutti gli spettri sono normalizzati ad 1.*

nell'ultima riga di ciascuna tabella. Come si può notare la differenza tra il caso con le correzioni radiative e senza è dell'ordine del 3% circa. Ciò indica che in un esperimento di alta precisione, come BOREXINO, questa differenza deve essere opportunemente valutata. Nelle stesse tabelle sono riportati i rates in caso di oscillazioni MSW per valori rappresentativi delle soluzioni SMA ($\delta m^2 = 5.21 \cdot 10^{-6}$ eV^2, $\sin 2\theta = 8.06 \cdot 10^{-3}$) e LMA ($\delta m^2 = 1.45 \cdot 10^{-5}$ eV^2, $\sin 2\theta = 0.64$), rispettivamente [50]. In particolare, in presenza di oscillazioni il rate parziale R_i si scrive:

$$R_i = \Phi_i \int_{T_1}^{T_2} dT' \int dE_\nu \, \lambda_i(E_\nu) \left[\frac{d\widehat{\sigma}_e^{weak}}{dT'}(E_\nu, T') P_i(E_\nu) + \frac{d\widehat{\sigma}_x^{weak}}{dT'}(E_\nu, T') \left(1 - P_i(E_\nu)\right) \right], \tag{3.24}$$

dove la probabilità di conversione $P_i(E_\nu) = P(\nu_e \to \nu_e)$ è calcolata in base alla formula (3.16) per $x \in \{\mu, \tau\}$. Per semplicità l'effetto di rigenerazione nella Terra non è considerato.

ν source	SSM	SSM (*)	MSW-SMA (*)	MSW-LMA (*)
pp	0.22	0.22	0.19	0.19
^{13}N	1.35	1.31	0.30	0.73
^{15}O	1.73	1.68	0.36	0.84
^{8}B	0.03	0.03	0.01	0.01
^{7}Be(0.38)	0.01	0.01	0.01	0.01
^{7}Be(0.86)	16.15	15.69	3.53	8.66
pep	0.59	0.57	0.12	0.26
total	20.08	19.51	4.52	10.66

Tabella 3.7: *Rates in SNU nell'intervallo $T \in [0.25, 0.7]$ MeV per scattering ν-e.*

Nella tabella 3.10 sono raccolti i rates totali nell'intervallo $T \in [0.25, 1.0]$ MeV per diversi valori di a. Il caso a=10^4/MeV può essere considerato come una approssimazione del rate in BOREXINO per una risoluzione energetica ideale.
Dal momento che i rates riportati nelle tabelle 3.7, 3.8 e 3.9 verranno utilizzati nel seguito della trattazione è comodo riassumere i valori totali in unità di eventi al giorno. Nella tabella 3.11 sono, dunque, riprodotti i rates totali in eventi/giorno. I valori dei parametri di oscillazione sono quelli considerati in precedenza [50].

ν source	SSM	SSM (*)	MSW-SMA (*)	MSW-LMA (*)
pp	0.22	0.22	0.19	0.16
^{13}N	1.45	1.40	0.32	0.78
^{15}O	1.99	1.93	0.42	0.96
^{8}B	0.04	0.04	0.01	0.01
^{7}Be(0.38)	0.01	0.01	0.01	0.01
^{7}Be(0.86)	16.29	15.83	3.56	8.73
pep	0.71	0.69	0.14	0.32
total	20.71	20.12	4.65	10.96

Tabella 3.8: *Rates in SNU nell' intervallo $T \in [0.25, 0.8]$ MeV per scattering ν-e.*

ν source	SSM	SSM (*)	MSW-SMA (*)	MSW-LMA (*)
pp	0.22	0.22	0.19	0.16
^{13}N	1.49	1.45	0.33	0.80
^{15}O	2.36	2.30	0.49	1.12
^{8}B	0.05	0.05	0.02	0.02
^{7}Be(0.38)	0.01	0.01	0.01	0.01
^{7}Be(0.86)	16.29	15.83	3.56	8.73
pep	0.95	0.93	0.19	0.42
total	21.39	20.78	4.79	11.26

Tabella 3.9: *Rates in SNU nell'intervallo $T \in [0.25, 1.0]$ MeV per scattering ν-e.*

p.e./MeV	SSM (*)	MSW-SMA (*)	MSW-LMA (*)
300	20.83	4.85	11.31
430	20.78	4.79	11.26
10^4	20.64	4.63	11.15

Tabella 3.10: *Rates in SNU nell'intervallo $T \in [0.25, 1.0]$ MeV per ν-e scattering e diverse efficienze di rivelazione in numero di fotoelettroni .*

Con riferimento alla figura 3.11 si può osservare che in BOREXINO, nella ipotesi che il ν_e si comporti in modo standard e che la differenza tra segnale e fondo interno sotto 1 MeV sia statisticamente significativa, la spalla

Tabella 3.11: *Rates dei neutrini solari in eventi/giorno nel volume fiduciale di BOREXINO.*

Intervallo di energia(MeV)	SSM	MSW-LMA	MSW-SMA
0.25-0.7	55.63	30.39	12.89
0.25-0.8	57.37	31.15	13.26
0.25-1.0	59.25	32.10	13.66

Compton dei neutrini da ^{7}Be è una evidente segnatura dello scenario in atto. Questo indica che il segnale dominante nella finestra energetica di interesse per BOREXINO ($\leq$1MeV) è sostanzialmente dovuto ai neutrini del berillio di energia pari a circa 0.86MeV. In particolare, dalla tabella 3.9 si può calcolare che il contributo dei neutrini da berillio è il 76.3% del segnale totale. Queste considerazioni hanno lo scopo di valutare la significatività della differenza nei flussi (quindi nei rates) considerati nella presente trattazione [28] e quelli recentemente pubblicati in [29]. Nella tabella 3.12 [14] sono riportati i rates in BOREXINO in SNU per gli intervalli [0.25, 0.7] MeV e [0.25-1.0] MeV, calcolati in base ai flussi del nuovo modello solare [29]. Gli errori corrispondono al 68% di C.L.
In [40] sono stati calcolati gli intervalli al 99% di C.L. per neutrini da ^{7}Be(0.86) in BOREXINO nel caso di oscillazioni MSW. I valori dei parametri di oscillazione sono quelli di tabella 3.4. Utilizzando i dati in tabella 3.12 i rates in SNU (caso $T \in$[0.25-1.0] MeV) per le soluzioni SMA e LMA sono calcolati come:

$$Rate^{SMA}_{^7Be} = 3.31^{+3.45}_{-0.14}$$
$$Rate^{LMA}_{^7Be} = 8.49^{+2.16}_{-2.59}$$

A questo punto, valutando ragionevolmente il rate di neutrini da berillio pari a circa l'80% del totale, è possibile stimare i rates totali in BOREXINO nella ipotesi di oscillazioni MSW e per i valori dei parametri di *best-fit*, calcolati in base ai dati sperimentali sui rates degli esperimenti di prima generazione incluso SuperKamiokande [40]. In particolare, al 99% di C.L. in

[14] Questa tabella è stata elaborata da A. Ianni e inclusa in una nota interna per la collaborazione di BOREXINO, raccolta nel *BOREXINO mail archive at http://almime.mi.infn.it.*

Tabella 3.12: *Rates dei neutrini solari in BOREXINO in base ai flussi riportati in [29]. Le correzioni radiative ed una risoluzione in energia del 4.8% ad 1 MeV sono incluse. Il livello di confidenza indicato è pari al 68%.*

sorgente di ν	rates(SNU) [0.25-0.7] MeV	rates(SNU) [0.25-1.0] MeV
pp	0.240±0.002	0.240±0.002
^{13}N	$1.28^{+0.17}_{-0.24}$	$1.43^{+0.27}_{-0.19}$
^{15}O	$1.57^{+0.34}_{-0.24}$	$2.15^{+0.47}_{-0.32}$
^{8}B	$0.022^{+0.004}_{-0.003}$	$0.036^{+0.007}_{-0.005}$
^{7}Be(0.86)	14.3±1.3	14.4±1.3
^{7}Be(0.38)	0.006±0.001	0.006±0.001
pep	0.55±0.01	0.89±0.01

SNU(eventi/giorno) risulta:

$$Rate^{SMA} = 4.14^{+4.31}_{-0.18}\left(11.80^{+12.29}_{-0.51}\right)$$

$$Rate^{LMA} = 10.61^{+2.70}_{-3.24}\left(30.25^{+7.70}_{-9.24}\right)$$

Questo dimostra che i dati in tabella 3.11, utilizzati nel seguito della presente trattazione, sono compatibili con quelli stimati in base alla recente pubblicazione del nuovo SSM [29].

3.2.2 Valutazione del fondo interno in BOREXINO

Come accennato in precedenza, BOREXINO è progettato in modo che il fondo nel FV sia dominato da quello interno, vale a dire dalla radioattività dello scintillatore. Risulta possibile valutare l'attività giornaliera di questo fondo. Nella ipotesi che la contaminazione dello scintillatore in ^{238}U e ^{232}Th sia a livello di 10^{-16}g/g, per un FV di 100 tonnellate si trova:

$$\begin{array}{rcl} \text{attività catena U} & \approx & 150 \text{ eventi/giorno} \\ \text{attività catena Th} & \approx & 35 \text{ eventi/giorno} \end{array}$$

Questa attività può essere ridotta mediante una analisi spettroscopica degli eventi. In particolare, è possibile individuare *eventi correlati in cascata* α-α e

α-β, i quali possono essere eliminati grazie alla correlazione temporale e alla specificazione che avvengono nello stesso punto; discriminare tra α e β mediante lo studio della forma dell'impulso del segnale registrato; elaborare tagli statistici sfruttando l'equilibrio secolare all'interno delle catene radioattive. Restano, comunque, due fattori limitanti sul fondo interno: gli elementi cosmogenici, il ^{14}C, contenuto nello scintillatore ed il ^{7,10}Be, prodotto durante l'esposizione dello scintillatore a livello del mare; e, infine, la contaminazione di ^{210}Pb nella catena dell'uranio, che, nella eventualità di infiltrazioni di radon, è fuori equilibrio con la parte precedente della catena e che decade β con $T_{1/2}$=22.3 anni.
Un'altra sorgente di fondo presente nello scintillatore è il ^{40}K, che emette un γ di energia pari a 1.460 MeV e con un rapporto di diramazione del 90% decade β con *endpoint* a 1.32 MeV. Per una contaminazione in potassio naturale a livello di 10^{-13}g/g [15] si possono valutare circa 23.5 eventi/giorno per il decadimento β e 2.6 eventi/giorno per quello γ.
Assumendo una efficienza del 90% nella analisi per la riduzione del fondo interno, è stato possibile [51] stimarne il contributo. I risultati sono riportati in tabella 3.13.

Tabella 3.13: *Attivià del fondo interno nel FV di BOREXINO per diversi intervalli di energia e contaminazioni di ^{40}K. La contaminazione di ^{40}K è espressa in g/g di K naturale.*

Intervallo di energia (MeV)	rates (eventi/giorno)
0.25-0.7	17.2 (K_{nat} $\sim10^{-14}$g/g)
0.25-0.8	20.4 (K_{nat} $\sim10^{-14}$g/g)
0.25-1.0	37.7 (K_{nat} $\sim10^{-13}$g/g)

3.2.3 Prospettive di ricerca nell'ambito dei neutrini solari in BOREXINO

Attualmente, BOREXINO è l'unico esperimento che nel prossimo futuro potrà studiare in tempo reale il segnale dei neutrini solari da berillio. Questa

[15] Il rapporto ^{40}K/K_{nat} vale circa $1.17\cdot10^{-4}$.

potenzialità consentirà a BOREXINO di analizzare a fondo il problema della mancanza di neutrini intermedi. Infatti, come descritto precedentemente, un'analisi della fenomenologia sui neutrini solari indipendente dal SSM suggerisce che i neutrini da berillio dovrebbero essere fortemente soppressi. Questo è dovuto presumibilmente al fatto che, per particolari valori dei parametri di oscillazione, la probabilità di sopravvivenza è praticamante nulla per energie $\leq$1 MeV, per poi crescere di nuovo ad energie $>$1 MeV. Un'evidenza di una forte soppressione del segnale da berillio è una prova a favore della soluzione MSW-SMA. Inoltre, la sensibilità di BOREXINO alle variazioni stagionali [36] è determinante nella ipotesi che il deficit di neutrini sia dovuto alle oscillazioni "just-so". Per quanto riguarda, infine, lo studio di variabili indipendenti dal modello con le quali caratterizzare il fenomeno di oscillazione, si può ricordare che sia le variazioni stagionali che quelle dovute alla rigenerazione (effetto giorno-notte) possono essere ampiamente studiate in BOREXINO.

Capitolo 4

Limiti sperimentali ed astrofisici ai fattori di forma elettromagnetici del neutrino

Si è già accennato nel capitolo secondo alle proprietà elettromagnetiche del neutrino e si è anche mostrato come sia possibile descrivere l'interazione della stessa particella con il campo elettromagnetico mediante l'introduzione di opportuni fattori di forma. Scopo di questo capitolo è svolgere una breve rassegna dei limiti sperimentali esistenti sui fattori di forma indicati e analizzare la possibilità di migliorare i risultati presenti. In particolare, nel primo paragrafo sono discussi i risultati sperimentali ottenuti con reattori nucleari ed acceleratori di particelle insieme ai limiti calcolati sulla base di osservazioni astronomiche. Quindi, nel secondo paragrafo sono presentati gli esperimenti che attualmente sono in fase di collaudo o sono stati proposti per studiare le proprietà elettromagnetiche del neutrino. La possibilità di utilizzare a questo scopo una sorgente artificiale di neutrini in BOREXINO viene presentata. Tuttavia, lo sviluppo quantitativo di questa idea sarà argomento dei prossimi capitoli.

4.1 Limiti sperimentali per μ_ν e $\langle r_\nu^2 \rangle$.

Nel secondo capitolo si è accennato a come, nell'ambito del modello standard delle interazioni fondamentali, sia possibile prevedere un momento magnetico per il neutrino (vedi (2.39)). Nello stesso capitolo, si è introdotto il concetto

di raggio quadratico medio allo scopo di caratterizzare una eventuale distribuzione di carica per il neutrino[1]. Inoltre, si è mostrato come la dinamica di interazione neutrino-fotone può essere descritta in termini di fattori di forma fenomenologici. Infine, il contributo del momento magnetico, μ_ν, e del raggio quadratico medio, $\langle r_\nu^2 \rangle$, alla sezione d'urto per processi di diffusione elastica neutrino-elettrone è stato riassunto nelle formule (2.42-44).
Dal punto di vista sperimentale il metodo implementato con maggiore successo per evidenziare la presenza di un eventuale momento magnetico o raggio quadratico medio (o momento di anapolo) del neutrino è lo studio dell'interazione di diffusione elastica di neutrini su elettroni. Per un neutrino di Dirac il modello standard prevede un momento magnetico come riportato in (2.39). Per quanto riguarda $\langle r_\nu^2 \rangle$, la sua natura è origine di numerose argomentazioni teoriche. Pertanto, in questa trattazione si vuole considerare $\langle r_\nu^2 \rangle$ solo da un punto di vista fenomenologico. Tuttavia, per completezza, si sottolinea che alcuni ricercatori [52] ne hanno stimato l'ordine di grandezza elaborando la seguente relazione:

$$\langle r_{\nu_l}^2 \rangle \sim \frac{G_F}{\sqrt{2}\pi^2} \ln\left(\frac{m_W}{m_l}\right), \tag{4.1}$$

dove $l \in \{e, \mu, \tau\}$, m_l è la massa del leptone associato al neutrino ν_l e m_W è la massa del bosone vettore W. La (4.1) implica che $|r_{\nu_L}|$ è dell'ordine di 0.1-1.$\cdot 10^{-16}$ cm [24].
Come accennato, la tecnica sperimentale più diffusa adottata per studiare i fattori di forma elettromagnetici del neutrino consiste nel misurare la sezione d'urto differenziale e totale per: $\nu_l + e^- \longrightarrow \nu_l + e^-$. Quindi, confrontando i dati sperimentali con i valori teorici attesi in base alle formule (2.41-44), si può inferire l'esistenza di contributi anomali al processo indicato. Per quanto riguarda $\langle r_\nu^2 \rangle$, è opportuno osservare che l'esistenza di un raggio di carica anomalo si manifesta attraverso una trasformazione della costante di accoppiamento vettoriale C_V. Infatti, con riferimento alle formule (2.41) e (2.45), è facile provare che la (2.45) si ottiene dalla (2.41) imponendo la sostituzione:

$$C_V \longrightarrow C_V + \frac{\sqrt{2}\pi\alpha}{3G_F}\langle r_\nu^2 \rangle = C_V + 2.38 \cdot 10^{30} cm^{-2} \langle r_\nu^2 \rangle. \tag{4.2}$$

[1] Sebbene elettricamente neutro, il neutrino potrebbe presentare una struttura interna complessa risultante dalla sovrapposizione di due distribuzioni di carica di segno opposto, diversa estensione spaziale ed aventi lo stesso centro geometrico.

Dalla (4.2) si verifica che per $|r_{\nu_l}| \sim 6.5{\cdot}10^{-16}$ cm, il processo di diffusione neutrino-elettrone verrebbe sostanzialmente modificato. Pertanto, non sorprende il fatto che i limiti esistenti su questa grandezza siano inferiori al valore indicato, cioè di poche unità in 10^{-16} cm.
Nel seguito del presente paragrafo sono riassunti i limiti sperimentali più importanti per $\langle r_\nu^2 \rangle$ e μ_ν.

4.1.1 Limiti da laboratorio

I limiti da laboratorio ai fattori di forma elettromagnetici del neutrino si distinguono in limiti da reattore e da acceleratore. In questo paragrafo sono riportati i risultati principali presenti in letteratura. In particolare, gli esperimenti condotti con l'utilizzo di reattori nucleari saranno oggetto di osservazioni più dettagliate, poiché questi esperimenti forniscono limiti che riguardano il neutrino elettronico. La ragione di ciò sarà chiara nel seguito della trattazione, dove sono calcolati i limiti su $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle$ e μ_{ν_e} utilizzando il rivelatore BOREXINO.
Un reattore nucleare emette $\overline{\nu}_e$ con energia fino a circa 9 MeV a seguito di reazioni di fissione. La quantità di energia che viene liberata in un processo di fissione è legata alla variazione di massa che caratterizza tale processo. In particolare, si verifica che tale quantità è dell'ordine di 200 MeV e dipende poco dalla specie isotopica che fissiona e dall'energia del neutrone incidente. I nuclidi prodotti direttamente da fissione possono essere stabili o radioattivi. Questi ultimi decadono tutti β^- (quindi emettono un $\overline{\nu}_e$). Se ad esempio si generano circa 5 $\overline{\nu}_e$/fissione [55, 56], allora un reattore di 1800 MW produrrà una attività di $\overline{\nu}_e$ pari a:

$$A \simeq 5 \cdot 1800 \cdot 10^6 \frac{J}{s} \cdot \frac{10^{-6} MeV}{1.6 \cdot 10^{-19} J} \cdot \frac{1 fissione}{200 MeV} \sim 3 \cdot 10^{20} \overline{\nu}_e \cdot s^{-1}.$$

Dunque, un reattore nucleare costituisce una considerevole sorgente di $\overline{\nu}_e$. Non sorprende, pertanto, il fatto che l'$\overline{\nu}_e$ fu rivelato sperimentalmente nel 1956 al reattore Savannah River negli USA [53]. In questo esperimento il reattore aveva una potenza di 1800 MW e il rivelatore era posizionato a 11.2 m dal *core*. Di conseguenza il flusso di $\overline{\nu}_e$ era pari a circa $2{\cdot}10^{13}$ cm^{-2}s^{-1}. Il rivelatore consisteva di uno scintillatore liquido di un composto ricco di idrogeno e arricchito in cadmio. Ciò permise di studiare la reazione β-inverso: $\overline{\nu}_e + p \longrightarrow e^+ + n$. In questo processo i positroni forniscono luce di scintillazione, mentre i neutroni vengono assorbiti dal cadmio dando luogo ad una

segnatura da coincidenza ritardata.
Successivamente, utilizzando lo stesso reattore, è stato possibile studiare la reazione di diffusione elastica di $\overline{\nu}_e$ su elettroni, mediante 15.9 kg di scintillatore plastico circondato da un rivelatore anti-Compton, da un rivelatore a NaI per ridurre i γ del fondo e da uno scintillatore liquido per i raggi cosmici [54]. Una analisi a posteriori dei dati raccolti [21], ha consentito di porre un limite al momento magnetico del neutrino pari a:

$$\mu_{\overline{\nu}_e} \leq 2 - 4 \cdot 10^{-10} \mu_B (3\sigma), \tag{4.3}$$

per $\sin^2 \theta_W$=0.226. La soglia di rivelazione per gli elettroni diffusi dagli $\overline{\nu}_e$ era di 1.5 MeV.
Un esperimento più recente è stato condotto al reattore di Kurchatov [57]. Il rivelatore era costituito da sette celle riempite da 103 kg di scintillatore liquido (C_6F_6), da alcuni strati esterni protettivi e da un veto per i raggi cosmici . La potenza del reattore era di 2000 MW ed il flusso di $\overline{\nu}_e$ pari a circa $3{\cdot}10^{12}$ cm^{-2}s^{-1}. La soglia di rivelazione era pari a 3.15 MeV. Il presente esperimento ha pubblicato al 90% di C.L. i limiti ($\sin^2 \theta_W$=0.23):

$$\mu_{\overline{\nu}_e} \leq 2.4 \cdot 10^{-10} \mu_B \tag{4.4}$$

$$|r_{\overline{\nu}_e}| < 2.7 \cdot 10^{-16} cm. \tag{4.5}$$

Un terzo esperimento condotto al reattore di Rovno [58] ha utilizzato un multi-rivelatore al silicio di 75 kg, composto da 600 moduli 30x125 mm^2. La soglia di rivelazione era pari a 600 keV ed il flusso di $\overline{\nu}_e$ a $2{\cdot}10^{13}$ cm^{-2}s^{-1}. Assumendo $\sin^2 \theta_W = 0.22$ si è posto un limite al momento magnetico pari a:

$$\mu_{\overline{\nu}_e} \leq 1.8 \cdot 10^{-10} \mu_B, \tag{4.6}$$

per un livello di confidenza del 90%.
Ovviamente, i risultati presentati dipendono in modo facilmente quantificabile dall'angolo di Weinberg assunto nei calcoli della sezione d'urto standard. Un secondo parametro fondamentale e, al contrario, non completamente noto è lo spettro degli $\overline{\nu}_e$ da reattore. In questa sede si vuole svolgere una breve sintesi della conoscenza attuale dello spettro di $\overline{\nu}_e$. Innanzi tutto si può osservare che tale spettro è noto con sufficiente accuratezza solo per energie superiori alla soglia della reazione di β-inverso. Per energie inferiori solo recentemente sono stati condotti studi dettagliati [55], [56]. Tuttavia, un primo tentativo di studio dello spettro degli $\overline{\nu}_e$ per energie inferiori a 2 MeV

