

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI GENOVA
Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali



Tesi di Laurea in Fisica

Caratterizzazione, sviluppo e test della scheda di acquisizione per l'esperimento *CUORE*

Candidato:
Gabriele Pera

Relatore:
Prof. Marco Pallavicini

Correlatore:
Prof. Flavio Fontanelli

ANNO ACCADEMICO 2004/2005

a nonno Attilio

Ringraziamenti

Di persone da ringraziare per questo momento davvero importante, probabilmente emozionante, vagamente sofferto e quantomeno unico, temo ce ne siano davvero tante. Andiamo quindi con ordine, cronologico e decrescente.

Per il lavoro svolto per me e con me durante questa tesi un grazie davvero sentito va a **Elena** e **Marco**, pazienti e disponibili nel colmare la mia ignoranza e nell'indirizzarmi sulla retta via (cosa non facile, chiedetelo ai penultimi della lista...). Un grazie poi va ovviamente a colui col quale ho passato più tempo negli ultimi 9 mesi, il mio fedele compagno di laboratorio e di scrivania, nonché mago di ROOT, **Davide**: grazie perché ho preso questa strada grazie a te (ricordi?) e sono arrivato in fondo anche grazie al tuo aiuto... e ai tuoi grafici.

Per un inestimabile aiuto “tecnico”, ma soprattutto perché starmi così vicino è stata cosa tanto dura ultimamente, voglio dire un grazie speciale a **Chiara**: il mio piacevole intermezzo verso la laurea si è rivelato molto più di questo!

Un grazie poi va a tutti coloro che mi hanno tenuto compagnia, al DiFi e non, in questi anni (ed ecco cominciare l'interminabile lista dei miei cari compagni di corso e “limitrofi”).

Grazie **Mauri**, ottimo compagno di tesina, ma soprattutto sincero amico, e grazie **Agnese**, per i consigli, il sorriso sempre pronto e ovviamente per le ottime feste estive.

Grazie **Trottolino** per le chiacchiere, le battute e l'aiuto dell'ultimo minuto. Grazie **Michele** per le ottime serate e soprattutto per l'ottimo servizio cambusa (saremmo tutti morti di fame). Grazie **Baldazen** e grazie **Paolo B.**: come sarei arrivato fin qui senza le serate a casa vostra, i lunedì sera in centro e il Signore degli Anelli (o Inkognito)?!?

Grazie all'amica **Vale (Z.)** per i passaggi scroccati e l'inestimabile - e silenziosa purtroppo - compagnia: ti ricordo che mi hai fatto una promessa... più volte!

Grazie **Vale A.**, per i baci (in ritardo, ma forse per questo ancor più buoni), per la tesina di Esp3 e le misure lampo e perché hai fatto la cosa giusta: hai cambiato facoltà.

Grazie **Lara**, grazie di tutto, con te non saprei da dove cominciare, forse dal chiederti scusa. Sei un'amica preziosa... che fa rima con...?

Mari, grazie di tutto, delle vacanze, della cena araba, di Punta Ala, di essere così: un po' fuori dal mondo, ma sempre stupefacente (non nel senso che pensi tu!).

Grazie **Matti**, compagno di stress e stanchezza, nonché ottimo vinificatore: ce l'abbiamo fatta! Sei stato una presenza sicura in tutto questo tempo e lo sei anche oggi, più di così!?!

John, ti sono debitore: quando mai avrei passato meccanica e Fisica? Come avrei fatto senza i tuoi appunti di IFT? Ma soprattutto chi avrebbe suonato il corno il aula?

Grazie **Dani R.**, perché la piccionaia non è più la stessa da quando tu e la **Vale** non siete più lì a insultarmi per il mio soave vociare, ma soprattutto grazie per la **Linda**, chissà dove sarebbe arrivata... (ehi **Linda**, grazie anche a te di essertelo preso!)

Costanza, grazie per il soprannome più insensato e ormai anche più famoso che abbia mai avuto, sei e sempre resterai una pregevolissima... compagna.

Bella **Bista**, non avrai costruito la spada laser, ma il sangue Jedi scorre nelle tue vene, ne sono certo. Grazie di tutto, delle Risikate, dello *sdrang*, ma soprattutto dei film in lingua originale (li mortacci!).

Vale C., sappiamo bene entrambi che qui i ruoli dovrebbero invertirsi, ma una volta tanto... grazie per avermi lasciato spalare la tua auto, per avermi fatto fare una passeggiata nella neve, per avermi fatto godere il fresco della notte in val Polcevera e grazie anche a te per le misure lampo e la tesina di Esp3: che anni noiosi sarebbero stati senza la tua vitalità.

Grazie **Dani P.**, intanto per aver attentato all'incolumità della **Vale C.** (chissà cosa farebbe oggi se non l'avessi messa in riga subito), poi per le avventurose gite e le fragorose risate/rozzate e poi come dimenticare la tua ragazza (**Francesco**)?!?

Grazie **meSa** per tutti questi anni assieme, per tutta l'assistenza tecnica, perché oggi ti posso rinfacciare anni di vagabondaggio; alla fine nella lontananza sei sempre stato più vicino di tanti altri.

E adesso è il turno del mio mentore, nonché compagno di viaggio casa-DiFi e ritorno per anni: **Paolo R.**, uomo dall'insita eleganza e dagli appunti impeccabili. Grazie di tutte le discussioni, le spiegazioni e di aver reso meno stressante il traffico genovese e più piacevoli le ore di laboratorio, ma grazie soprattutto per aver sopportato per lunghi periodi di stare più con me che con te stesso.

Ora un grazie davvero unico va a un'amica molto cara, che forse oggi non sarà qui, ma è lei ad avermi convinto che questa era la mia strada, ad avermi sempre sostenuto e incoraggiato, anche quando facevo finta di non averne bisogno. Grazie **Claudia**, sei unica!

Voglio dire grazie anche a te, **Sara**, perché abbiamo condiviso momenti difficili; voglio ringraziarti per questo e dedicare un po' di questo momento anche a te. In bocca al lupo, non vedo l'ora si invertano i ruoli.

Grazie **mamma**, **papà** e **Giadina**, perché tanto lo so che avete raggiunto il vostro intento e se mi sono laureato gran parte del merito è vostro (se non conto il mio). Sappiate però che non vi basterà per liberarvi di me!

Grazie **nonni**, grazie per essere stati sempre dalla mia parte. Mi spiace di avervi visto poco in questi ultimi mesi, ma vi prometto che rimedierò.

In ultimo grazie a tutti quelli che non ho nominato, ma che mi sono stati vicini e magari hanno subito anche angherie a causa del mio stress da laurea.

Un abbraccio a tutti!

Indice

Introduzione	1
1 La fisica degli eventi rari	5
1.1 Decadimento β e ipotesi del neutrino	6
1.2 Proprietà dei neutrini	7
1.2.1 Tre tipi di neutrini e Modello Standard (SM)	8
1.2.2 Problema della massa	9
1.3 Oscillazioni dei neutrini	11
1.3.1 Problema dei neutrini solari	11
1.3.2 Neutrini artificiali	14
1.3.3 Neutrini atmosferici	14
1.3.4 Risultati odierni	15
1.3.5 Scala assoluta delle masse	17
1.4 Decadimento doppio β	19
1.4.1 Modi di decadimento doppio β	20
1.4.2 Decadimento doppio β senza neutrini ($\beta\beta 0\nu$)	22
1.4.3 Condizioni per il decadimento $\beta\beta 0\nu$	23
1.4.4 Vita media e massa del neutrino	25
1.5 Risultati recenti e stato della ricerca	27
1.5.1 Esperimenti di prossima generazione	31
2 Cuoricino e CUORE	33
2.1 Tecniche bolometriche	34
2.1.1 Principi base dei rivelatori termici di particelle	35
2.1.2 Termistori	36
2.1.3 Modello del rivelatore	38
2.2 Risultati di Cuoricino	40
2.2.1 Da Cuoricino a CUORE	42
2.3 Apparato sperimentale di CUORE	47
2.3.1 Rivelatori	47
2.3.2 Struttura modulare	49
2.3.3 Sistema criogenico	50

2.3.4	Schermatura	51
2.3.5	Elettronica	53
2.4	Prospettive per CUORE	57
3	Acquisizione dati (DAQ) di CUORE	61
3.1	Requisiti	62
3.2	Architettura generale	64
3.3	Filosofia del trigger	65
3.4	Scheda di acquisizione	66
3.4.1	Stadio di ingresso	67
3.4.2	Alimentazione	69
3.4.3	Logica digitale	69
3.5	Software per l'acquisizione	70
3.5.1	Descrizione dei processi	71
3.6	Analisi dati	72
4	Sviluppo della scheda di acquisizione	75
4.1	Prototipo a 4 canali	76
4.1.1	Misure di test	77
4.1.2	Risultati dei test	77
4.2	Prototipo a 12 canali	83
4.2.1	FPGA slave	83
4.2.2	Apparato di misura	89
4.2.3	Misure di test	93
	Conclusioni	107
	A Formalismo delle oscillazioni	109
	B FPGA slave User's Guide	115
B.1	Main Features	115
B.2	Pinout Description	116
B.3	Timing Specifications	117
B.4	Working States Definition	118
B.5	Functional Description	118
B.6	Input and Output Data Transfer	121
B.7	Verilog Code	123
C	Esempi di codice	125
C.1	Linguaggio HDL: <i>Verilog</i>	125
C.2	Linguaggio <i>Objects-Oriented: C++</i>	129
	Bibliografia	133

Elenco delle figure

1.1	Diagrammi di Feynman raffiguranti correnti cariche (a) e neutre (b)	9
1.2	Spettro dei neutrini solari secondo l'SSM.	12
1.3	Principali processi di produzione di neutrini atmosferici.	15
1.4	Grafico della zona di esclusione di CHOOZ (C.L. 90%) con paragone a esperimenti precedenti (linee tratteggiate) e alla regione ammessa da Kamiokande [1].	18
1.5	Rappresentazione delle masse assolute dei tre autostati di massa ν_1 , ν_2 e ν_3 nei casi di gerarchia diretta (a), inversa (b) e degenere (c).	20
1.6	Masse atomiche dei nuclei con A pari e dispari in funzione di Z	21
1.7	Schema dei livelli energetici del tripletto isobarico ^{116}Cd , ^{116}In e ^{116}Sn	22
1.8	Diagrammi di Feynman dei decadimenti $\beta\beta 2\nu$ (a), $\beta\beta 0\nu$ (b) e $\beta\beta\chi$ (c).	23
1.9	Spettro calcolato della somma delle energie degli elettroni emessi nei vari canali del decadimento $\beta\beta$: spettro continuo per $\beta\beta 2\nu$, $\beta\beta\chi$ e $\beta\beta 2\chi$, picco monocromatico per $\beta\beta 0\nu$	23
1.10	Massa efficace in funzione di m_1 (massa minima).	26
1.11	Confronto fra gli spettri dei decadimenti $\beta\beta 0\nu$ e $\beta\beta 2\nu$	28
1.12	Spettro dell'esperimento Heidelberg-Moscow nella regione del $\beta\beta 0\nu$, misure della vita media e stime della massa efficace.	30
2.1	Modello semplificato del rivelatore termico.	35
2.2	Circuito di polarizzazione del termistore e amplificazione del segnale.	36
2.3	Tipica curva di carico per un termistore a 8 mK: il punto di lavoro è ottenuto dall'intersezione con la retta $V = V_B - IR_L$ (a). Fit delle curve di carico $R - P$ di un tipico termistore per vari valori di T (b)	37

2.4	Schema del modello termico e confronto fra impulsi reali (linee continue) e impulso simulato (linea tratteggiata).	39
2.5	Spettro della somma delle energie dei due elettroni nella zona del $\beta\beta 0\nu$	42
2.6	Cuoricino: ubicazione ai LNGS (a); modulo a 4 cristalli da $5 \times 5 \times 5$ cm (b); modulo a 9 cristalli da $3 \times 3 \times 6$ cm (c); torre completa da 62 cristalli su 13 piani (d); schema della torre all'interno del criostato (e); descrizione delle parti del singolo modulo (f).	45
2.7	Diagramma schematico del circuito per l'elettronica di front-end: configurazione con elettronica calda (a) e fredda (b).	54
2.8	<i>Baseline</i> (temperatura) di un rivelatore rumoroso rispetto all'impulso termico teorico (a) e spettro di potenza del rumore rispetto allo spettro del segnale (b).	57
2.9	Progetto di CUORE: logo della collaborazione (a); disposizione delle torri di cristalli nel rivelatore (b); disegno del criostato e degli schermi in piombo (c); disegno della struttura completa (d).	59
3.1	Primo impulso registrato da Cuoricino.	62
3.2	Schema dell'architettura generale del sistema di acquisizione dati.	64
3.3	Schema a blocchi della scheda di acquisizione di CUORE.	68
3.4	Diagramma concettuale del sistema di acquisizione e di controllo.	70
3.5	Struttura del software di acquisizione.	71
4.1	Istogrammi e fit gaussiano dei conteggi dei valori di uscita dell'ADC per un ingresso costante - alimentatore da banco (a) e pile (b) - con alimentazione lineare. Si nota il netto abbassamento del rumore di uscita utilizzando le pile: ciò significa che nella misura con l'alimentatore da banco la maggior parte del disturbo era dovuto proprio alla sua rumorosità e non a quella della scheda.	78
4.2	Istogramma dei conteggi dei vari valori di uscita dell'ADC per un ingresso costante (pile) e alimentazione switching; fit con una gaussiana.	79
4.3	Foto (a) e schema elettrico (b) del prototipo a 4 canali (<i>piggy back</i>). Foto (c) e schema elettrico (d) della scheda di test per il prototipo a 4 canali.	81
4.4	Schema della logica digitale della scheda di acquisizione.	84
4.5	Schema a blocchi del codice dell'FPGA slave.	86

4.6	Simulazione della logica dell'FPGA slave: un ciclo di acquisizione e lettura dei 12 canali (i nomi dei segnali che finiscono con un <i>underscore</i> sono attivi bassi).	88
4.7	Schema elettrico della scheda di adattamento del segnale d'ingresso.	92
4.8	Istogramma dei conteggi dei vari valori di uscita dell'ADC del canale 6 con ingresso a massa. Il valore di FWHM è oltre il limite richiesto di un fattore circa 4.	93
4.9	Istogramma dei conteggi dei vari valori di uscita dell'ADC del canale 6 ottenuto escludendo l'amplificatore differenziale dello stadio di ingresso.	94
4.10	Istogramma dei conteggi ottenuto senza mediare confronto con quelli ottenuti mediando su 16 e 64 campionamenti successivi e relativi fit.	95
4.11	Stadio di ingresso di un singolo canale della scheda di acquisizione.	96
4.12	Grafico dei dati della Tabella 4.3 e fit con una retta (le barre d'errore sono troppo piccole per vedersi).	98
4.13	Andamento con la tensione di ingresso della differenza fra valori calcolati (best fit) e misurati dell'uscita degli ADC (il canale 3 mostra uno scostamento anomalo da quello lineare e ciò è dovuto presumibilmente a un effetto spurio frutto di un problema di assemblaggio di qualche componente di quel canale).	99
4.14	Valori di offset e guadagno dei vari canali estrapolati dai fit lineari su due serie di misure effettuate a giorni di distanza.	100
4.15	Foto del prototipo della scheda di acquisizione dati.	101
4.16	Foto della scheda di adattamento del segnale.	103
4.17	Foto dell'apparato di misura.	105
B.1	Sampling and acquisition timing.	118
B.2	Reset timing.	119
B.3	Sampling period write timing.	120
B.4	Synchronization timing.	120
B.5	Sampling timing.	120
B.6	Writing priorities between FPGA slave and FPGA master.	122
B.7	Verilog modules' hierarchy.	123

Elenco delle tabelle

1.1	Masse e cariche elettriche dei fermioni nel Modello Standard . .	10
1.2	Risultati finali delle misure di flusso dei ν_e solari dei principali esperimenti.	13
1.3	Valori dei parametri delle oscillazioni fra tre sapori di neutrino (KamLAND, CHOOZ e K2K).	19
1.4	Vite medie calcolate teoricamente per vari isotopi e tramite vari modelli per $< m_\nu > = 10$ meV (unità 10^{28} anni).	27
1.5	Risultati degli esperimenti più sensibili sul $\beta\beta$	29
1.6	Sensibilità attese, per misure di 5 anni, dagli esperimenti di prossima generazione; i valori degli NME, ove non indicato, sono quelli calcolati in [2].	32
2.1	Aspettative di CUORE: fondo, vita media del ^{130}Te , massa efficace del neutrino.	58
4.1	Descrizione dei segnali in ingresso e uscita all'FPGA slave. . . .	85
4.2	Frequenza di campionamento e livello di rumore al variare del numero di campionamenti consecutivi mediati.	95
4.3	Uscita dell'ADC (canale 6) in funzione della tensione di ingresso.	98
4.4	Parametri dei fit di linearità per i canali dall'1 all'11.	100
B.1	FPGA slave pinout description.	116
B.2	FPGA slave timing specifications.	117
B.3	Verilog modules' description.	123

Introduzione

La determinazione delle masse dei fermioni è uno dei problemi che il Modello Standard non è in grado di risolvere, ma i recenti risultati sperimentali sulle oscillazioni di sapore del neutrino hanno fornito la prova certa che almeno due degli autostati di massa del neutrino sono massivi. Gli esperimenti sulle oscillazioni, però, sono in grado di fornire informazioni solo sulle differenze quadratiche delle masse del neutrino e non sul loro valore assoluto; da queste misure si può dedurre solamente che almeno una di queste masse deve avere un valore minimo di 50 meV.

Per questo motivo da qualche anno si sta facendo sempre più grande l'interesse della comunità scientifica nei confronti del doppio decadimento beta senza neutrini ($\beta\beta 0\nu$), una transizione nucleare molto rara che viola la conservazione del numero leptonico e offre la speranza di poter misurare il valore assoluto delle masse del neutrino e di dimostrarne la natura di Majorana (coincidenza particella-antiparticella).

La vita media di questo decadimento è inversamente proporzionale a una somma pesata delle masse dei vari autostati del neutrino (massa efficace), perciò la sua misura può fornire informazioni sulla scala assoluta delle masse del neutrino. La sola osservazione di questo decadimento, poi, implicherebbe che il neutrino debba coincidere con la sua antiparticella.

Anche la sua non osservazione, che porrebbe solo un limite inferiore sulla sua vita media, se frutto di misure molto accurate, può fornire un utile limite superiore per la scala delle masse, limite che assieme alle informazioni provenienti dalle oscillazioni e dalla cosmologia potrebbe fissare quantomeno la gerarchia dei tre valori di massa.

Lo studio del decadimento doppio beta senza neutrini permette quindi di cercare risposte a domande ancora aperte sulla fisica del neutrino e questo fa sì che si stia investendo molto su progetti orientati in questa direzione.

Gli esperimenti già in funzione non hanno osservato ad oggi evidenza di questo raro decadimento¹, ma hanno potuto alzare il limite inferiore sulla sua

¹Fa eccezione una controversa pubblicazione di parte della collaborazione dell'esperimento Heidelberg-Moscow.

vita media fino a $1,9 \cdot 10^{25}$ anni, corrispondenti a una massa efficace minore di 0,35 eV.

L'obiettivo degli esperimenti di prossima generazione è quello di aumentare la sensibilità fino a misurare masse efficaci dell'ordine delle decine di meV. CUORE è uno di questi progetti e si propone, in cinque anni di misura, di riuscire ad alzare il limite sulla vita media a $7 \cdot 10^{26}$ anni, abbassando quello sulla massa efficace a 27 meV.

A differenza degli attuali migliori esperimenti per la ricerca del decadimento $\beta\beta 0\nu$, che utilizzano diodi arricchiti al germanio, CUORE è basato sulla tecnica bolometrica introdotta da Fiorini e sviluppata negli ultimi 15 anni dal gruppo milanese. Questo progetto è frutto del naturale evolversi di questa tecnica sperimentata inizialmente con singoli cristalli e poi con rivelatori sempre più massivi e composti di un numero sempre crescente di cristalli, ultimo dei quali è Cuoricino.