è presentato in [21], dove gli autori hanno rielaborato i precedenti dati riportati per stimare la sensibilità dell'esperimento condotto a Savannah River. Successivamente, le considerazioni svolte in questo articolo sono state ulteriormente rielaborate. In [55] e [56], infatti, sono stati pubblicati i risultati di misure e calcoli sullo spettro degli $\overline{\nu}_e$ da reattore dopo un serie di esperimenti condotti con un reattore a ciclo uranio-plutonio. In particolare, è stato considerato un reattore del tipo di quelli utilizzati per gli esperimenti di Rovno, Bugey e Gösgen, cioè un reattore PWR (da *pressurized light-water power reactor*) nel quale si accumula ^{239}Pu e ^{241}Pu per 12 mesi e quindi si interrompe il ciclo per ripristinare il carburante per un periodo di 5-6 mesi. Durante il funzionamento si assume una concentrazione media degli isotopi coinvolti nel ciclo di fissione pari a: ^{235}U(58%), ^{239}Pu(30%), ^{241}Pu(5%) e ^{238}U(7%). In un reattore di questo tipo lo spettro degli $\overline{\nu}_e$ deve essere calcolato come somma di due contributi:

$$\lambda\left(E_{\overline{\nu}_e}\right) = \lambda^F\left(E_{\overline{\nu}_e}\right) + \lambda^R\left(E_{\overline{\nu}_e}\right), \tag{4.7}$$

dove $\lambda^F\left(E_{\overline{\nu}_e}\right)$ è il contributo allo spettro totale dovuto alla attività dei frammenti di fissione durante il ciclo, in base alla concentrazione isotopica indicata sopra; mentre $\lambda^R\left(E_{\overline{\nu}_e}\right)$ è il contributo dovuto alla attività dei nuclei attivati a seguito di processi di cattura neutronica. Al di sopra della soglia per la reazione di β-inverso ($\sim$1.8 MeV) lo spettro è noto a seguito di misure dirette. Per energie inferiori è stato calcolato utilizzando le distribuzioni β degli isotopi radioattivi che emettono $\overline{\nu}_e$ per il contributo λ^F e sviluppando opportuni codici di simulazione per il contributo λ^R. Nella regione compresa tra 2 MeV e 9 MeV lo spettro può essere parametrizzato come:

$$\lambda\left(E_{\overline{\nu}_e}\right) = Ae^{-\left(aE_\nu + bE_\nu^2 + cE_\nu^{10}\right)}, \tag{4.8}$$

dove A è un fattore di normalizzazione in unità di MeV^{-1}(evento di fissione)$^{-1}$. Per energie inferiori a 2 MeV il contributo λ^F può essere parametrizzato come:

$$\lambda^F\left(E_{\overline{\nu}_e}\right) = A'\left(1 - e^{-aE_\nu}\right)e^{-bE_\nu}, \tag{4.9}$$

dove A' ha lo stesso significato di A nella (4.8). Lo spettro ottenuto in questo modo in [56] è stato riprodotto e normalizzato ad uno. L'andamento dello spettro in funzione dell'energia del $\bar{\nu}_e$ è mostrato in figura 4.1 [2], dove la linea in tratteggio è stata calcolata in base alle formule (4.8) e (4.9). La regione

[2]Questa figura e la successiva figura 4.2 sono state elaborate da A. Ianni allo scopo di chiarire le conclusioni del capitolo.

dello spettro per energie superiori a 2 MeV è indicata utilizzando una scala diversa. Inoltre, lo spettro è normalizzato ad 1 e per A ed A' sono stati considerati i valori riportati in [56].
Per sottolineare l'effetto del momento magnetico alla sezione d'urto, in figura 4.2 viene mostrato l'andamento della sezione d'urto differenziale standard e del contributo elettromagnetico come da (2.42). La sezione d'urto differenziale è convoluta sullo spettro di figura 4.1:

$$\langle\frac{d\sigma}{dT}\rangle = \int_{E_{\min}(T)}^{E_{\max}} dE \cdot \lambda\left(E\right) \cdot \frac{d\sigma}{dT}\left(E,T\right), \tag{4.10}$$

dove $E_{\min}\left(T\right)$ è dato dalla (2.47) e $d\sigma/dT$ dalla (2.41) o dalla (2.42). La figura 4.2 mostra che per energie superiori ad 1 MeV circa la sezione d'urto differenziale decresce molto rapidamente e questo a causa dell'andamento dello spettro di figura 4.1; per energie inferiori si può osservare come il contributo del momento magnetico domini quello convenzionale elettrodebole, essendo i due termini confrontabili intorno a 400 keV. Tutto ciò indica chiaramente che, trascurando per il momento un eventuale problema di fondo a basse energie e tenuto conto che il contributo del momento magnetico decresce come μ_ν^2, un esperimento che cerchi di misurare valori di μ_ν inferiori a 10^{-10} μ_B deve essere sensibile a elettroni diffusi di energia al più di qualche centinaio di keV. Una analisi quantitativa di questa considerazione verrà svolta nel prossimo paragrafo.
Per quanto riguarda gli esperimenti condotti con acceleratori di particelle si può osservare che mediande assorbimento di protoni è possibile produrre fasci di neutrini dal decadimento di pioni: $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$, $\mu^+ \to e^+\overline{\nu}_\mu\nu_e$. Ovviamente, il fatto che il fascio di neutrini contenga più di un sapore complica le cose, ma consente di studiare le proprietà elettromagnetiche dei diversi neutrini. Al LAMPF (*Los Alamos Meson Physics Facility*) i neutrini sono prodotti a partire da protoni di 800 MeV. Il decadimento di pioni positivi a riposo produce ν_μ, mentre quello di muoni positivi produce $\overline{\nu}_\mu$ e ν_e. Imponendo vincoli cinematici ai decadimenti indicati, si può osservare che il ν_μ viene prodotto con energia pari a circa 30 MeV, mentre i neutrini $\overline{\nu}_\mu$ e ν_e hanno uno spettro continuo che si estende fino a 52 MeV. La rivelazione di 236±35 eventi di diffusione $\nu_e - e$ ha consentito di porre un limite alla costante di accoppiamento vettoriale $g_V^{\nu e} = -1/2 + 2\sin^2\theta_W$ [59]:

$$-0.216 \leq g_V^{\nu e} \leq 0.214 \ (90\%\, C.L.).$$

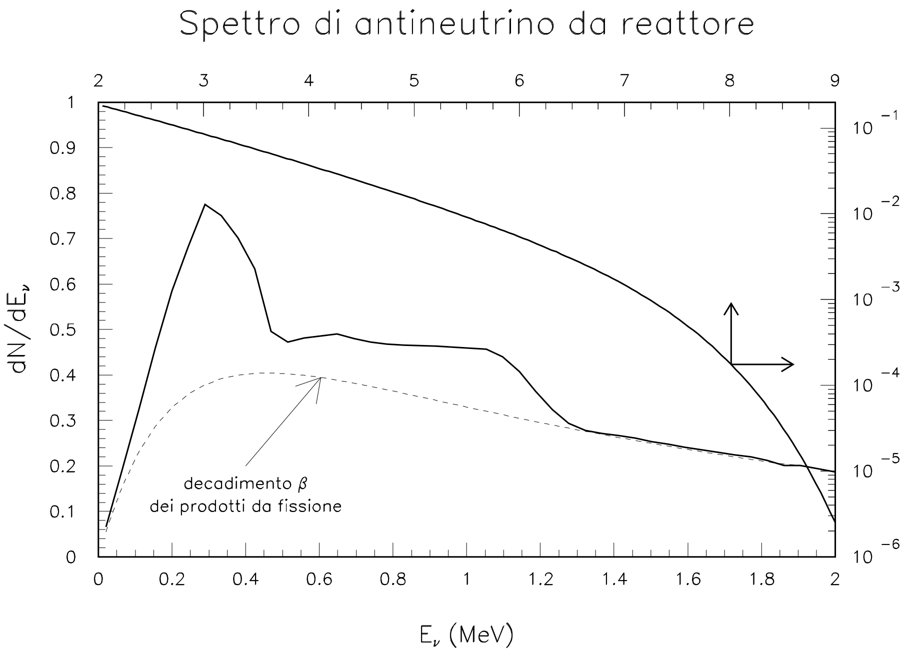


Figura 4.1: *Spettro di $\overline{\nu}_e$ da reattore. La linea continua indica la somma dei contributi da elementi di fissione e nuclidi attivati per cattura neutronica; la linea in tratteggio indica solo il contrinuto dei prodotti di fissione. Le frecce indicano gli assi di riferimento per la parte ad alta energia dello spettro.*

Assumendo $\sin^2\theta_W$=0.2315 [46], è possibile tradurre questo limite in uno equivalente per $\langle r^2_{\nu_e}\rangle$, utilizzando la relazione (4.2). In particolare, si trova che [3]:

$$-7.52\cdot 10^{-32}cm^2 < \langle r^2_{\nu_e}\rangle < 10.54\cdot 10^{-32}cm^2. \quad (4.11)$$

Ovviamente, il numero di eventi osservato dà anche una indicazione sul momento magnetico(90% C.L.):

$$\mu_{\nu_e} \leq 10.8\cdot 10^{-10}\,\mu_B\ (\mu_{\nu_\mu}=0). \quad (4.12)$$

Selezionando il numero di eventi da $\nu_\mu(\overline{\nu}_\mu)-e$ è stato possibile fissare un limite anche per il momento magnetico del neutrino muonico [59](90% C.L.):

$$\mu_{\nu_\mu} \leq 7.4\cdot 10^{-10}\,\mu_B\ (\mu_{\nu_e}=0). \quad (4.13)$$

Mentre nella ipotesi che $\mu_\nu=\mu_{\nu_e}=\mu_{\nu_\mu}$, si trova:

$$\mu_\nu \leq 6.1\cdot 10^{-10}\,\mu_B\,(90\%\,C.L.). \quad (4.14)$$

L'esperimento CHARM II [60], condotto al CERN-SPS, produce neutrini di energia media $\sim$ 25 GeV a partire da protoni di 450 GeV. Il rivelatore consiste di un calorimetro di 600 tonnellate. La selezione di eventi di scattering $(\nu_\mu+\overline{\nu}_\mu)$-$e^-$, ha consentito di stabilire il limite:

$$\mu_{\nu_\mu} < 3\cdot 10^{-9}\ \mu_B,\ \ C.L.=90\%; \quad (4.15)$$

mentre la misura dell'angolo di mixing elettrodebole [61] $\sin^2\theta_W=0.2324\pm 0.0083$ (1σ), consente di ricavare il limite (90% C.L.):

$$-0.51\cdot 10^{-32}cm^2 < \langle r^2_{\nu_\mu}\rangle < 0.58\cdot 10^{-32}cm^2. \quad (4.16)$$

Limiti al momento magnetico del ν_τ derivano, ad esempio, dalla analisi dei dati raccolti nei processi di interazione e^+e^-. In particolare, la reazione studiata è la seguente: $e^++e^-\to\nu+\bar{\nu}+\gamma$, dove la particella rivelata è il fotone. La presenza di un $\mu_\nu\neq 0$ si manifesta attraverso l'emissione del γ nello stato finale $\nu\bar{\nu}$. Questo fenomeno non standard modifica la distribuzione

[3]Con riferimento ai limiti riportati in (4.11), si osserva che questi non coincidono con quelli in [59]. La differenza è legata al fatto che in [59] si assume $\sin^2\theta_W=0.227$.

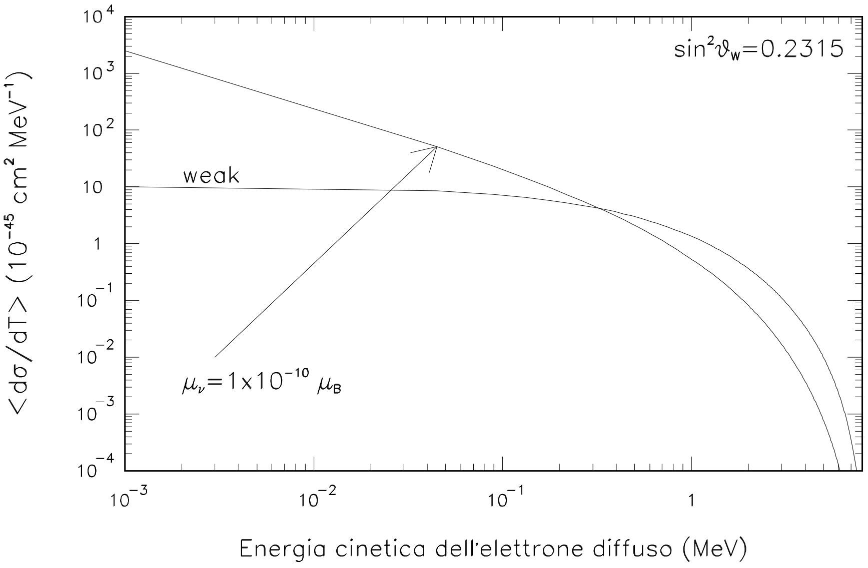


Figura 4.2: *Sezione d'urto differenziale, convoluta sullo spettro di figura 4.1, per diffusione elastica di* $\overline{\nu}_e$ *su elettroni.*

in energia del fotone osservato. Considerando i dati del LEP è stato possibile stabilire il limite [62]:

$$\mu_{\nu_\tau} < 4.1 \cdot 10^{-6}\,\mu_B, \;\; (C.L. = 90\%). \tag{4.17}$$

Inoltre, una analisi [63] dei dati relativi allo studio di interazioni $\nu_\tau + e \to \nu_\tau + e$ con la *Big European Bubble Chamber* al CERN/SPS ha consentito di porre il limite più stringente al momento magnetico del neutrino τ:

$$\mu_{\nu_\tau} < 5.4 \cdot 10^{-7}\,\mu_B, \;\; (C.L. = 90\%). \tag{4.18}$$

Dai limiti riportati sopra si può osservare che mentre quelli per $\langle r_\nu^2 \rangle$ non sono molto lontani dai valori attesi, al contrario, quelli per μ_ν sono diversi ordini di grandezza maggiori.

4.1.2 Limiti astrofisici

Come osservato nel secondo capitolo, la presenza di fattori di forma elettromagnetici anomali per il neutrino avrebbe numerose implicazioni astrofisiche. In altri termini è in principio possibile stabilire limiti per il momento magnetico ed il raggio quadratico medio del neutrino studiando l'evoluzione stellare. Tutte le argomentazioni a questo proposito hanno in comune lo studio della perdita di energia delle stelle; infatti, dal momento che il plasma stellare è estremamente denso, una particella molto penetrante come il neutrino non può non svolgere un ruolo fondamentale nei processi di raffreddamento.
E' noto che l'osservazione degli ammassi globulari [4] ha fornito molte informazioni sulla evoluzione stellare. Gli ammassi stellari sono di particolare importanza poiché tutte le stelle che vi appartengono hanno la stessa età, ma possono differire in massa. Per questo motivo il diagramma spettro-magnitudine degli amassi consente di studiare l'evoluzione di un insieme di stelle con diversa massa iniziale a parità di età e composizione chimica primordiale. In particolare, negli ammassi globulari ci sono molte stelle fuori della sequenza principale, che popolano il ramo delle giganti rosse. Le giganti rosse sono stelle con un nucleo di elio ricoperto da uno strato di idrogeno. L'osservazione dei diagrammi spettrali di queste stelle consente di studiare proprietà fondamentali quali, ad esempio, le proprietà elettromagnetiche del

[4] Un ammasso globulare è un agglomerato di milioni di stelle, tenute insieme dalla attrazione gravitazionale. Gli ammassi globulari (circa 150 nella Via Lattea) sono distribuiti attorno alla galassia.

neutrino. Infatti, se il neutrino avesse un momento magnetico anomalo, il raffreddamento della stella mediante il decadimento $\gamma^* \rightarrow \overline{\nu}_m \nu_{m'}$ aumenterebbe in funzione dei fattori di forma elettromagnetici. Una gigante rossa evolve finché si innesca la reazione: $3\alpha \rightarrow^{12} C$. A questo punto l'elio del nucleo fonde e la stella si muove sul ramo orizzontale del diagramma spettro-magnitudine. Ovviamente, la velocità di evoluzione di una gigante rossa è funzione della massa del nucleo di elio e del rateo di raffreddamento. Un momento magnetico anomalo per il neutrino implicherebbe un incremento della velocità di raffreddamento e di conseguenza un rallentamento della evoluzione della stella. Questo indica che, in presenza di interazioni non convenzionali del neutrino, l'innesco della fusione del nucleo di elio avrebbe inizio in presenza di un nucleo più pesante e, quindi, di una gigante rossa più luminosa. In questo contesto, una osservabile importante è la differenza di magnitudine, ΔM_{HB}, tra la gigante rossa più luminosa, appartenente all'ammasso considerato, e quella delle stelle RR-Lyrae, che popolano il ramo orizzontale del diagramma. D'altra parte, la variazione di massa del nucleo, δM, è il parametro di partenza per studiare processi non convenzionali, che intervengono nei meccanismi di raffreddamento delle stelle. Le grandezze ΔM_{HB} e δM sono correlate. Inoltre, δM può essere espressa in funzione e del momento magnetico e del raggio quadratico medio del neutrino. Sulla base di queste argomentazioni, pertanto, è possibile porre dei limiti ai momenti di dipolo del neutrino [64]:

$$\mu_\nu \leq 3 \cdot 10^{-12}\, \mu_B \, (3\sigma). \tag{4.19}$$

Il limite in (4.19) si applica ai momenti diagonali di un neutrino di Dirac o a quelli di transizione di un neutrino di Majorana, come specificato nel capitolo secondo. Dal momento che μ_ν e $\langle r_\nu^2 \rangle$ sono correlati, gli stessi argomenti indicati per dedurre il limite in (4.16) possono essere utilizzati per stabilire che [24]:

$$|r_\nu| \leq 6 - 7 \cdot 10^{-16}\, cm \ (m_\nu = 0). \tag{4.20}$$

I limiti in (4.19-20) derivano dallo studio della luminosità delle giganti rosse e delle stelle nel ramo orizzontale di 26 ammassi globulari. Ovviamente, questi limiti dipendono dai modelli stellari, i quali prevedono che la massa del *core* è funzione della metallicità, cioè della percentuale di elementi pesanti nel plasma, e della abbondanza di elio iniziale.

Ulteriori limiti derivano dallo studio delle supernove (SN). Nello scenario convenzionale i neutrini prodotti nel nucleo della SN restano intrappolati

a causa della enorme densità, $\sim 10^{14}$ g/cm^3. Poi, una volta abbandonato il nucleo, la materia è di nuovo trasparente ai neutrini, i quali riescono a sfuggire dalla stella istantaneamente. Tra i neutrini da SN gli $\overline{\nu}_e$ possono essere rivelati con maggiore facilità. La loro osservazione consente di acquisire informazioni fondamentali sulla evoluzione del collasso gravitazionale. Le osservabili da studiare sono: la durate dell'impulso di neutrini, la sua intensità e lo spettro. La durata attesa per l'impulso, con uno spettro centrato attorno a pochi MeV, è di circa 10 secondi. Dalla analisi dei dati raccolti da Kamiokande-II e IMB a seguito della SN1987A, si è potuto verificare lo scenario atteso entro le incertezze teoriche e statistiche.
In presenza di un $\mu_\nu \neq 0$, alcuni ν nel nucleo potrebbero interagire elettromagneticamente in modo che: $\nu_L \rightarrow \nu_R$. Il neutrino destrorso è sterile alle interazioni elettrodeboli e, pertanto, può abbandonare la stella facilmente. In questa ipotesi, la durata dell'impulso per i neutrini destrorsi sarebbe di circa 2 secondi e lo spettro registrato verrebbe sostanzialmente modificato.
Anche in questo contesto, dunque, il confronto previsione/osservazione consente di porre dei limiti al μ_ν. Infatti, assumendo che il neutrino sia una particella di Dirac, ad esempio, è ragionevole suppore che una frazione di neutrini sterili possa riconvertirsi in neutrini attivi in funzione di μ_ν, interagendo con il campo magnetico esterno al nucleo o addirittura con il campo magnetico galattico durante il viaggio verso la Terra. Questi neutrini possono essere rivelati. La loro osservazione mostrerebbe un impulso di durata molto inferiore agli attesi 10 secondi ed una intensità e spettro modificati. L'assenza di questa evidenza si traduce nel limite [65] (90% C.L.):

$$\mu_\nu \leq 5 \cdot 10^{-13}\, \mu_B. \tag{4.21}$$

Il limite (4.21) si applica solo a neutrini di Dirac.
Una seconda possibilità è quella di supporre l'esistenza di un momento magnetico di transizione. In questo caso, i neutrini che lasciano il nucleo possono attraversare una regione di risonanza analoga a quella MSW e, di conseguenza, essere riconvertiti in neutrini attivi prima di lasciare definitivamente la stella. Se questo è lo scenario corretto, allora un $\mu_\nu \sim 10^{-11}\ \mu_B$ è consistente con le osservazioni [66].

4.2 Nuove prospettive nella ricerca di μ_{ν_e} e $\langle r^2_{\nu_e} \rangle$

Dalle considerazioni svolte nel paragrafo precedente è evidente che lo studio di nuove tecniche sperimentali e/o lo sviluppo di nuovi esperimenti per migliorare i limiti da laboratorio attuali è di estremo interesse. Un primo tentativo per individuare le potenzialità di un ipotetico esperimento, capace di raggiungere una sensibilità a livello di 10^{-11} μ_B per il momento magnetico del neutrino, può essere svolto quantitativamente integrando le curve di figura 4.2. Nel caso degli esperimenti con reattori, ad esempio, l'eccesso di eventi dovuto ad un momento magnetico anomalo si può scrivere come:

$$S_\mu = N_t \cdot \phi \cdot \Omega \cdot \langle \sigma \left(\mu_\nu \right) \rangle \cdot \epsilon, \tag{4.22}$$

dove N_t è il numero di bersagli, ϕ è l'integrale del flusso di antineutrini, Ω è il fattore geometrico caratteristico del rivelatore considerato, ϵ è l'efficienza dello stesso rivelatore e $\langle \sigma \left(\mu_\nu \right) \rangle$ la sezione d'urto totale elettromagnetica, calcolata integrando la (4.10). Ovviamente, il numero di eventi standard, cioè dovuto solo alla interazione elettrodebole, è calcolato analogamente alla (4.22), sostituendo in modo opportuno la sezione d'urto. La sensibilità del rivelatore agli eventi *anomali* può essere espressa in funzione del fondo. Il fondo al segnale dovuto alla componente elettromagnetica della sezione d'urto, al 90% di C.L., è calcolato come:

$$\delta_{90} = 1.645 \sqrt{B + S \left[1 + S \left(\frac{\Delta A}{A} \right)^2 \right]}, \tag{4.23}$$

dove $\Delta A/A$ è l'incertezza con cui è nota l'attività della sorgente e nel caso di un reattore si può assumere pari al 2% [67], B è il numero di eventi indotti nel rivelatore dalla radioattività naturale, dai raggi cosmici e da tutte le sorgenti di disturbo, mentre S è il numero di eventi standard. Per ricavare la (4.23) si è tenuto conto che sia S che B possono essere determinati a livello della propria accuratezza statistica: $\Delta S/S = 1/\sqrt{S}$, $\Delta B/B = 1/\sqrt{B}$. D'altra parte, se l'attività della sorgente è nota con una precisione finita, allora le incertezze sul segnale $B + S$ possono essere combinate in quadratura con l'incertezza sulla attività per ottenere l'errore totale sul numero atteso di eventi. In questo modo si ottiene la (4.23).
La sensibilità del rivelatore al 90% di C.L. ad un definito valore di μ_ν è calcolata in base alla relazione: $S_\mu > \delta_{90}$. In particolare, considerando il

rapporto tra eventi anomali e standard, per $B = 0$, si può scrivere:

$$\frac{\langle \sigma\left(\mu_\nu^{min}\right)\rangle}{\langle \sigma_{weak}\rangle} = 1.645\sqrt{\frac{1}{S} + \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2}, \tag{4.24}$$

essendo μ_ν^{min} il minimo valore misurabile al livello di confidenza scelto. Utilizzando lo spettro di figura 4.1 è possibile studiare il rapporto in (4.24) in funzione di μ_ν. Nelle figure 4.3 e 4.4 sono riassunti alcuni esempi a titolo illustrativo. In particolare, si può osservare che se il rapporto in (4.24), al 90% di C.L., è misurabile con una precisione del 2%, allora una soglia sperimentale di 200 keV consentirebbe di raggiungere una sensibilità dell'ordine di $1.5{\cdot}10^{-11}$ μ_B, mentre si dovrebbe scendere a 10 keV per un valore dell'ordine di $2{\cdot}10^{-12}$ μ_B.