Cuoricino, attualmente in misura ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, è il progetto pilota di CUORE, ma allo stesso tempo un esperimento indipendente che ha già dato interessanti risultati, oltre ad aver confermato la fattibilità di esperimenti che utilizzino la tecnica bolometrica per misure di questo tipo. L'analisi dei dati raccolti da Cuoricino fino ad ora ha fornito un limite alla vita media del decadimento $\beta\beta 0\nu$ del TeO_2 pari a $1,8 \cdot 10^{24}$ anni, corrispondenti a un limite superiore per la massa efficace del neutrino pari a 1,1 eV.

CUORE sarà un rivelatore criogenico composto di mille bolometri (cristalli di TeO_2) operanti a circa 7 mK. I singoli cristalli, che funzioneranno sia da sorgenti che da rivelatori, saranno in grado di misurare l'energia rilasciata al loro interno da decadimenti radioattivi o altri fenomeni². Una buona risoluzione sulla misura di questa energia e una buona riduzione del fondo permetteranno di isolare l'eventuale picco del decadimento $\beta\beta 0\nu$ del ^{130}Te (2528,8 keV) o altrimenti di porre un limite inferiore molto alto alla sua vita media.

L'estrema accuratezza necessaria per questo genere di misure richiede un'elettronica di lettura molto precisa, la possibilità di effettuare calibrazioni molto fini dello strumento e quindi un sistema di acquisizione dati e controllo dalle specifiche molto esigenti. Si vogliono acquisire impulsi della durata di alcuni secondi, di ampiezze da qualche mV a 10 V e provenienti da 1000 canali con una precisione di 16 bit reali sul singolo campionamento.

Queste richieste stanno guidando il progetto e lo sviluppo di un sistema di acquisizione *ad hoc*, lavoro del quale si occupa il gruppo genovese della collaborazione col quale ho lavorato a questa tesi.

²CUORE è un rivelatore pensato per compiere misure anche a bassissime energie ($\sim$ keV), così da poter essere impiegato per indagare fenomeni quali quelli legati alla materia oscura e agli assioni solari.

Al momento si sta lavorando sia sul fronte hardware, con la costruzione della scheda di digitalizzazione, sia su quello software, con la scrittura del programma di acquisizione e controllo di tutto il sistema e l'implementazione del trigger di primo livello. Io mi sono occupato dello sviluppo della scheda di acquisizione, del progetto della logica e delle successive misure di test e caratterizzazione sul prototipo attualmente a nostra disposizione.

Il mio lavoro è iniziato con alcuni test preliminari su di un prototipo molto semplice, test serviti a verificare l'effettiva fattibilità di una misura con la sensibilità richiesta (16 bit reali) sul singolo campionamento. Ho poi partecipato allo sviluppo della scheda di acquisizione vera e propria scrivendo e mettendo a punto il codice per il componente programmabile dedicato alla gestione del campionamento dei segnali e al primo stoccaggio dei dati acquisiti.

Una volta assemblato e messo a punto il primo prototipo completo della scheda di acquisizione mi sono dedicato alla scrittura del software per l'interfaccia con il calcolatore e al disegno di una scheda capace di generare i segnali di ingresso necessari a testare questo prototipo. Dopodiché ho effettuato una serie di misure atte a verificare il corretto funzionamento della scheda e a caratterizzarne il comportamento in DC.

Ho quindi raccolto e analizzato i dati verificando così che le specifiche tecniche fossero compatibili con quelle attese.

Il primo capitolo di questa tesi è una sintetica panoramica sulla fisica del neutrino fino ai risultati più recenti ottenuti dalle oscillazioni e un'introduzione alla teoria del doppio decadimento beta, con particolare attenzione agli sviluppi sperimentali che tale fenomeno sta offrendo nell'ambito della ricerca scientifica.

Nel secondo capitolo introduco la tecnica di rivelazione bolometrica del decadimento $\beta\beta 0\nu$, descrivo in maniera generale gli aspetti scientifici e tecnici del progetto CUORE (e Cuoricino) ed espongo le prospettive di questo esperimento verso la determinazione della massa del neutrino, alla luce ovviamente dei risultati ottenuti fino ad ora da Cuoricino.

Nel terzo capitolo viene descritto il sistema di acquisizione dati di CUORE nella sua architettura generale, motivandone scientificamente i requisiti sulla struttura e sulle proprietà specifiche dei vari componenti, sia hardware che software.

Infine, nell'ultimo capitolo, espongo le varie fasi del mio lavoro spiegando le scelte effettuate e i risultati ottenuti alla luce delle motivazioni scientifiche che guidano il progetto di tutto il sistema di acquisizione e che quindi hanno guidato anche il mio operato.

Capitolo 1

La fisica degli eventi rari

Introduzione

La prima ipotesi sull'esistenza del neutrino risale agli anni '30 e da allora i fisici non hanno mai smesso di indagare questa particella e le sue proprietà. Alcuni esperimenti, a partire dagli anni '50, ne hanno confermato l'esistenza prima e molte delle proprietà oggi note poi. Si sa che il neutrino partecipa a fenomeni dominati dall'interazione debole e la teoria del Modello Standard prevede che ne esistano di tre diversi sapori. Si suppone inoltre che il neutrino sia distinto dalla sua antiparticella (neutrino di Dirac), ma non esiste prova empirica di questa affermazione.

Negli ultimi anni gli sviluppi più interessanti sono scaturiti dall'osservazione delle oscillazioni di sapore dei neutrini solari e atmosferici, un fenomeno che implica la natura massiva di almeno due dei tre autostati di massa del neutrino.

A tutt'oggi comunque la fisica del neutrino presenta ancora numerose questioni irrisolte come per esempio la scala assoluta delle masse e la natura di Dirac o di Majorana di questa particella.

Lo studio delle proprietà ancora ignote del neutrino gioca un ruolo fondamentale nella comprensione dei limiti del Modello Standard e nello sviluppo di molte sue estensioni, ma l'indagine sperimentale sulle caratteristiche di una particella così "sfuggente" è tutt'altro che semplice. Una nuova speranza viene però dagli esperimenti diretti della sua massa, in particolare quelli che sfruttano il doppio decadimento beta senza neutrini.

Nella prima parte di questo capitolo verrà ripercorso il cammino compiuto dalla prima ipotesi di esistenza del neutrino fino alle attuali scoperte ottenute grazie alle oscillazioni: verranno presentati i risultati ottenuti dall'analisi dei dati sottolineando quali siano e perché le attuali questioni ancora irrisolte, in particolare il problema della scala assoluta delle masse e della coincidenza neutrino-antineutrino.

Nella seconda parte sarà introdotta la teoria del doppio decadimento beta, un processo molto raro la cui variante senza emissione di neutrini, qualora osservata, permetterebbe di ottenere una misura diretta della massa del neutrino e una prova della sua natura di particella di Majorana. Infine saranno presentati i risultati più recenti ottenuti a riguardo e gli obiettivi per gli esperimenti di prossima generazione.

1.1 Decadimento β e ipotesi del neutrino

Si può dire che la storia del neutrino cominci dall'osservazione dello spettro del decadimento β , misurato con precisione per la prima volta negli anni '20 da Ellis e Chadwick. Allora la teoria prevedeva un decadimento a due corpi in cui un nucleo¹ emettesse un elettrone (raggio β) di ben definita energia, ma le misure di Ellis e Chadwick dimostravano con certezza che lo spettro di energia dell'elettrone emesso nel decadimento β era tutt'altro che monocromatico.

Questa evidenza poteva essere spiegata assumendo che l'elettrone avesse interazioni secondarie prima di sfuggire all'atomo, ma tale ipotesi fu scartata in seguito a misure bolometriche dell'energia del decadimento, che risultò identica a quella media degli elettroni emessi. Bohr arrivò anche a valutare l'idea che per il decadimento β non valesse il principio di conservazione dell'energia.

C'erano poi ulteriori problemi con la conservazione del momento angolare, apparentemente violata in decadimenti come

$$C^{14} \rightarrow N^{14} + e^{-} \quad (1.1)$$

Siccome il C^{14} ha spin $s = 0$, l' N^{14} ha $s = 1$ e l'elettrone ha $s = 1/2$, in questa reazione si avrebbe $\Delta J_{tot} = 1/2$.

Il primo a suggerire una soluzione a questi problemi fu Pauli nel 1930; egli ipotizzò la presenza di una nuova particella nel decadimento β , battezzata inizialmente *neutrone*, che avesse spin $1/2$ (così da permettere la conservazione del momento angolare) e massa molto più piccola di quella del protone (così da spiegare lo spettro continuo di energia dell'elettrone nel decadimento β).

Dopo la scoperta del neutrone, ad opera di Chadwick nel 1932, fu chiaro che esso non poteva essere, a causa della sua massa (circa uguale alla massa del protone), la particella ipotizzata da Pauli. L'anno successivo Fermi propose l'esistenza di una nuova forza, la forza debole, e usò il concetto di neutrino per descriverne, in maniera sostanzialmente corretta, le proprietà. Secondo la teoria di Fermi il decadimento β di un nucleo (o di un neutrone isolato) avviene

¹Si pensava allora che i nuclei fossero composti di soli protoni ed elettroni, il neutrone non era ancora stato scoperto

secondo la seguente reazione

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

dove ν_e è il neutrino “associato” all’elettrone. La forza debole introdotta nella teoria di Fermi spiega anche altri fenomeni quali la cattura elettronica da parte di un nucleo

$$e^- + N_Z^A \rightarrow \nu_e + N_{Z-1}^A \quad \text{ovvero} \quad p + e^- \rightarrow n + \nu_e \quad (1.3)$$

1.2 Proprietà dei neutrini

A seguito del lavoro di Fermi in poco tempo fu chiaro che i neutrini dovevano essere molto leggeri ($m_\nu \ll m_e$) e, dal confronto coi dati precedentemente raccolti, risultò che dovevano avere una sezione d’urto con la materia estremamente piccola, tale che all’epoca si pensò non si sarebbero mai potuti rivelare. Si stima che il loro cammino libero medio in acqua, calcolato considerando la reazione

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, \quad (1.4)$$

sia $\lambda \approx 1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}$, che essi abbiano cioè una probabilità di interazione con l’acqua pari a

$$P = 1 - e^{-\frac{L}{\lambda}} \approx \frac{L}{\lambda} \approx 6,7 \cdot 10^{-20} \text{ m}^{-1}. \quad (1.5)$$

In effetti fu tecnicamente impossibile rivellarli fino a che non furono disponibili dei grossi reattori nucleari, nei pressi dei quali il flusso di neutrini poteva raggiungere intensità sufficienti allo scopo. La prima rivelazione dei neutrini fu portata a termine nel 1953 da Reines e Cowan che ne provarono così l’esistenza.

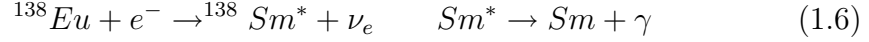
Un’altro importante passo avanti nello studio dell’interazione debole fu la scoperta che essa non è invariante per riflessioni spaziali, cioè non conserva la parità (simmetria P). L’esperimento di Wu del 1957 mostrò infatti che se si osserva la distribuzione angolare degli elettroni emessi nel decadimento β (variabile pseudoscalare), in relazione alla direzione degli spin dei nuclei, polarizzati da un campo magnetico esterno, si riscontra un’anisotropia e se ne deduce quindi che l’interazione debole viola la conservazione della parità.

Questa osservazione portò Lee e Yang [3], e indipendentemente Salam e Landau [4], a formulare una teoria nella quale lo spin del neutrino deve essere sempre antiparallelo al suo impulso. Tale teoria violerebbe, oltre alla simmetria P, anche la C, cioè quella per coniugazione di carica.

Le previsioni di tale teoria circa la polarizzazione del neutrino furono verificate sperimentalmente nel 1958 da Goldhaber, Grodzins e Sunyarnel, i quali misurarono l’elicità² del neutrino prodotto nel decadimento per cattura K

²L’elicità è la proiezione dello spin sull’impulso (ovvero $\vec{s} \cdot \vec{p}$).

dell'europio ($J = 0$) in samario (stato eccitato con $J = 1$):

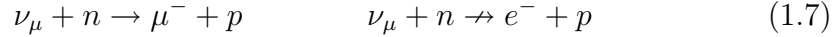


Notando l'asimmetria dello spettro dei fotoni emessi³ in un campo magnetico misurarono quindi l'elicità che risultò valere -1 e ne dedussero che il neutrino era sinistrorso e l'antineutrino destrorso.

Il risultato di tutte queste osservazioni sfociò nella stesura della teoria V-A delle interazioni deboli (di Feynman e Gell-Mann, 1958) secondo la quale le interazioni deboli violano sia la simmetria C che la P, ma non la simmetria combinata CP⁴.

1.2.1 Tre tipi di neutrini e Modello Standard (SM)

Sebbene il neutrino non fosse stato osservato solamente nei decadimenti β (inversi o meno), ma anche nel decadimento del pione in un muone ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, Sakata e Inoue, 1946), non si ebbe conferma dell'esistenza di diverse specie di neutrini fino al 1962, quando Lederman, Schwartz e Steinberger dimostrarono l'esistenza del neutrino muonico ν_μ e provarono che era diverso dal ν_e ⁵, presentando interazioni diverse. Infatti nel decadimento del pione in muone il neutrino prodotto, se fatto collidere con un neutrone, potrebbe reagire nei due modi seguenti:



Di queste reazioni fu osservata solo la prima, appunto perché il neutrino interessato è muonico e non elettronico.

Negli anni '70 poi la scoperta di alcune delle particelle (quark c e b e leptone τ) previste dalla struttura a "famiglie" del Modello Standard portò alla conferma di questa teoria, che prevedeva appunto tre famiglie di particelle per i fermioni, sia per quelli leggeri (leptoni) sia per quelli pesanti (quark). Si ipotizzò quindi l'esistenza di tre specie diverse di neutrini, con le loro relative

³Il fotone emesso trasporta l'unità di momento angolare perduta dal Samario nella transizione; qualora il fotone sia emesso in avanti, cioè nella direzione di moto del Samario eccitato, il suo stato di polarizzazione sarà lo stesso di quello del neutrino emesso dall'Europio, dato che il suo spin deve bilanciare quelli dell'elettrone e del neutrino. Misurare la polarizzazione di questi fotoni deve dunque equivalere a misurare l'elicità del neutrino.

⁴Sebbene sia oramai stata dimostrata la violazione della simmetria CP nelle interazioni deboli, non è ancora noto se essa valga o meno per i neutrini.

⁵L'ultimo neutrino previsto teoricamente, ν_τ , è stato osservato direttamente solo nel 2000 al Fermilab dall'esperimento DONUT.

antiparticelle. La straordinaria precisione delle misure effettuate dall'esperimento LEP negli anni '90 ha permesso di stabilire con certezza che i tipi di neutrini sono esattamente tre, ν_e , ν_μ e ν_τ .⁶

Il Modello Standard prevede inoltre che tutte le interazioni siano mediate da bosoni; ciò vale anche per la forza debole per la quale i mediatori sono i bosoni $W^\pm$ (carichi) e il bosone Z^0 (neutro). Le interazioni possono essere quindi di due tipi: a seconda che il mediatore sia W o Z si dice che sono mediate rispettivamente da correnti cariche o neutre⁷. I rispettivi diagrammi di Feynman sono riportati in Figura 1.1.

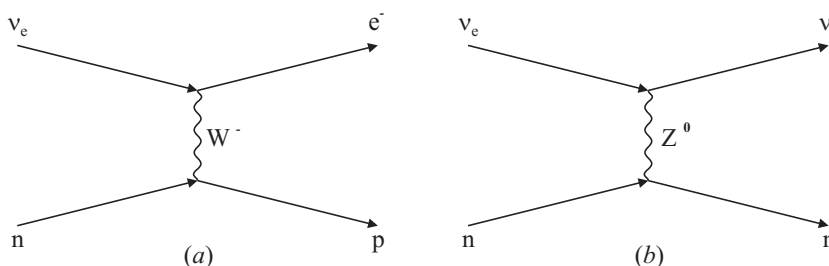


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman raffiguranti correnti cariche (a) e neutre (b)

1.2.2 Problema della massa

Nella sua formulazione originaria, il Modello Standard era stato costruito assumendo che tutti i fermioni elementari fossero massivi, eccetto quelli neutri (neutrini). Questa scelta, seppure non rigorosamente motivata da deduzioni teoriche, ha un profondo significato fisico.

Mantenendo i neutrini privi di massa, il Modello Standard è in grado di fare una previsione molto accurata sulle leggi di conservazione senza introdurre parametri o simmetrie arbitrarie. Inoltre utilizzando i campi del Modello Standard non è possibile costruire alcun termine nella lagrangiana che soddisfi le simmetrie originarie della teoria e che, simultaneamente, violi la conservazione

⁶Al fine di permettere a eventuali nuovi neutrini leggeri di evadere questo vincolo, sarebbe necessario postulare neutrini “sterili”, ovvero incapaci di interagire con la materia se non gravitazionalmente. Questa possibilità è stata contemplata per lungo tempo allo scopo di spiegare un'evidenza di oscillazioni del tutto inattesa osservata a metà degli anni '90 nell'esperimento LSND presso i laboratori di Los Alamos. Il risultato di LSND, tuttavia, al momento è molto controverso e in parziale contraddizione con risultati di altri esperimenti. Un test definitivo di questo fenomeno sarà disponibile tra non molto, al termine della presa dati dell'esperimento statunitense MiniBOONE.

⁷Le correnti neutre rimasero solo una previsione teorica fino a quando, nel 1973, furono osservate grazie alla camera a bolle Gargamelle.

del numero leptonico L (conservazione che era provata sperimentalmente a meno di piccolissime variazioni dovute ad effetti presumibilmente perturbativi). Nel momento in cui si modifica la teoria per includere eventuali neutrini massivi questo cessa di essere vero perché termini in grado di violare la conservazione di L possono così essere costruiti ⁸. Perciò l'esistenza di neutrini massivi suggerirebbe (ma non può dimostrare) che la conservazione di L possa essere violata.

Scoperto il fatto che il neutrino potesse avere una massa diversa da zero si è cercato di misurarla. Il quadro generale delineatosi alla fine degli anni '70, e pressoché valido ancora oggi, è riassunto nella Tabella 1.1 dove sono riportate le masse e le cariche di tutti i fermioni (la materia ordinaria è composta solo da quelli della prima famiglia).

Leptoni (spin = 1/2)			Quark (spin = 1/2)		
sapore	massa (GeV/c ²)	carica	sapore	massa (GeV/c ²)	carica
ν_e	$< 1 \cdot 10^{-8}$	0	u	0,003	2/3
e	$5,11 \cdot 10^{-4}$	-1	d	0,006	-1/3
ν_μ	$< 2 \cdot 10^{-4}$	0	c	1,3	2/3
μ	0,106	-1	s	0,1	-1/3
ν_τ	$< 0,02$	0	t	175	2/3
τ	1,7771	-1	b	4,3	-1/3

Tabella 1.1: Masse e cariche elettriche dei fermioni nel Modello Standard

Come si nota, per le masse dei neutrini esiste solo un limite superiore; questo limite è stato raggiunto tramite misure dirette, studiando cioè gli spettri energetici di decadimenti ai quali prendessero parte i neutrini in esame. Queste misure, sebbene sempre più raffinate, hanno dato comunque risultati compatibili con zero e hanno potuto fornire, di fatto, solo limiti superiori.

In seguito (vedi §1.3.1) sarà chiarito quanto grande sia oggi l'evidenza empirica dell'esistenza di neutrini massivi e si discuterà che tipo di informazioni sia possibile dedurre sulla fisica che si manifesta oltre il Modello Standard e come si possa sperare di accedere sperimentalmente alla violazione del numero leptonico.

⁸Tecnicamente, se si volesse proteggere la conservazione di L a tutti i costi, si potrebbe procedere alla cancellazione di questi termini sopprimendo artificialmente le costanti per le quali sono moltiplicati, ma questo equivarrebbe a contraddire il principio su cui tutto il Modello Standard è stato costruito (principio di gauge), secondo il quale la dinamica delle interazioni, e dunque la forma della lagrangiana, è determinata unicamente dalle simmetrie originarie della teoria.

1.3 Oscillazioni dei neutrini

Per oscillazioni dei neutrini si intende il fenomeno per cui neutrini di un certo sapore possano cambiarlo durante il loro tragitto dall'emettitore al rivelatore. Questa ipotesi fu avanzata per la prima volta da Pontecorvo nel 1957 (allora per l'oscillazione $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$), appena dopo la scoperta della violazione della parità per il decadimento β e in analogia con l'oscillazione tra il mesone K^0 e la sua antiparticella $\bar{K}^0$.

Questa idea, che allora non aveva ancora la solidità empirica di oggi, diede spunto a parecchi fisici che, a partire dal 1962, ne svilupparono il formalismo (vedi appendice A). Nel caso in cui due famiglie di ν prendano parte all'oscillazione la probabilità che un ν di un sapore si converta in uno dell'altro risulta essere funzione di due parametri⁹: la differenza quadratica di massa δm_{ij}^2 tra i due sapori i e j dei neutrini coinvolti nell'oscillazione¹⁰ e il rapporto L/E fra lunghezza del tragitto fino al rivelatore ed energia del ν (vedi equazione A.9).

L'osservazione delle oscillazioni implicherebbe pertanto differenze di masse non nulle e quindi almeno un neutrino massivo coinvolto in ogni fenomeno. Per questo motivo, come si vedrà, lo studio delle oscillazioni ha portato oggi ad avere la certezza che almeno due neutrini su tre siano massivi. Per studiare la scala assoluta delle masse servono invece altri tipi di misure (vedi §1.3.5).

1.3.1 Problema dei neutrini solari

Negli anni seguenti le pubblicazioni di Pontecorvo [5, 6] furono spese molte energie per costruire esperimenti (alcuni mai andati in porto) in grado di rivelare i neutrini provenienti dalla sorgente maggiormente nota: il Sole. Per questi neutrini infatti il Modello Solare Standard (SSM) [7, 8] era in grado di fare ottime previsioni sullo spettro energetico (deducendo che potevano essere solo ν_e) e sull'intensità del flusso prodotto (vedi Figura 1.2).

Pioniere su questa strada fu Davis che usando la tecnica radio-chimica¹¹, suggerita già da Pontecorvo [9], riuscì per primo, alla fine degli anni '60, a rivelare i neutrini elettronici provenienti dal Sole grazie a un rivelatore composto di 680 tonnellate di detergente liquido (C_2Cl_4) posto nella miniera di Homestake [10]. Furono costruiti poi, negli anni '90 gli esperimenti col gallio, SAGE [11] in

⁹La probabilità di oscillazione dipende inoltre dai termini della matrice di mixing tra autostati di sapore e di massa dei neutrini, termini che purtroppo ancora oggi non sono noti con grande precisione; essi si indicano solitamente con angoli chiamati appunto "angoli di mixing".

¹⁰Si sta considerando il caso semplificato di soli due autostati di massa e due di sapore.

¹¹Queste tecniche consistono nello sfruttare la reazione di cattura $\nu_e + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z + 1)$ per creare nuclidi radioattivi che vengono poi estratti chimicamente e rivelati tramite un contatore proporzionale.

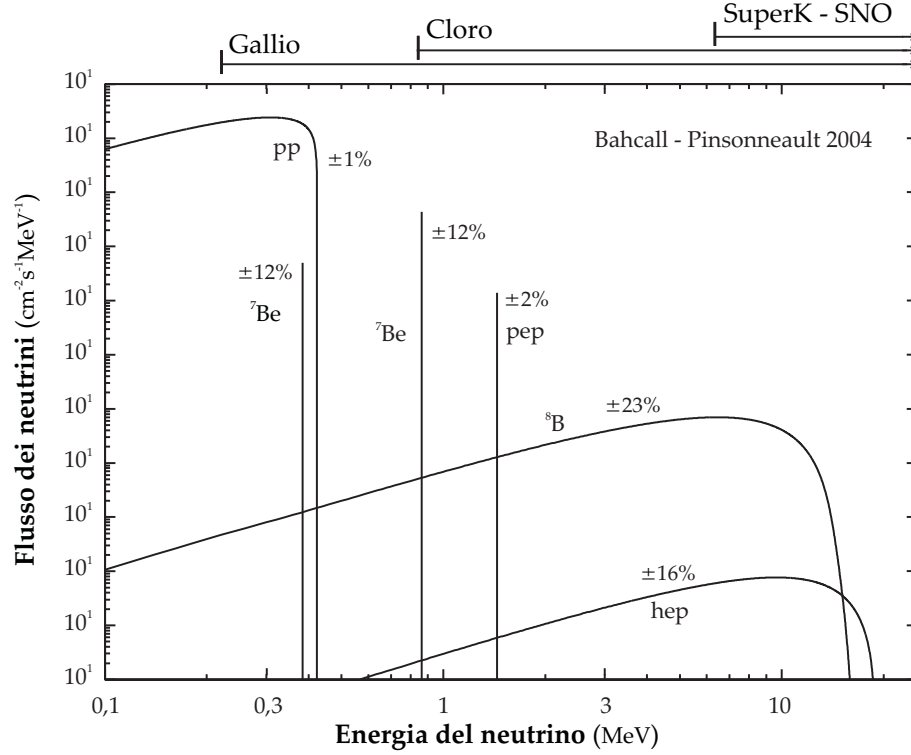


Figura 1.2: Spettro dei neutrini solari secondo l'SSM e range energetici di indagine dei vari tipi di esperimenti: cloro (Homestake), gallio (SAGE, GALLEX/GNO) e scattering su elettroni (Kamiokande, Super/Kamiokande, SNO).

Russia, GALLEX [12] e GNO [13] in Italia ai LNGS, sempre basati su tecniche radio-chimiche.

Tutti questi esperimenti, però, avevano l'inconveniente di essere molto lunghi, perché il rate di generazione di radionuclidi era di due o tre al giorno e la loro estrazione veniva effettuata ogni 2 o 3 mesi; queste misure infatti durarono decenni. L'alternativa alla tecnica radio-chimica era quella della misura in tempo reale, possibile sfruttando lo scattering elastico di neutrini su elettroni ($\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^-$ con $\alpha = e, \mu, \tau$)¹². Questa idea fu sfruttata dall'esperimento Kamiokande (1983 - 1996)¹³: oltre al flusso di neutrini questo

¹²Gli elettroni bersaglio sono quelli dell'acqua. Avvenuto lo scattering elastico con i neutrini l'elettrone diffuso emette luce Cerenkov, rivelabile con opportuni fotomoltiplicatori posti su tutta la superficie interna del contenitore.

¹³Dal 1997 è in funzione, nello stesso sito di Kamiokande, il nuovo Super-Kamiokande [14, 15, 16], la cui massa totale è stata notevolmente aumentata (da 680 a 22500 tonnellate di volume utile di acqua pesante) e la cui soglia in energia è stata abbassata da 4 a 0,250 MeV così da avere un rate di conteggio eventi molto più alto.

esperimento riusciva a misurare anche la loro energia e la loro direzione, così da confermare inoltre che quelli rivelati erano davvero neutrini provenienti dal Sole [17].

Homestake, SAGE, GALLEX, GNO e Kamiokande (i cui risultati finali sono riassunti nella Tabella 1.2) rivelarono inconfutabilmente un deficit nel flusso di neutrini solari misurato rispetto a quello atteso. Questo risultato diede vita, fin dalle prime evidenze, al famoso e annoso “problema dei neutrini solari”.

	Homestake	SAGE	GALLEX/GNO	Kamiokande
<i>periodo</i>	1968-2001	1991-2001	1991-1997	1985-1996
<i>soglia (MeV)</i>	0,818	0,235	0,235	5,0
<i>dati/SSM</i>	$0,33 \pm 0,028$	$0,52 \pm 0,07$	$0,59 \pm 0,06$	$0,45 \pm 0,015$

Tabella 1.2: Risultati finali delle misure di flusso dei ν_e solari dei principali esperimenti radio-chimici (Homestake, SAGE e GALLEX/GNO) e in tempo reale (Kamiokande).

Una possibile spiegazione di questo deficit poteva venire proprio dal fenomeno delle oscillazioni: se i neutrini elettronici prodotti nelle reazioni di fusione all’interno del Sole, durante il loro cammino di circa 8 minuti fino alla Terra, avessero una certa probabilità di cambiare sapore, allora sarebbe sensato rivelarne meno di quelli prodotti.

I risultati dei rivelatori di ν_e , però, non potevano dare la certezza che le oscillazioni avvenissero: si poteva ipotizzare anche che il Modello Solare Standard, nonostante le ottime previsioni che era in grado di fornire, fosse sbagliato, oppure che si fosse di fronte ad una nuova fisica (ν con momento magnetico anomalo, decadimento dei ν , ...). Per avere quindi una prova diretta dell’esistenza delle oscillazioni era necessario riuscire a rivelare anche i ν_μ e ν_τ provenienti dal Sole in modo da verificare se il flusso totale di ν_e , ν_μ e ν_τ fosse uguale a quello atteso.

L’esperimento SNO, in funzione dal 1991, grazie all’utilizzo di acqua pesante (D_2O)¹⁴ è sensibile a tre tipi di reazioni: scattering elastico su elettroni (ES), correnti cariche (CC) e correnti neutre (NC) secondo le seguenti reazioni

$$\begin{aligned}
 \nu_\alpha + e^- &\rightarrow \nu_\alpha + e^- & (ES) \\
 \nu_e + d &\rightarrow p + p + e^- & (CC) \\
 \nu_\alpha + d &\rightarrow p + n + \nu_\alpha & (NC)
 \end{aligned}
 \tag{1.8}$$

¹⁴I neutroni nel nucleo dell’ossigeno sono fortemente legati (>15 MeV), mentre quelli del deuterio molto meno (2 MeV) e possono subire effetti dallo scattering con neutrini dando origine a correnti cariche e neutre.

Il processo CC interessa solo i ν_e , quello NC tutti i sapori con egual peso (perché tutti hanno uguale sezione d'urto con i nuclei). Quello ES invece interessa tutti i sapori di ν , ma con pesi diversi perché può avvenire per i ν_e sia con interazioni di corrente carica che neutra, mentre per ν_μ e ν_τ solo con corrente carica.

I risultati di questo esperimento [18, 19, 20], in unità di $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, sono i seguenti

$$\begin{aligned}\phi_{\text{CC}} &= 1,59_{-0,07}^{+0,08}(\text{stat})_{-0,08}^{+0,06}(\text{sist}) \\ \phi_{\text{ES}} &= 2,21_{-0,26}^{+0,31}(\text{stat}) \pm 0,10(\text{sist}) \\ \phi_{\text{NC}} &= 5,21 \pm 0,27(\text{stat}) \pm 0,38(\text{sist}),\end{aligned}$$

che, confrontati col valore teorico atteso per il flusso totale [8]

$$\phi_{\text{SSM}} = (5,82 \pm 1,4)10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1},$$

indicano che i soli ν_e hanno un flusso pari a circa il 40% di quello atteso (come peraltro risultava dagli esperimenti precedenti), mentre il flusso totale di tutti i tre sapori di neutrini (rivelati grazie alle reazioni NC) è in ottimo accordo con quello previsto dall'SSM.

1.3.2 Neutrini artificiali

Recentemente la prova della piena validità dell'ipotesi di oscillazioni dei neutrini, nella particolare condizione detta “Large Mixing Angle” [21] (LMA)¹⁵, è stata fornita dall'esperimento KamLAND [22, 23], in misura dal 2002 nella miniera di Kamioka, che rivela i neutrini ($\bar{\nu}_e$) prodotti artificialmente da vari reattori nucleari tra Giappone e Korea, con distanze L da 138 a 400 km ($\langle L \rangle \simeq 180 \text{ km}$) ed energie di $3 \div 4 \text{ MeV}$ ($\Rightarrow \delta m^2 \sim E/L \sim 10^{-5} \text{ eV}^2$).

Il flusso misurato ha mostrato un deficit spiegabile appunto ammettendo per i $\bar{\nu}_e$ oscillazioni analoghe a quelle dei ν_e solari. La stima dei parametri di oscillazione fornita dagli ultimi risultati [24] di KamLAND è la seguente

$$\delta m^2 = 7,9_{-0,5}^{+0,6} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \tan^2 \theta = 0,4_{-0,07}^{+0,10} \quad (1.9)$$

1.3.3 Neutrini atmosferici

Un'altra importante sorgente di neutrini, utilizzata per misure sulle oscillazioni, sono i raggi cosmici, cioè protoni e altri piccoli nuclei di alta energia

¹⁵La condizione di LMA sui parametri (angoli di mixing) è ritenuta la più probabile fra quelle ancora ammesse mettendo insieme l'informazione di tutti gli esperimenti di tipo osservativo astrofisico.

(fino a 10^{20} eV) che arrivano dal cosmo e interagendo con l'atmosfera producono sciame di particelle (tra le quali neutrini di ogni sapore, data l'elevata energia).

La sezione d'urto tra protoni e nuclei è stata ben misurata negli esperimenti con gli acceleratori e si sa quindi che le particelle di gran lunga più prodotte dai raggi cosmici sono i mesoni π e K , i quali innescano principalmente i processi mostrati in Figura 1.3.

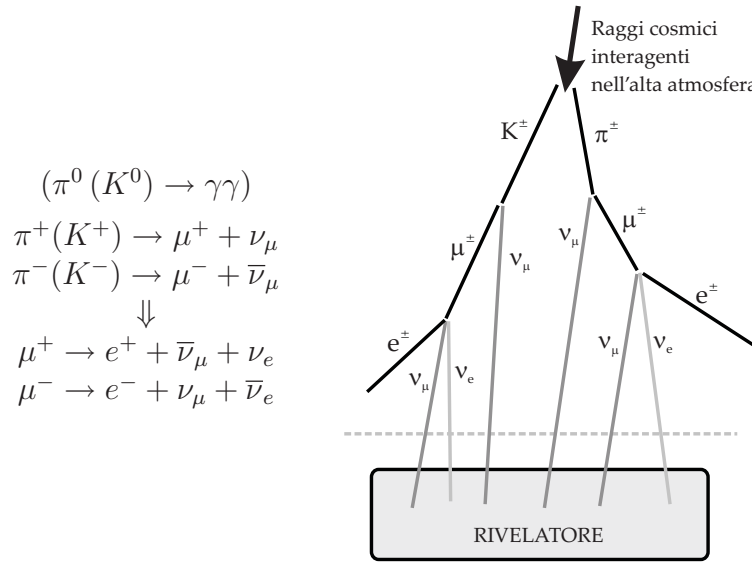


Figura 1.3: Principali processi di produzione dei ν_e e ν_μ in atmosfera dovuti ai raggi cosmici: ci si aspettano due ν_μ ogni ν_e .

Ci si aspetterebbe quindi che i ν_μ siano circa il doppio dei ν_e , ma anche in questo caso le previsioni teoriche non sono state confermate dalle misure effettuate a partire dagli anni '80 (Kamiokande e IMB [25]): il rapporto misurato è circa 1.

I neutrini atmosferici forniscono inoltre informazione circa la lunghezza del cammino che hanno percorso da quando sono stati generati, infatti a seconda dell'angolo (rispetto allo zenith) col quale giungono al rivelatore si può calcolare quale sia il punto dell'atmosfera dal quale siano partiti: L può variare da 15 a 12500 km per angoli di zenith Θ da 0° a 180° . È così possibile studiare l'andamento della probabilità di oscillazione al variare di L .

1.3.4 Risultati odierni

I risultati riportati fin qui circa i parametri di oscillazione sono stati ricavati interpretando i fenomeni osservati dai vari esperimenti come dovuti

principalmente a oscillazioni fra due soli stati dei neutrini.

Se il numero n di sapori di neutrino fosse pari a 2 avremmo solo due stati di interazione i e j , esprimibili come combinazioni lineari di stati a massa definita ν_1 e ν_2 . Questi stati potrebbero trasformarsi gli uni negli altri durante il tragitto di lunghezza L (espresso in km) con una probabilità pari a

$$P(\nu_i \rightarrow \nu_j) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1, 27 \frac{\delta m^2 L}{E}\right) \quad (1.10)$$

dove E è l'energia del neutrino espressa in GeV mentre $\delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ è pari alla differenza dei quadrati delle masse tra i due stati a massa definita ν_1 e ν_2 (misurata in eV^2)¹⁶ e θ è l'angolo fra di essi.

Nel caso più realistico $n = 3$, la matrice di mescolamento può essere parametrizzata introducendo tre angoli di mescolamento reali e tre fasi complesse: due fasi di Majorana (ininfluenti per le oscillazioni) e una fase di Dirac (responsabile della violazione CP). In questo caso la formula delle oscillazioni si complica notevolmente ma i dati sperimentali suggeriscono che la natura abbia scelto un'insperata semplificazione.

Dopo oltre 50 anni di indagine, in cui la fisica, italiana in particolare, ha fornito essenziali tessere del mosaico, sembra ormai certo che il deficit di neutrini provenienti dal sole sia l'effetto di un'oscillazione dei neutrini elettronici (ν_e) verso altri sapori non rivelabili direttamente dagli esperimenti. Analogamente il deficit di neutrini muonici prodotti dall'interazione dei raggi cosmici primari nell'atmosfera terrestre sembra dovuto a un'oscillazione tra neutrini muonici (ν_μ) e tau (ν_τ), sebbene la comparsa dei ν_τ non sia mai stata osservata in modo chiaro. Nei prossimi anni, un fascio di neutrini muonici prodotto al CERN sarà puntato verso laboratori del Gran Sasso (esperimento OPERA) proprio allo scopo di fornire un test empirico diretto mediante l'osservazione di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

L'evidenza proveniente dal deficit solare suggerisce un valore di $\delta m_{12}^2 \simeq 8 \cdot 10^{-5} \text{eV}^2$ mentre quella originata dallo studio dei neutrini atmosferici propende per un valore $\delta m_{23}^2 \simeq 2, 3 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2$.¹⁷ Visto che i valori sono piuttosto diversi tra loro non è difficile dimostrare che tutti i fenomeni di oscillazione finora osservati siano effettivamente descrivibili con formule di oscillazioni a due sapori, previa ridefinizione del parametro di mescolamento $\sin^2(2\theta)$. Per esempio, nelle regioni in cui $1, 27 \delta m_{23}^2 L/E \simeq \pi/2$ (in gergo la “scala degli

¹⁶Si noti che l'oscillazione esplora differenze quadratiche di massa, non masse; sulla determinazione della scala assoluta delle masse si tornerà in §1.4.2.

¹⁷Si sta qui supponendo il caso di gerarchia diretta (vedi nota a pagina 18) per il quale $\delta m_{\text{atm}}^2 \equiv \delta m_{23}^2$ e $\theta_{\text{atm}} \equiv \theta_{23}$, mentre nel caso di gerarchia inversa sarebbe $\delta m_{\text{atm}}^2 \equiv \delta m_{12}^2$ e $\theta_{\text{atm}} \equiv \theta_{12}$.

atmosferici”) vale approssimativamente

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2(2\theta_{23}) \cos^4(\theta_{13}) \sin^2\left(1, 27 \frac{\delta m_{23}^2 L}{E}\right) \quad (1.11)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2(2\theta_{13}) \cos^4(\theta_{23}) \sin^2\left(1, 27 \frac{\delta m_{23}^2 L}{E}\right) \quad (1.12)$$

dove θ_{ij} indica l’angolo di mescolamento tra i neutrini di massa m_i e quelli di massa m_j .

Negli ultimi anni si è capito che, a differenza di quanto avviene per i quark, tutti questi angoli sono grandi eccetto uno: θ_{13} . Più concretamente, nessuno ha mai osservato le oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ alle scale degli atmosferici né ha idea di quanto possa valere la probabilità di oscillazione (1.12). Attualmente, il miglior limite ($\theta_{13} \lesssim 11^\circ$) è detenuto dall’esperimento CHOOZ [26]: una collaborazione internazionale con un’importante partecipazione italiana che è riuscita a porre limiti più stringenti allo spazio dei parametri rispetto a tutti gli esperimenti precedenti (vedi Figura 1.4).

Di fatto, se θ_{13} non fosse eccessivamente piccolo ($\theta_{13} \gtrsim 1^\circ$) si potrebbero immaginare esperimenti che misurino sia la quantità (1.12), sia la validità dell’approssimazione utilizzata per derivare la formula.

Il rapporto tra δm_{21}^2 e δm_{23}^2 è piccolo, ma non trascurabile (circa 3%). La formula (1.12) dovrebbe essere corretta per gli effetti dovuti al valore finito di δm_{21}^2 , considerando cioè l’interferenza simultanea di tutte le famiglie di neutrini. Questi effetti dipendono da tutti gli angoli di mescolamento e dalla fase di Dirac δ responsabile della violazione della simmetria CP tra i leptoni. Questa correzione sarebbe pertanto una nuova sorgente di possibili asimmetrie materia-antimateria, analoga a quella ben nota che si osserva tra i quark. Non stupisce che gli esperimenti di oscillazione di prossima generazione siano orientati verso la determinazione del parametro θ_{13} e, eventualmente, della misura della violazione di CP nel settore leptonico.