Queste considerazioni indicano che il candidato rivelatore allo studio dei fattori di forma elettromagnetici del neutrino deve poter studiare l'interazione di diffusione elastica neutrino-elettrone in modo da essere sensibile ad energie, per l'elettrone diffuso, dell'ordine al massimo di qualche centinaio di keV per poter migliorare i limiti attuali di circa un ordine di grandezza; ad energie di qualche decina di keV per poter studiare la validità dei limiti astrofisici più stringenti. Tutto ciò spinge da un lato a ripensare la tecnica di rivelazione per cercare di amplificare la rivelabilità degli eventi e la discriminazione del fondo; dall'altro a considerare in qualche modo i rivelatori esistenti o in fase di costruzione nei laboratori sotterranei, dove il fondo di raggi cosmici è soppresso dallo strato protettivo di roccia. In quest'ultimo caso si avrà a disposizione un apparato sperimentale progettato per studiare eventi rari in un ambiente incontaminato. Un ulteriore salto di qualità, allo scopo di ridurre il fondo prodotto dalla sorgente di neutrini , è quello di considerare una intensa sorgente artificiale. Questa idea fu suggerita per la prima volta in [21], dove gli autori indirizzarono l'attenzione ad una sorgente di ^{51}Cr dell'ordine di 600 kCi. Un vantaggio nell'utilizzare la sorgente artificiale è quello di poter sviluppare un apparato sperimentale in cui la rivelabilità avvenga su un angolo solido di 4π.

Negli ultimi anni sono state avanzate alcune proposte per la realizzazione di apparati sperimentali capaci di migliorare i limiti da laboratorio presentati nel paragrafo precedente. Di seguito vengono presi in considerazione brevemente due progetti, MUNU e LAMA, il primo dei quali già operativo. Successivamente, si accenna alla possibilità di utilizzare una sorgente artificiale di neutrini in BOREXINO.

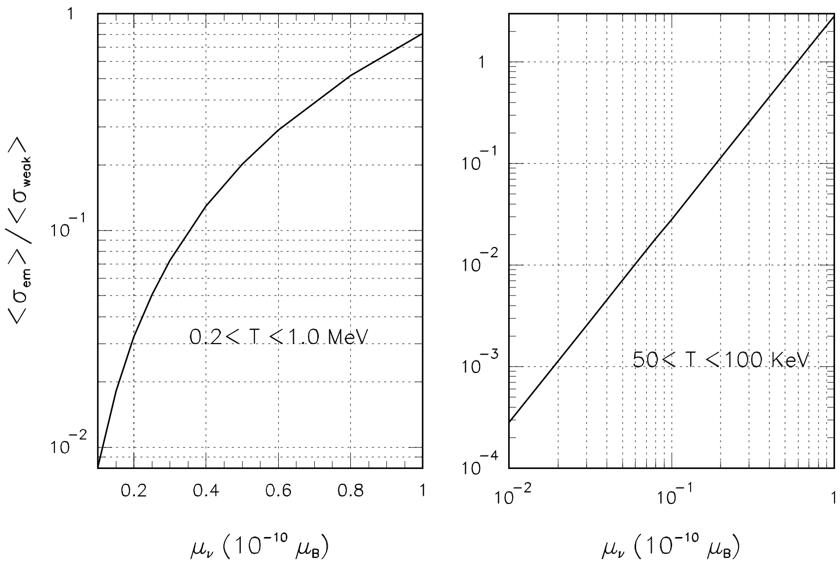


Figura 4.3: *Rapporto tra sezione d'urto totale elettromagnetica, $\langle\sigma_{em}\rangle$, e debole, $\langle\sigma_{weak}\rangle$, in funzione del momento magnetico del neutrino per due diversi intervalli energetici accessibili per la rivelazione dell'elettrone rinculato durante lo scattering elastico di neutrini su elettroni. Le sezioni d'urto sono convolute sullo spettro di figura 4.1.*

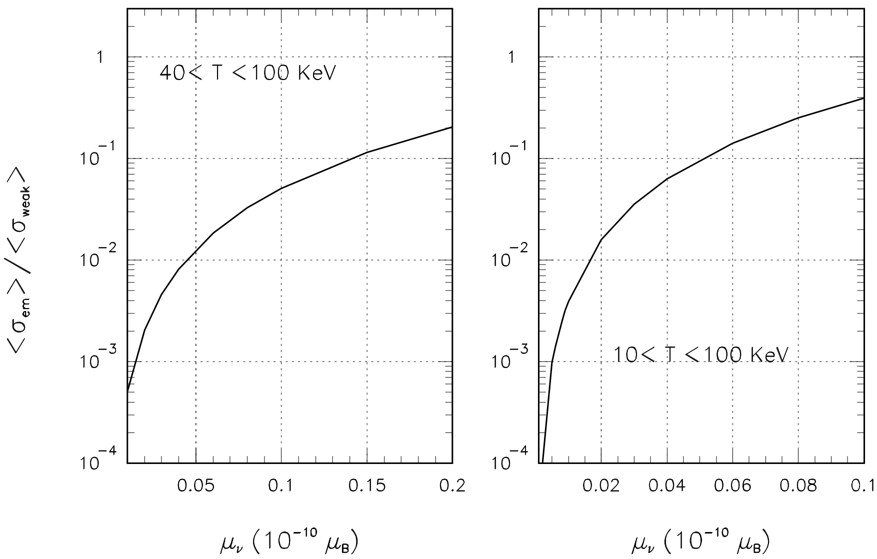


Figura 4.4: *Rapporto tra sezione d'urto totale elettromagnetica, $\langle\sigma_{em}\rangle$, e debole, $\langle\sigma_{weak}\rangle$, in funzione del momento magnetico del neutrino per due diversi intervalli energetici accessibili per la rivelazione dell'elettrone rinculato durante lo scattering elastico di neutrini su elettroni. Le sezioni d'urto sono convolute sullo spettro di figura 4.1.*

4.2.1 L'esperimento MUNU

L'esperimento MUNU [68] è stato progettato per lo studio della sezione d'urto $\overline{\nu}_e - e^-$ nel processo di scattering elastico. La sorgente di antineutrini è il reattore nucleare di Bugey. L'obiettivo di MUNU è misurare la sezione d'urto con una accuratezza di qualche percento e con una soglia iniziale per l'elettrone diffuso di 500 keV. In questo modo l'esperimento avrebbe la sensibilità necessaria per poter fissare un limite al momento magnetico del neutrino dell'ordine di poche unità in 10^{-11} μ_B.
In MUNU il rivelatore è una TPC (*Time Projection Chamber*) a gas (CF_4) con un volume di 1 m^3. La TPC consente di selezionare la direzioni degli elettroni diffusi e quindi di misurare il fondo anche durante il periodo di funzionamento del reattore; infatti, la misura dell'angolo di diffusione, θ_e, dell'elettrone rinculato, consente di eliminare gli eventi nell'emisfero $\theta_e > 90°$. Questo è un potente mezzo per ridurre il fondo, dal momento che la sezione d'urto $\overline{\nu}_e - e^-$ favorisce la diffusione in avanti. MUNU, dunque, riesce ad implementare una tecnica capace di amplificare la rivelabilità degli eventi. In questo senso MUNU è un esperimento di seconda generazione per quanto riguarda lo studio del momento magnetico del neutrino.
La TPC è immersa in 10 m^3 di scintillatore, il quale ha la funzione di un rivelatore anti-Compton. Inoltre, l'intera struttura sperimentale è stata costruita selezionando materiali a basso contenuto di nuclidi radioattivi. Il rivelatore è posto ad una distanza di 18 m dal *core* del reattore di Bugey, il quale emette $\overline{\nu}_e$ con una attività pari a $\sim 5{\cdot}10^{20}$ s^{-1} in 4π. Il flusso di raggi cosmici nella TCP è pari a circa 32/s·m^2. In figura 4.5 è mostrato il rivelatore MUNU.
Il vantaggio di utilizzare CF_4 in MUNU è legato al fatto di avere un gas ad alta densià (4.7 g/l a 1 bar), un numero atomico relativamente basso in modo da ridurre lo scattering multiplo, e assenza di atomi di idrogeno per sopprimere reazioni di β-inverso. Inoltre, il rateo di attivazione cosmogenica del C e del F è trascurabile rispetto alla attività di altre sorgenti di fondo.
In tabella 4.1 è riassunto il rateo di eventi attesi in MUNU per interazione standard antineutrino-elettrone e in presenza di un momento magnetico pari a $1{\cdot}10^{-10}$ μ_B. Il fondo a questo segnale è dovuto ai raggi cosmici che penetrano nell'apparato sperimentale. Questi possono produrre nuclei radioattivi, i quali decadendo γ possono dare luogo ad elettroni Compton nella TPC. Inoltre, nel caso che i muoni interagiscano all'interno della TPC, questi possono creare radioattività β. Entrambi gli effetti generano fenomeni analoghi a quelli prodotti dalla diffusione di antineutrini su elettroni nella TPC. L'attività

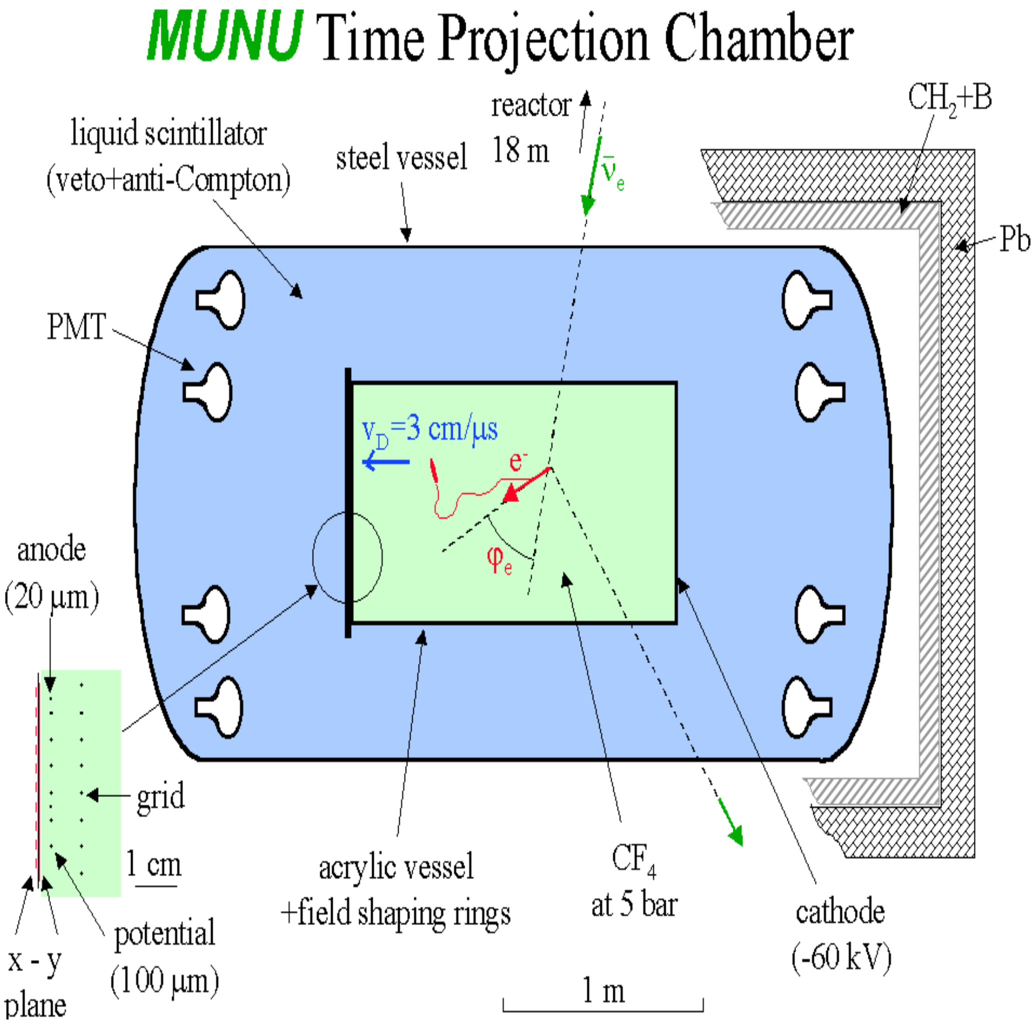


Figura 4.5: *Il rivelatore MUNU al reattore nucleare di Bugey.*

di questo fondo è stimata pari a circa 2 eventi/giorno [68]. Una seconda sorgente di disturbo è la radioattività naturale. La stima del numero di eventi in questo caso è di 4 al giorno [68].

Tabella 4.1: *Eventi/giorno attesi in MUNU nel caso di interazione standard e in presenza di un momento magnetico pari a 10^{-10} μ_B.*

Energia di rinculo (MeV)	eventi/giorno $\mu_\nu = 0$	eventi/giorno $\mu_\nu = 10^{-10}\ \mu_\nu$
0.5-1	5.3	8.1
> 1	4.2	5.3

Considerando i dati di tabella 4.1 e la (4.23). è possibile stimare la sensibilità di MUNU a $\mu_\nu \neq 0$ al variare del fondo. Il risultato di questo calcolo è riportato in figura 4.6 [5], dove si è assunto un errore del 5% sulla attività del reattore [68].
In ultimo, si accenna alla possibilità in MUNU di studiare l'interazione $\overline{\nu}_e - e^-$ per eventi in avanti che soddisfano la relazione:

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{\theta_e=0,\,T=T_{max}} = 0\,, \tag{4.25}$$

dove $d\sigma/dT$ è data dalla (2.41). La (4.25) è soddisfatta per $E_\nu \sim 552$ keV, quando $\sin^2\theta_W$=0.2315. In questo caso, la corrispondente energia di rinculo massima vale $T_{max} \sim 377$ keV. Dal momento che il contributo elettromagnetico non è nullo per $E_\nu \sim 552$ keV, la selezione di questo tipo di eventi consentirebbe un ulteriore sensibilità a $\mu_\nu \neq 0$. Ovviamente, ciò dipende dalla possibilità di lavorare in MUNU con una soglia dell'ordine di 300 keV.
Chiaramente, MUNU, come gli esperimenti descritti nel precedente paragrafo, può dare indicazioni su $\langle r_\nu^2 \rangle$. Inoltre, nella ipotesi che $\mu_\nu = 0$, è possibile misurare $\sin^2\theta_W$ con una accuratezza del 5% [68]; di conseguenza si può stimare: $r_\nu \sim 1.5{\cdot}10^{-16}$ cm al 90% di C.L.
MUNU è operativo da Agosto 1998.

[5] Questa figura è stata elaborata da A. Ianni. La sensibilità stimata non coincide con quella indicata in [68].

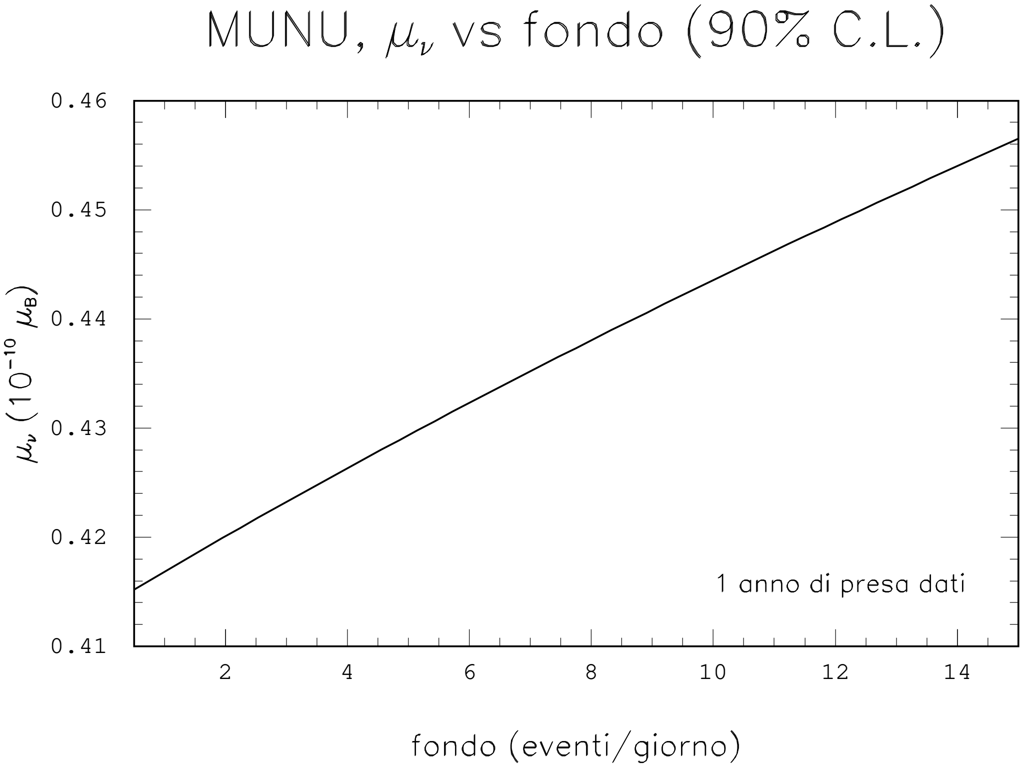


Figura 4.6: *Stima della sensibilità di MUNU a* $\mu_\nu \neq 0$ *al variare del fondo. Il periodo di presa dati è pari ad un anno e il numero di eventi/giorno considerato è come da tabella 4.1.*

4.2.2 L'esperimento LAMA

Con DAMA[6] e BOREXINO si inizia a considerare in modo concreto la possibilità di studiare gli effetti indotti da un momento magnetico dell'ordine di 10^{-10} μ_B, utilizzando una intensa (1-5 MCi) sorgente artificiale di neutrini o antineutrini elettronici e un rivelatore a basso fondo, realizzato in sotterraneo. L'obiettico principale è misurare il rapporto $\langle\sigma_{em}\rangle/\langle\sigma_{weak}\rangle$ per energie $\leq$ 300 keV, cioè in una regione in cui il contributo elettromagnetico alla sezione d'urto domina quello standard per $\mu_\nu \sim 10^{-10}$ μ_B. Ovviamente, a tale scopo si adattano rivelatori al germanio, a scintillatore organico e a NaI. Tra questi, il più promettente, da un punto di vista generale, sembrerebbe proprio un rivelatore simile a quello sviluppato in DAMA [69], il quale consente di raggiungere una soglia di rivelabilità di qualche keV. Una proposta di progetto per un rivelatore analogo a quello di DAMA, ma con l'obiettivo di misurare il momento magnetico del neutrino è stato studiato in [70]. A questo progetto è stato associato il nome LAMA.
Un apparato sperimentale a NaI offre un rivelatore ad alta densità, se paragonata a quella di uno scintillatore organico o di un rivelatore al germanio, e privo di potenziali contaminanti quali il ^{14}C e il ^{76}Ge ($T_{1/2} \sim 10^{21}$ anni). L'idea di base è sviluppare un cristallo con un elevato livello di radiopurezza. Per questo motivo, si pensa di elaborare tecniche chimico-fisiche di purificazione per ridurre la contaminazione di nuclidi radioattivi di lunga vita media a livello di circa 10^{-16} g/g. In aggiunta, gli eventuali sistemi di purificazione e la crescita del cristallo dovrebbero tutti avere luogo in sotterraneo per ridurre la formazione di nuclidi cosmogenici. Una opportuna analisi dei dati, condotta a posteriori, potrebbe, infine, ridurre ulteriormente il numero di eventi/giorno del fondo da U e Th. In definitiva, in LAMA si studiano tecniche analoghe a quelle già sviluppate in BOREXINO per la realizzazione di un apparato a basso fondo.
La sorgente presa in considerazione per la misura di μ_ν è una sorgente β^- di ^{147}Pm (Q=234.7 keV, $T_{1/2}$=2.62 anni). La sensibilità a valori non nulli del momento magnetico dell'ipotetico esperimento LAMA è riassunta nei dati di tabella 4.2 [69], dove si è considerato un rivelatore omogeneamente distribuito intorno alla sorgente di ^{147}Pm. L'attività della sorgente è pari a 5 MCi. La soglia di rivelazione è di 2 keV, mentre il periodo di presa dati è di un anno e per il segnale e per il fondo. Il livello di confidenza considerato è di 3σ.

[6]DAMA (*DArk MAtter*) è un esperimento con NaI(Tl) realizzato nel Laboratorio sotterraneo del Gran Sasso per studiare le interazioni di particelle di materia oscura.

Nella lettura della tabella è importante considerare che le attuali prestazioni di DAMA corrispondono ad una massa di circa 100 kg e ad un fondo di 1 conteggio/giorno/kg/keV.
Attualmente il progetto LAMA per la misura del momento magnetico dell'antineutrino elettronico è ancora in fase di sviluppo.

Tabella 4.2: *Stima della sensibilità raggiungibile in un esperimento simile a DAMA per la misura del momento magnetico del neutrino, mediante l'utilizzo di una sorgente* β^- *di 5 MCi. I limiti presentati corrispondono ad un anno di presa dati e a* 3σ. *Il momento magnetico è in unità di* 10^{-11} μ_B *[69].*

Massa (Kg)	fondo (ev/giorno/keV/kg)	μ_ν (solo errori stat.)	μ_ν (stat. + 1% sist.)
100	1	2	5.2
	0.1	1	1.7
250	1	1.4	5.2
	0.1	0.8	1.7

4.2.3 L'esperimento BOREXINO

L'esperimento BOREXINO è stato presentato nel capitolo precedente. In quello stesso capitolo si è mostrato come il rivelatore BOREXINO sia in grado di studiare i neutrini solari di bassa energia mediante scattering elastico neutrino-elettrone. La soglia di rivelazione è dell'ordine di 200-250 keV. Tutto ciò indica, alla luce di quando discusso sopra, che BOREXINO potrebbe essere un buon candidato per studiare il momento magnetico del neutrino con una sensibilità dell'ordine di 10^{-11} μ_B. Pertanto, BOREXINO si pone come rivelatore di seconda generazione non solo nello studio dei neutrini solari, ma anche in quello del momento magnetico del neutrino.
Nella prospettiva di un esperimento con sorgente di neutrini o antineutrini in BOREXINO resta aperto il problema di quantificare, sulla base delle attuali specifiche di progetto e dei risultati ottenuti dal prototipo dell'esperimento, la potenzialità dello stesso apparato nella misura dei fattori di forma elettromagnetici del neutrino. A questo scopo sono dedicati i capitoli seguenti.

Capitolo 5

Misura del momento magnetico del neutrino in BOREXINO

In questo capitolo [1] viene quantificata la potenzialità di BOREXINO nello studio del momento magnetico del neutrino, mediante l'utilizzo di sorgenti artificiali di alta intensità. In particolare, sono prese in considerazione una sorgente di ^{51}Cr, che emette ν_e per cattura elettronica, ed una sorgente di ^{90}Sr, che decade β^-. Nel primo paragrafo è descritto l'esperimento e vengono elaborate le formule necessarie al calcolo del numero di eventi da sorgente nel volume fiduciale del rivelatore. Quindi, si sviluppano separatamente i calcoli per la determinazione della sensibilità di BOREXINO a $\mu_\nu \neq 0$ per ciascuna sorgente. I risultati presentati nel capitolo sono ottenuti nella ipotesi che $\langle r_\nu^2 \rangle$=0. La generalizzazione al caso $\langle r_\nu^2 \rangle \neq$0 è sviluppata nel prossimo capitolo.

5.1 L'esperimento con la sorgente

L'idea di utilizzare una sorgente di ^{90}Sr in BOREXINO, per misurare il momento magnetico del neutrino, è stata avanzata nel 1991 [71]. Tuttavia, una analisi quantitativa dettagliata della reale potenzialità di BOREXINO in un esperimento con sorgente non è stata ancora sviluppata. Pertanto, è di sicuro interesse svolgere questo studio alla luce dei nuovi risultati ottenuti dal CTF

[1] Molti risultati presentati in questo capitolo sono raccolti in un articolo di A. Ianni e D. Montanino accettato per una pubblicazione in Astroparticle Physics.