Lo stato attuale di conoscenza dei valori dei parametri delle oscillazioni, cioè gli angoli di mixing (del loro seno) e delle due differenze di masse indipendenti, sono frutto di analisi tuttora in corso (un risultato recente è riportato nella Tabella 1.3 [27]).

1.3.5 Scala assoluta delle masse

Riassumiamo ora le informazioni fornite dalla rivelazione di neutrini circa le loro masse, assumendo, senza ledere la generalità, che le tre masse dei neutrini seguano il seguente ordinamento: $m_1 \leq m_2 \leq m_3$.

Combinando i dati sui neutrini solari ed atmosferici con quelli ottenuti da esperimenti con reattori nucleari, possiamo con ragionevole sicurezza affermare

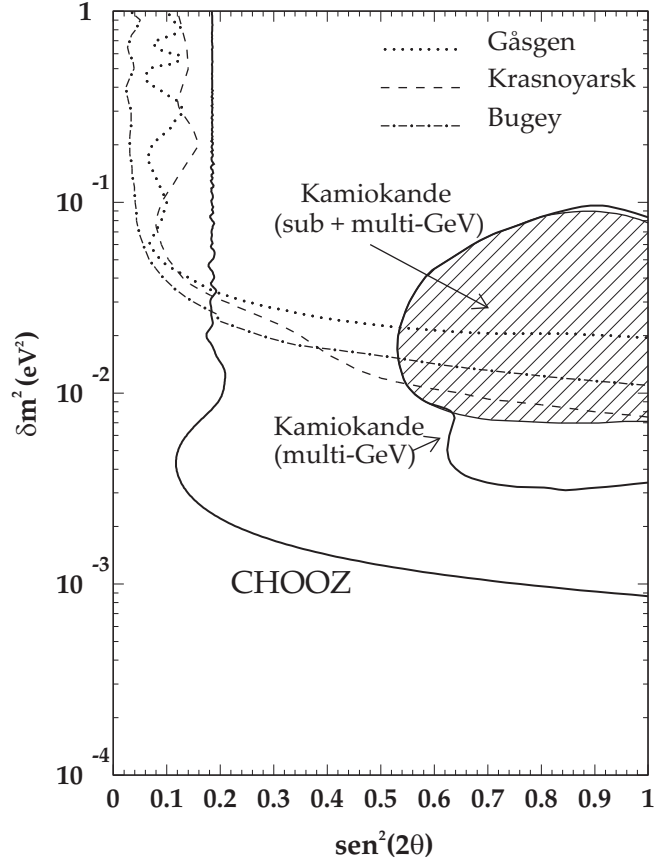


Figura 1.4: Grafico della zona di esclusione di CHOOZ (C.L. 90%) con paragone a esperimenti precedenti (linee tratteggiate) e alla regione ammessa da Kamiokande [1].

che ν_e   una miscela di stati di massa in cui i due autostati ν_1 e ν_2 (o ν_3 e ν_2)¹⁸ giocano un ruolo simile e preponderante, mentre la componente di ν_3 (o ν_1)¹⁸   trascurabile; al contrario ν_μ possiede una grande componente di ν_3 (o ν_1)¹⁸.

Le oscillazioni dei neutrini atmosferici e solari sono sensibili alla differenza tra i quadrati delle masse $\delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$ ed hanno fornito due valori differenti¹⁹:

$$\begin{aligned}\delta m_\odot^2 &= \delta m_{12}^2 \simeq 7,9 \cdot 10^{-5} \text{eV}^2 \\ \delta m_{\text{atm}} &= \delta m_{13}^2 \sim \delta m_{23}^2 \simeq 2,2 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2\end{aligned}\tag{1.13}$$

¹⁸Nel testo   assunta l'ipotesi di *gerarchia diretta*, cio  $\delta m_\odot^2 < \delta m_{\text{atm}}^2$, mentre tra parentesi   riportato il caso di *gerarchia inversa*. In seguito, dove non specificato, si assumer  sempre si tratti di *gerarchia diretta*.

¹⁹Si ricorda che in queste relazioni si   assunto implicitamente che $m_1 \ll (<) m_2 \ll m_3$, cio  l'ipotesi di *gerarchia diretta* (vedi Figura 1.5).

<i>parametro</i>	<i>best fit</i>	2σ	3σ	4σ
$\delta m_{\odot}^2 [10^{-5}\text{eV}^2]$	7,9	7,3 – 8,5	7,1 – 8,9	6,8 – 9,3
$\delta m_{\text{atm}}^2 [10^{-3}\text{eV}^2]$	2,2	1,7 – 2,9	1,4 – 3,3	1,1 – 3,7
$\sin^2 \theta_{\odot}$	0,30	0,25 – 0,34	0,23 – 0,38	0,21 – 0,41
$\sin^2 \theta_{\text{atm}}$	0,50	0,38 – 0,64	0,43 – 0,68	0,30 – 0,72
$\sin^2 \theta_{13}$	0,000	$\leq 0,031$	$\leq 0,051$	$\leq 0,073$

Tabella 1.3: Valori e incertezze, per vari livelli di *confidence level*, dei parametri di oscillazioni fra tre sapori di neutrino, ottenuti considerando i dati da neutrini solari, atmosferici, da reattori (KamLAND e CHOOZ) e da acceleratori (K2K).

L'osservazione delle oscillazioni implica dunque che i tre valori di m_i siano diversi tra loro e che almeno due siano non nulli. Con queste sole informazioni si può dire poco però circa la scala assoluta delle masse. È molto forte la tentazione di sostenere, per analogia con i fermioni carichi (e , μ e τ), che si presenti uno scenario gerarchico diretto (Figura 1.5a) con $m_1 \ll m_2 (\Rightarrow m_2 \sim 9\text{meV})$ e $m_2 \ll m_3 (\Rightarrow m_3 \sim 50\text{meV})$; nulla vieta tuttavia di immaginare la situazione di gerarchia inversa (Figura 1.5b) con $m_1 \ll m_2 \lesssim m_3$ o anche una scala comune di massa per i tre stati (Figura 1.5c), con masse dell'ordine dell'eV e non di più, per non violare i limiti sperimentali forniti dalle misure dirette.

Il punto sostanziale è che le oscillazioni, preziose per evidenziare la massa finita dei neutrini, per loro natura non possono dirci quanto valgono realmente le masse. Per questo, dobbiamo rivolgerci ad altre indagini sperimentali: le misure dirette, che però difficilmente possono estendere il limite al di sotto dei 0,3 eV, o la ricerca del doppio decadimento β , che sarà oggetto del prossimo paragrafo.

1.4 Decadimento doppio β

Il doppio decadimento β ($\beta\beta$) fu ipotizzato da Goeppert-Mayer nel 1935 (appena un anno dopo la teoria di Fermi sul decadimento β) quale processo molto raro nel quale "...un isobaro metastabile può decadere in uno più stabile grazie all'emissione simultanea di due elettroni". L'analisi della stabilità nucleare mostra che l'osservazione di una tale transizione nucleare è possibile, in teoria, per 35 nuclei pari-pari [28, 29], per i quali il decadimento β ordinario è proibito energeticamente²⁰ (vedi Figura 1.6). Il decadimento può avvenire

²⁰Per alcuni nuclei, che sono stati osservati decadere $\beta\beta$, il decadimento β non sarebbe proibito energeticamente, ma è fortemente inibito dalla consistente variazione di momento angolare. Si noti inoltre che il decadimento $\beta\beta$ è possibile anche per i nuclei β -instabili, ma

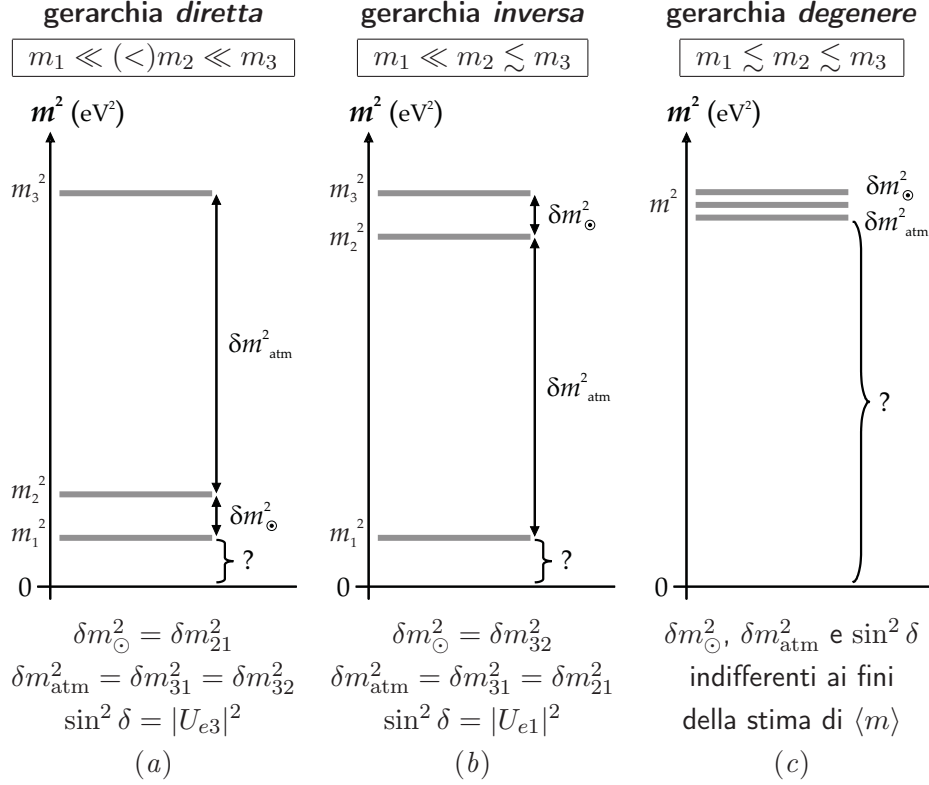


Figura 1.5: Rappresentazione delle masse assolute dei tre autostati di massa ν_1 , ν_2 e ν_3 nei casi di gerarchia diretta (a), inversa (b) e degenere (c).

sullo stato fondamentale del nucleo figlio o su di uno eccitato: un esempio riguardante il decadimento $\beta\beta$ del cadmio è riportato in Figura 1.7.

Il decadimento $\beta\beta$ è considerato un processo del secondo ordine dell'interazione debole, la stessa che è responsabile, al primo ordine, del comune decadimento β (con la costante d'accoppiamento di Fermi, $G_F = 1,66 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$). Per questo motivo, il decadimento $\beta\beta$ ha una vita media, proporzionale a G_F^{-4} , di circa $10^{20} \div 10^{21}$ anni: è quindi un decadimento fra i più rari osservabili in natura [28]. Proprio per questo motivo fu osservato per la prima volta solo nel 1987 da Elliott [30].

1.4.1 Modi di decadimento doppio β

Esistono vari modi di decadimento $\beta\beta$ che si possono classificare a seconda della conservazione o meno del numero leptonico L . Il decadimento $\beta\beta$ con 2 neutrini ($\beta\beta 2\nu$) non viola la conservazione di L ed è ammesso dal Modello

per essi è di fatto irrillevante a causa del fondo dovuto appunto ai β .

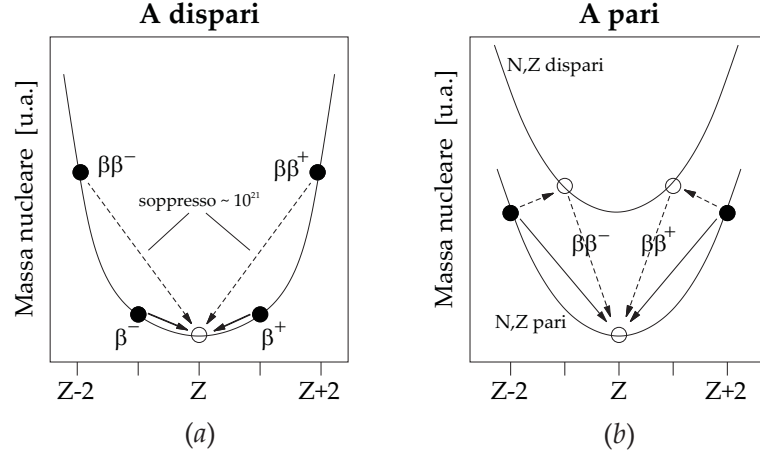


Figura 1.6: Rappresentazione schematica delle masse atomiche dei nuclei in funzione di Z per un multipletto di isobari con A dispari (a) ed A pari (b); anche nel caso (a) il decadimento $\beta\beta$ è possibile, ma risulta $\sim 10^{21}$ volte meno probabile del β , quindi praticamente irrivelabile sperimentalmente.

Standard, non impone quindi particolari condizioni sulle proprietà del neutrino, né per quanto riguarda la massa, né circa la natura di Majorana o Dirac²¹. Questo processo può essere interpretato come la simultanea trasformazione di due neutroni (protoni) del nucleo in protoni (neutroni)

$$\begin{aligned} n_1 &\rightarrow p_1 + e_1^- + \bar{\nu}_{e1} \\ n_2 &\rightarrow p_2 + e_2^- + \bar{\nu}_{e2} \end{aligned} \quad (1.14)$$

e può avvenire secondo una delle seguenti reazioni

$$\begin{aligned} (A, Z) &\rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e & \beta^-\beta^- \\ (A, Z) &\rightarrow (A, Z-2) + 2e^+ + 2\nu_e & \beta^+\beta^+ \\ (A, Z) + 2e^- &\rightarrow (A, Z-2) + 2\nu_e & \text{ECEC} \\ (A, Z) + e^- &\rightarrow (A, Z-2) + e^+ + 2\nu_e & \text{EC}\beta^+ \end{aligned} \quad (1.15)$$

Si possono immaginare poi anche reazioni nelle quali non sono prodotti neutrini (decadimenti non permessi dal Modello Standard in quanto violano la conservazione di L). Limitandoci ora solo ai decadimenti di tipo $\beta^-\beta^-$ il quadro si amplia e i possibili canali di decadimento $\beta\beta$ diventano quattro:

$$\begin{aligned} (A, Z) &\rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e & \beta\beta 2\nu \\ (A, Z) &\rightarrow (A, Z+2) + 2e^- & \beta\beta 0\nu \\ (A, Z) &\rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + \chi^0 & \beta\beta\chi \\ (A, Z) &\rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + 2\chi^0 & \beta\beta 2\chi \end{aligned} \quad (1.16)$$

²¹Una particella si dice “di Majorana” quando è identica alla sua antiparticella, “di Dirac” altrimenti; nel caso di massa nulla la distinzione è puramente formale e non porta ad alcuna conseguenza (per dettagli vedi §1.4.3).

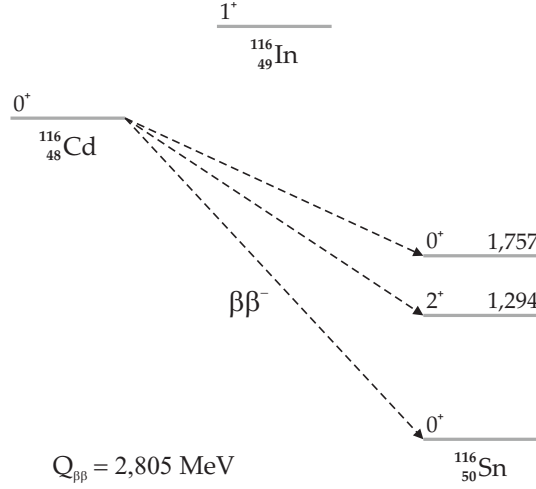


Figura 1.7: Schema dei livelli energetici del tripletto isobarico ^{116}Cd , ^{116}In e ^{116}Sn .

dove χ^0 è una particella pseudoscalare neutra di massa nulla chiamata Majorone la cui esistenza è ipotizzata da varie estensioni del Modello Standard.

In analogia a questi esistono altri decadimenti corrispondenti a quelli della (1.15), ma che, non producendo neutrini, violano la conservazione di L ; in seguito, per quanto riguarda i decadimenti $\beta\beta$, saranno trattati solo quelli del tipo (1.16).

1.4.2 Decadimento doppio β senza neutrini ($\beta\beta 0\nu$)

Di particolare interesse fra i decadimenti $\beta^-\beta^-$ è il secondo della (1.16), cioè il decadimento $\beta\beta 0\nu$ nel quale non sono prodotti neutrini né altre particelle oltre agli elettroni. In questo decadimento, proposto da Furry già nel 1939 [31], ma mai osservato fino a oggi, la variazione di numero leptonico vale $\Delta L = 2$ e quindi una sua eventuale conferma sperimentale metterebbe fortemente in discussione alcuni capisaldi della teoria elettrodebole e potrebbe aprire nuove strade verso la comprensione di altri problemi tuttora irrisolti come quelli sulla materia oscura e sulle varie teorie di grande unificazione.

Il decadimento $\beta\beta 0\nu$ può essere visualizzato come l'emissione di due elettroni da parte di due neutroni col simultaneo scambio di un neutrino virtuale²², di particolari caratteristiche (vedi §1.4.3), come illustrato in Figura 1.8. Tale decadimento è quindi a tre corpi e lo spettro della somma delle

²²Una particella virtuale è una particella di vita brevissima, tanto breve da non permetterne l'osservazione. Il principio di indeterminazione ammette la creazione di particelle “dal nulla”, sempre se la loro vita è sufficientemente breve e la loro massa sufficientemente grande ($t \leq \Delta t = \hbar/(2E) = \hbar/(2c^2m)$).

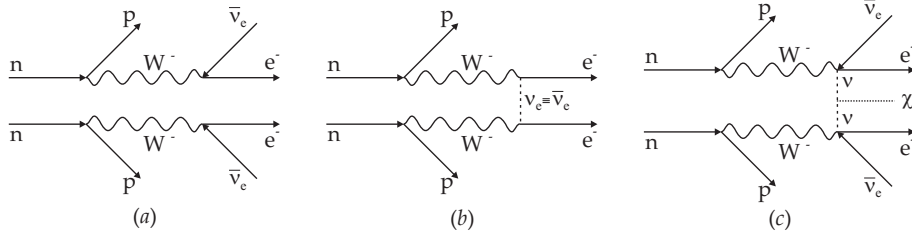


Figura 1.8: Diagrammi di Feynman dei decadimenti $\beta\beta2\nu$ (a), $\beta\beta0\nu$ (b) e $\beta\beta\chi$ (c).

energie degli elettroni emessi sarà un picco centrato sull'energia della reazione $Q_{\beta\beta0\nu} = 2528,8 \text{ keV}$ ²³. Dal confronto con gli spettri teorici dei decadimenti a quattro o più corpi $\beta\beta2\nu$, $\beta\beta\chi$ e $\beta\beta2\chi$ (vedi la Figura 1.9) è chiaro che il $\beta\beta0\nu$ ha uno spettro molto stretto e, se avviene effettivamente, sarà possibile riconoscerlo fra gli altri picchi vicini, a patto di avere un fondo abbastanza pulito.

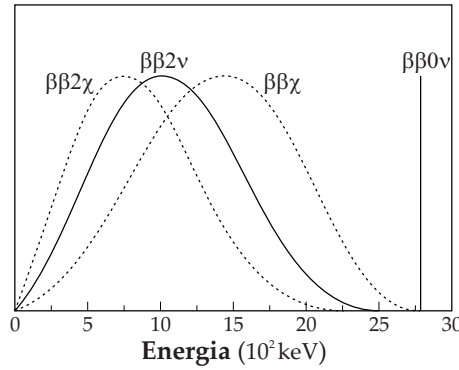


Figura 1.9: Spettro calcolato della somma delle energie degli elettroni emessi nei vari canali del decadimento $\beta\beta$: spettro continuo per $\beta\beta2\nu$, $\beta\beta\chi$ e $\beta\beta2\chi$, picco monocromatico per $\beta\beta0\nu$.

1.4.3 Condizioni per il decadimento $\beta\beta0\nu$

Perché il decadimento $\beta\beta0\nu$ possa realmente avvenire sono necessarie particolari condizioni sul neutrino virtuale che i due nucleoni coinvolti devono scambiarsi: il neutrino deve essere una particella di Majorana (identità particella-antiparticella) e deve avere massa non nulla (e/o deve esistere una compo-

²³Essendo $m_e \ll Am_p$ praticamente tutta l'energia del decadimento è acquistata dagli elettroni; nel caso di emissione di altre particelle (ν o χ), invece, parte dell'energia verrebbe loro ceduta.

nente destogira nella corrente debole). Vediamo ora più in dettaglio queste condizioni.