(vedi capitolo terzo) e dei reali parametri del rivelatore, in costruzione nel Laboratorio del Gran Sasso.
Per quanto riguarda la sorgente di ^{51}Cr, recentemente, è stato pubblicato un lavoro [72] dedicato allo studio delle oscillazioni di neutrino e del momento magnetico, utilizzando, appunto, una intensa sorgente di ^{51}Cr associata a BOREXINO. Tuttavia, anche in questo caso, è opportuno approfondire l'analisi separando lo scenario standard per i neutrini solari da quello con oscillazioni e specificando la durata ottimale dell'esperimento, dal momento che la sorgente di ^{51}Cr ha una vita media limitata a circa un mese.
L'idea di base è porre la sorgente radioattiva al di sotto del serbatoio esterno di BOREXINO, dove è stata realizzata una piccola galleria di sezione pari a circa 100x100 cm^2 allo scopo di introdurvi sorgenti di calibrazione. Infatti, l'esperimento con la sorgente avrebbe anche l'obiettivo di studiare la capacità di rivelazione di BOREXINO per eventi da neutrino.
In tutta la trattazione dell'esperimento si prende in considerazione una sorgente puntiforme. Questo, come specificato di seguito, non pregiudica le conclusioni ottenute.
In figura 5.1 è rappresentato l'apparato sperimentale. Facendo riferimento alle dimensioni del rivelatore (vedi capitolo terzo), la distanza tra il centro del volume fiduciale e la base del serbatoio esterno è pari a 8 m. Considerando circa 15 cm di schermatura passiva per la sorgente, è ragionevole immaginare che il baricentro della stessa cada attorno a 25 cm di distanza dalla base del rivelatore. Pertanto, nel caso di sorgente puntiforme, si può considerare una distanza di riferimento sorgente-centro del volume fiduciale pari a 8.25 m.
Implementando una tecnica analoga a quella sviluppata per gli esperimenti con i reattori (vedi capitolo quarto), in BOREXINO si alternerà un periodo di presa dati in assenza di sorgente, allo scopo di misurare il fondo, con un periodo di presa dati in presenza della sorgente. Il confronto delle misure ottenute consente di evidenziare eventuali anomalie nel processo di diffusione elastica neutrino-elettrone. Nel caso che non si presenti nessuna forte anomalia, la accuratezza della misura di fondo è un indice per porre un limite superiore ai fattori di forma elettromagnetici del neutrino. Lo sviluppo quantitativo di questi concetti costituisce il contenuto del presente capitolo.

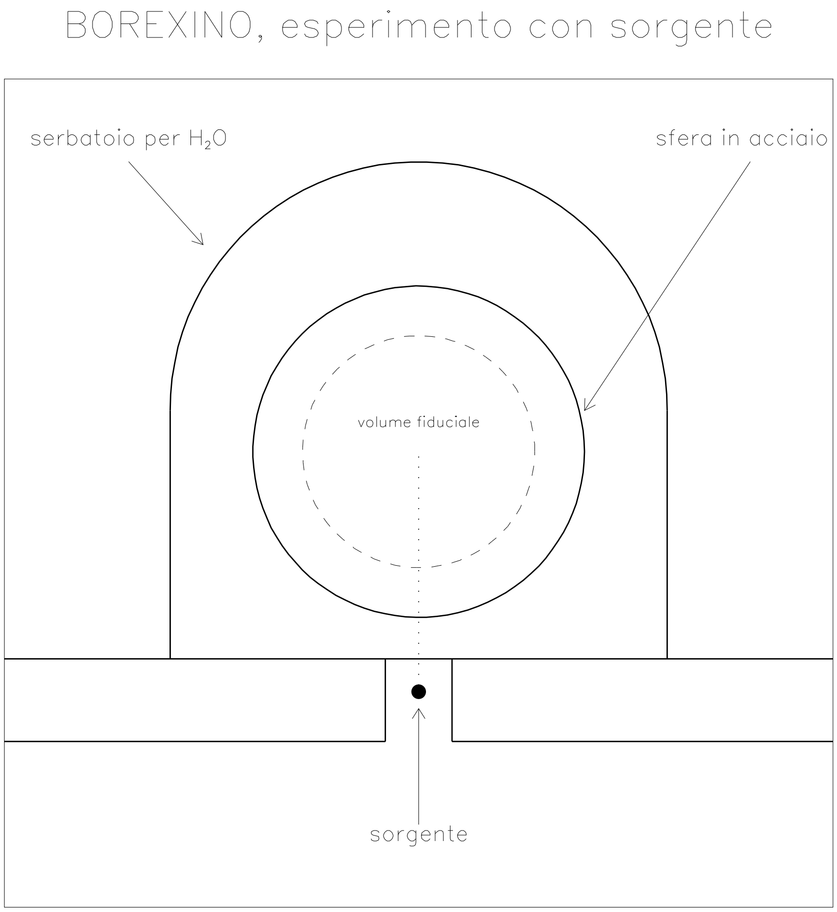


Figura 5.1: *Disposizione della sorgente radioattiva in riferimento al rivelatore BOREXINO. Il disegno non è in scala.*

5.2 Il segnale da sorgente in BOREXINO

Il punto di partenza per questa analisi è calcolare il numero di eventi indotto dalla sorgente nel volume fiduciale di BOREXINO. Dal momento che l'intensità di una sorgente radioattiva varia nel tempo, è opportuno calcolare il numero di eventi per un determinato periodo di presa dati. Inoltre, è anche opportuno considerare il fatto che l'attività della stessa sorgente varia durante il periodo di tempo necessario a trasportarla dal reattore, dove viene prodotta, al Laboratorio in sotterraneo. Se, pertanto, t_{tr} è il tempo di trasporto e Δt indica la durata dell'esperimento con sorgente, il numero di eventi, N_0, nel volume fiduciale (FV) si scrive come:

$$N_0 = n_t \langle \sigma_e \rangle \times \int_{t_{\rm tr}}^{\Delta t + t_{\rm tr}} dt' \, I(t') \times \int_{FV} \frac{d^3x}{4\pi \delta^2(x)} \, , \tag{5.1}$$

dove n_t è la densità di bersagli nel FV, $I(t) = I_0 \exp(-\lambda t)$ (λ è la costante di decadimento), $\delta(x)$ è la distanza tra la sorgente e un generico elemento di volume infinitesimo centrato nel punto x all'interno del FV e:

$$\langle \sigma_e \rangle = \int dE_\nu \, \lambda(E_\nu) \sigma_e(E_\nu) \, , \tag{5.2}$$

essendo $\lambda(E_\nu)$ lo spettro della sorgente considerata e $\sigma_e(E_\nu)$ la sezione d'urto del processo di diffusione elastica. In particolare, risulta:

$$\sigma_e(E_\nu) = \int_0^{E_\nu/(1+m_e/2E_\nu)} dT \, W(T) \frac{d\sigma_e^{\rm weak}(E_\nu, T)}{dT} \, , \tag{5.3}$$

analoga alla (3.10)
L'integrale sul FV, che compare nella (5.1), è stato calcolato in [72]. Di seguito, vengono elaborati i passaggi principali dei calcoli opportuni alla sua valutazione[2]. Innanzi tutto, considerando quali bersagli gli elettroni nel FV, il numero complessivo di elettroni nello stesso volume, N_e, e il flusso, ϕ_0, di (anti)neutrini al centro del rivelatore si scrivono rispettivamente come:

$$N_e = \frac{4}{3}\pi R^3 n_e, \tag{5.4}$$

[2]Questi calcoli non sono riportati in [72] e saranno utili nel capitolo successivo, dove l'integrale sul FV è ricalcolato per tenere conto del fenomeno di oscillazione dei neutrini emessi dalla sorgente.

e

$$\phi_0 = \frac{I\,(0)}{4\pi D^2}, \tag{5.5}$$

essendo n_e il numero di elettroni per unità di volume, $I\,(0)$ l'attività iniziale della sorgente e D la distanza della sorgente dal centro del rivelatore come mostrato in figura (5.2). Quindi, riferendosi alla stessa figura, l'integrale di volume si può scrivere:

$$n_e \int_{FV} \frac{d^3x}{4\pi\delta^2} = \frac{3N_e}{2} D^2 \phi_0 \int_0^R dr \int_0^\pi d\theta \frac{r^2 \sin\theta}{D^2 + r^2 - 2Dr\cos\theta}. \tag{5.6}$$

Operando una sostituzione di variabili, si trova:

$$\int_{FV} \frac{d^3x}{4\pi\delta^2} = \frac{3N_e}{2} \left(\frac{D}{R}\right)^3 \int_0^{R/D} dt \int_{-1}^{+1} d\rho \frac{t^2}{1 + t^2 - 2t\rho}, \tag{5.7}$$

dove si è posto $t = r/D$ e $\rho = \cos\theta$. Tenuto conto che:

$$\int_{-1}^{+1} d\rho \frac{1}{1 + t^2 - 2t\rho} = \frac{1}{t} \ln\left(\frac{1+t}{1-t}\right), \tag{5.8}$$

si può elaborare l'integrale in dt per trovare:

$$\int_{FV} \frac{d^3x}{4\pi\delta^2} = \frac{3N_e}{2h^3} \left[h - \frac{1-h^2}{2} \ln\left(\frac{1+h}{1-h}\right)\right], \tag{5.9}$$

essendo $h = R/D$. A questo punto è naturale introdurre la funzione:

$$f\left(\frac{R}{D} \equiv h, N_e\right) = \frac{3N_e}{2h^3} \left[h - \frac{1-h^2}{2} \ln\left(\frac{1+h}{1-h}\right)\right]. \tag{5.10}$$

La (5.10), divisa per N_e, rappresenta il fattore geometrico responsabile della particolare geometria dell'apparato sperimentale considerato. In definitiva, la (5.1) si può scrivere:

$$N_0 = \phi_0 f\,(h, N_e)\, \frac{e^{-\lambda t_{tr}}}{\lambda} \left(1 - e^{-\lambda\Delta t}\right) \langle\sigma_e\rangle, \tag{5.11}$$

dove $I\,(0)$ è l'attività iniziale della sorgente. La (5.11) è la formula generale per il calcolo del numero di eventi da sorgente, atteso nel FV di BOREXINO, nella ipotesi di interazione convenzionale neutrino-elettrone. Inoltre, la (5.11)

tiene conto della risoluzione energetica del rivelatore come specificato nel capitolo terzo (4.8% ad 1 MeV).
Per quanto riguarda, infine, l'ipotesi di sorgente puntiforme va considerato che per una sorgente, ad esempio, con un nucleo cilindrico di diametro dell'ordine di 20 cm ed altezza di 30 cm, la variazione del fattore geometrico nel volume del nucleo è completamente trascurabile.

5.2.1 Stima del fondo al segnale da sorgente

Il fondo al segnale da sorgente è dovuto ai neutrini solari ed alla radioattività intrinseca dello scintillatore. In altri termini, un evento indotto da un neutrino proveniente dalla sorgente non è distinguibile da quello indotto da un neutrino solare o da un decadimento β nel FV.
Nel capitolo secondo il numero di eventi/giorno dovuto ai neutrini solari nel FV di BOREXINO è stato calcolato per tre diversi intervalli energetici dell'elettrone diffuso. I risultati sono riassunti nella tabella (3.11). Per quanto riguarda il fondo interno, una stima della attività attesa è riportata nella tabella (3.13). In questo capitolo, dal momento che si è interessati ad un periodo di presa dati di riferimento pari ad un anno per l'esperimento con la sorgente, i dati sulla attività nel FV dei neutrini solari e del fondo interno sono riassunti in eventi/anno nelle tabelle 5.1 e 5.2.

Tabella 5.1: *Rates dei neutrini solari in BOREXINO in eventi/anno per un volume fiduciale di 100 tonnellate.*

Energia di rinculo (MeV)	SSM	LMA	SMA
0.25-0.7	20305	11092	4705
0.25-0.8	20940	11406	4840
0.25-1.0	21626	11717	4986

5.3 La sorgente di ^{51}Cr in BOREXINO

In questo paragrafo viene calcolato il numero di eventi standard atteso in presenza di una sorgente di ^{51}Cr puntiforme di attività iniziale pari a 1.69 MCi

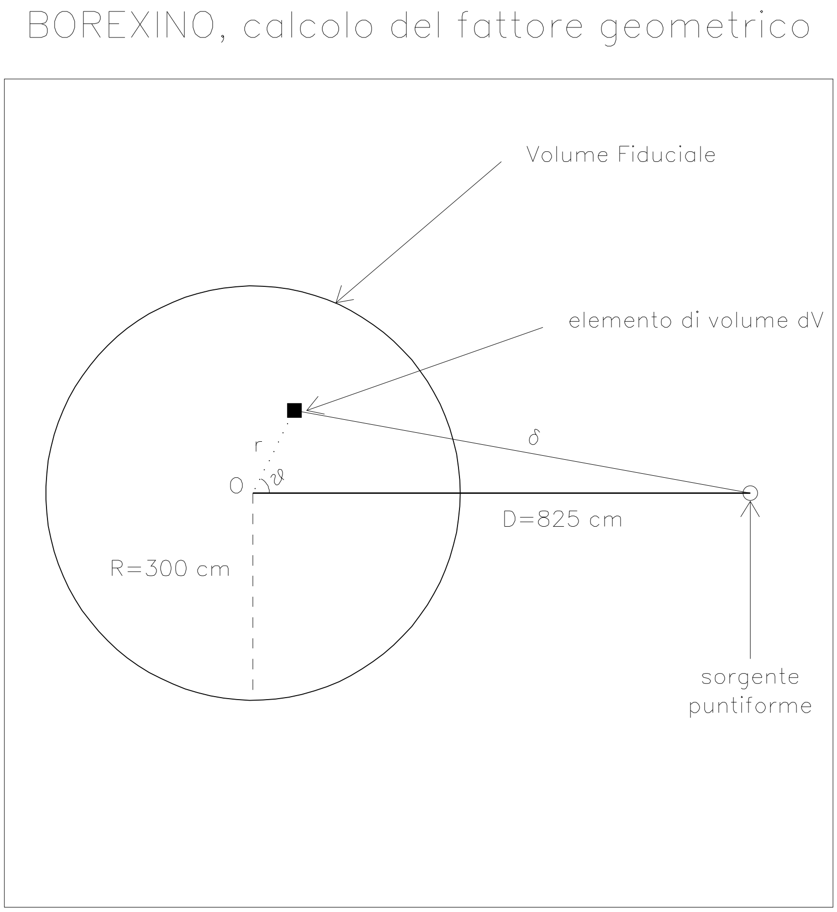


Figura 5.2: *Sistema di riferimento per il calcolo del fattore geometrico nel caso di sorgente puntiforme.*

Tabella 5.2: *Fondo interno in BOREXINO in eventi/anno per un volume fiduciale di 100 tonnellate.*

Energia di rinculo (MeV)	eventi/anno
0.25-0.7	6278
0.25-0.8	7446
0.25-1.0	13761

(62.5 x 10^{15} decadimenti/secondo). Una sorgente di questa intensità è stata sviluppata per studiare le prestazioni dell'esperimento GALLEX [73]. La sorgente è stata prodotta per cattura neutronica su 36 kg di ^{50}Cr ($^{50}\mathrm{Cr}+n \rightarrow {}^{51}\mathrm{Cr} + \gamma$). Il ^{51}Cr, quindi, emette ν_e per cattura elettronica. Lo schema di decadimento è mostrato in figura 5.3. Come mostrato nella stessa figura, la sorgente emette γ di energia pari a 320 keV. Uno schermo passivo di 3 cm di piombo è sufficiente ad assorbire il flusso di questi γ con un fattore di soppressione di 12 ordini di grandezza. Tuttavia, come descritto in [73], allo scopo di sistemare la sorgente all'interno di GALLEX è stato scelto un materiale ad alto potere assorbente, il tungsteno, in modo da ridurre il più possibile lo spessore dello schermo passivo necessario ad assorbire i γ penetranti dovuti ad impurezze radioattive. Inoltre, particolare attenzione è stata posta alla attività delle stesse impurezze nella sorgente, affiché non si superassero i limiti prescritti dalla legge viggente in merito al trasporto e stoccaggio di sorgenti radioattive. Il peso complessivo della sorgente, incluso uno schermo di tungsteno di 8.5 cm di spessore, era di 1150 kg. Infine, si osserva che le dimensioni del nucleo della sorgente, un cilindro di circa 30 cm di diametro e 50 cm di altezza, dimostrano che l'assunzione fatta di porre la sorgente puntiforme a 825 cm dal centro del FV è ragionevole.
Lo spettro di questa sorgente è diviso in quattro righe monocromatiche: $E_\nu =$ 0.751 MeV (9%), $E_\nu = 0.746$ MeV (81%), $E_\nu = 0.431$ MeV (1%) e $E_\nu =$ 0.426 MeV (9%). Pertanto, nella (5.2) si pone: $\lambda(E_\nu) = \sum_{k=1,4} b_k \delta(E_\nu - E_k)$, dove i coefficienti b_k indicano i rapporti di diramazione per ciascuna riga. Utilizzando le informazioni raccolte, la formula (5.11) è stata implementata per calcolare il numero di eventi attesi nel caso standard e per diversi periodi di presa dati. Nella tabella 5.3 sono riportati i risulati dei calcoli per tre

periodi rappresentativi di presa dati. Il tempo di trasporto considerato è di 5 giorni [3]. L'intervallo di energia per l'elettrone diffuso considerato è $T \in [0.25, 0.7]$ MeV. Il limite inferiore corrisponde alla soglia imposta dal ^{14}C, mentre il limite superiore corrisponde a $3\sigma_{T_{max}}$, dove $\sigma_{T_{max}}$ è la deviazione standard della funzione di risoluzione nella (3.12), calcolata a 0.56 MeV, cioè in corrispondenza dell'energia massima di rinculo per la riga a 0.751 MeV.

Tabella 5.3: *Numero di eventi, integrato in Δt, prodotto dalla sorgente di ^{51}Cr per tre periodi di presa dati. L'intervallo di energia per l'elettrone diffuso è $T \in$[0.25-0.7] MeV.*

Periodo di presa dati (giorni)	eventi
Δt=30	872
Δt=60	1283
Δt=100	1516

Con riferimento alla formula (3.13), se non si svolge l'integrale sull'intervallo [T_1, T_2], è possibile calcolare lo spettro differenziale in energia per la sorgente. Con un calcolo analogo a quello svolto per la figura (2.11), è possibile rappresentare lo spettro atteso per la sorgente di ^{51}Cr. Questo spettro è mostrato in figura 5.4 nella ipotesi di attività costante. Nella stessa figura, per confronto, è riportato lo spettro dei neutrini solari. La figura evidenzia il fatto che una intensità di 1.69 MCi produce un segnale confrontabile con quello dei neutrini solari da berillio. Ovviamente, a causa della vita media del ^{51}Cr, lo spettro del segnale da sorgente diminuisce velocemente rispetto a quello dei neutrini solari, che si mantiene costante.[4]

5.4 La sorgente di ^{90}Sr in BOREXINO

In questo paragrafo viene presa in considerazione una sorgente di ^{90}Sr-^{90}Y di attività iniziale pari a 1.69 MCi. Lo schema di decadimento di questa

[3] Questa assunzione è ottimistica nel caso che la sorgente debba essere trasportata al Gran Sasso dalla Russia.

[4] In realtà, a causa del moto della Terra attorno al Sole, il flusso dei neutrini solari varia del ±3.34% rispetto al suo valore medio.

sorgente è il seguente: ^{90}Sr $\rightarrow$ ^{90}Y + $\bar{\nu}_e + e^-$, ^{90}Y $\rightarrow$ ^{90}Zr + $\bar{\nu}_e + e^-$. Lo ^{90}Sr ha un tempo di dimezzamento di ∼28 anni; l'energia massima del β è di 0.546 MeV, mentre la sua energia media è di 0.196 MeV. L'^{90}Y ha un tempo di dimezzamento di ∼61.4 ore; l'energia massima del β è di 2.27 MeV, mentre la sua energia media è di 0.928 MeV. Dal momento che $T^{\mathrm{Y}}_{1/2} \ll T^{\mathrm{Sr}}_{1/2}$, il sistema Sr-Y è in equilibrio con una vita media pari a quella dello Sr ed una energia media del β pari a 1.124 MeV. Pertanto, per ogni decadimento sono emessi due antineutrini elettronici.

L'idea di realizzare una intensa sorgente di Sr-Y per scopi di ricerca in Fisica delle particelle è considerata in molti lavori [70, 71, 74, 75]. In particolare, in [75] è avanzata l'ipotesi di costruire una intensa sorgente di Sr-Y, utilizzando le cosiddette *radionuclide heat sources* (RHS), che sono impiegate in Russia per motivi di riscaldamento. Una RHS di 1000 W, ad esempio, ha una attività di $5.6{\cdot}10^{15}$ s^{-1}. Nello stesso lavoro è sottolineato il fatto che l'intensità di una simile sorgente viene attualmente misurata attraverso il calore rilasciato con una precisione del 2.5%, anche se questa precisione può essere migliorata a livello dell'1%. Questo è un dato molto importante dal punto di vista sperimentale, poiché l'accuratezza con cui è nota l'attività della sorgente domina la fluttuazione statistica del fondo per lunghi periodi di presa dati (vedi seguito).

La realizzazione di una sorgente di Sr-Y, poi, presenta delle complicazioni non trascurabili rispetto a quella di Cr, poiché la presenza di elettroni β genera una intensa attivià di bremsstrahlung e un consequente riscaldamento. In particolare, è possibile valutare questo riscaldamento, utilizzando i dati indicati sopra, in circa 7.2 kW/MCi. Tutto ciò complica la struttura della sorgente, la quale deve prevedere un opportuno spessore di schermo passivo ed un sistema di raffreddamento.

In [74] sono indicate le caratteristiche tecniche di un modulo base per una RHS, in cui un composto dello Sr è contenuto in un volume cilindrico di 11.1 cm di diametro, 23.2 cm di altezza e 7-9 mm di spessore. Ogni modulo può rilasciare al massimo 1 kW ed è rivestito di una speciale lega (EP-567), resistenze ad alte temperature. Il funzionamento di una RHS di questo tipo è garantito per almeno 10 anni.

Da queste preliminari informazioni è evidente che, mentre per la sorgente di ^{51}Cr esiste già una soluzione tecnologica sperimentata, che si adatta bene all'apparato di figura 5.1, per una sorgente di ^{90}Sr è opportuno sviluppare un complesso progetto per stabilire innanzi tutto qual è la massima attività per una sorgente che possa essere adattata all'apparato sperimentale di BOREX-

INO.
Lo spettro di questa sorgente è calcolato come $\lambda(E_\nu) = \lambda_{\rm Sr}(E_\nu) + \lambda_{\rm Y}(E_\nu)$, dove

$$\lambda_i\left(E_\nu\right) = A_i\left(Q_i + m_e - E_\nu\right) E_\nu^2 \sqrt{\left(Q_i + m_e - E_\nu\right)^2 - m_e^2}\,\frac{x_i}{1 - e^{-x_i}}\,. \quad (5.12)$$

Nella (5.12) $i \in \{\rm Sr, Y\}$, A_i è un fattore di normalizzazione, Q_i è il β-*endpoint*, m_e la massa dell'elettrone e

$$x_i = 2\pi Z_i \alpha \frac{Q_i + m_e - E_\nu}{\sqrt{\left(Q_i + m_e - E_\nu\right)^2 - m_e^2}}\,, \quad (5.13)$$

essendo Z_i il numero atomico ed α=1/137. Lo spettro della sorgente in base alla (5.12) è mostrato in figura 5.5.
In modo del tutto analogo a quanto svolto per la sorgente di Cr, in tabella 5.4 sono riassunti i risultati del calcolo del numero di eventi atteso nella ipotesi di interazioni convenzionali e per tre periodi rappresentativi di presa dati; mentre in figura 5.6 è mostrato lo spettro standard da sorgente di ^{90}Sr, nella ipotesi di attività costante, con quello dei neutrini solari. L'intervallo di energia per l'elettrone diffuso è [0.25,1.0] MeV, dal momento che al di sopra di 1 MeV il fondo di potassio aumenta e il contributo del momento magnetico non è influente (vedi paragrafo successivo).