Neutrino di Majorana

Si è soliti definire antineutrino quella particella che, interagendo con la materia, può convertirsi in un leptone carico positivamente (ossia, un antileptone), o che viene emesso simultaneamente ad un leptone carico negativamente. In modo analogo e contrario si definisce il neutrino. È lecito ora chiedersi quale sia la proprietà intrinseca che rende un neutrino potenzialmente abile alla produzione di leptoni carichi negativamente, e che conferisce all'antineutrino le caratteristiche simmetriche.

Se i neutrini hanno massa non nulla sono possibili due risposte ben distinte. La prima possibilità è che i neutrini possiedano una pseudocarica, il numero leptonico appunto, che si conserva rigorosamente, e che vale -1 per neutrini e leptoni carichi negativamente, e $+1$ per antineutrini e leptoni carichi positivamente. Se questa pseudocarica esiste ed è rigorosamente conservata, il decadimento $\beta\beta 0\nu$, mediato da un neutrino virtuale, non può avvenire: nel primo decadimento infatti viene emesso un antineutrino, mentre nel secondo deve essere assorbito un neutrino. In questo contesto il neutrino, distinto dalla sua antiparticella, viene definito “particella di Dirac”.

C'è però una seconda possibilità. Potremmo attribuire all'elicità il ruolo di distinguere neutrini da antineutrini.²⁴ Se i neutrini sono privi di massa l'elicità è conservata e abbiamo eseguito solo una operazione nominalistica, sostituendo l'espressione “elicità negativa” a quella “numero leptonico = -1 ”, se però i neutrini hanno una massa non nulla, allora, in base alla relatività, l'elicità di un neutrino può cambiare cambiando sistema di riferimento: basta una trasformazione di Lorentz tale che l'osservatore veda il neutrino cambiare la propria direzione del moto, ma non il verso della sua rotazione intrinseca.

In questo quadro il neutrino possiede una carica esattamente conservata e coincide con la sua antiparticella, è quindi una cosiddetta “particella di Majorana” e può permettere il decadimento $\beta\beta 0\nu$.

²⁴Tutte le particelle che chiamiamo neutrini sono caratterizzate dall'avere lo spin opposto alla direzione del moto (hanno cioè elicità negativa), mentre gli antineutrini hanno spin parallelo al moto (elicità positiva).

Massa non nulla

La richiesta di massa non nulla è necessaria per la chiralità²⁵ del neutrino. Se si assume infatti (come nella teoria elettrodebole standard) che la corrente elettrodebole sia puramente levogira, al primo vertice viene emesso un antineutrino destrogira mentre al secondo vertice può essere assorbito solo un neutrino levogiro²⁶. Ma se il neutrino ha massa l'elicità non è più un buon numero quantico; in tal caso, accanto alla dominante componente destrogira, l'antineutrino emesso al primo vertice avrà anche una componente levogira proporzionale a m_ν/E_ν . Grazie a tale componente può avvenire l'assorbimento al secondo vertice. Una massa di Majorana può quindi indurre il decadimento $\beta\beta 0\nu$ con un ampiezza di probabilità che risulta proporzionale a m_ν ²⁷.

Bisogna sottolineare che nel caso di $m_\nu = 0$ il decadimento $\beta\beta 0\nu$ non è da considerarsi realizzabile, anche se apparentemente una corrente destrogira lo renderebbe possibile. Infatti questa evenienza è esclusa nelle teorie di grande unificazione nelle quali si dimostra che, se l'interazione debole è descritta da una teoria di Gauge, allora l'osservazione del decadimento $\beta\beta 0\nu$ implica necessariamente che il neutrino abbia massa finita [32].

1.4.4 Vita media e massa del neutrino

Supponendo ora che il neutrino abbia massa e che la corrente elettrodebole non abbia componente destrogira, la dipendenza della vita media di un nucleo per decadimento $\beta\beta 0\nu$ è data da

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_\nu \rangle^2 \quad (1.17)$$

dove $G^{0\nu}$ è l'integrale sullo spazio delle fasi (esattamente calcolabile), $M^{0\nu}$ è l'elemento di matrice nucleare (la cui stima è fortemente dipendente dal modello adottato) e $\langle m_\nu \rangle$ è la massa efficace del neutrino

$$\langle m_\nu \rangle = \sum_k e^{i\alpha_k} m_k U_{ek}^2 \quad (k = 1, 2, 3) \quad (1.18)$$

In questa definizione U è la matrice di mixing tra gli autostati dell'interazione debole (ν_L) e quelli di massa (ν_1 , ν_2 e ν_3) mentre le α_k sono le fasi di CP

²⁵La chiralità di una particella è data dalla proiezione della sua funzione d'onda tramite i proiettori ortogonali di chiralità $(1 - \gamma_5)/2$ e $(1 + \gamma_5)/2$. La proiezione chirale (*left* o *right*) coincide con un autostato dell'elicità (-1 o 1) solo nel limite di massa nulla.

²⁶Secondo il Modello Standard l'interazione debole agisce solo sulle componenti levogire dei leptoni, cioè sulle loro proiezioni tramite il proiettore di chiralità $1 - \gamma_5$ (viceversa per gli antileptoni).

²⁷Quella che entra in gioco è la massa efficace del neutrino (vedi definizione 1.18).

intrinseche dei neutrini. La presenza di queste fasi implica la possibilità di cancellazioni. Una cancellazione completa porterebbe a una massa efficace nulla e quindi a un neutrino di Dirac, che risulterebbe così uguale alla sovrapposizione di due neutrini di Majorana degeneri con fasi CP opposte. Questo dimostra una volta di più che la natura di Majorana del neutrino è condizione necessaria perché avvenga il decadimento $\beta\beta 0\nu$.

Il decadimento $\beta\beta 0\nu$ rappresenta uno strumento unico per misurare le fasi di Majorana del neutrino e per fissarne la scala assoluta delle masse. Le attuali previsioni circa $\langle m_\nu \rangle$, basate sui più recenti risultati delle oscillazioni [33], mostrano che per la prima volta esiste la concreta possibilità di avere risposte circa la massa assoluta del neutrino: una sensibilità sperimentale sulla massa di $\sim 10 - 50 \text{ meV}$ potrebbe definitivamente escludere le gerarchie inversa e quasi degenere (vedi Figura 1.10 [34]). Anche per sensibilità peggiori la sola osservazione del $\beta\beta 0\nu$ sarebbe importantissima perché sancirebbe comunque la natura di Majorana del neutrino e l'evidenza di violazione di CP.

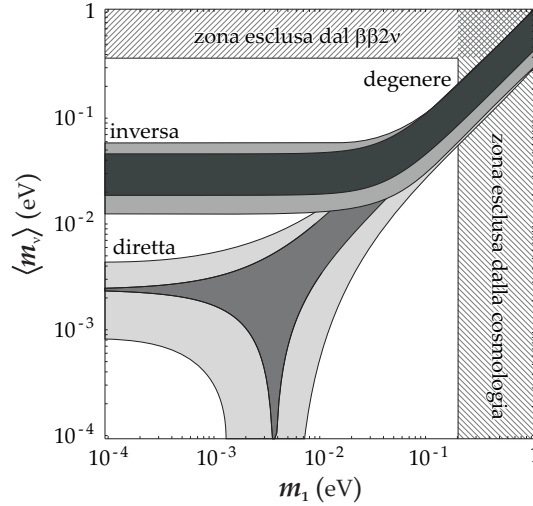


Figura 1.10: Massa efficace in funzione di m_1 (massa minima): le zone più scure corrispondono ai valori di *best fit* dei parametri delle oscillazioni (con $\theta_{13} = 0$), quelle più chiare invece all'intervallo di C.L. = 90% sul valore di $\langle m_\nu \rangle$.

Dalla (1.18) risulta chiaro che la stima del parametro cruciale $\langle m_\nu \rangle$ tramite misure della vita media del $\beta\beta 0\nu$ richiede una conoscenza precisa degli elementi di matrice nucleare che, come detto, dipendono fortemente dal modello adottato per calcolarli (vedi Tabella 1.4). Scegliere un valore affidabile di questi parametri non è facile perché i vari metodi forniscono risultati molto diversi (un ordine di grandezza di variabilità); non è facile nemmeno assegnare un errore ai valori calcolati e per questo spesso, e piuttosto erroneamente, si è soliti

<i>isotopi</i>	[35]	[36]	[37]	[2]	[38]	[39]
⁴⁸ Ca	3,18	8,83	-	-	-	2,5
⁷⁶ Ge	1,7	17,7	14,0	2,33	3,2	3,6
⁸² Se	0,58	2,4	5,6	0,6	0,8	1,5
¹⁰⁰ Mo	-	-	1,0	1,28	0,3	3,9
¹¹⁶ Cd	-	-	-	0,48	0,78	4,7
¹³⁰ Te	0,15	5,8	0,7	0,5	0,9	0,85
¹³⁶ Xe	-	12,1	3,3	2,2	5,3	1,8
¹⁵⁰ Nd	-	-	-	0,025	0,05	-
¹⁶⁰ Gd	-	-	-	0,85	-	-

Tabella 1.4: Vite medie calcolate teoricamente per vari isotopi e tramite vari modelli per $\langle m_\nu \rangle = 10$ meV (unità 10^{28} anni).

considerare il range fra le varie stime quale intervallo di incertezza. Con questa assunzione si ottengono valori di $\langle m_\nu \rangle$ variabili di un fattore ~ 3 .

1.5 Risultati recenti e stato della ricerca

Fino ad oggi sono stati generalmente seguiti due approcci per investigare il decadimento $\beta\beta$: quello indiretto e quello diretto.

I metodi indiretti (o inclusivi) sono basati sulla misura di concentrazioni anomale di nuclei figli in campioni opportunamente scelti, caratterizzati da un tempo di accumulazione estremamente alto; essi comprendono metodi geochimici e radiochimici che, essendo incapaci di distinguere i vari canali di decadimento $\beta\beta$, possono fornire solo stime indirette delle vite medie degli stessi.

I metodi diretti, invece, sono basati sull'osservazione diretta dei due elettroni prodotti nel decadimento; a seconda della tipologia di rivelatore possono essere misurate varie caratteristiche dell'evento (energia, momento, topologia, ecc.). Essi sono a loro volta classificati a seconda che la sorgente sia passiva (quando gli elettroni sono emessi da un campione esterno al rivelatore) o attiva (quando la sorgente coincide con il rivelatore). I vari canali di decadimento $\beta\beta$ ($\beta\beta 2\nu$ e $\beta\beta 0\nu$ in particolare) sono distinguibili grazie alle differenze nei loro spettri (vedi Figura 1.11).

Per il decadimento $\beta\beta 0\nu$ ci si aspetta un piccolo picco centrato esattamente all'energia $Q_{\beta\beta}$ che si sovrappone alla coda destra dello spettro del $\beta\beta 2\nu$; misure di tipo diretto che abbiano una sufficiente risoluzione energetica potranno quindi riuscire a dare prova del decadimento $\beta\beta 0\nu$. Fino ad ora gli esperimenti sul decadimento $\beta\beta$, misurando lo spettro di energia dei due elettroni (in

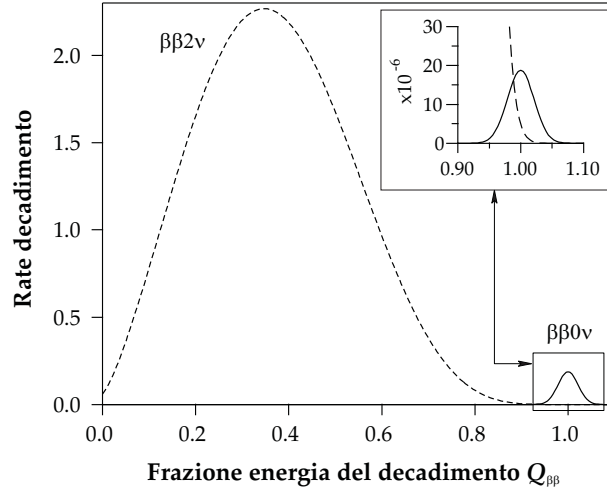


Figura 1.11: Confronto fra gli spettri della somma delle energie degli elettroni per i decadimenti $\beta\beta 2\nu$ e $\beta\beta 0\nu$: nel riquadro è evidenziato quanto non sia trascurabile il contributo dello spettro del $\beta\beta 2\nu$ a quello del $\beta\beta 0\nu$.

alcuni casi anche la distribuzione di energia del singolo elettrone e le tracce delle particelle osservate), hanno fornito solo prova del decadimento $\beta\beta 2\nu$ e un limite superiore alla vita media del $\beta\beta 0\nu$ (vedi Tabella 1.5 [40] per i risultati degli esperimenti più recenti).

Per effettuare queste misure sono stati usati diverse sorgenti (isotopi) e diversi tipi di rivelatori: spettrometri a semiconduttore (Ge e Si), contatori a gas (TPC, camere a ionizzazione e a drift), scintillatori e calorimetri a bassa temperatura. La tecnica precedente, che utilizza sorgenti attive, offre la speranza di aumentare ancora la sensibilità delle misure e con essa la probabilità di vedere il decadimento $\beta\beta 0\nu$.

Nonostante gli incredibili progressi ottenuti negli ultimi anni, abbassando il limite sulla vita media del $\beta\beta 0\nu$ e catalogando il rate di decadimento $\beta\beta 2\nu$ per un gran numero di isotopi, i risultati sono ancora, in alcuni casi, incoerenti. È chiaro quindi quanto sforzo sia ancora necessario per arrivare a delle risposte convincenti.

La miglior sensibilità è stata raggiunta in una serie di esperimenti basati sull'approccio calorimetrico, in particolare, il miglior limite sulla vita media del $\beta\beta 0\nu$ è stato raggiunto dall'esperimento Heidelberg-Moscow (HM) sul ^{76}Ge ([41], Figura 1.12), anche se risultati simili sono stati ottenuti anche da IGEX [42] (risultati nella Tabella 1.5).

In entrambi gli esperimenti sono stati utilizzati dei diodi molto massivi (alcuni kg) al germanio arricchiti isotopicamente (86%), installati sotto terra e schermati contro le radiazioni (gamma e neutroni) naturali. Per raggiungere

isotopo	esperimento	vita media
^{48}Ca	HEP Beijing	$> 1,8 \cdot 10^{22}$ (68%)
^{76}Ge	MPIH/KIAE	$> 1,9 \cdot 10^{25}$
	IGEX	$> 1,6 \cdot 10^{25}$
^{82}Se	UCI	$> 2,7 \cdot 10^{22}$ (68%)
	NEMO 3	$> 4,7 \cdot 10^{22}$
^{100}Zr	NEMO 2	$> 1,3 \cdot 10^{21}$
^{100}Mo	LBL/MHC/UNM	$> 2,2 \cdot 10^{22}$ (68%)
	UCI	$> 2,6 \cdot 10^{21}$
	Osaka	$> 5,5 \cdot 10^{22}$
	NEMO 3	$> 6 \cdot 10^{22}$
^{116}Cd	Kiev	$> 1,7 \cdot 10^{23}$
	Osaka	$> 2,9 \cdot 10^{21}$
	NEMO 3	$> 1,6 \cdot 10^{22}$
^{130}Te	Milano	$> 2,1 \cdot 10^{23}$
	Cuoricono	$> 5,5 \cdot 10^{23}$
^{136}Xe	Caltech/UN/PSI	$> 4,4 \cdot 10^{23}$
	Rome	$> 1,2 \cdot 10^{24}$
^{150}Nd	UCI	$> 1,2 \cdot 10^{21}$
	NEMO 3	$> 1,4 \cdot 10^{21}$

Tabella 1.5: Risultati degli esperimenti più sensibili sul $\beta\beta$: tutti i limiti, ove non indicato diversamente, sono al 90% di *confidence level*.

bassi livelli di fondo è stato inoltre fondamentale selezionare materiali il più possibile radio-puri ed utilizzare un discriminatore di forme d'impulso (PSD) nella fase di acquisizione. In entrambi i casi il livello del fondo radioattivo nella zona del $\beta\beta 0\nu$ era di 0,2 conteggi/(keV kg y) (0,06 con il PSD).

Tenendo conto dell'incertezza con la quale si conoscono gli elementi di matrice nucleare questi dati hanno dato un limite superiore alla massa efficace di $0,3 \div 1\text{eV}$.

Gli esperimenti con i diodi sono però limitati dall'esiguo numero di semiconduttori utilizzabili come sorgenti; per questo motivo gli esperimenti attuali e quelli di prossima generazione (come vedremo nel prossimo paragrafo) sfruttano l'approccio calorimetrico per indagare molti isotopi oltre a quelli dei rivelatori convenzionali (^{76}Ge , ^{136}Xe , ^{48}Ca).

Questa soluzione proposta [43] e sviluppata [44, 45] dal gruppo di Milano è basata sull'uso di calorimetri a bassa temperatura (bolometri) che forniscono una risoluzione energetica molto buona e per i quali l'unico limite sulla scelta dell'emettitore è dovuta alla possibilità di produrre i cristalli (diamagnetici e dielettrici) contenenti l'isotopo desiderato, cristalli che sono poi accoppiati ai termometri per misurarne l'aumento di temperatura dovuto al deposito di

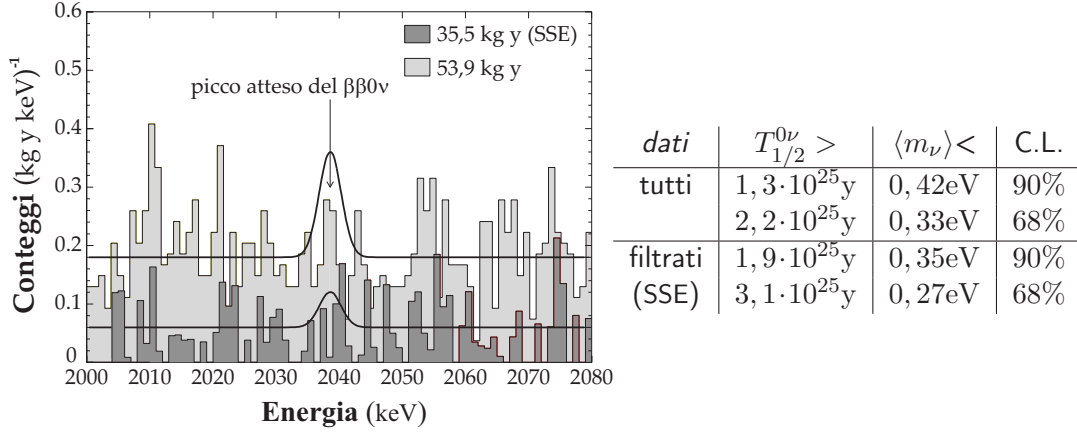


Figura 1.12: Spettro dell'esperimento Heidelberg-Moscow nella regione del $\beta\beta 0\nu$, misure della vita media e stime della massa efficace.

energia. Si possono ottenere rivelatori di massa molto grande assemblando assieme un elevato numero di cristalli.

I rivelatori termici basati sul ^{130}Te , scelto per l'abbondanza isotopica naturale (33,87%) e per il favorevole fattore di merito nucleare²⁸, sono stati sviluppati dal gruppo di Milano con successivi, e sempre più massivi, esperimenti condotti ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS).

L'esperimento MIBETA [47], con un rivelatore costituito da un array di 20 cristalli di TeO_2 , per un totale di 6,8 kg, operante a circa 12 mK, era caratterizzato da una buona risoluzione nella zona del $\beta\beta 0\nu$ (8 keV) ed è stato in misura per un lungo periodo (circa 2 anni) con un livello di fondo di circa 0,3 conteggi/(keV kg y). Il limite stimato per la vita media del ^{130}Te è risultato $2,08 \cdot 10^{23} \text{y}$, corrispondente a una massa efficace nell'intervallo 0,9-2 eV (che è il miglior risultato dopo quelli ottenuti con i diodi al germanio).

A metà strada verso gli esperimenti di nuova generazione sta NEMO III, un rivelatore a sorgente passiva, in grado di utilizzare un grande numero di isotopi, che consiste di un tracciatore (camera a fili) e un sistema calorimetrico (1940 scintillatori plastici) operanti in un campo magnetico di 30 Gauss. Nonostante una risoluzione energetica relativamente bassa, che implica un non trascurabile fondo dovuto al $\beta\beta 2\nu$, è stata dichiarata una sensibilità su $\langle m_\nu \rangle$ dell'ordine di 0,1 eV, grazie a un eccellente controllo delle varie componenti del fondo.

²⁸Il fattore di merito è definito come la vita media del processo corrispondente al massimo segnale che potrebbe essere nascosto dalle fluttuazioni del fondo; per un C.L. del 68% vale $F_{0\nu} = \ln 2 x \eta \epsilon \frac{N_A}{A} \sqrt{\frac{M T}{B \Delta E}}$, dove x sono gli atomi attivi per molecola, η è l'abbondanza isotopica, ϵ è l'efficienza di rivelazione, M la massa del rivelatore, T il tempo di misura, B il fondo e ΔE la risoluzione energetica (vedi [46] per ulteriori dettagli).

Nel gennaio 2002 alcuni membri della collaborazione HM hanno pubblicato una nuova analisi dei dati raccolti fra il 1990 e il 2000 [48] secondo la quale ci sarebbe evidenza del decadimento $\beta\beta 0\nu$ con $T_{1/2}^{0\nu} = (0,8 - 1,3) \cdot 10^{25} \text{y}$ (miglior valore $1,5 \cdot 10^{25} \text{y}$), corrispondente a $\langle m_\nu \rangle$ nell'intervallo $(0,11 - 0,56) \text{eV}$ (miglior valore $0,39 \text{eV}$).

Questi risultati sono stati però commentati e criticati negativamente per la loro poca robustezza ([49] e altri) e nonostante una successiva pubblicazione [50] in risposta a queste critiche la comunità scientifica è ancora divisa a riguardo. Probabilmente una risposta definitiva sulla corretta interpretazione dell'analisi dei dati di HM arriverà solo dagli esperimenti di prossima generazione, grazie alla loro elevata risoluzione energetica.

1.5.1 Esperimenti di prossima generazione

La maggior parte dei criteri da considerare nella progettazione e ottimizzazione di un esperimento per la ricerca del $\beta\beta 0\nu$ derivano dall'equazione del fattore di merito (vedi nota a pagina 30): il rivelatore deve avere buone prestazioni (alta risoluzione e stabilità nel tempo) dando il maggior numero possibile di informazioni (energia degli elettroni, topologia dell'evento), la tecnologia adottata per costruirlo deve renderlo facilmente realizzabile e non bisognoso di manutenzione, la massa deve essere dell'ordine della tonnellata o più e deve essere adottata un'efficiente strategia di riduzione del fondo radioattivo. Ovviamente non tutti questi criteri possono essere ottimizzati a piacere e indipendentemente l'uno dall'altro in un solo progetto.

Fino ad ora i risultati migliori sono attesi dai metodi calorimetrici, che caratterizzano molti dei progetti presenti e futuri. Attualmente sono in funzione (o sono stati proposti) a seguito del sempre maggior interesse nel decadimento $\beta\beta 0\nu$ suscitato dai recenti risultati sulle oscillazioni (§1.3.4), una serie di nuovi esperimenti, elencati, con le sensibilità attese, nella Tabella 1.6. Questi possono essere catalogati in tre ampie classi: esperimenti dedicati che usano tecnologie di rivelazione convenzionali con metodi avanzati di soppressione del fondo (GENIUS, MAJORANA); esperimenti che usano rivelatori non convenzionali (CUORICINO, CUORE) o tecnologie per la soppressione del fondo (EXO); esperimenti basati su opportune modifiche a esperimenti già esistenti per fare altro tipo di ricerche (CAMEO, GEM).

In conclusione si può affermare che ad oggi il decadimento $\beta\beta 0\nu$ è considerato quale unico mezzo per misurare alcune delle proprietà del neutrino (natura, massa assoluta, fasi intrinseche) inaccessibili agli esperimenti sulle oscillazioni. L'attuale limite su $\langle m_\nu \rangle$ è ancora al di fuori dall'intervallo previsto sulla base dei più recenti risultati delle oscillazioni, ma la situazione potrebbe drasticamente cambiare in un futuro abbastanza prossimo.

<i>esperimento</i>	<i>isotopo</i>	$T_{1/2}^{0\nu}$ (10^{26} y)	$\langle m_\nu \rangle$ (meV)
CUORE	^{130}Te	7	27
CUORICINO	^{130}Te	0,15	184
EXO	^{136}Xe	8	52
GENIUS	^{76}Ge	100	15
MAJORANA	^{76}Ge	40	25
GEM	^{76}Ge	70	18
MOON	^{100}Mo	10	36
XMASS	^{136}Xe	3	86
COBRA	^{130}Te	0,01	240
DCBA	^{150}Nd	0,15	190
NEMO III	^{100}Mo	0,04	560
CAMEO	^{116}Cd	>1	69
CANDLES	^{48}Ca	1	158[39]

Tabella 1.6: Sensibilità attese, per misure di 5 anni, dagli esperimenti di prossima generazione; i valori degli NME, ove non indicato, sono quelli calcolati in [2].

Molti esperimenti futuri prevedono (a volte ottimisticamente) di poter scendere al di sotto di questo limite. Proprio la presenza di numerosi progetti lascia sperare che, analogamente a quanto successo per le oscillazioni, l'insieme di informazioni ottenibili da tutte le misure sarà di grande aiuto per svelare alcuni aspetti ancora ignoti sulla fisica del neutrino.

Capitolo 2

Cuoricino e CUORE

Introduzione

Nella storia recente della ricerca del decadimento $\beta\beta 0\nu$ i progetti di Fiorini e del gruppo di Milano sono stati pionieri nella tecnica bolometrica per lo studio di eventi rari. Grazie a questa idea innovativa essi sono riusciti, utilizzando sensori di massa sempre crescente, a porre limiti sempre più stringenti sulla vita media, per decadimento $\beta\beta 0\nu$, del ^{130}Te . Iniziando nei primi anni '90 con i prototipi ad un solo cristallo (74 g prima e 340 poi), passando poi per i 20 cristalli di MiDBD (6,8 kg), sono arrivati oggi al progetto CUORE (1000 cristalli e 750 kg) del quale l'esperimento pilota, Cuoricino (62 cristalli e 40,7 kg), già in misura dal 2002, sta fornendo risultati interessanti e utili conferme in vista del progetto finale.

CUORE ha origine come naturale estensione dell'esperimento MiDBD nel quale, per la prima volta, un grande insieme di bolometri è stato utilizzato per la ricerca del decadimento $\beta\beta 0\nu$. I buoni risultati ottenuti provano che la tecnica bolometrica, per quanto nuova, è non solo competitiva ma anche alternativa alla tradizionale tecnica calorimetrica che impiega come rivelatori diodi al Germanio (vedi §1.5).

CUORE rappresenta uno dei migliori progetti attualmente proposti per la misura della massa del neutrino. Può essere realizzato, come i suoi predecessori, senza richiedere né arricchimento isotopico né un pesante progetto di ricerca e sviluppo (R&D), e può raggiungere la sensibilità richiesta per gli esperimenti di prossima generazione, cioè le decine di meV sulla massa efficace del neutrino. Le caratteristiche di funzionamento e la sensibilità prevista, sulla base di simulazioni Monte Carlo ed estrapolazioni dei risultati già ottenuti dagli esperimenti precedenti, indicano che CUORE sarà in grado di esplorare la regione di $\langle m_\nu \rangle$ compresa tra 0,02 e 0,05 eV.

2.1 Tecniche bolometriche

Per bolometro si intende generalmente un rivelatore termico sensibile alle interazioni di una singola particella, capace di misurarne l'energia totale. A differenza dei rivelatori convenzionali, che sono sensibili alla sola ionizzazione indotta dalla particella incidente (30% circa dell'energia totale), quelli termici sono veri e propri calorimetri, sensibili cioè ai fononi e quindi a tutta l'energia posseduta dalla particella.

Per consentirne il funzionamento il bolometro deve essere costruito di materiale idoneo (cristalli dielettrici, superconduttori al di sotto della transizione di fase, ecc.) e deve lavorare a bassissime temperature (<100 mK) in un criostato, solitamente un refrigeratore a diluizione.

In accordo con la legge di Debye infatti, la capacità termica di un cristallo dielettrico e diamagnetico, a basse temperature, è proporzionale al rapporto $(T/\Theta_D)^3$, dove Θ_D è la temperatura di Debye.¹ La dipendenza cubica dalla temperatura fa sì che, a basse temperature, piccoli depositi di energia forniscano apprezzabili aumenti di temperatura. Queste variazioni possono essere misurate da un opportuno termometro accoppiato al cristallo.

Un rivelatore a bassa temperatura (LTD) è quindi composto di tre elementi (vedi Figura 2.1):

assorbitore: è la massa attiva dove la particella deposita la sua energia. Il materiale può essere scelto abbastanza liberamente purché abbia bassa capacità termica e rimanga freddo nel vuoto. Inoltre è utile che il materiale permetta facilmente di introdurre al suo interno isotopi instabili di interesse alla misura. La massa può variare dai microgrammi per la spettroscopia a raggi X ai chilogrammi per raggi gamma, decadimento $\beta\beta$ e materia oscura.

termometro: è un elemento cruciale del trasduttore che deve misurare l'aumento di temperatura causato dal deposito di energia sul cristallo. Quando il numero di sensori è alto serve che abbiano tutte caratteristiche molto simili e quindi che la tecnica di costruzione dia una buona riproducibilità delle specifiche.

contatto termico: la conduttanza verso il bagno termico dipende da come i cristalli sono fissati alla struttura; da essa dipende il tempo di risposta del sensore e, fatto non certo trascurabile, il tempo necessario a raffreddare i cristalli.

¹La temperatura di Debye è la temperatura del modo normale di vibrazione più energetico di un cristallo, in altre parole la più alta che può essere raggiunta da un solo modo normale di vibrazione, ed è data da $\Theta_D = \hbar\omega_D/k_B$ dove ω_D è la pulsazione di Debye proporzionale alla velocità del suono nel cristallo.

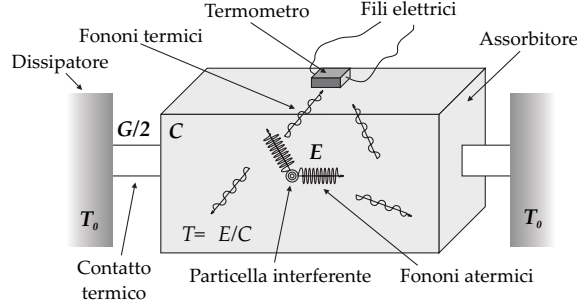


Figura 2.1: Modello semplificato del rivelatore termico.

2.1.1 Principi base dei rivelatori termici di particelle

Riferendoci sempre alla Figura 2.1 assumiamo che la capacità del rivelatore sia C e la sua conduttanza termica verso il bagno a temperatura T_0 sia G . Sia poi $T(t)$ la temperatura dell'assorbitore in funzione del tempo e assumiamo che $\Delta T = |T(t) - T_0| \ll T_0$ ad ogni istante, cosicché C e G possano essere considerate costanti.

Un deposito istantaneo di energia ΔE sull'assorbitore genera una variazione di temperatura variabile nel tempo pari a

$$\Delta T(t) = \frac{\Delta E}{C} e^{-t/\tau} \quad \text{con } \tau = \frac{C}{G} \quad (2.1)$$

Essendo ΔT al massimo uguale a $\Delta E/C$ si vede facilmente che per avere incrementi significativi di temperatura in corrispondenza di energie dell'ordine del keV o del MeV la capacità termica deve essere molto bassa e ciò, come detto, può essere ottenuto solo a bassissime temperature.

Una capacità termica così piccola può essere ottenuta sfruttando il drastico abbassamento del calore specifico con la temperatura caratteristico dei cristalli dielettrici e diamagnetici, per i quali è significativo il solo contributo del reticolo, con una dipendenza dalla temperatura data dalla legge di Debye

$$c_V(T) = \beta \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \quad \text{con } T < \Theta_D \quad (2.2)$$

dove $\beta = \frac{12}{5} \pi^2 N_A k_B = 1994 \frac{\text{J}}{\text{mol K}}$ e Θ_D è la temperatura di Debye del cristallo.

Utilizzando un modello molto semplificato nel quale tutti i fononi primari subiscono la termalizzazione si può calcolare la risoluzione energetica attesa; in questo caso, infatti, essa è limitata solamente dalle fluttuazioni termodinamiche del numero di fononi scambiati col bagno termico, che producono

fluttuazioni dell'energia interna dell'assorbitore. Assumendo un'energia termica per fonone dell'ordine di $k_B T$ il numero medio totale di fononi termici N è proporzionale a $C(T)/k_B$ e, assumendo la statistica di Poisson, questo implica un contributo alla risoluzione energetica dato da

$$\sigma_E = \Delta N \cdot k_B T = \sqrt{N} k_B T = \sqrt{\frac{C(T)}{k_B}} k_B T = \xi \sqrt{k_B C(T) T^2} \quad (2.3)$$

dove ξ è un fattore adimensionale dell'ordine dell'unità². Va sottolineato che secondo la (2.3) σ_E non dipende da E e quindi si possono immaginare grossi cristalli ($m \sim 1\text{kg}$) tenuti a 10 mK per i quali sia possibile misurare un deposito di energia di qualche MeV con la precisione di circa 20 eV. Non bisogna però dimenticare che in questi calcoli non si è tenuto conto delle altre sorgenti di fluttuazione energetica (per esempio stati metastabili di elettroni-lacune o fononi atermici con vita lunga) che partecipano al processo di deposito energetico peggiorando la risoluzione energetica.

2.1.2 Termistori

I termistori sono resistenze a semiconduttore pesantemente drogato nei quali, per avere un buon comportamento, la densità dei droganti deve essere il più possibile omogenea. Una tecnica possibile è quella del drogaggio per transmutazione di neutroni (NTD) ottenuto irradiando l'intero volume del semiconduttore con un flusso di neutroni (provenienti solitamente da un reattore) opportunamente regolato. La resistività elettrica di questi semiconduttori dipende fortemente dalla temperatura secondo la seguente relazione

$$\rho = \rho_0 e^{(T_0/T)^\gamma} \quad (2.4)$$

dove ρ_0 , T_0 e γ dipendono dalla concentrazione del drogaggio e devono essere misurati sperimentalmente³.

Per ottenere un segnale elettrico dal termistore si utilizza un circuito di polarizzazione (vedi Figura 2.2 dove V_B è una tensione costante e R_L è la resistenza di carico). Una corrente costante I passa nel termistore così da generare ai suoi capi una tensione $V(T) = IR(T)$, ma questa corrente dissipa potenza sul termistore aumentandone la temperatura e diminuendone così la

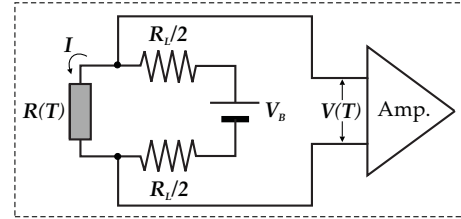


Figura 2.2: Circuito di polarizzazione del termistore e amplificazione del segnale.

²Il valore di ξ dipende dalle caratteristiche del termometro, del collegamento termico col bagno e dalla dipendenza di C dalla temperatura.

³I parametri ρ_0 , T_0 e γ di un particolare termistore possono essere ricavati da una serie di fit delle caratteristiche $R - P$ per varie temperature (vedi Figura 2.3b).

resistenza: questo processo di *feedback elettrotermico* porta ad una condizione di equilibrio nella quale la temperatura del termistore è data da

$$T = T_0 + \frac{P}{G} \quad \text{con } P = V(T)I \quad (2.5)$$

Questo processo fa sì che la curva $V - I$ si discosti dall'andamento lineare (vedi Figura 2.3a) e all'aumentare della corrente di polarizzazione la tensione raggiunga un massimo (punto di inversione). In condizioni statiche i parametri

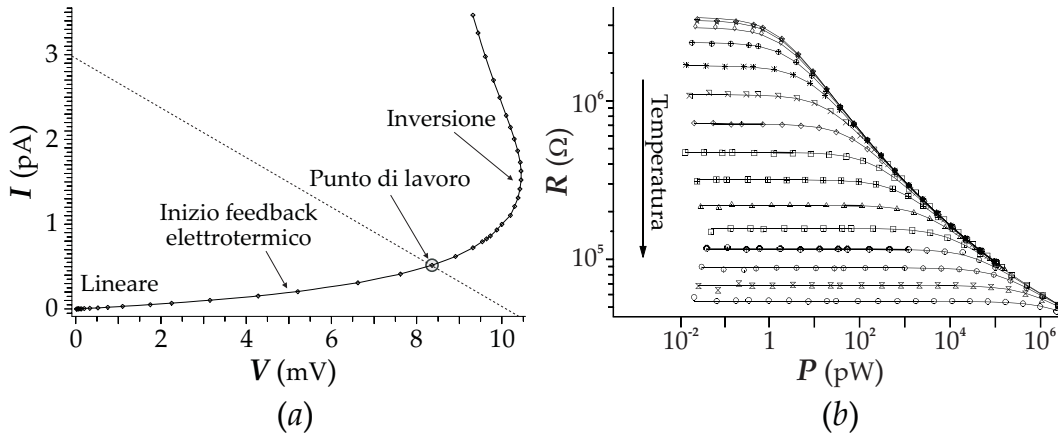


Figura 2.3: Tipica curva di carico per un termistore a 8 mK: il punto di lavoro è ottenuto dall'intersezione con la retta $V = V_B - IR_L$ (a). Fit delle curve di carico $R - P$ di un tipico termistore per vari valori di T (b)

termici ed elettrici del termistore sono definiti da un punto sulla curva di carico. Il punto di lavoro è determinato dall'intersezione della retta di equazione $V = V_B - IR_L$ con la curva di carico $V - I$ e va scelto in modo opportuno.

L'impulso di temperatura seguente a un deposito di energia è caratterizzato da un tempo di salita molto breve e un rilassamento esponenziale (2.1): questo impulso è convertito in un segnale elettrico grazie al circuito di polarizzazione la cui ottimizzazione si ottiene quindi massimizzando la variazione di tensione ΔV ai capi del termistore che dipende dall'energia depositata e dalle caratteristiche secondo la seguente relazione

$$\Delta V = \frac{R}{R_L + R} V_B A \frac{\Delta T}{T} \approx \frac{E}{CT} A \sqrt{PR} \quad (2.6)$$

dove A è la sensibilità logaritmica del termistore⁴.

⁴La sensibilità logaritmica è definita come $A(T) = \left| \frac{d \ln R}{d \ln T} \right| = \gamma \left(\frac{T_0}{T} \right)^\gamma$ con $R(T) = \rho(T) \frac{l}{s} = R_0 e^{(T_0/T)^\gamma}$ dove l è la distanza fra i contatti elettrici e s la sezione trasversale del termistore. Il valore di A è solitamente nell'intervallo $2 \div 10$.

Il punto di lavoro ottimo sarà quindi quello per il quale il termistore fornisce l'impulso di tensione massimo e andrà trovato sperimentalmente (i guadagni tipici sono dell'ordine di $100 \mu\text{V}/\text{MeV}$). Per fare ciò ogni rivelatore è munito di un riscaldatore⁵ tramite il quale si può cedere all'assorbitore, in maniera analoga a come farebbe una particella incidente, una quantità di energia nota a priori: il punto ottimo sarà quello per il quale la risposta all'impulso (fisso e noto) proveniente dal riscaldatore è massima. Andrà scelta quindi una tensione di polarizzazione V_B alta, ma tale da non superare il punto di inversione. Nella pratica solitamente si sceglie una tensione un po' più bassa perché altrimenti l'aumento di temperatura porterebbe a un abbassamento svantaggioso del rapporto $\Delta T/T$ e con esso di quello segnale-rumore.

2.1.3 Modello del rivelatore

Sotto le ipotesi assunte fin qui e considerando il caso di $R_L \gg R$ dalla (2.6) si può calcolare l'ampiezza dell'impulso di tensione prodotto ai capi del termistore da un deposito di energia E . Nel caso si usino cristalli di TeO_2 a ~ 5 mK ci si aspetta, per una energia di 1 MeV, una variazione di temperatura $\Delta T \cong 7 \cdot 10^{-5}\text{K}$ e quindi un impulso di tensione di $\Delta V \sim 600\mu\text{V}$; i valori misurati però risultano un fattore 2-3 più piccoli e questo dimostra la necessità di adottare un modello più quantitativo e usare un software di simulazione per fare delle previsioni attendibili sul comportamento statico del rivelatore.