Tabella 5.4: *Numero di eventi, integrato in Δt, prodotto dalla sorgente di ^{90}Sr per tre periodi di presa dati. L'intervallo di energia per l'elettrone diffuso è $T \in$[0.25-1.0] MeV.*

Periodo di presa dati (giorni)	eventi
Δt=30	1389
Δt=60	2776
Δt=100	4620

5.5 Le sorgenti di ^{51}Cr e ^{90}Sr per $\mu_\nu \neq 0$

La presenza di un momento magnetico non nullo per il neutrino altera la sezione d'urto del processo di diffusione elastica neutrino-elettrone. Il contributo elettromagnetico alla sezione d'urto differenziale è espresso dalla (2.42). Il coefficiente proporzionale a μ_ν^2 nella (2.42) è calcolato come:

$$\frac{\pi\alpha^2\mu_\nu^2}{m_e^2} \simeq 24.94 \cdot \left(\frac{\mu_\nu}{10^{-10}\mu_B}\right)^2 \cdot 10^{-46}\,\mathrm{cm}^2\ . \tag{5.14}$$

Da un punto di vista sperimentale un $\mu_\nu \neq 0$ produce un aumento del numero di eventi nel FV e modifica lo spettro degli elettroni rinculati in modo peculiare, dal momento che la sezione d'urto nella (2.42) si comporta come 1/T ad energie basse. Queste sono le informazioni da studiare durante l'esperimento con la sorgente. In questa trattazione, tuttavia, si considera solo il primo effetto, cioè l'aumento del numero atteso di eventi. Una volta eseguito l'esperimento sarà possibile confrontare le previsioni elaborate sulla base di questa analisi con l'andamento dello spettro misurato.
Nelle figure 5.7 e 5.8 è mostrato il contributo del termine elettromagnetico insieme a quello standard ed al segnale dei neutrini solari per le sorgenti considerate. In entrambe le figure, poi, l'attività delle stesse sorgenti è assunta costante per semplicità.
La differenza nel numero atteso di eventi per alcuni valori rappresentativi di μ_ν, dovuta ad un $\mu_\nu \neq 0$, è riassunta nelle tabelle 5.5 e 5.6, rispettivamente, per la sorgente di ^{51}Cr e quella di ^{90}Sr.

Tabella 5.5: *Numero di eventi, integrato in Δt, prodotto dalla componente elettromagnetica per la sorgente di ^{51}Cr e per tre periodi di presa dati. L'intervallo di energia per l'elettrone diffuso è T $\in$[0.25-0.7] MeV.*

Periodo di presa dati (giorni)	$\mu_\nu = 0.4$ (10^{-10} μ_B)	μ_ν=0.5 (10^{-10} μ_B)	μ_ν=0.6 (10^{-10} μ_B)
Δt=30	57	89	128
Δt=60	84	130	188
Δt=100	98	153	221

Tabella 5.6: *Numero di eventi, integrato in Δt, prodotto dalla componente elettromagnetica per la sorgente di ^{90}Sr e per tre periodi di presa dati. L'intervallo di energia per l'elettrone diffuso è $T \in$[0.25-1.0] MeV.*

Periodo di presa dati (giorni)	$\mu_\nu = 0.2$ (10^{-10} μ_B)	μ_ν=0.3 (10^{-10} μ_B)	μ_ν=0.4 (10^{-10} μ_B)
Δt=30	50	112	199
Δt=60	100	224	398
Δt=100	166	372	662

5.6 La sensibilità di BOREXINO ad un momento magnetico non nullo per il neutrino

In questo paragrafo viene valutata la sensibilità di BOREXINO ad un momento magnetico non nullo per il neutrino sulla base dei risultati esposti nei precedenti paragrafi. In modo analogo a quanto visto nel capitolo quarto a proposito degli esperimenti con i reattori, in BOREXINO la suddetta sensibilità può essere quantificata dal confronto tra la fluttuazione statistica del fondo e l'eccesso di eventi dovuto ad un particolare valore di μ_ν.
Per la stima del fondo si fa riferimento alle tabelle 5.1 e 5.2. Si fa notare, poi, che il numero di eventi da neutrini solari è stato calcolato nel capitolo terzo nella ipotesi che $\mu_\nu = 0$. Ovviamente, un momento magnetico non nullo altera il rateo dei neutrini solari in BOREXINO. Tuttavia, in questa trattazione si trascura questo effetto di secondo ordine, dal momento che si è interessati solo ad una stima del fondo. Inoltre, la presenza di un momento magnetico implica la possibilità che i neutrini emergenti dal Sole possano interagire con il campo magnetico di quest'ultimo. L'effetto prodotto è analogo a quello discusso per la supernova nel capitolo quarto. Anche questo effetto è trascurato nel seguito, poiché non esistono informazioni definitive sulla struttura del campo magnetico nelle regioni interne al Sole.
Premesso ciò, si suppone di prendere dati in assenza di sorgente per un anno. Se il numero di eventi raccolti è pari ad N, il fondo in un intervallo tempo-

rale Δt^5 è semplicemente $N_B = fN$, dove $f = \Delta t/365$. La corrispondente fluttuazione statistica al 90% di C.L., assumendo una statistica di Poisson, è: $\delta N_B = 1.645\sqrt{(1+f)\,N_B}$. In questa espressione si è considerato sia l'errore dovuto alle fluttuazioni statistiche sia l'errore dovuto al limitato periodo di presa dati.
Nel caso standard, $\mu_\nu = 0$, il numero di eventi da sorgente, N_S, nel periodo di presa dati Δt è riassunto nelle tabelle 5.3 e 5.4 per la sorgente di ^{51}Cr e ^{90}Sr, rispettivamente. Assumendo una incertezza sulla attività della sorgente pari all'1% [76], si può valutare l'effetto di questo errore sulla fluttuazione statistica del numero atteso di eventi al 90% di C.L. come: $\delta N_S = 1.645\sqrt{N_S\left[1 + N_S\,(\Delta A/A)^2\right]}$, essendo $\Delta A/A = 0.01$. Gli errori sul fondo (radioattività + neutrini solari) e sul numero di eventi atteso per $\mu_\nu = 0$ si sommano in quadratura.
Il numero di eventi da sorgente e fondo, attesi per tre periodi rappresentativi di presa dati per la sorgente di ^{51}Cr, è mostrato in tabella 5.7. Gli errori

Tabella 5.7: *Numero atteso di eventi [segnale(μ_ν=0) + fondo interno] per la sorgente di ^{51}Cr per tre periodi rappresentativi di presa dati e tre scenari di oscillazione. Gli errori riportati sono statistici e corrispondono ad un livello di confidenza del 90%.*

Periodo di presa dati (giorni)	SSM	LMA	SMA
Δt=30	3057±94	2300±82	1775±72
Δt=60	5653±133	4138±114	3088±98
Δt=100	8799±173	6275±145	4525±123

corrispondono ad un livello di confidenza del 90% e sono stati calcolati come indicato sopra. Allo scopo di stabilire la sensibilità di BOREXINO a $\mu_\nu \neq 0$ la tabella 5.7 deve essere confrontata con la tabella 5.5. Nello scenario SSM si può constatare che l'eccesso di eventi è ampiamente maggiore delle fluttuazioni statistiche solo per μ_ν=0.6·10^{-10} μ_B; mentre nello scenario di oscillazioni MSW, si è sensibili a μ_ν=0.5·10^{-10} μ_B. Questo tipo di analisi può essere svolta considerando il grafico in figura 5.9, dove le linee in tratteggio

[5] Δt è il periodo di presa dati in giorni per l'esperimento con sorgente.

mostrano l'andamento della fluttuazione statistica del fondo in funzione del periodo di presa dati, mentre le linee solide rappresentano l'eccesso di eventi dovuto ad un $\mu_\nu \neq 0$. Questo grafico mostra che un valore di $0.4{\cdot}10^{-10}$ μ_B non può essere mai evidenziato da una sorgente di ^{51}Cr di 1.69 MCi. Inoltre, si può verificare che un periodo di presa dati superiore a circa 60 giorni non comporta alcun miglioramento. Si conclude, pertanto, che una sorgente di ^{51}Cr di 1.69 MCi consente di porre un limite superiore, nella ipotesi di SMA, pari a:

$$\mu_\nu \leq 4.5 \cdot 10^{-11}\, \mu_B \, (90\%\, C.L.). \tag{5.15}$$

La tabella 5.8 è simile alla tabella 5.7, ma è riferita alla sorgente di ^{90}Sr.

Tabella 5.8: *Numero atteso di eventi [segnale(μ_ν=0) + fondo interno] per la sorgente di ^{90}Sr per tre periodi rappresentativi di presa dati e tre scenari di oscillazione. Gli errori riportati sono statistici e corrispondono ad un livello di confidenza del 90%.*

Periodo di presa dati (giorni)	SSM	LMA	SMA
Δt=30	4298±113	3483±102	2930±94
Δt=60	8593±167	6964±151	5858±139
Δt=100	14315±227	11600±206	9756±190

In questo caso, BOREXINO è sensibile a μ_ν=$0.3{\cdot}10^{-10}$ μ_B dopo appena 30 giorni di presa dati. Questo può essere inferito immediatamente dalla figura 5.10, analoga alla precedente figura 5.9. La figura 5.10 suggerisce che un valore dell'ordine di $0.2{\cdot}10^{-10}$ μ_B può essere evidenziato da un esperimento di lunga durata (>200 giorni), anche in presenza dello scenario standard per i neutrini solari. In questo caso si può concludere che BOREXINO in 5 mesi di presa dati con una sorgente di ^{90}Sr di 1.69 MCi può raggiungere, nello scenario SMA, una sensibilità pari a:

$$\mu_\nu \leq 2.0 \cdot 10^{-11}\, \mu_B \, (90\%\, C.L.). \tag{5.16}$$

Un'ultima osservazione è doverosa: nella trattazione svolta non si è tenuto conto dello scenario per oscillazioni nel vuoto. Dal momento che questo scenario, insieme a quello a piccoli angoli, sembrerebbe favorito come soluzione del problema dei neutrini solari, sarebbe interessante includerlo nell'analisi. Tuttavia, la soluzione per oscillazioni nel vuoto è molto instabile nel senso che piccole variazioni dei parametri si riflettono in forti variazioni dei rates. Inoltre, in questa ipotesi il segnale dei neutrini solari cambierebbe molto nel tempo. Per questi motivi è opportuno prendere in considerazione la possibilità di ripetere l'analisi presentata nel capitolo per le oscillazioni nel vuoto nel caso si provasse che questa è la soluzione cercata per il problema dei neutrini solari.

$$^{51}Cr + e \rightarrow^{51} V + \nu_e$$

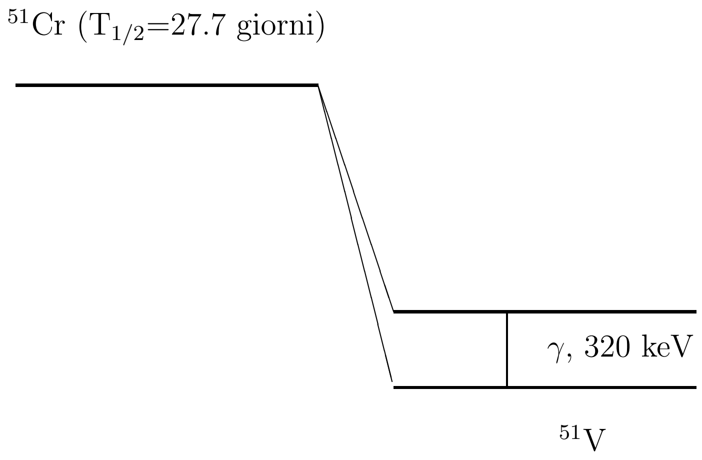


Figura 5.3: *Schema di decadimento per la sorgente di ^{51}Cr. Lo spettro di decadimento è composto da quattro righe monocromatiche come specificato nel testo.*

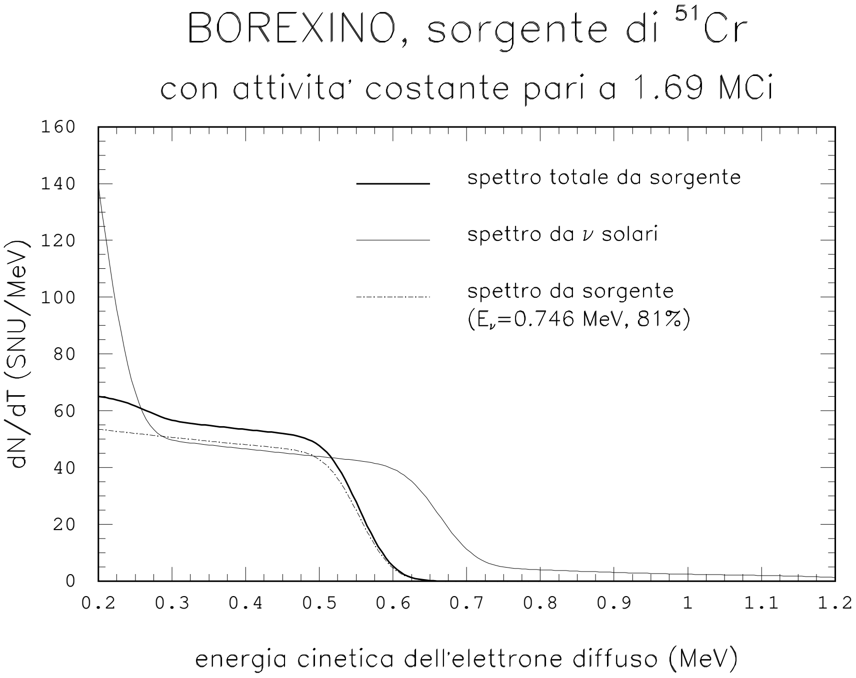


Figura 5.4: *Spettro differenziale del rate di eventi in SNU/MeV per scattering elastico ν-e per il segnale di neutrini solari e per il segnale da sorgente di ^{51}Cr nella ipotesi che μ_ν=0.*

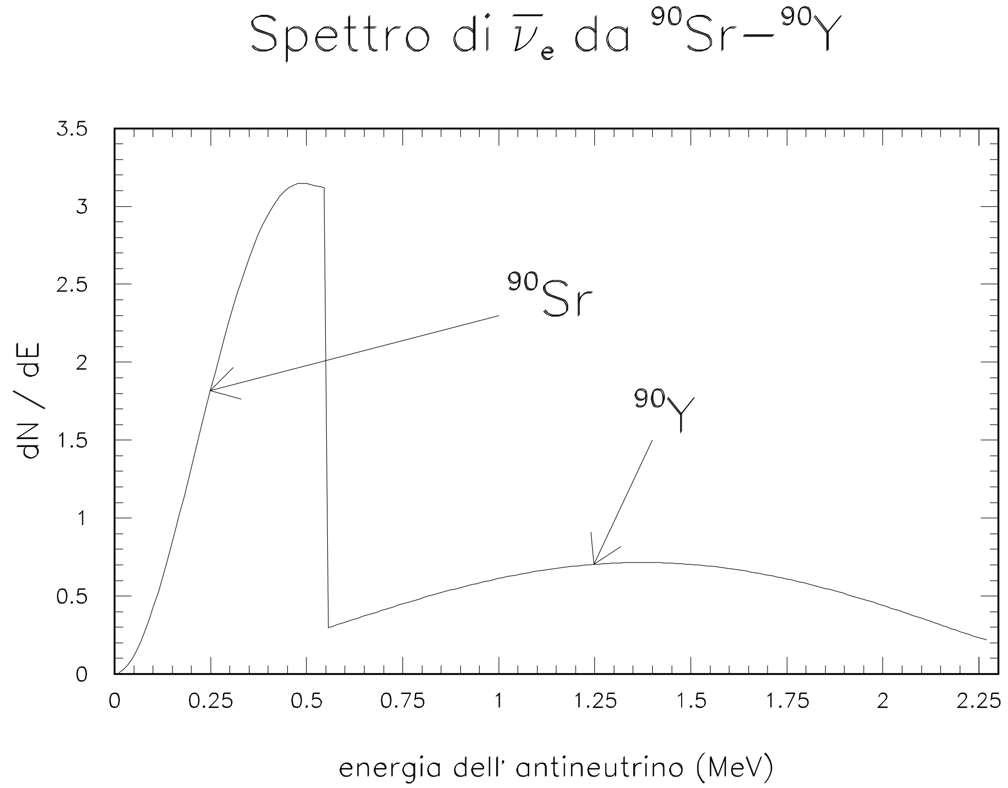


Figura 5.5: *Spettro degli $\overline{\nu}_e$ prodotti dal decadimento β dello ^{90}Sr in equilibrio con ^{90}Y.*

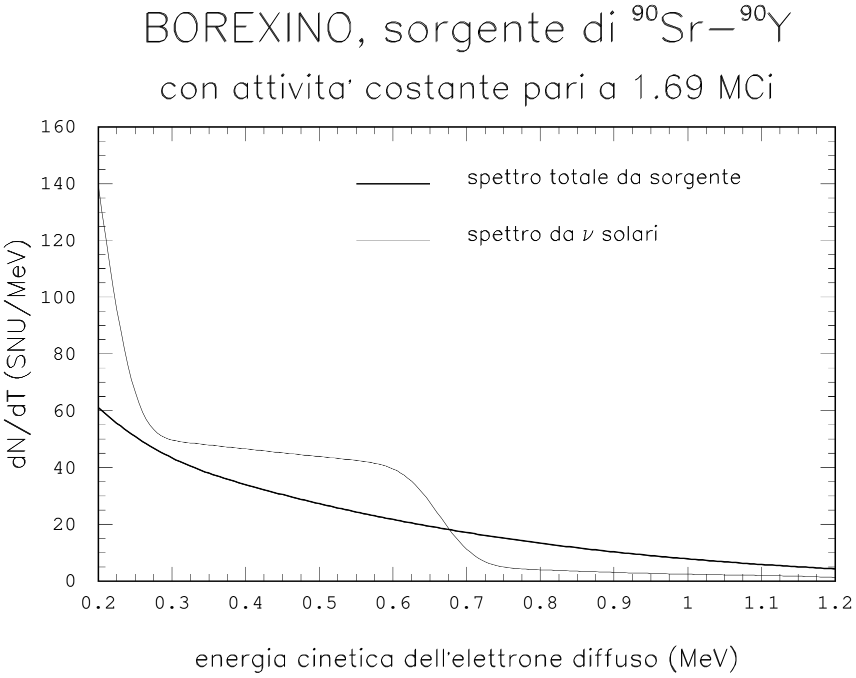


Figura 5.6: *Spettro differenziale del rate di eventi in SNU/MeV per scattering elastico ν-e per il segnale di neutrini solari e per il segnale da sorgente di ^{90}Sr nella ipotesi che μ_ν=0.*

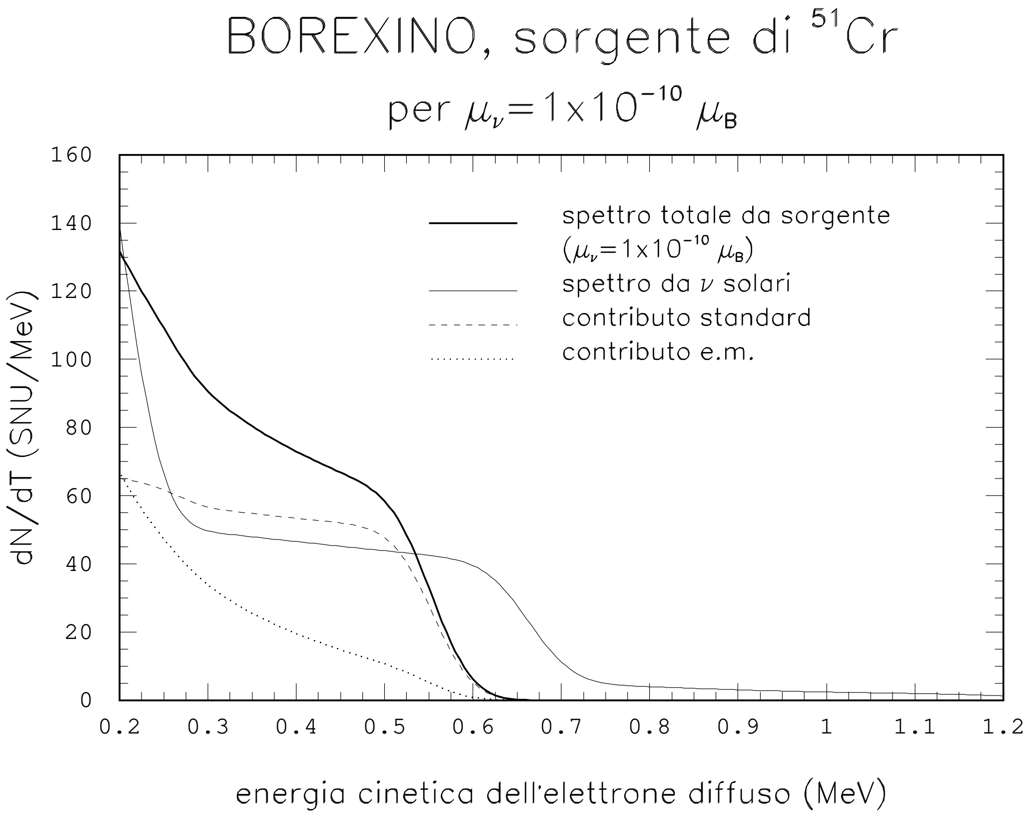


Figura 5.7: *Spettro differenziale del rate di eventi in SNU/MeV per scattering ν-e per il segnale dei neutrini solari e per il segnale della sorgente di ^{51}Cr. Il contributo del termine standard (linea in tratteggio) e del termine elettromagnetico (linea punteggiata) per μ_ν=1 $\cdot$ 10^{-10} μ_B sono mostrati separatamente, mentre la loro somma è mostrata dalla linea solida come indicato in figura.*