Un tale modello, schematizzato in Figura 2.4, è stato sviluppato con buoni risultati: il programma che ne implementa la simulazione, una volta fissati i dati di ingresso (potenze parassite, conduttanze e temperature dei nodi), ha dato come risultato impulsi di tensione molto simili a quelli realmente misurati (vedi grafico di Figura 2.4), sia per ampiezza dell'impulso che per tempi caratteristici (40 ms per il tempo di salita e 430 ms per quello di discesa).

Lo scopo principale del modello termico è però quello di ottenere, tramite i parametri misurati e i risultati della simulazione, una figura di merito dei singoli rivelatori per poterne confrontare le prestazioni. Questo obiettivo necessita la conoscenza dei criteri secondo i quali confrontare due rivelatori, ma tali criteri non sono di banale definizione: un termistore più sensibile fornisce infatti impulsi di tensione più grandi, ma è anche più sensibile al rumore (per esempio microfonico), mentre un bagno termico più freddo implica impulsi di temperatura più grandi al prezzo di una resistenza, e quindi rumore spurio, maggiori.

⁵I riscaldatori, utilizzati anche per la stabilizzazione in temperatura dei bolometri, sono chip di silicio drogati con resistenza costante tra 50 e 100 k Ω , costruiti dalla ITC - IRST di Trento.

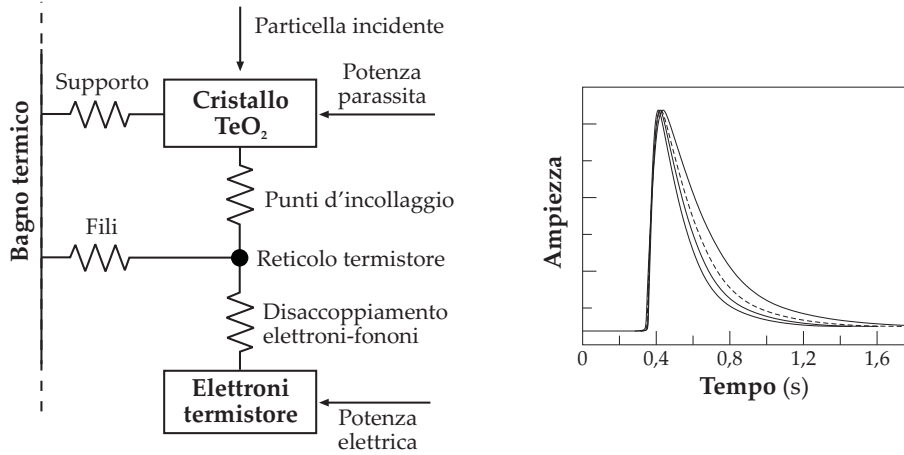


Figura 2.4: Schema del modello termico e confronto fra impulsi reali (linee continue) e impulso simulato (linea tratteggiata).

L'esperienza ha mostrato che il modo migliore di definire una figura di merito è di fissare la temperatura del bagno tra 7 e 11 mK e misurare una curva di carico. Trovati V e R corrispondenti al punto di lavoro ottimale si ripete la misura al variare della temperatura in modo da ottenere una serie di punti che staranno, grosso modo, su di una retta. Il criterio per decidere quale sia il migliore fra due rivelatori è confrontare i grafici e vedere se una delle due rette sta, per un considerevole intervallo di temperatura, al di sopra dell'altra. Il modello viene in aiuto nel misurare la figura di merito perché offre anche ottime previsioni della retta, sul grafico $V - R$, rappresentante i punti di lavoro ottimali al variare della temperatura.

Questo modello ha inoltre permesso di stabilire quali siano le caratteristiche ottimali per i singoli elementi del rivelatore di CUORE:

- Dimensione degli assorbitori $50 \times 50 \times 50$ mm (massa di 750 g);
- Termistori NTD con $T_0 = 3,0\text{K}$, $R_0 = 1,5\Omega$, dimensioni $3 \times 3 \times 1$ mm;
- Accoppiamento assorbitore-termistore con 9 punti d'incollaggio (altezza $50\mu\text{m}$ e diametro $0,5 \div 0,8$ mm);
- Fili di connessione d'oro: lunghezza 15 mm e diametro $50\mu\text{m}$;
- Supporti del cristallo con superficie di contatto pari a pochi mm^2 totali.

Nonostante le ottime previsioni sui cristalli di TeO_2 da 340 g il modello termico si è rivelato insufficiente per altri tipi di cristalli (in particolare per quelli di Cuoricino) fornendo stime dell'ampiezza dell'impulso e dei tempi caratteristici di un fattore 3-5 più piccole di quelle misurate. Ciò dimostra che la comprensione dei principi generali di funzionamento dei bolometri è tutt'altro

che sufficiente e che, per ottenere risultati soddisfacenti dalle simulazioni su tipi diversi di cristalli e sul comportamento dinamico degli stessi, sarà necessario sviluppare ulteriormente il modello attuale.

2.2 Risultati di Cuoricino

Cuoricino può essere considerato l'esperimento pilota di CUORE, un passo intermedio tra il primo rivelatore composto da un insieme di bolometri (i 20 cristalli di MiDBD) e l'esperimento finale del progetto: il rivelatore da 1000 cristalli di CUORE. Cuoricino però è anche un esperimento a sé stante che ha dato e continuerà a dare, oltre a utili informazioni per lo sviluppo dei vari sistemi di CUORE, risultati scientifici di tutto riguardo.

Cuoricino è composto da 62 cristalli di TeO_2 disposti in una torre di 13 piani (vedi Figura 2.6d a pagina 45) molto simile alle 19 che si troveranno nel rivelatore di CUORE; 44 cristalli sono cubi da 5 cm di lato mentre i restanti 18 sono parallelepipedi a base quadrata di dimensioni $3 \times 3 \times 6$ cm. Di questi ultimi 4 sono arricchiti isotopicamente, due con ^{128}Te (82,3%) e due con ^{130}Te (75%). La massa totale dei rivelatori di Cuoricino è 40,7 kg, più di dieci volte maggiore di ogni altro esperimento con rivelatori criogenici mai costruito. Per i dettagli sulla preparazione e l'assemblaggio dei cristalli si veda [51].

L'ubicazione dell'esperimento, nella sala A dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), 3400 mwe⁶, fornisce il principale schermo dai raggi cosmici; la schermatura dalla radiazione ambientale, dai neutroni veloci e dall'attività dei materiali di cui sono composte le varie parti del sistema (soprattutto il refrigeratore) è fornita poi di una serie di schermi di piombo romano e piombo semplice posti sia all'interno del criostato che all'esterno. La riduzione del fondo è inoltre migliorata dall'utilizzo, per l'assemblaggio dei cristalli, di materiali il più possibile radio-puri (teflon PTFE e rame OFHC) e dalle procedure di pulizia superficiale dei cristalli stessi⁷.

La temperatura di lavoro di Cuoricino, di circa 8 mK, è mantenuta grazie a un refrigeratore a diluizione. All'inizio e alla fine di ogni *sub-run* (di circa due settimane) viene effettuata una calibrazione energetica grazie a fili di tungsteno

⁶I LNGS si trovano sotto il massiccio di roccia dolomitica del Gran Sasso, a una profondità media rispetto alla superficie di 1400 m, equivalente a uno schermo d'acqua dello spessore di 3400 metri, dove il flusso dei muoni è ridotto a $\sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e quello dei neutroni a $\sim 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

⁷Impurità radioattive che decadono α cedono, se interne al cristallo, tutta la loro energia (alta rispetto al $Q_{\beta\beta}$) all'assorbitore, non producendo quindi disturbo nella zona dello spettro vicina al $\beta\beta 0\nu$. Se invece le impurità sono superficiali possono cedere una frazione, comparabile con $Q_{\beta\beta}$, della loro energia di reazione andando così a corrompere lo spettro anche nella zona del $\beta\beta 0\nu$.

e torio posti nelle immediate vicinanze del criostato; tutte le serie di dati per le quali la differenza fra la calibrazione iniziale e quella finale è maggiore dell'errore sperimentale vengono scartate.

Le prime misure di Cuoricino sono iniziate nel marzo 2003, sfortunatamente però, durante il primo raffreddamento, 13 cristalli (12 grandi e 1 piccolo) sono andati persi per la rottura dei collegamenti elettrici all'altezza dello stadio di termalizzazione (che permette la trasmissione dei segnali dai rivelatori alla temperatura ambiente). Essendo la massa attiva abbastanza grande (~ 30 kg) e la risoluzione energetica piuttosto buona il *run* è continuato per qualche mese. L'altezza media dei picchi è risultata di $(120 \pm 75)\mu\text{V}/(\text{MeV kg})$ per i cristalli grandi e $(104 \pm 35)\mu\text{V}/(\text{MeV kg})$ per quelli piccoli, mentre la risoluzione nella zona del $\beta\beta 0\nu$ (misurata sulla linea a 2615 keV del ^{128}Tl durante le operazioni di calibrazione con la sorgente di ^{232}Th) era di $(7,8 \pm 2,8)$ keV e $(9,1 \pm 3,1)$ keV rispettivamente.

Alla fine di ottobre del 2003 Cuoricino è stato fermato per apportare alcune modifiche e fare la manutenzione necessaria a recuperare i canali interrotti. Il secondo *run* è partito alla fine di aprile del 2004 con soli 2 cristalli (grandi) non utilizzabili e quindi una massa attiva di circa 39 kg. In questo caso le altezze medie dei picchi, per i cristalli grandi e quelli piccoli, valevano rispettivamente $(167 \pm 99)\mu\text{V}/(\text{MeV kg})$ e $(147 \pm 60)\mu\text{V}/(\text{MeV kg})$ e la risoluzione energetica media $(7,5 \pm 2,9)$ keV e $(9,6 \pm 3,5)$ keV.

I risultati presentati di seguito [52] riguardano i dati acquisiti fino al dicembre 2004, con una statistica totale di 10,85 kg y. Lo spettro totale di tutti i rivelatori di Cuoricino nella zona del $\beta\beta 0\nu$ è riportato in Figura 2.5 dove sono chiaramente visibili i picchi a 2447, 2505 e 2615 keV dovuti alle contaminazioni di ^{238}U , ^{60}Co e ^{232}Th rispettivamente. Il fondo, che in questa zona è di $(0,18 \pm 0,01)$ conteggi/(keV kg y), circa un fattore 2 in meno di quello ottenuto in MiDBD, dimostra l'efficienza delle operazioni di pulitura utilizzate in Cuoricino.

Non è stata trovata alcuna evidenza di un picco all'energia del decadimento $\beta\beta 0\nu$ del TeO_2 (2528,8 keV). Applicando una procedura di massima verosimiglianza [53] per cercare il massimo segnale compatibile con il fondo misurato si è ottenuto un limite inferiore (C.L. 90%) di $1,8 \cdot 10^{24}$ anni per la vita media del TeO_2 . Questo limite implica un vincolo sull'intervallo di valori della massa efficace del neutrino che, a seconda del modello utilizzato per calcolare gli elementi di matrice nucleare (vedi Tabella 1.4), pone un limite superiore ad essa compreso fra 0,1 e 1,1 eV.

I dati riportati mostrano quindi che Cuoricino è un esperimento competitivo e ha una sensibilità, con 5 anni di misura (C.L. 68%), di circa $9 \cdot 10^{24}$ anni sulla vita media del TeO_2 per decadimento $\beta\beta 0\nu$. Questo significa che Cuoricino sarà in grado di indagare l'intervallo di masse di Majorana fra 100 e 700 meV.

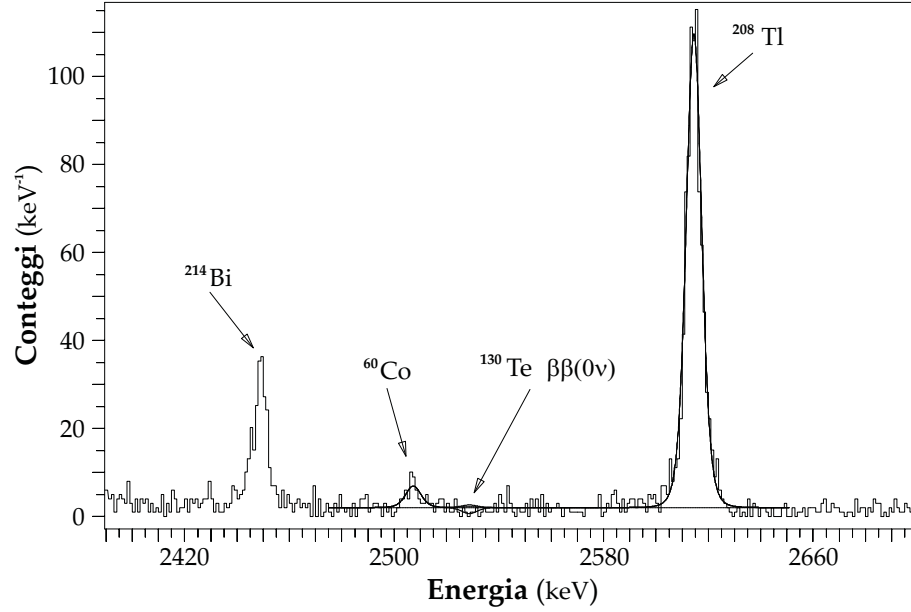


Figura 2.5: Spettro della somma delle energie dei due elettroni nella zona del $\beta\beta 0\nu$.

2.2.1 Da Cuoricino a CUORE

I buoni risultati di Cuoricino sono molto promettenti in vista del futuro esperimento CUORE; è stata infatti dimostrata la fattibilità di grandi rivelatori composti di numerosi bolometri di TeO_2 ed è stato verificato che l'aumento della massa degli stessi a 790 g (dai 330 g di MiDBD) non ha comportato una diminuzione nelle prestazioni.

Grande sforzo andrà fatto per diminuire il contributo del fondo: lo scopo di CUORE è quello di raggiungere, nella zona del $\beta\beta 0\nu$, un numero di conteggi tra 0,001 e 0,01 $(\text{keV kg y})^{-1}$. Sfortunatamente Cuoricino non può fornire un test diretto per prevedere l'entità del fondo in CUORE, a causa della differente geometria del rivelatore e dei differenti materiali che saranno usati. Sicuramente però la struttura più raccolta di CUORE permetterà una forte soppressione del fondo lavorando con tutti i singoli rivelatori in anti-coincidenza⁸. Inoltre la schermatura di piombo progettata per CUORE sarà ottimizzata per cancellare quasi completamente il fondo dovuto a disturbi esterni, cosa che non è stata possibile per Cuoricino avendo usato il criostato precedentemente progettato per MiDBD e avendo avuto quindi spazio molto limitato.

⁸Un disturbo esterno che contribuisca al fondo, quale ad esempio un raggio cosmico, produrrà verosimilmente un segnale su più di un bolometro durante il suo tragitto. Riconoscere queste coincidenze di eventi permette di poterle sottrarre al segnale riducendo così il fondo.

I risultati di Cuoricino e le misure con il criostato di sala C (R&D), con l'aiuto di simulazioni Monte Carlo, hanno permesso comunque di stimare il fondo ottenibile in CUORE con i livelli di contaminazione dei materiali disponibili al momento. Per raggiungere la sensibilità richiesta sarà necessaria una riduzione delle contaminazioni superficiali dei cristalli e del rame di un fattore 4 e 10 rispettivamente. Per raggiungere questi risultati un intenso lavoro di ricerca e sviluppo sta affrontando il problema di migliorare la scelta dei materiali e la pulizia superficiale: recenti test hanno dato risultati promettenti.

Per un valore del fondo nella regione del $\beta\beta 0\nu$ di circa 0,001 conteggi/(keV kg y) CUORE potrebbe raggiungere, in cinque anni, una sensibilità su $\langle m_\nu \rangle$ nell'intervallo 30-100 meV, cioè nella regione, suggerita dagli esperimenti sulle oscillazioni, della gerarchia inversa (vedi Figura 1.10). Un'eventuale non osservazione del decadimento $\beta\beta 0\nu$, con una tale sensibilità, escluderebbe quindi gli scenari di gerarchia inversa e degenerare a favore di quella diretta.

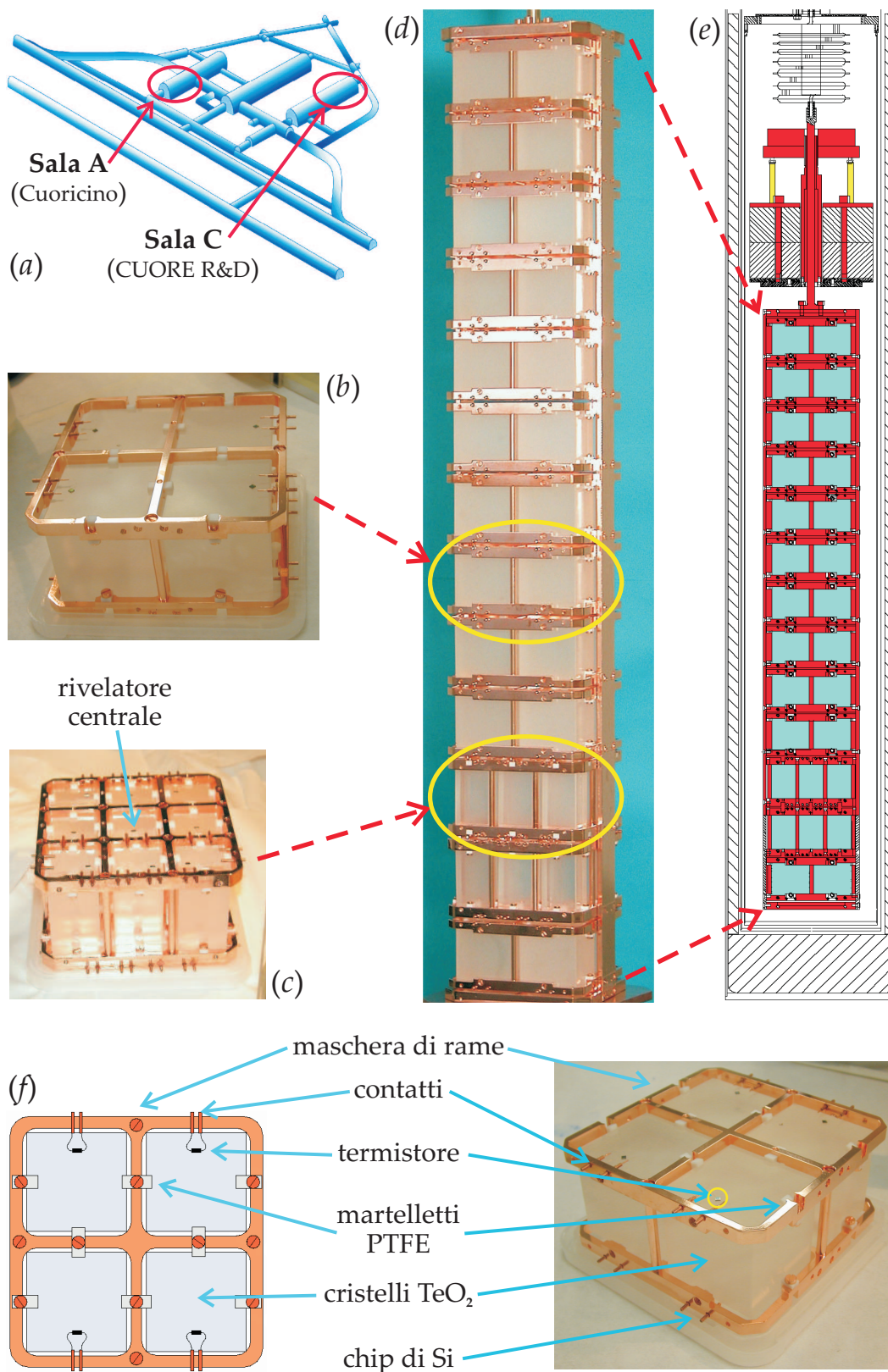


Figura 2.6: Cuoricino: ubicazione ai LNGS (a); modulo a 4 cristalli da $5 \times 5 \times 5$ cm (b); modulo a 9 cristalli da $3 \times 3 \times 6$ cm (c); torre completa da 62 cristalli su 13 piani (d); schema della torre all'interno del criostato (e); descrizione delle parti del singolo modulo (f).