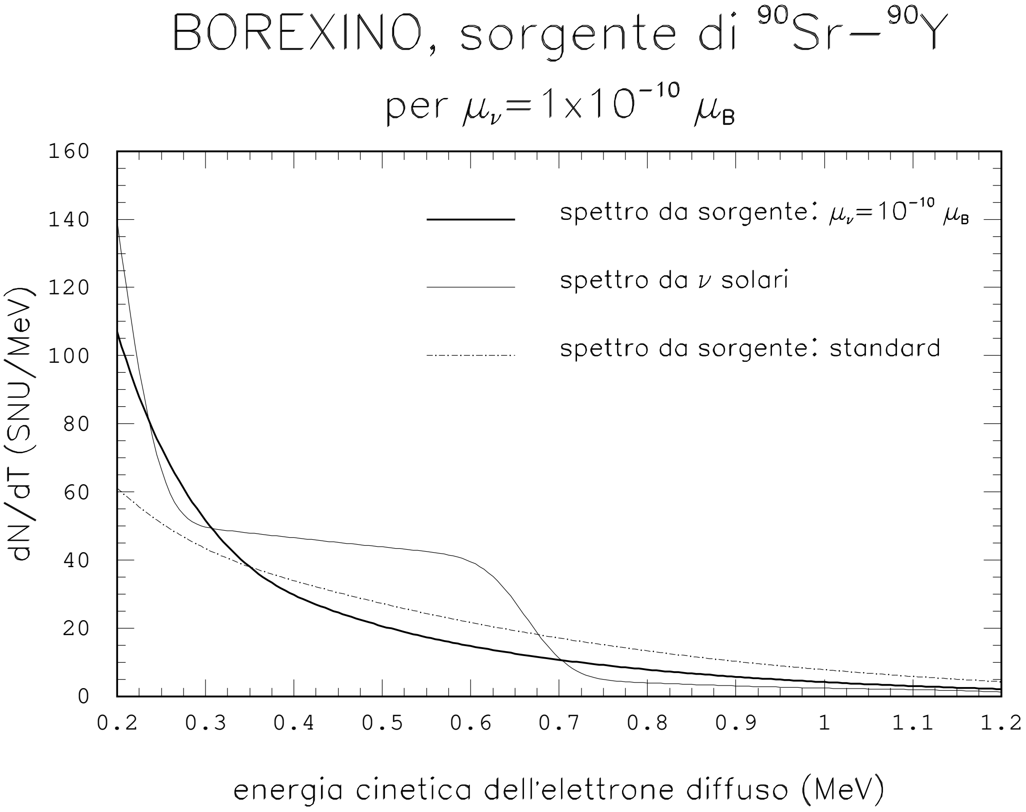


Figura 5.8: *Spettro differenziale del rate di eventi in SNU/MeV per scattering ν-e per il segnale dei neutrini solari e per il segnale della sorgente di ^{90}Sr. Il contributo del termine standard da sorgente (linea in tratteggio) e del termine elettromagnetico anch'esso da sorgente (linea solida marcata) per μ_ν=1 $\cdot$ 10^{-10} μ_B sono mostrati separatamente.*

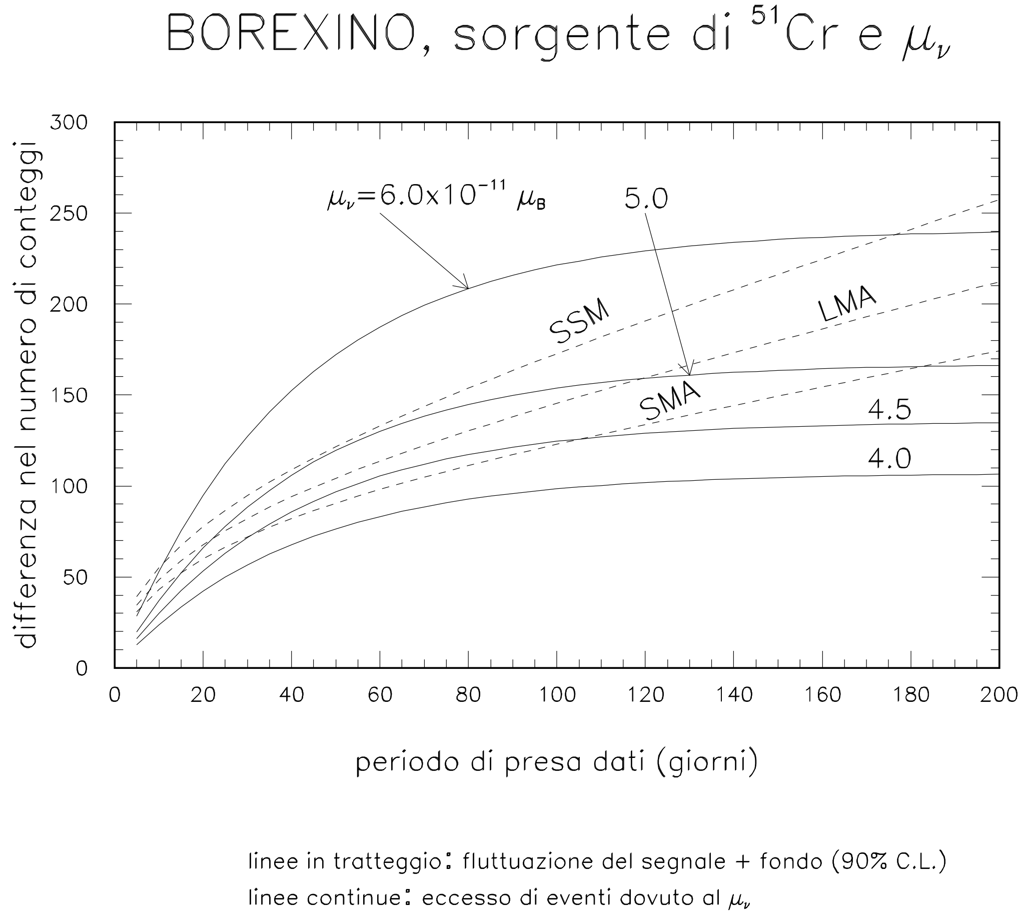


Figura 5.9: *Linee solide: eccesso di eventi dovuto al termine e.m. in funzione del numero di giorni di presa dati per tre valori rappresentativi di μ_ν (in unità di 10^{-11} μ_B) per la sorgente di ^{51}Cr. Linee in tratteggio: fluttuazione statistica del fondo. Vedi testo per maggiori dettagli.*

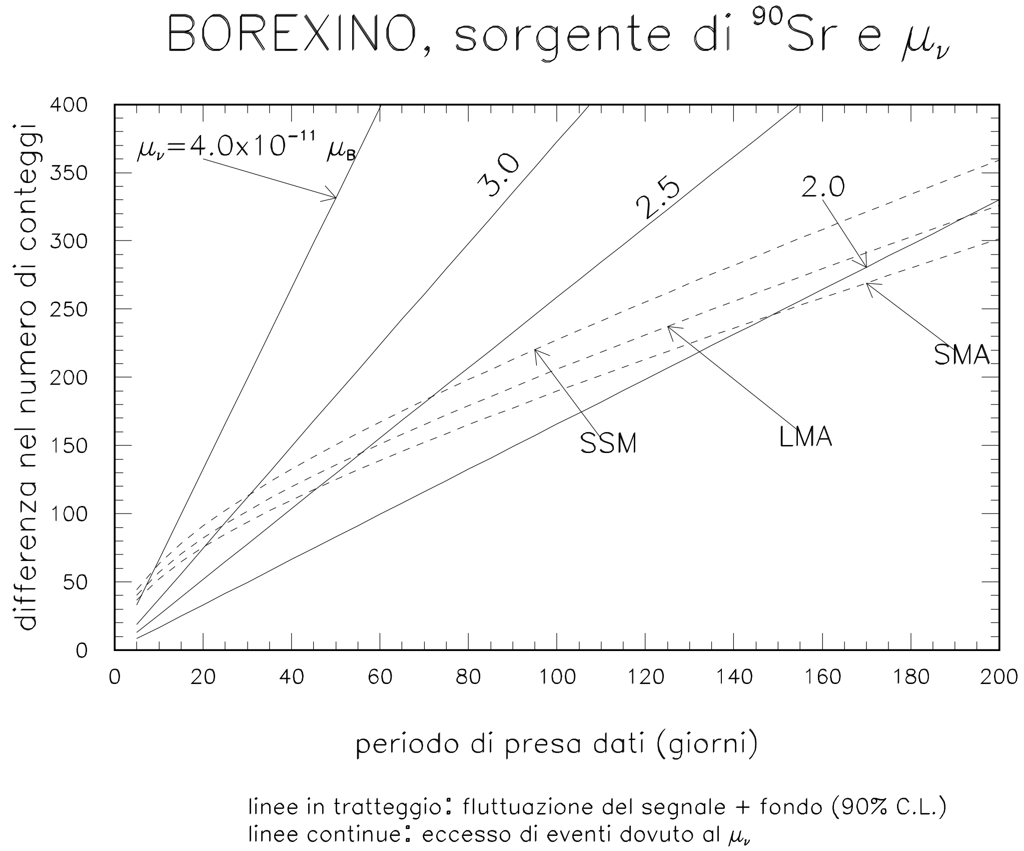


Figura 5.10: *Linee solide: eccesso di eventi dovuto al termine e.m. in funzione del numero di giorni di presa dati per tre valori rappresentativi di μ_ν (in unità di 10^{-11} μ_B) per la sorgente di ^{90}Sr. Linee in tratteggio: fluttuazione statistica del fondo. Vedi testo per maggiori dettagli.*

Capitolo 6

Studio di ulteriori proprietà del neutrino mediante gli esperimenti con sorgente di ^{51}Cr e ^{90}Sr in BOREXINO

L'analisi svolta nel capitolo precedente copre solo una parte delle potenzialità offerte da un esperimento con sorgente in BOREXINO. Pertanto, in questo capitolo [1] si vuole generalizzare l'esperimento allo scopo di includere, ad esempio, lo studio delle oscillazioni di neutrino, mediante l'utilizzo appunto di sorgenti radioattive. Viene, inoltre, analizzato di nuovo il problema della misura del momento magnetico nell'ipotesi di un momento di anapolo non nullo ($\langle r_\nu^2 \rangle^2 \neq 0$) per il neutrino. Infine, si considerano entrambe le sorgenti radioattive allo scopo di studiare le costanti di accoppiamento $g_V^{\nu_e}$ e $g_A^{\nu_e}$, che compaiono nella definizione di corrente neutra per l'interazione neutrino-elettrone.

[1] I risultati presentati di seguito sono raccolti in un lavoro di A. Ianni, D. Montanino e G. Sciosca (hep-ex/9901012).

6.1 L'esperimento con sorgente: scenario standard

L'apparato dell'esperimento con sorgente è analogo a quello descritto nel capitolo precedente. In questo capitolo, tuttavia, si prende in considerazione una sorgente di 5 MCi ($1.85 \cdot 10^{17}$ decadimento/secondo) per avere un confronto diretto con le potenzialità di LAMA [70] e per considerare, probabilmente, la massima attività possibile per una sorgente da installare nel Laboratorio sotterraneo del Gran Sasso. La massa dello scintillatore presa in considerazione è di nuovo di 100 tonnellate. Il numero di elettroni è, dunque, pari a $3.3 \cdot 10^{31}$, mentre quello di atomi di idrogeno è pari a $6 \cdot 10^{30}$. In un contesto più generale, rispetto a quello del capitolo precedente, si opera la seguente distinzione tra le reazioni da studiare a seconda della sorgente considerata: per i ν_e da ^{51}Cr la rivelazione avviene mediante diffusione elastica ν_e-e; mentre, per gli $\overline{\nu}_e$ da ^{90}Sr la rivelazione avviene attraverso processi di scattering elastico $\overline{\nu}_e$-e ed assorbimento β-inverso: $\overline{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ (la soglia cinematica della reazione è pari a E_{min}=1.804 MeV). Ovviamente, gli eventi da β-inverso sono distinguibili attraverso la segnatura di coincidenza ritardata tra il segnale di annichilazione del positrone e quello di cattura neutronica: $n + p \rightarrow d + \gamma(1.2\ \text{MeV})$.
La sezione d'urto differenziale per il processo di diffusione è quella riportata in (2.41), dove la differenza dei coefficienti tra neutrini elettronici e muonici/tauonici è stata evidenziata. Le formule per il calcolo della sezione d'urto nell'intervallo di energia considerato sono analoghe a quelle già descritte nei capitoli terzo e quinto. Anche in questo caso, comunque, si considera una risoluzione energetica pari al 4.8% ad 1 MeV. Gli intervalli di energia per l'elettrone diffuso, nel caso di scattering elastico appunto, sono uguali a quelli considerati nel capitolo quinto.
Per il processo di β-inverso, invece, la sezione d'urto si scrive:

$$\sigma_e(E_\nu) = \sigma_0 \, (E_\nu - Q) \, \sqrt{(E_\nu - Q)^2 - m_e^2}\,, \tag{6.1}$$

con $\sigma_0 = 94.55 \cdot 10^{-45}$ cm^2, $Q = 1.2933$ MeV. La formula (6.1) è, poi, modificata in base alle prescrizione in [77] per tenere in considerazione effetti di bremsstralhung e di magnetismo.
Per il calcolo del numero di eventi si fa riferimento alla formula (5.11), che qui viene riscritta come:

$$N_0 = \phi_0 f(R/D, N_t) \langle\sigma_e\rangle \Gamma(t, t_{\rm tr})\,, \tag{6.2}$$

essendo $\Gamma(t, t_{\rm tr}) = \lambda^{-1}\exp(-\lambda t_{\rm tr}) \times [1 - \exp(-\lambda t)]$. Ovviamente, la sezione d'urto da considerare dipende dal tipo di processo. Nel presente capitolo si pone t_{tr}=5 giorni. Chiaramente, un tempo di trasporto di queste dimensioni è importante solo per la sorgente di ^{51}Cr, per la quale, poi, sulla base della analisi svolta nel capitolo precedente, è possibile massimizzare il rapporto segnale/rumore e assumere un periodo di presa dati rappresentativo tale che $t = 60$ giorni.
Per lo ^{90}Sr, al contrario, maggiore è la durata dell'esperimento, migliore è la sensibilità raggiungibile; tuttavia, un limite a questa grandezza deriva dalla incertezza sulla attività della sorgente. Si assume, pertanto, un tempo di presa dati uguale a 180 giorni per avere una durata dell'esperimento ragionevole.
Il problema del fondo in presenza di una sorgente radioattiva è stato già discusso in precedenza. In questo capitolo si immagina di nuovo di prendere dati per un lungo periodo in assenza di sorgente ("source-off"). In questa ipotesi il numero di eventi di fondo (neutrini solari+radioattività) è dato semplicemente da $N_B = Bt$, dove B è il rate del fondo, misurato durante il periodo di "source-off", mentre t indica la durata dell'esperimento. Per semplicità si considera il rate da neutrini solari uguale a quello previsto nel caso standard. Pertanto, si pone $B = 73$ eventi/giorno per $T \in [0.25 - 0.7]$ MeV e $B = 97$ eventi/giorno per $T \in [0.25 - 1.0]$ MeV, come risulta dai dati del capitolo precedente.
Per il processo di β-inverso, la segnatura da coincidenza ritardata consente di sopprimere tutto il fondo, fatta eccezione per una piccola correzione di circa 10 eventi/anno in 100 tonnellate dovuta agli $\overline{\nu}_e$ provenienti da reattori nucleari [78]. Pertanto, è ragionevole assumere $B = 0$ per questo tipo di eventi.
Infine, si osserva che il segnale del fondo può essere sottratto da quello da sorgente, poiché si assume il primo ben noto. Ovviamente, il fondo contribuisce alla determinazione del segnale da sorgente mediante la sua incertezza statistica. Di conseguenza, la fluttuazione ad 1σ sulla incertezza del numero di

eventi standard, attesi in presenza di una sorgente radioattiva, si scrive [2]:

$$\delta_{N_0} = \sqrt{N_B + N_0\,(1 + \delta_A^2 N_0)}\,. \tag{6.3}$$

Nella (6.3) risulta $\delta_A = 0.01$, cioè una incertezza dell'1% sulla attività iniziale della sorgente.
Un segnale non standard può essere discriminato a livello di 1σ se $|N - N_0| \geq \delta_{N_0}$. Dal momento che nel seguito del capitolo si discuteranno solo problemi a due parametri, si pone: $\varepsilon_{90} = 2.146 \times \delta_{N_0}/N_0$, essendo N il numero di eventi misurato durante l'esperimento con sorgente. Pertanto, la relazione:

$$\frac{N}{N_0} = 1 \pm \varepsilon_{90}\,, \tag{6.4}$$

definisce il limite al 90% di C.L. nel piano dei parametri da studiare.
Allo scopo di riassumere i dati considerati per l'analisi da svolgere nei prossimi paragrafi, nella tabella 6.1 vengono raccolti i rates standard, di fondo e le incertezze per i processi $\nu - e$, $\bar{\nu} - e$ e β-inverso, rispettivamente.

Tabella 6.1: *Numero di eventi standard, di fondo ed incertezza al 68% di C.L. per il numero atteso di eventi. Vedi testo per maggiori dettagli.*

sorgente	reazione	N_0	N_B	δ_{N_0}
^{51}Cr	$\nu_e - e$ scat.	4006	4380	100
^{90}Sr	$\bar{\nu}_e - e$ scat.	25971	17460	333
^{90}Sr	inv. β-decay	13287	5	176

6.2 Le oscillazioni di neutrino

In questo paragrafo si analizza l'effetto delle oscillazioni di neutrino in ciascun esperimento con sorgente. In questo contesto si assume che il fenomeno

[2]In questa formula si trascura il contributo all'incertezza totale dovuto al periodo di presa dati. Questo contributo è stato considerato nel capitolo precedente ed in questa sede si considera come un effetto di secondo ordine, poiché si assume che il fondo (neutrini solari + radioattività) sia stato misurato durante il periodo di analisi per il segnale da neutrini solari , il quale è stimato essere > 3 anni.

di oscillazione sia l'unico processo non standard che interessi il neutrino da sorgente. Pertanto, essendo il neutrino soggetto ad oscillazioni, è possibile svolgere un esperimento per studiare lo spazio dei parametri $(\delta m^2, \sin^2 2\theta)$. I neutrini o gli antineutrini elettronici emessi a seconda della sorgente considerata possono oscillare in un neutrino(antineutrino) attivo o in un neutrino sterile e nella ipotesi che sia dominante un mixing di due neutrini (vedi capitolo secondo), i processi da considerare sono: $\nu_e \to \nu_\mu$ e $\nu_e \to \nu_s$, dove s indica neutrino sterile. Il caso $\nu_e \to \nu_\tau$ è analogo a quello $\nu_e \to \nu_\mu$ eccetto per i limiti esistenti, simili a quelli per $\nu_e \to \nu_s$. Pertanto, la transizione $\nu_e \to \nu_\tau$ non viene esplicitamente considerata. La probabilità di sopravvivenza si ricava dalla (2.22) e in questo caso si scrive:

$$P(E_\nu, L) = 1 - \frac{1}{2}\sin^2 2\theta \left[1 - \cos\left(2.54\frac{\delta m^2}{E_\nu}L\right)\right] \,, \tag{6.5}$$

dove L indica la distanza dalla sorgente in metri, θ l'angolo di mixing, δm^2 la differenza dei quadrati delle masse (vedi capitolo secondo) in eV^2 ed E l'energia del neutrino in MeV. In presenza di oscillazioni la (5.1) si modifica come:

$$\begin{aligned} N(\delta m^2, \sin^2 2\theta) &= n_t \int_{t_{\mathrm{tr}}}^{t+t_{\mathrm{tr}}} dt'\, I(t') \int dE_\nu\, \lambda(E_\nu) \times \\ &\times \int_{FV} \frac{d^3x}{4\pi\delta^2(x)} \left\{\sigma_e(E_\nu)P(E_\nu, \delta(x)) + \sigma_\mu(E_\nu)\left[1 - P(E_\nu, \delta(x))\right]\right\} \,, \end{aligned} \tag{6.6}$$

essendo $\lambda(E_\nu)$ lo spettro del neutrino(antineutrino) da sorgente e $\delta(x)$ la distanza tra la sorgente e un punto generico del volume fiduciale. Nella (6.6) σ_μ è diversa da zero solo per il caso di diffusione elastica neutrino-elettrone e per oscillazioni $\nu_e \to \nu_\mu$. Per risolvere l'integrale di volume nella (6.6) si può porre la stessa nella forma:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\lambda(E_\nu)}\frac{dN}{dt dE_\nu} = \\ &= n_t I(t) \int_{FV} \frac{d^3x}{4\pi\delta^2(x)} \left\{\sigma_e(E_\nu)P(E_\nu, \delta(x)) + \sigma_\mu(E_\nu)\left[1 - P(E_\nu, \delta(x))\right]\right\} \,. \end{aligned} \tag{6.7}$$

Quindi si può scrivere:

$$\frac{4\pi R^3}{3N_t}\frac{1}{I(t)}\frac{1}{\lambda(E_\nu)}\frac{dN}{dt dE_\nu} = \int_{FV} \frac{d^3x}{4\pi\delta^2(x)}\sigma_e(E_\nu)P(E_\nu, \delta(x)) +$$

$$+\int_{FV}\frac{d^3x}{4\pi\delta^2(x)}\sigma_\mu\left(E_\nu\right)-\int_{FV}\frac{d^3x}{4\pi\delta^2(x)}\sigma_\mu(E_\nu)P(E_\nu,\delta(x))\,. \qquad (6.8)$$

Nella (6.8) R è il raggio del volume fiduciale, mentre N_t è il numero di bersagli come risulta dalla (6.2). Facendo riferimento alla relazione (5.6), la (6.8) si trasforma nella:

$$\frac{dN}{dE_\nu}=\phi_0\sigma_e(E_\nu)f\left(R/D,N_t\right)-\frac{1}{2}\phi_0\sin^2 2\theta\sigma_e(E_\nu)f\left(R/D,N_t\right)+$$
$$+\frac{3}{2}\frac{D^2}{R^3}\sin^2 2\theta\phi_0\sigma_e(E_e)\int_{FV}\frac{d^3x}{4\pi\delta^2(x)}\cos\left(2.54\frac{\delta m^2\delta(x)}{E_\nu}\right)+$$
$$+\frac{1}{2}\sin^2 2\theta\phi_0\sigma_\mu(E_\nu)f\left(R/D,N_t\right)+$$
$$-\frac{3}{2}\frac{D^2}{R^3}\sin^2 2\theta\phi_0\sigma_\mu(E_\nu)\int_{FV}\frac{d^3x}{4\pi\delta^2(x)}\cos\left(2.54\frac{\delta m^2\delta(x)}{E_\nu}\right)\,, \qquad (6.9)$$

dove si è supposto, per il momento, una attività costante per la sorgente e si è indicata con D la distanza sorgente-centro del volume fiduciale. La (6.9) può essere riscritta in forma più compatta come:

$$\frac{dN}{dE_\nu}=\phi_0\left[\sigma_e(E_\nu)-\frac{1}{2}\sin^2 2\theta\left(\sigma_e(E_\nu)-\sigma_\mu(E_\nu)\right)\right]f\left(R/D,N_t\right)+$$
$$+\phi_0\frac{1}{2}\sin^2 2\theta\left(\sigma_e(E_\nu)-\sigma_\mu(E_\nu)\right)K\left(R,D\right)\,, \qquad (6.10)$$

dove la funzione $K\left(R,D\right)$ contiene l'integrale sul volume che compare nella (6.9) e il fattore moltiplicativo $3D^2/2R^3$. Operando una sotituzione di variabili analoga a quella adottata per la (5.7), si può integrare la (6.10) in termini di una funzione speciale. In definitiva, la (6.6) si può porre nella forma:

$$N(\delta m^2,\sin^2 2\theta)=N_0\left[1-\frac{1}{2}\sin^2 2\theta\left(1-\rho-\gamma\left(\delta m^2\right)\right)\right]\,, \qquad (6.11)$$

dove N_0 è dato dalla (6.2) e:

$$\rho=\frac{\int dE_\nu\,\sigma_\mu(E_\nu)\lambda(E_\nu)}{\int dE_\nu\,\sigma_e(E_\nu)\lambda(E_\nu)} \qquad (6.12)$$

[ρ=0.222 (0.433) nel caso di diffusione elastica $\nu-e$ ($\bar{\nu}-e$) ed è uguale a zero per $\nu_e\rightarrow\nu_s$], e:

$$\gamma(\delta m^2)=\frac{\int dE_\nu\,\left[\sigma_e(E_\nu)-\sigma_\mu(E_\nu)\right]\lambda(E_\nu)g(R/D,2.54\delta m^2 D/E_\nu)}{\int dE_\nu\,\sigma_e(E_\nu)\lambda(E_\nu)}\,, \qquad (6.13)$$

dove la funzione $g(h,\beta)$ è definita come:

$$g(h,\beta) = \frac{3}{4}\frac{G\left[(1+h)\beta,\beta\right] - G\left[(1-h)\beta,\beta\right]}{h^3\beta^2 F(h)}\,, \tag{6.14}$$

mentre:

$$G(z,\beta) = \left[z\mathrm{Ci}(z) - \sin z\right](z-2\beta) - \cos z\,. \tag{6.15}$$

Nella (6.15) la funzione $\mathrm{Ci}(z)$ indica il coseno integrale:

$$\mathrm{Ci}(z) = -\int_z^\infty dq\,\frac{\cos q}{q}\,. \tag{6.16}$$

Dalle relazioni (6.11) e (6.4) si deduce il limite di confidenza al 90% nel piano $(\delta m^2, \sin^2 2\theta)$:

$$\sin^2 2\theta\left(1-\rho-\gamma\left(\delta m^2\right)\right) = 2\varepsilon_{90}\,, \tag{6.17}$$

Utilizzando la (6.17) è possibile calcolare le regioni permesse nello spazio dei parametri per il livello di confidenza considerato. In figura 6.1 sono riportate le curve di contorno per la sorgente di ^{51}Cr e di ^{90}Sr, rispettivamente. Gli scenari considerati sono quelli indicati sopra. In aggiunta, nella stessa figura sono stati riprodotti i risultati di LSND e quelli che riassumono le evidenze negative da esperimenti condotti con reattori o con acceleratori.
Nel caso di transizione $\nu_e \to \nu_\mu$ è possibile svolgere due tipi di ricerca per evidenziare il fenomeno di oscillazione: analisi di esperimenti di "apparizione" o di "sparizione". Nel primo caso, a partire da un fascio di ν_e si cerca di rivelare la presenza di ν_μ; nel secondo caso, è possibile solo rivelare gli stessi ν_e, e , quindi, non si ha alcuna informazione sul tipo di oscillazione in corso. Nel grafico di destra in figura 6.1 sono riportati i risultati della analisi svolta per oscillazioni $\nu_e \to \nu_\mu(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_\mu)$ per i neutrini(antineutrini) da sorgente. Le curve di contorno in questo caso possono essere messe a confronto con quelle degli esperimenti da reattore e da acceleratore. Un esperimento da reattore è del tipo a "sparizione" e studia oscillazioni nel canale $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ [3] . Un esperimento con acceleratore, al contrario, è del tipo ad "apparizione" e studia, ad esempio, il canale $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$ come nel caso di KARMEN [79] e E776 [80] [4]. Nella linea solida marcata della grafico di destra sono appunto

[3] Un esperimento di questo tipo misura la probabilità di sopravvivenza $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e$ ed è quindi sensibile allo stesso modo ad oscillazioni del tipo: $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_{\mu,\tau,s}$.

[4] Il fascio di neutrini incidente è composto da $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e$. Pertanto, il $\bar{\nu}_e$ rivelato costituisce l'effetto di una apparizione da $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$

combinati i risultati di questi esperimenti (gli esperimenti da reattore inclusi sono Bugey [81], Krasnoyarsk [82], Gösgen [77] e CHOOZ [83]). L'analisi per la combinazione dei risultati è stata svolta in [84, 85]. Per questa curva la regione a piccolo δm^2 è dominata da CHOOZ, mentre quella a piccoli angoli è dominata da KARMEN ed E776. Nello stesso grafico, infine, la linea solida non marcata delimita le regioni permesse in base ai risultati di LSND [86]. Si noti, inoltre, che solo una piccola area nello spazio dei parametri permessi da LSND è ancora al di fuori della regione esclusa dalle evidenze negative degli esperimenti indicati sopra.

Il confronto delle diverse curve mostrate evidenzia il fatto che per il canale $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ entrambi gli esperimenti con sorgente non forniscono nuovi dati rispetto a quelli già esistenti. Pertanto, una carenza di eventi in BOREXINO non può essere attribuita a fenomeni di oscillazione $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ (e analogamente per gli antineutrini), ma piuttosto a qualche problema di rivelazione e di efficienza.

Si può osservare anche che per valori di δm^2 maggiori di circa 1 eV^2 la funzione $\gamma\left(\delta m^2\right)$ ha un contributo completamente trascurabile nella (6.17) a causa delle rapide oscillazioni del coseno che compare nella (6.15). Pertanto, per $\delta m^2 > 1$ eV^2 il $\sin^2 2\theta$ tende ad un valore costante pari a $2\epsilon_{90}/\left(1-\rho\right)$. Questo indica che nel caso in cui $\rho = 0$ la sensibilità a piccoli valori del $\sin^2 2\theta$ è migliore a parità di ϵ_{90}.

Per quanto riguarda la transizione $\nu_e \rightarrow \nu_s$, invece, solo esperimenti di "sparizione" (cioè da reattore) possono essere messi a confronto con i risultati dell'analisi svolta per l'esperimento con sorgente. Nel grafico di sinistra in figura (6.1) sono raccolti i risultati per la transizione in un neutrino sterile. La curva solida marcata è analoga a quella del grafico di destra, ma elaborata solo per gli esperimenti da reattore. In questo caso, la sorgente di ^{90}Sr in BOREXINO può migliorare i limiti attuali in $\sin^2 2\theta$ da 10^{-1} a 5.6×10^{-2}

per $\delta m^2 \geq 3$ eV^2 [5].

6.3 I fattori di forma elettromagnetici del neutrino

Più volte nel corso della presente trattazione è stato ribadito che il neutrino, sebbene elettricamente neutro, potrebbe interagire con il campo elettromagnetico mediante momenti di dipolo o anapolo. La lagrangiana fenomenologica per descrive l'accoppiamento $\nu - \gamma$ si può scrivere in termini di fattori di forma che dipendono da $\langle r_\nu^2 \rangle$ e μ_ν [24, 21]. Molte considerazioni su queste grandezze sono state svolte nei capitoli secondo e quarto. In questa sede si vuole quantificare la possibilità di misurare μ_ν in BOREXINO nel caso che $\langle r_\nu^2 \rangle \neq 0$. La tecnica da implementare è analoga a quella sviluppata nel capitolo precedente con la differenza che ora il limite al 90% di C.L. è definito dalla (6.4), dal momento che si è in presenza di due gradi di libertà. La dipendenza della sezione d'urto da μ_ν e $\langle r_\nu^2 \rangle$ è espressa dalla (2.45). Considerando, appunto, questa relazione il numero di eventi si può scrivere come:

$$N(\mu_\nu, \langle r_\nu^2 \rangle) = N_0 \left[1 + \frac{\langle \sigma^M \rangle}{\langle \sigma^{\rm std} \rangle} \mu_\nu^2 + \frac{\langle \sigma^{R1} \rangle}{\langle \sigma^{\rm std} \rangle} \langle r_\nu^2 \rangle + \frac{\langle \sigma^{R2} \rangle}{\langle \sigma^{\rm std} \rangle} \langle r_\nu^2 \rangle^2 \right] , \qquad (6.18)$$

dove $\langle \sigma^M \rangle$, $\langle \sigma^{R1} \rangle$ e $\langle \sigma^{R2} \rangle$ rappresentano le sezioni d'urto parziali nella (2.45), integrate sull'intervallo di energia dell'elettrone diffuso con le prescrizioni indicate sopra. Dalle relazioni (6.18) e (6.4) si ottiene l'equazione che definisce il limite al 90% di C.L.:

$$\mu_\nu = \left[\pm \mu_{\nu 0}^2 - \eta_1 \langle r_\nu^2 \rangle - \eta_2 \langle r_\nu^2 \rangle^2 \right]^{1/2} , \qquad (6.19)$$

[5] Il fatto che i limiti a piccoli angoli e per lo scattering e per il β-inverso siano molto simili è una pura coincidenza. Inoltre, si osserva che nel caso sia possibile misurare le tre curve di contorno del grafico a) e b) di figura 6.1, allora si può escludere una ulteriore zona nello spazio dei parametri di oscillazione. Infatti, combinando, ad esempio, le curve per transizioni in neutrino sterile per $\delta m^2 \gg 1$, si trova:

$$\sin^2 2\theta = \sqrt{\frac{1}{\sum_j \left(\frac{1}{2\epsilon_{90}^j} \right)^2}} \simeq 0.037 \, ,$$

dove la sommatoria è estesa alle tre curve, ovvero ai tre esperimenti considerati. Questa relazione si ricava a partire dalla (6.17) e considerando un χ^2 al 90% di C.L.

dove μ_ν è in unità di $10^{-10}\mu_B$, $\langle r_\nu^2\rangle$ in unità di 10^{-32} cm^2, $\mu_{\nu 0}^2 = \langle\sigma^{\rm std}\rangle\varepsilon_{90}/\langle\sigma^M\rangle$ e $\eta_{1,2} = \langle\sigma^{R1,2}\rangle/\langle\sigma^M\rangle$. I valori dei coefficienti $\mu_{\nu 0}^2$, η_1 e η_2 sono riassunti in tabella 6.2 per le sorgenti considerate.

Tabella 6.2: *Coefficienti per l'equazione 6.19 per le sorgenti di* ^{51}Cr *e* ^{90}Sr, *rispettivamente. Vedi testo per maggiori dettagli.*

sorgente	$\mu_{\nu 0}^2$	η_1	η_2
^{51}Cr	0.139	7.7×10^{-2}	6.4×10^{-4}
^{90}Sr	0.033	5.3×10^{-2}	9.1×10^{-4}

Le curve che delimitano la zona permessa al 90% di C.L. nel piano ($\langle r_\nu^2\rangle$,μ_ν) sono rappresentate in figura 6.2, dove è stato riportato il limite imposto da LAMPF [59]. Questo limite, combinato con un risultato sperimentale negativo in BOREXINO, consentirebbe di porre $\mu_\nu \leq 0.8 \times 10^{-10}\mu_B$ per ν_e e $\mu_\nu \leq 0.6 \times 10^{-10}\mu_B$ per $\bar{\nu}_e$ al 90% C.L. per 2 gradi di libertà. Per quanto riguarda $\langle r_\nu^2\rangle$, invece, è possibile porre un limite superiore allo stesso livello di confidenza dell'ordine di $\simeq 2 \times 10^{-32}$ cm^2 per ν_e e $\simeq 0.5 \times 10^{-32}$ cm^2 per $\bar{\nu}_e$.

Infine, nella ipotesi che i fattori di forma elettromagnetici siano uguali per un neutrino e per un antineutrino è possibile combinare i risultati ottenuti dagli esperimenti con le due sorgenti. In figura 6.2 la curva solida marcata rappresenta appunto la combinazione dei risultati indicati. L'equazione che definisce questa curva è la seguente:

$$\left(\frac{\mu_\nu^2 + \eta_1^{Cr}\langle r_\nu^2\rangle + \eta_2^{Cr}\langle r_\nu^2\rangle^2}{\left(\mu_{\nu 0}^{Cr}\right)^2}\right)^2 + \left(\frac{\mu_\nu^2 + \eta_1^{Sr}\langle r_\nu^2\rangle + \eta_2^{Sr}\langle r_\nu^2\rangle^2}{\left(\mu_{\nu 0}^{Sr}\right)^2}\right)^2 = 1\,, \qquad (6.20)$$

e rappresenta essenzialmente il χ^2 combinato dei risultati da ^{51}Cr e ^{90}Sr. In questo caso si ottiene un limite più stretto sui fattori di forma: $-5.5 \leq \langle r_\nu^2\rangle/10^{-32}$ cm$^2 \leq 0.5$ e $\mu_\nu \leq 0.55 \times 10^{-10}\mu_B$ al 90% di C.L.

6.4 Misura delle costanti di accoppiamento vettoriale ed assiale

In generale l'interazione di corrente neutra $\nu - e$ può essere descritta dalla Hamiltoniana effettiva:

$$\mathcal{H}^{\nu e}_{\text{int}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\bar{\psi}_\nu \gamma^\alpha \left(1 - \gamma^5\right) \psi_\nu\right] \left[\bar{\psi}_e \gamma_\alpha \left(g^{\nu e}_V - g^{\nu e}_A \gamma^5\right) \psi_e\right] , \tag{6.21}$$

dove ψ_ν e ψ_e sono i campi di neutrino ed elettrone, rispettivamente, mentre $g^{\nu e}_{V,A}$ sono le costanti di accoppiamento vettoriale ed assiale della corrente di neutrino con quella di elettrone. Nel caso che la corrente carica intervenga nel processo di interazione, allora si opera la sostituzione $g^{\nu e}_{V,A} \to C_{V,A} = g^{\nu e}_{V,A} + 1$ (vedi (2.41)). In base al Modello Standard delle interazioni fondamentali si ha: $g^{\nu e}_V = 2\sin^2\theta_W - \frac{1}{2} = -0.037$ e $g^{\nu e}_A = -0.5$.
Attualmente, la misura più precisa per queste costanti deriva dallo studio dello scattering $\nu_\mu - e$ in CHARM II [61]: $g^{\nu e}_V = -0.035 \pm 0.017$ e $g^{\nu e}_A = -0.503 \pm 0.017$ ad 1σ.
In questo paragrafo si analizza la possibilità di stabilire un limite per queste costanti utilizzando entrambi gli esperimenti con sorgente in BOREXINO. Considerando la sezione d'urto differenziale per lo scattering elastico $\nu - e$ in (2.41), è possibile considerare C_V e C_A come variabili indipendenti ed esprimere il numero di eventi atteso in funzione delle stesse o di $g^{\nu e}_{V,A}$. In particolare, si trova che $N(g^{\nu e}_V, g^{\nu e}_A) = N_0 f(g^{\nu e}_V, g^{\nu e}_A)$, dove:

$$f(g^{\nu e}_V, g^{\nu e}_A) = \xi_V(g^{\nu e}_V + 1)^2 + \xi_A(g^{\nu e}_A + 1)^2 + \xi_{VA}(g^{\nu e}_V + 1)(g^{\nu e}_A + 1) . \tag{6.22}$$

Nella (6.22) risulta, poi: $\xi_V = \langle\sigma(C_V = 1, C_A = 0)\rangle/\langle\sigma^{\text{std}}\rangle$, $\xi_A = \langle\sigma(C_V = 0, C_A = 1)\rangle/\langle\sigma^{\text{std}}\rangle$ e $\xi_{VA} = \langle\sigma(C_V = 1, C_A = 1)\rangle/\langle\sigma^{\text{std}}\rangle - \xi_V - \xi_A$. Inoltre, ξ_{VA} deve cambiare segno quando si prendono in considerazione antineutrini. I valori dei coefficienti che intervengono nella (6.22) sono riassunti nella tabella 6.3 per le due sorgenti considerate.
Dalla (6.4) si ottiene l'equazione per il limite al 90% di C.L. nel piano $(g^{\nu e}_V, g^{\nu e}_A)$:

$$f(g^{\nu e}_V, g^{\nu e}_A) = 1 \pm \varepsilon_{90} . \tag{6.23}$$

Le curve definite dalla (6.23) per le sorgenti di ^{51}Cr e ^{90}Sr sono mostrate in figura 6.3 [6].

[6] In realtà, ci sono altre intersezioni per le curve nel piano considerato: la figura 6.3 mostra solo la regione del piano più vicina ai valori delle costanti in base al Modello Standard.

Tabella 6.3: *Coefficienti per l'equazione (6.22) per le sorgenti di* ^{51}Cr *e* ^{90}Sr*, rispettivamente. Vedi testo per maggiori dettagli.*

sorgente	ξ_V	ξ_A	ξ_{VA}
^{51}Cr	0.441	0.825	0.799
^{90}Sr	1.392	1.849	-1.558

Infine, analogamente a quanto svolto nel paragrafo precedente è possibile elaborare una analisi combinata. La curva solida marcata in figura 6.3 rappresenta appunto la combinazione dei risultati indipendenti derivati dagli esperimenti con sorgente. L'equazione che definisce questa curva è la seguente:

$$\left(\frac{1 - f^{Cr}(g_V^{\nu e}, g_A^{\nu e})}{\epsilon_{90}^{Cr}}\right)^2 + \left(\frac{1 - f^{Sr}(g_V^{\nu e}, g_A^{\nu e})}{\epsilon_{90}^{Sr}}\right)^2 = 1\,. \tag{6.24}$$

In figura 6.3 è riprodotto il risultato di CHARM II per confronto ed è mostrato il valore del $\sin^2\theta_W$ corrispondente a quello di $g_V^{\nu e}$. Risulta, in particolare, che in questo esperimento si raggiunge una precisione migliore di quella di CHARM II solo per $g_V^{\nu e}$. In particolare, dalla figura 6.3 si può inferire che in BOREXINO il confronto degli esperimenti con sorgente consente di misurare l'angolo di mixing elettrodebole in modo che: $0.226 < \sin^2 2\theta < 0.236$ nel caso di un solo grado di libertà e ad un livello di significatività del 90%. Questo indica che in BOREXINO si può raggiungere una accuratezze doppia rispetto a quella ottenuta in CHARM II. Tuttavia, la misura effettuata è riferita al ν_e, mentre quella di CHARM II al ν_μ. Il paragone di due misure condotte su sapori diversi potrebbe essere interessante come verifica della universalità delle interazioni $\nu - e$.

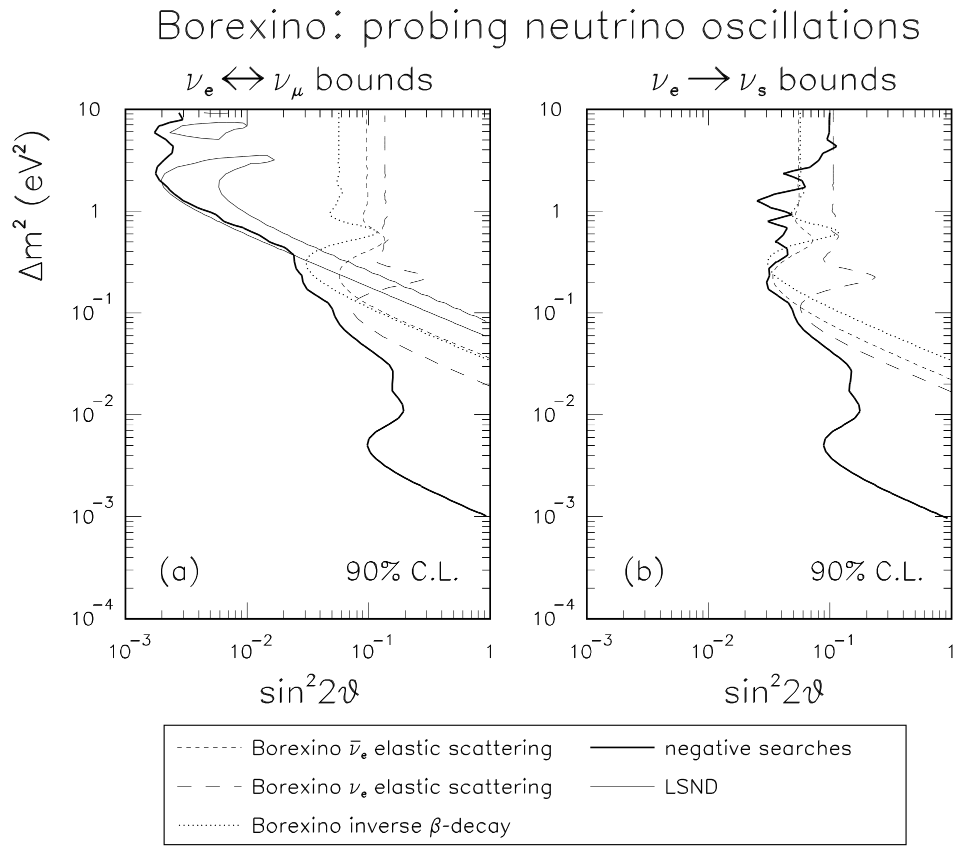


Figura 6.1: *Limiti al 90% C.L. per i parametri di oscillazione per l'esperimento con sorgente in BOREXINO nel caso di transizione* $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ *[grafico di sinistra] e* $\nu_e \rightarrow \nu_s$ *[grafico di destra]. Linea in tratteggio corto: scattering* $\bar{\nu} - e$ *per gli antineutrini da* ^{90}Sr*; linea in tratteggio lungo: scattering* $\nu - e$ *per i neutrini da* ^{51}Cr*; linea punteggiata: decadimento* β*-inverso. In aggiunta, sono mostrati i limiti al 90% C.L. dedotti dalle evidenze negative nella misura di oscillazioni di neutrino (linea solida marcata) e per le zone permesse da LSND (linea solida sottile). Vedi testo per maggiori dettagli.*

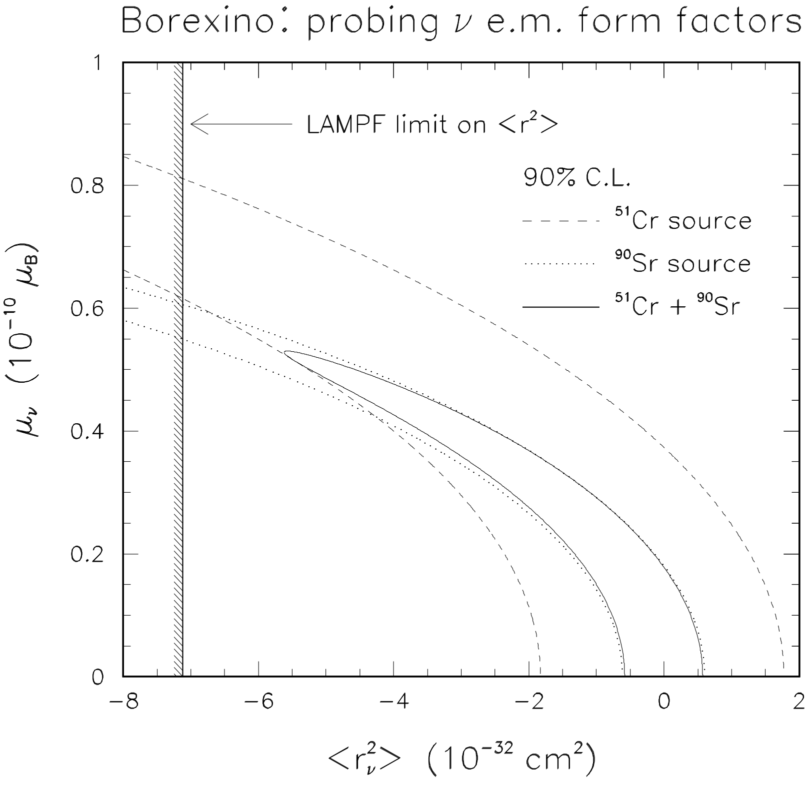


Figura 6.2: *Limiti al 90% C.L. nel piano dei fattori di forma elettromagnetici del neutrino per gli esperimenti con sorgente in BOREXINO. Linea in tratteggio: neutrini da ^{51}Cr; linea punteggiata: antineutrini da ^{90}Sr; linea solida: zona permessa dalla combinazione dei risultati degli esperimenti con sorgente. Viene anche mostrato il limite al 90% C.L. per $\langle r^2_{\nu_e} \rangle$ dedotto da LAMPF.*

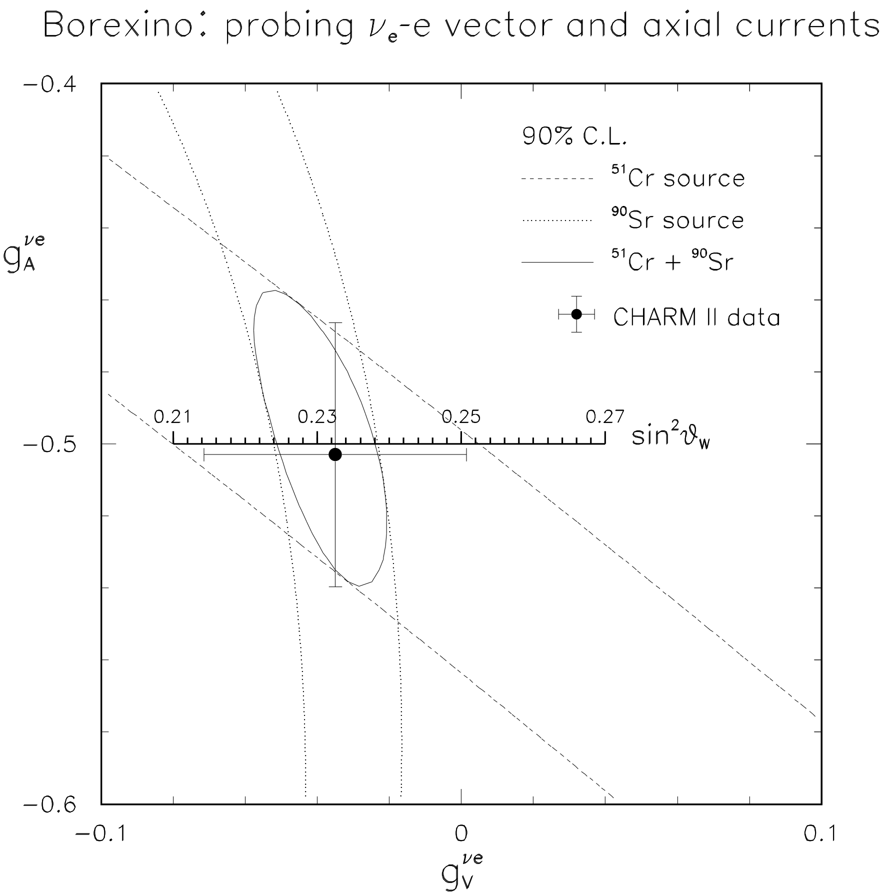


Figura 6.3: *Limiti al 90% C.L. nel piano delle costanti di accoppiamento vettoriale ed assiale per $\nu - e$ per gli esperimenti con sorgente in BOREXINO. Linea in tratteggio: neutrini da ^{51}Cr; linea punteggiata: antineutrini da ^{90}Sr; linea solida: combinazione dei risultati precedenti. In figura è anche riprodotto il risultato al 90% C.L. dell'esperimento CHARM II.*

Capitolo 7

Conclusioni

Questa trattazione è dedicata allo studio di proprietà non convenzionali del neutrino mediante l'utilizzo di una sorgente radioattiva di alta intensità in BOREXINO.
Nella presente trattazione il contributo originale fornito dall'autore è contenuto soprattutto nei capitoli quinto e sesto; mentre nei capitoli propedeutici terzo e quarto il contributo originale dello stesso è limitato ad alcuni paragrafi. I capitoli primo e secondo sono introduttivi.
In particolare, nella presente trattazione è stato affrontato il problema della misura dei fattori di forma elettromagnetici del neutrino e dell'antineutrino elettronico mediante due potenziali sorgenti: una di neutrini elettronici, sorgente di ^{51}Cr; ed una di antineutrini elettronici, sorgente di ^{90}Sr. Per entrambe le sorgenti sono state considerate due intensità iniziali di riferimento di 1.69 e 5 MCi, rispettivamente.
Per poter quantificare la potenzialità di BOREXINO in questo tipo di ricerca il segnale da sorgente è stato confrontato con quello di fondo allo scopo di studiare la significatività statistica della differenza. Questa differenza, se dominante sulla incertezza del segnale convenzionale, potrebbe indicare la presenza di interazioni di tipo elettromagnetico per il neutrino. Inoltre, dal momento che il fondo al segnale da sorgente è in parte dovuto al segnale dei neutrini solari, è stato opportuno calcolare il rate da neutrini solari in BOREXINO per differenti scenari di oscillazione. I dati relativi a questo calcolo sono riassunti nel capitolo secondo è costituiscono un lavoro originale dell'autore, il quale ha incluso anche l'effetto della risoluzione in energia del rivelatore.

Nella tabella 7.1 sono riassunti i risultati ottenuti in questa trattazione per quanto riguarda la misura di μ_{ν_e} e $\langle r^2_{\nu_e} \rangle$ in BOREXINO. Questi risultati, poi, sono messi a confronto con quelli ottenuti a Rovno, a LAMPF e quelli calcolati per MUNU [1].
Nella figura 7.1 sono messi a confronto i risultati previsti in BOREXINO e in MUNU per quanto riguarda μ_ν e $\langle r^2_\nu \rangle$ in base a quanto esposto nei capitoli quarto e sesto. In particolare, le curve limite per MUNU sono state calcolate utilizzando lo spettro di figura 4.1, un anno di presa dati, una risoluzione in energia pari al 14% ad 1 MeV [87] ed un rate di 6 eventi/giorno di fondo. I valori dei coefficienti $\mu^2_{\nu 0}$, η_1 e η_2 in tabella 6.2 per MUNU sono stati calcolati come: 0.234, $8.3{\times}10^{-2}$ e $1.4{\times}10^{-3}$, rispettivamente. In figura 7.1, poi, la curva solida limita la regione che si ottiene combinando i risultati dei tre esperimenti.
La tabella 7.1 e la figura 7.1 evidenziano chiaramente le potenzialità offerte da BOREXINO.
Si osserva, infine, che in questo capitolo si è preferito riportare i risultati relativi ad una intensità di 5 MCi; tuttavia, i dati relativi ad una intenistà di cirva 2 MCi, uguale a quella della sorgente di ^{51}Cr in GALLEX, sono riportati nel capitolo quinto ed è, pertanto, possibile fare un confronto anche con una intensità minore.
In aggiunta al problema della misura dei fattori di forma elettromagnetici nel capitolo sesto è stata analizzata la possibilità di evidenziare oscillazioni di neutrino in BOREXINO mediante appunto sorgenti artificiali. Si è dimostrato, in particolare, che nel caso di transizioni su neutrino sterile è possibile migliorare i dati attuali nella regione dei piccoli angoli. Infatti, per $\delta m^2 \sim 3$ eV^2 si può migliorare la sensibilità nella misura dell'angolo di mixing in modo che il $\sin^2 2\theta$ passi da 10^{-1} a $5.6{\cdot}10^{-2}$ e fino a $3.7{\cdot}10^{-2}$ nel caso si combinino i risultati degli esperimenti con le due sorgenti.
Infine, nella ipotesi che l'esperimento con sorgente non evidenzi alcun effetto anomalo nella interazione di diffusione elastica neutrino-elettrone, è stata analizzata la possibilità di misurare le costanti di accoppiamento vettoriale ed assiale nonché il $\sin^2\theta_W$. Si è dimostrato che il $\sin^2\theta_W$ può essere misurato con una precisione di circa il 2.2% al 90% di C.L. ($sin^2 2\theta = 0.231 \pm 0.005$), mentre nella determinazione di $g_V^{\nu e}$ si può migliorare la precisione della misura

[1] I dati relativi a questo esperimento sono stati calcolati dall'autore in base alle argomentazioni esposte nel capitolo quarto. Nella tabella 7.1 il segnale di fondo considerato è uguale a quello riportato in [68].

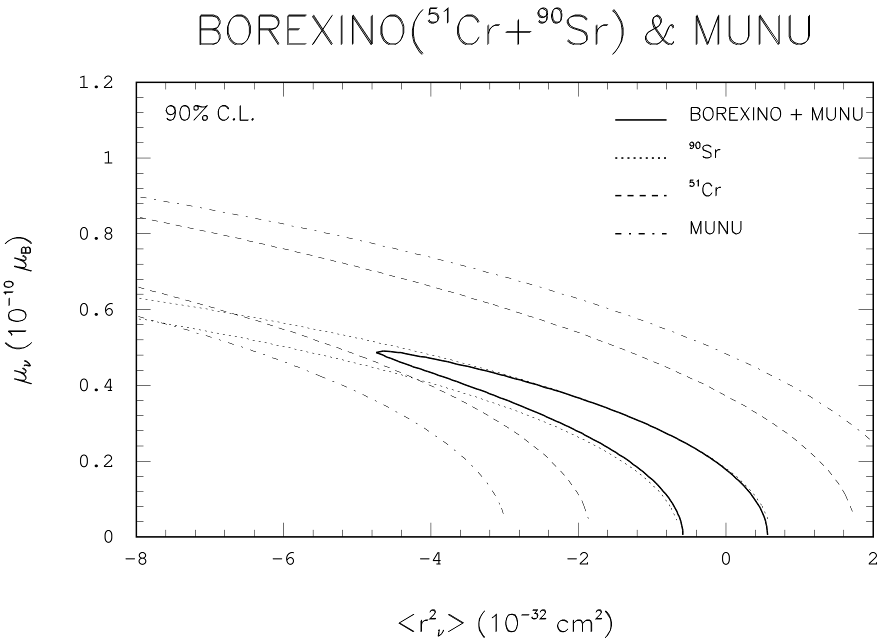


Figura 7.1: *Limiti al 90% di C.L. nel piano dei fattori di forma elettromagnetici del neutrino elettronico per gli esperimenti con sorgente in BOREXINO e per MUNU. Linea solida: zona permessa dalla combinazione dei tre esperimenti.*

di CHARM II di circa il 50% al 90% di C.L.
Il lavoro svolto in questa trattazione è consistente con le attuali specifiche di costruzione dell'apparato ed è, pertanto, applicabile direttamente ai dati che verranno acquisiti in futuro. Resta, comunque, da studiare in maniera approfondita la soluzione tecnologica da adottare per la realizzazione di una intensa sorgente si ^{90}Sr, affinché la stessa possa essere ubicata sotto il serbatoio esterno di BOREXINO. Per la sorgente di ^{51}Cr esiste già una soluzione sperimentata per una intensità di circa 2 MCi; è opportuno, dunque, studiare quali modifiche occorrerebbero per una sorgente di 5 MCi.

Tabella 7.1: *Confronto tra i risultati sperimentali ottenuti per* μ_{ν_e} *e* $\langle r^2_{\nu_e} \rangle$ *al reattore di Rovno [58] e a LAMPF [59] e quelli calcolati per MUNU e per BOREXINO. L'intensità delle sorgenti in BOREXINO è pari a 5 MCi. I dati relativi all'esperimento di Rovno, MUNU ed a quello con la sorgente di* ^{90}Sr *si riferiscono ad antineutrini elettronici, mentre gli altri a neutrini elettronici. I limiti di LAMPF su* $\langle r^2_{\nu_e} \rangle$ *sono calcolati assumendo che* $\sin^2\theta_W$*=0.227 per coerenza con i valori pubblicati in [59]. I limiti combinati per le sorgenti in BOREXINO e per BOREXINO e MUNU sono riportati nelle ultime due righe. Tutti i limiti sono al 90% di C.L.*

esperimento	μ_ν (10^{-10} μ_B)	$\langle r^2_{\nu_e} \rangle$ (10^{-32} cm^2)
Rovno [58]	≤ 1.8	
LAMPF [59]	< 6.1	≥ -7.1 ≤ 10.9
MUNU	≤ 0.43	0
MUNU	0	≤ 2.7 ≥ -3.0
BOREXINO(^{51}Cr)	≤ 0.37	0
BOREXINO(^{51}Cr)	0	≤ 1.8 ≥ -1.8
BOREXINO(^{51}Cr)	≤ 0.8	~ -7.1 (LAMPF)
BOREXINO(^{90}Sr)	≤ 0.18	0
BOREXINO(^{90}Sr)	0	≤ 0.5 ≥ -0.5
BOREXINO(^{90}Sr)	≤ 0.6	~ -7.1 (LAMPF)
BOREXINO (^{90}Sr+^{51}Cr)	≤ 0.55	≥ -5.5 ≤ 0.5
BOREXINO+MUNU	≤ 0.50	≥ -4.8 ≤ 0.5

Bibliografia

[1] Gelmini *et al.*, Rep. Prog. Phys. **58** (1995) 1207-1266

[2] H. V. Klapdor-Kleingrothaus and A. Staudt, *Non-accelerator Particle Physics*, Istitute of Physics Publishing, Bristol 1996.

[3] Belesev *et al.*, Phys. Lett. **B 350**, (1995),263

[4] Assamagan *et al.*, Phys. Rev. D **53**, (1996), 6065

[5] M. Girone(ALEPH), Talk at the *Int. Europhysics Conference on High Energy Physics*, Jerusalem, 19-26 August (1997).

[6] M. Günther *et al.*, Phys. Rev. D **55**(1997)54; Phys. Lett. B **407**(1997)219.

[7] Georg G. Raffelt, *Stars as Laboratories for Fundamental Physics*, The University of Chicago Press, 1996.

[8] Particle Data Group, R. M. Barnett *et al.*, Phys. Rev. D **51** (1996).

[9] G. G. Raffelt, in the Proceedings of the *Fifth International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics* (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy, 7-11 Sept. 1997), edited by A. Bottino, A. Di Cedico and P. Monacelli.

[10] S. Nussinov, Phys. Lett. **B 63** (1976) 201.

[11] T. J. Loredo and D.Q. Lamb, in: *Fourteenth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, ed. by E.J. Fenyves, Ann. N.Y. Acad. Sci. 571 (1989) 601. P.J. Kerman and L.M. Krauss, Nucl. Phys. **B 437** (1995) 243.

[12] B. Pontecorvo Sov. Phys. JETP **6**, 429, 1958.

[13] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 870.

[14] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JEPT **26**(1968)984.

[15] F. Boehm and P. Vogel, *Physics of massive neutrinos*, Cambridge University Press, 1992.

[16] T. K. Kuo, Rev. of Mod. Phys., Vol.**61**, No.4, October 1989.

[17] S. M. Bilenky and S. T. Petkov, Rev. Mod. Phys., Vol. **59**, No. 3, Part. I, July 1987.

[18] L. Wolfstein, Phys. Rev. D **17** (1978) 2369.

[19] S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys.**42** (1985) 913.

[20] Michael E. Peskin and Daniel V. Shroeder,*An Introduction to Quantum Field Theory*, Addison-Wesley Publishing Company, 1995.

[21] P. Vogel and J. Engel, Phys. Rev. D **39**, (1989) 3378.

[22] R. Mohapatra and P. B. Pal, *Massive neutrino in Physics and Astrophysics*, World Scientific 1991.

[23] B. K. Kerimov, M. Ya. Saffin and H. Nazih, Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya, Vol. **52**, No. I, pp. 136-140, 1988.

[24] P. Salati, Astropart. Phys. **2**(1994)269.

[25] George G. Raffelt, Phys. Rev. D **39**, (1989) 2066.

[26] J. N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics* (Cambridge University Press, 1989).

[27] J. N. Bahcall, and B. R. Holstein, Phys. Rev. C **33** (1986) 2121.

[28] J. N. Bahcall, M. H. Pinosonneault, Rev. Mod. Phys. **64** (1995)781.

[29] J. N. Bahcall, S. Basu and M. H. Pinsonneault, Phys. Lett. **B 433**.

[30] E. Adelberger *et al.*, Rev. Mod. Phys. (accepted, Oct. 1998), astro-ph/9805121.

[31] R. Davis (Homestake Collaboration) Prog. Part. Nucl. Phys. **32** (1994)13.

[32] GALLEX Collaboration, P. Anselmann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **327** (1994) 377; *ibid.* **357** (1995) 237; *ibid.* **361** (1996) 235; W. Hampel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **288** (1996) 384; una descrizione dell'esperimento è accessibile all'URL http:// www.lngs.infn.it/htexts/gallex.htmlx.

[33] SAGE Collaboration, J. N. Abdurashitov *at al.*, Phys. Lett. **B328** (1994) 234.

[34] Kamiokande Collaboration, K. S. Hirata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 1297; *ibid.* **65** (1990) 1301; *ibid.* **66** (1991) 9; Phys. Rev **D44** (1991) 2241; una descrizione dell'esperimento è accessibile all'URL http://www-sk. icrr.u-tokyo.ac.jp/.

[35] V. Castellani *at al.*, Phys. Rep. **281** (1997) 309-398.

[36] G. L. Fogli, E. Lisi and D. Montanino, Phys. Rev. **D54** (1996) 2048.

[37] J. N. Bahcall, M. Fukugita, and P. I. Krastev, Phys. Lett. **B342** (1995) 440.

[38] SuperKamiokande Collaboration, Y. Suzuki, in *Neutrino 98*, Proceedings of the *XVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics*, Takayama, Japan, 4-9 June 1998, edited by Y. Suzuki and Y. Totsuka. To be published in Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.).

[39] P. I. Krastev and S. T. Petcov, Phys. Lett. **B285** (1992) 85.

[40] J. N. Bahcall, P. I. Krastev, and A. Yu. Smirnov, Accepted for publication in Physical Review D; hep-ph/9807216.

[41] BOREXINO Collaboration, G. Alimonti *et al.*, " A real Time Detector for Low energy Solar neutrinos", proposal to the National Science Foundation, edited by F. P. Calaprice *et al.* (Princeton, 1996).

[42] BOREXINO Collaboration, C. Arpesella *et al.*, INFN BOREXINO proposal, Vols. 1 and 2, edited by G. Bellini, R. Raghavan, *et al.* (University of Milano, 1992); J. Bezinger, F. P. Calaprice *et al.*, proposal for BOREXINO to National Science Foundation (Princeton, 1992); J. Bezinger *et al.*, "A Proposal for Participation in the BOREXINO Solar Neutrino Experiment", Princeton University Report, 1996 (unpublished); current information on the status of BOREXINO experiment can be retrieved from the following URL's: http://almime.mi.infn.it/html/BOREXINO.html .

[43] G. Jonkmans, Proceedings of the *Fifth International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics* (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy, 7-11 Sept. 1997), edited by A. Bottino, A. Di Cedico and P. Monacelli, p. 329.

[44] E. Calabreus, N. Ferrari, G. Fiorentini, and M. Lissia, Astropart. Phys. **4** (1995) 159.

[45] BOREXINO Collaboration, G. Alimonti *et al.*, Astropart. Phys. **8** (1998) 141.

[46] Particle Data Group, R. M. Barnett *et al.*, Phys. Rev. D **54** (1994) 1.

[47] J. N. Bahcall, M. Kamionkowski, and A. Sirlin, Phys. Rev. D **51** (1995) 6146.

[48] A. Ianni, and D. Montanino, INFN/AE-98/12 1/6/98.

[49] BOREXINO collaboration, Phys. Lett. **B422**(1998)349.

[50] G. L. Fogli, E. Lisi, and D. Montanino, University of Bari Report No. BARI-TH/284-97, hep-ph/9709473, to appear in Astropart. Phys.

[51] BOREXINO mail archive at http://almime.mi.infn.it.

[52] G. Degrassi, A. Sirlin and W. J. Marciano, Phys. Rev. D **41** (1991) 2956.

[53] C. L. Cowan *et al.*, Science, **124**(1956)103.

[54] F. Reines, H. S. Gurr and W. Sobel, Phys. Rev. Lett., **37**(1976)315.

[55] A. M. Bakalyarov, V. I. Kopeikin, and L. A. Mikaelyan, Phys. of Atomic Nuclei, **59**(1996)1171.

[56] V. I. Kopeikin, L. A. Mikaelyan, and V. V. Sinev, Phys. of Atomic Nuclei, **50**(1997)172.

[57] G. S. Vidyakin *et al.*, JETP Lett. **55**(1992)206.

[58] Derbib *et al.*, JETP Lett. **57**(1993)740.

[59] R. C. Allen, *et al.*, Phys. Rev. D **47**(1993)11.

[60] CHARM II collaboration, P. Vilain *et al.*, Phys. Lett. B **345**(1995)115.

[61] CHARM II collaboration, P. Vilain *et al.*, Phys. Lett. B **335**(1994)246-252.

[62] M. Acciarri, *et al.*, Phys. Lett. B **346**(1995)190.

[63] A. M. Cooper-Sarkar, *et al.*, Phys. Lett. B **280**(1992)153.

[64] G. G. Raffelt, Astrophys. J. **365**(1990)559.

[65] J. M. Lattimer and J. Coopersteim, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 23; A. Barbieri and R. N. Mohapatra, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 27; D. Nötzold, Phys. Rev. D **38** (1988) 1658; A. Goyal, S. Dutta, and S. R. Choudhury, Phys. Lett. B **49** (1995) 312.

[66] M. B. Voloshin, Phys. Lett. **B209**(1988)360, M. Leurer and J. Liu, Phys. Lett. **B219**(1989)304.

[67] L. A. Mikaelyan, Phys. of Atomic Nuclei, **61**(1998)1261.

[68] C. Broggini, in the Proceedings of the *Fifth International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics* (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy, 7-11 Sept. 1997), edited by A. Bottino, A. Di Cedico and P. Monacelli, p. 188.

[69] I. R. Barabanov *et al.*, in the Proceedings of the *Fourth International Solar Neutrino Conference* (Heidelberg, Germany, April, 1997), edited by W. Hampel, p. 406; I. R. Barabanov et al., Astropart. Phys. 5(1996)159-166.

[70] I. R. Barabanov, *et al.*, Astrop. Phys. 8(1997)67-76.

[71] R.S. Raghavan in the Proceedings of ICHEP 25, Singapore, 1990, p. 482 and BOREXINO Collaboration, G. Alimonti *et al.*, "Proposal for a Real Time Detector for Low energy Solar neutrinos", edited by G. Bellini *et al.* (Milano, 1991).

[72] N. Ferrari, G. Fiorentini, and B. Ricci, Phys. Lett. B **387** (1996) 427.

[73] M. Cribier, *et al.*, NIM A **378**(1996)233-250.

[74] A. V. Davydov and Yu. N. Isaev, Phys. At. Nucl. **59**(1996)459-462.

[75] B. R. Bergelson *et al.*, Phys. At. Nucl., **61**(1998)1245-1249.

[76] GALLEX collaboration, Phys. Lett. **B420**(1998)114-126.

[77] G. Zacek *et al.*, Phys. Rev. D **34**(1986)2621.

[78] S. Schoenert in the Proceedings of the *Fifth International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics*, (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy, 7-11 Sept. 1997), edited by A. Bottino, A. Di Credico and P. Monacelli, p. 195.

[79] KARMEN Collaboration, K. Eitel *et al.*, Report hep-ex/9809007, to appear in the Proceedings of the XVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Takayama, Japan, June 1998; B. Zeitnitz *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. 40 (1998) 169.

[80] E776 Collaboration, L. Borodovsky *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 274.

[81] B. Achkar *et al.*, Nucl. Phys. B **434** (1995) 503.

[82] G.S. Vidyakin *et al.*, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **59** (1994) 364 [JETP Lett. 59 (1994) 390].

[83] CHOOZ Collaboration, M. Apollonio *et al.*, Phys. Lett. B **420** (1998) 397.

[84] G.L. Fogli, E. Lisi, G. Scioscia, Phys. Rev. D **52** (1995) 5334.

[85] G.L. Fogli, E. Lisi, G. Scioscia, Phys. Rev. D **56** (1997) 3081.

[86] LSND Collaboration, C. Athanassopoulos *et al.*, Phys. Rev. C **54** (1996) 2685.

[87] G. Jonkmans in the Proceedings of the conference *Neutrino Physics and Astrophysics* (Takayama, Japan, June, 1998), to appear.

Ringraziamenti

Alla fine di questo lavoro desidero ringraziare il Prof. Piero Monacelli per la sua disponibilità, il costante impegno e la pertinenza dei suggerimenti. Desidero, inoltre, ringraziare la Prof.ssa Silvia Bonetti per la lettura critica del lavoro. Un rigraziamento va anche al Prof. Gianpaolo Bellini per avermi invitato a studiare il problema del momento magnetico del neutrino in BOREXINO ed all'Ing. Gioacchino Ranucci con il quale ha avuto inizio la mia breve avventura nel mondo della ricerca. Un particolare ringraziamento, poi, agli amici Daniele Montanino e Gaetano Scioscia, con i quali ho avuto l'opportunità di lavorare e dei quali ho potuto apprezzare la professionalità ed amicizia. Infine, desidero ringraziare Matthias Laubenstein, Roberto Scardaoni, Oleg Smirnov, Roberto Tartaglia e, in generale, tutto il gruppo Borexino Gran Sasso con il quale ho trascorso momenti indimenticabili, che mi hanno aiutato a crescere professionalmente e nello spirito.