2.3 Apparato sperimentale di CUORE

CUORE è un rivelatore modulare costituito da circa 1000 bolometri di TeO_2 , ciascuno dei quali è un cubo di 5 cm di lato con una massa di 760 g. I bolometri sono disposti in moduli da 4 cristalli a loro volta assemblati in torri affiancate (vedi Figura 2.9a a pagina 59).

Il principio di funzionamento di questi bolometri oggi è ben noto: l'ossido di tellurio è un materiale dielettrico e diamagnetico e, secondo la legge di Debye, la sua capacità termica a bassa temperatura è molto bassa, cosicché un piccolo rilascio di energia nel cristallo produce un innalzamento di temperatura misurabile (vedi §2.1.1). Il singolo rivelatore di CUORE è quindi un monocristallo ($5 \times 5 \times 5$ cm) di TeO_2 il quale funziona sia da sorgente sia da rivelatore (sorgente attiva).⁹

La variazione di temperatura può essere registrata mediante un sensore termico, in particolare utilizzando un termistore di Germanio, drogato con il metodo della *trasmutazione nucleare* (NTD). I dispositivi di questo tipo sono stati studiati e sono prodotti dal Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) e dal UC Berkeley Department of Material Science; essi sono resi unici, in quanto a uniformità della risposta e della sensibilità, mediante il controllo dell'esposizione ai neutroni, che viene ottenuto introducendo nel reattore, accanto al germanio, fogli di materiale che assorbe i neutroni.

I bolometri funzionano a una temperatura di 7-10 mK. Per questo sarà necessario l'utilizzo di un refrigeratore a diluizione (DR) molto potente essendo molto grandi le potenze parassite che il rivelatore e il DR dovranno ricevere da parte dell'intero sistema. Saranno necessarie inoltre un'ottima schermatura dalla radiazione esterna e un'accurata scelta di materiali radio-puri per la costruzione, in modo da abbattere il più possibile il fondo radioattivo che è il principale problema di ogni misura di eventi rari.

2.3.1 Rivelatori

Un singolo rivelatore di CUORE è un cristallo cubico di 5 cm di lato di TeO_2 cresciuto con polveri ultra-pure di TeO_2 e lucidato in superficie. I cristalli di TeO_2 hanno struttura tetragonale e sono cresciuti lungo l'asse (001)¹⁰. La durezza della superficie non è la stessa per tutti i lati e ciò complica le

⁹I cristalli di TeO_2 sono attualmente prodotti dal Shanghai Institute for Ceramics (SICCAS), ma è in valutazione un'eventuale futura produzione negli Stati Uniti.

¹⁰Gli indici di Miller identificano un piano cristallino (e quindi una direzione) nel reticolo del macrocristallo. Nel caso dei cristalli di TeO_2 i due assi perpendicolari a quello di accrescimento sono cristallograficamente equivalenti e ciò è rilevante ai fini della ricerca degli assioni solari, uno degli obiettivi secondari di CUORE.

operazioni di lucidatura. I cristalli hanno mostrato di non subire danni a causa di ripetuti cicli termici, come invece accade ad altri composti, metallici e non, del tellurio.

La temperatura di Debye dei cristalli, misurata appositamente per il progetto CUORE [54], vale 232 K. È stato verificato inoltre che i cristalli seguono la legge di Debye fino a 60 mK e la loro capacità termica, estrapolata a 10 mK, vale $2,3 \cdot 10^{-9}$ J/K.

I termistori, attaccati ai cristalli con punti di colla epossidica, operano nel regime di conduzione *Variable Range Hopping* (VRH), dovuto al drogaggio del Ge vicino alla transizione metallo-isolante (circa $6 \cdot 10^{16}$ atomi/cm³). Questo drogaggio è realizzato con la tecnica NTD (vedi §2.1.2).

Uno dei parametri significativi caratterizzanti la risposta termica dei termistori è la sensibilità A (vedi nota a pagina 37) che per quelli di CUORE vale tra 7 e 10. Il comportamento resistivo è descritto dalla relazione

$$R = R_0 e^{(T_0/T)^{1/2}} \quad (2.7)$$

analoga alla (2.4) dove γ vale 1/2 per l'ipotesi di VRH. La sensibilità A è funzione della dose di irraggiamento durante il drogaggio e per questo motivo ogni termistore deve essere caratterizzato alla temperatura di utilizzo come descritto in §2.1.2.

A seguito dell'esposizione ai neutroni e dopo il periodo di decadimento radioattivo il germanio NTD è trattato termicamente per riparare la struttura cristallina e poi tagliato in strisce da $3 \times 3 \times 1$ mm. I termistori sono poi incollati tramite 9 punti di incollaggio larghi 0,4 - 0,7 mm e spessi 50 μ m, ognuno dei quali ha una conduttanza termica $\sim 2,6 \cdot 10^{-4} T^3$ W/K.

La stabilizzazione della risposta dei bolometri è cruciale perché le inevitabili piccole variazioni della temperatura del bagno termico cambiano il guadagno del rivelatore (deteriorando la risoluzione energetica). Si può ovviare a questo problema utilizzando i riscaldatori (gli stessi utilizzati per effettuare la caratterizzazione), coi quali si cede una quantità di energia nota al cristallo a intervalli regolari; misurando la risposta a questi impulsi si può monitorare costantemente il guadagno [55].

Il montaggio dei cristalli di TeO₂ è cruciale per le prestazioni del rivelatore e deve soddisfare alcuni criteri, talvolta contraddittori tra loro:

- I cristalli devono essere rigidamente assicurati alla struttura per prevenire dissipazioni di potenza per mezzo di frizioni dovute alle inevitabili vibrazioni, dissipazioni che impedirebbero al cristallo di raggiungere la temperatura richiesta e produrrebbero rumore a bassa frequenza.
- La conduttanza termica verso il bagno (struttura portante di rame) deve essere abbastanza bassa da ritardare il raffreddamento del cristallo a

seguito dell'impulso di calore, così che il tempo di discesa sia più lungo di quello di salita.

- Nonostante ciò la conduttanza deve essere abbastanza alta da garantire un efficiente (non troppo lento) processo di raffreddamento.
- La struttura deve essere compensata per la differente deformazione termica dei vari materiali usati.
- Possono essere utilizzati solo materiali selezionati per la loro bassa radioattività.

Per CUORE sono stati scelti solo due materiali a bassa radioattività: il rame e il PTFE (tipo di teflon). Il rame ha ottime caratteristiche termiche (conducibilità e calore specifico) per essere un bagno termico ideale e resistenze meccaniche (a tensione, torsione e compressione) per fornire la struttura di supporto. Il PTFE (PoliTetraFluoroEtilene) è usato tra il rame e i cristalli per compensare la differenza di espansione termica tra di essi; ha una conducibilità termica e una perdita di calore basse [56].

La conduttanza tra i cristalli e la struttura è stata misurata in varie configurazioni e al variare della temperatura perché la conoscenza della dipendenza termica dei calori specifici e delle conduttanze termiche è fondamentale per lo sviluppo dei modelli termici utilizzati per prevedere e spiegare le prestazioni dei rivelatori e poterne quindi migliorare la progettazione (vedi §2.1.3).

2.3.2 Struttura modulare

CUORE è un rivelatore composto di 988 cristalli di TeO_2 raggruppati in 247 moduli da 4 cristalli ciascuno disposti su 19 torri da 13 piani (1 modulo per piano). Le torri sono assemblate in una struttura cilindrica come schematizzato in Figura 2.9a a pagina 59.

La struttura di ogni modulo da 4 rivelatori sarà pressoché identica a quella di Cuoricino (vedi Figura 2.6f a pagina 45) con i cristalli tenuti assieme da due maschere di rame unite da colonne (sempre di rame) e da piccoli spessori di teflon interposti fra rame e cristallo (6 mm di distanza fra le facce contrapposte dei cristalli adiacenti). La soluzione si è dimostrata valida, nonostante ciò, sono ancora sotto studio alcuni particolari del disegno come la forma e l'ubicazione dei supporti di teflon.

Le torri saranno composte di 13 moduli sovrapposti sorretti da due barre verticali di rame. I dettagli del cablaggio sono ancora sotto studio, comunque il progetto attuale prevede cavi da 50 μm di costantana rivestiti in nylon e ritorti che salgano lungo le barre. In cima ad ogni barra ci saranno 52 coppie di cavi ritorti per i termistori, 4 per i riscaldatori più quelli per i termometri di controllo (probabilmente due per torre, uno sul fondo e uno in cima).

Cuoricino, che è in pratica una singola torre di CUORE attualmente in misura ai LNGS, ha evidenziato un netto miglioramento del rapporto segnale-rumore [57] grazie al disaccoppiamento del rivelatore dalle vibrazioni del refrigeratore per mezzo di una sospensione meccanica (una molla d'acciaio). I test su Cuoricino hanno quindi dimostrato la necessità di progettare, anche per CUORE, una sospensione meccanica opportuna (due strutture di sospensione indipendenti per rivelatore e criostato, vedi Figura 2.9c a pagina 59). Un ulteriore miglioramento del rapporto segnale-rumore è stato inoltre ottenuto grazie all'uso dell'elettronica fredda (vedi §2.3.5), utile soprattutto per le basse energie¹¹.

La pesante schermatura di CUORE presenterà problemi non banali alla calibrazione energetica con fonti radioattive. L'opzione attualmente considerata prevede l'utilizzo di fili metallici radioattivi (di tungsteno e torio) incapsulati in tubi di PTFE. I tubi sarebbero disposti verticalmente fra le torri e liberi di scorrere, lungo un tubo fisso, fino al punto di calibrazione adatto. Una stretta guarnizione scorrevole da vuoto farà in modo che la parte del tubo che contiene i fili possa essere inserita ed estratta dal criostato.

2.3.3 Sistema criogenico

I bolometri di CUORE funzioneranno a temperature fra 7 e 10 mK. Ciò richiederà un refrigeratore a diluizione (DR) estremamente potente. A queste temperature, la potenza di raffreddamento di un DR varia approssimativamente come T^2 . Sono state effettuate stime della potenza parassita che il rivelatore e il DR riceveranno tramite scambio di calore con l'elio residuo nella camera da vuoto interna (IVC), dalla potenza irradiata dallo schermo a 50 mK e dall'energia vibrazionale (rumore microfonico): il valore calcolato, usando valori ragionevoli per la pressione residua del gas e per le proprietà radiative della superficie, è circa $1\mu\text{W}$ a 7 mK (il contributo radiativo è risultato trascurabile). CUORE utilizzerà un sistema simile a quello della collaborazione di Nautilus che raffredda un'antenna gravitazionale da 2 tonnellate, sistema che ha rilevato una potenza parassita di $10\mu\text{W}$ da sorgenti sconosciute.

Il rivelatore di CUORE sarà raffreddato da un refrigeratore a $^3\text{He}/^4\text{He}$ con una potenza di raffreddamento di 3 mW a 120 mK. I refrigeratori con le caratteristiche richieste sono tecnicamente realizzabili, un esempio è il modello Drs-3000 DR costruito dal Kamerling Onnes Laboratory a Leiden. Una caratteristica importante del progetto (vedi Figura 2.9b a pagina 59) è il foro

¹¹L'elettronica fredda crea problemi tecnici nella progettazione del criostato, ne è quindi ancora in discussione l'eventuale utilizzo. L'abbattimento del rumore alle basse energie sarebbe fondamentale per riuscire ad abbassare la soglia e poter fare misure sulla materia oscura, altro scopo secondario del progetto CUORE.

d'accesso alla *mixing chamber*, da 50 mm di diametro, per permettere il passaggio di un asta, sospesa a una struttura esterna, atta a sorreggere l'intero rivelatore per minimizzare le vibrazioni da contatto diretto con il DR. La temperatura dell'asta sarà controllata lungo tutta la lunghezza tramite contatti termici flessibili per evitare le vibrazioni.

Il dewar che conterrà il DR sarà provvisto di un'intercapedine riempita di azoto liquido, evitando così l'utilizzo del materiale per il super-isolamento che non è a bassa radioattività. Il progetto del sistema prevede che parecchi tubi passino nell'azoto liquido, nell'elio liquido e nella IVC, per permettere il riempimento con i liquidi criogenici e i collegamenti elettrici. Due liquefattori manterranno costanti i livelli dei liquidi nei due bagni per lunghi periodi di tempo. L'elio che evapora dal bagno principale e dalla 1K-*pot* sarà recuperato in un serbatoio e sarà nuovamente liquefatto con un liquefattore a elio dalla capacità di parecchie decine di litri al giorno.

Questo complesso sistema criogenico richiederà un costante monitoraggio del sistema capace di sorvegliare le condizioni di lavoro e permettere un rapido intervento in caso di malfunzionamento. Inoltre le condizioni di lavoro del sistema criogenico dovranno essere registrate per poter essere poi correlate ai dati durante l'analisi.

2.3.4 Schermatura

Gli esperimenti sul decadimento $\beta\beta$, come quelli sulla materia oscura o sugli eventi rari in genere, richiedono laboratori sotterranei molto profondi e una radiazione ambientale bassissima. Questo ultimo requisito è soddisfatto solitamente imponendo severi vincoli sulla selezione dei materiali utilizzati e realizzando una protezione adeguata che circondi i rivelatori. Nel caso si usino sistemi complessi come i DR il problema della loro costruzione con materiali adatti e della loro schermatura è complicato. Inoltre, poiché in MiDBD e in CUORICINO è stato riconosciuto un contributo non trascurabile al tasso di conteggi nella regione del $\beta\beta 0\nu$ dovuto dalla radioattività ambientale e alle contaminazioni radioattive della struttura del criostato, il disegno degli schermi di CUORE (specialmente quelli che circondano direttamente il rivelatore) è cruciale per raggiungere l'obiettivo di sensibilità di CUORE.

L'apparato di CUORE sarà provvisto di un sistema di schermature contro la radioattività ambientale. Parte della schermatura di piombo sarà montata internamente al criostato e parte esternamente. Questo consentirà di schermare il rivelatore dal dewar stesso e anche di ridurre la quantità totale di piombo necessaria. Una schermatura di piombo a bassissima contaminazione dello spessore di 3 cm circonda la struttura cilindrica del rivelatore. Questo schermo sarà realizzato in piombo romano. Il DR sarà costruito con materiali

selezionati a bassa contaminazione radioattiva. Ciò nonostante la sua contaminazione potrebbe essere più alta di quella tollerabile in base alla sensibilità che si vuole raggiungere. La parte superiore del rivelatore sarà pertanto protetta con due strati di piombo di 1×1 m, con un foro centrale di 10 cm di diametro per far passare la barra fredda di rame che sostiene il rivelatore e il collo dei due schermi termici del refrigeratore a 50 mK e 600 mK (vedi Figura 2.9b a pagina 59).

Lo strato più vicino ai rivelatori sarà spesso 10 cm, e prodotto con piombo di elevata qualità con una contaminazione, dovuta al ^{210}Pb , di 16 Bq/Kg. Lo strato superiore, anch'esso di 10 cm, sarà fatto con piombo moderno con un'attività di 150 Bq/Kg. Un altro strato di piombo a bassa radioattività dello spessore di 17 cm sarà posizionato direttamente sulla faccia superiore del rivelatore. Questa configurazione è progettata in modo che il cammino minimo dal rivelatore alla IVC e al DR sia di 20 cm di piombo. Infine, fuori dal dewar, ci saranno due strati di piombo, ciascuno di 10 cm di spessore (16 Bq/Kg per lo strato più interno e 150 Bq/Kg per quello più esterno). La schermatura di piombo sarà circondata da una struttura in polietilene borato di 10 cm di spessore che fungerà anche da sistema a chiusura ermetica per escludere il radon. Al suo interno verrà fatto fluire azoto secco.

Il dewar, i rivelatori e le schermature saranno racchiusi all'interno di una gabbia di Faraday per escludere i disturbi elettromagnetici che costituiscono una sorgente di fondo, sebbene solo alle basse energie. Tutti i materiali utilizzati per costruire i rivelatori, la relativa struttura di sostegno, il criostato e gli schermi stessi saranno selezionati in modo da garantire la minima contaminazione possibile. Una particolare attenzione verrà ovviamente riservata all'accrescimento dei cristalli di TeO_2 , minimizzando la loro esposizione ai raggi cosmici. Grande cura sarà dedicata anche al loro trattamento superficiale. Il rame ed il teflon usati per costruire CUORE saranno selezionati in base alla loro contaminazione radioattiva, una volta lavorati meccanicamente tutti i pezzi in rame e teflon subiranno un trattamento di pulizia delle superfici che garantisca il rispetto dei livelli di contaminazioni superficiali richiesto.

Il rivelatore di CUORE sarà assemblato sotto terra, in una camera pulita a basso contenuto di radon per evitare contaminazioni da parte dei suoi nuclei figli. L'elettronica di front-end che alimenta in corrente i termistori NTD, legge e forma il segnale di tensione in uscita da questi e sarà installata vicino al sistema criogenico. L'esperimento CUORE sarà alloggiato, come già detto, in una delle sale sotterranee dei LNGS, a una profondità di 3400 m.w.e.

2.3.5 Elettronica

In CUORE ci saranno sei diversi tipi di apparecchiature elettroniche: le schede di front-end, le schede di filtraggio e trigger, le schede generatrici di impulsi, gli alimentatori ad alta prestazione e le schede di front-end per la stabilizzazione in temperatura, oltre al sistema di acquisizione dati. Tutte le apparecchiature saranno collegate a PC a loro volta connessi tra loro. Alcune caratteristiche dell'elettronica per CUORE sono già state testate in Cuoricino che, nonostante il numero molto inferiore di canali, è stato progettato per soddisfare i requisiti di CUORE e fungere così da test per l'esperimento finale. Per l'acquisizione dati si sta invece lavorando a un progetto *ex novo*, ma questo sarà oggetto del capitolo 3.

Front-end

La vera e propria elettronica di front-end [58, 59, 60, 61] sarà montata in 8 *crate*, ciascuno dei quali alloggerà 66 schede da 2 canali ciascuna (per un totale di $8 \times 66 \times 2 = 1056$ canali). Ogni singola scheda prevede un preamplificatore di tensione differenziale a guadagno costante (220), a basso rumore e, molto importante, a basso drift; questo preamplificatore può lavorare o a temperatura ambiente (elettronica calda, Figura 2.7a) o a circa 100 K all'interno del criostato [62, 63] (elettronica fredda, Figura 2.7b). Si sta valutando quale delle due tipologie, entrambe testate in Cuoricino¹², convenga usare: lo scopo dei due prototipi è capire l'effetto del rumore microfonico dei fili di collegamento sulla risoluzione energetica a bassa energia dei rivelatori, in modo da ottenere la massima risoluzione possibile vicino alla soglia (~ 5 keV).

Un secondo stadio prevede un amplificatore a guadagno programmabile (1-45) posto subito dopo il preamplificatore. Visto l'accoppiamento in continua dovuto alla banda del segnale dei rivelatori (da zero a qualche decina di Hz) anche la tensione di offset è regolabile. L'uscita di questa catena è differenziale e tramite cavi ritorti porterà il segnale ai filtri posti vicino al sistema di acquisizione (DAQ). I fili dei segnali differenziali viaggeranno suddivisi in gruppi da 12 canali e si utilizzeranno dei semplici connettori a 25 pin per le connessioni.

Le schede di front-end prevedono anche i circuiti di polarizzazione dei rivelatori utilizzati durante le operazioni di caratterizzazione e ottimizzazione [64, 65]. Per i canali caldi le resistenze di carico sono poste sulla scheda, mentre per quelli freddi all'interno del criostato.

¹²In Cuoricino 24 dei 62 canali totali funzionano con elettronica fredda e hanno dimostrato un notevole miglioramento del rapporto segnale-rumore alle basse energie [57]. Per quanto riguarda la risoluzione alle alte energie i fattori dominanti sono altri e quindi ci si aspetta, e si è osservato, un comportamento simile per le due modalità.



(b)

- i circuiti di polarizzazione e i preamplificatori del sistema devono essere caratterizzati da un piccolo contributo al rumore nella banda del segnale proveniente dai sensori (da zero a qualche decina di Hz);
- il sistema deve essere sufficientemente versatile per soddisfare le caratteristiche tipiche, ma non uniformi, dei termistori¹³;
- l'apparato deve poter misurare le caratteristiche in DC dei termistori;
- il progetto deve prevedere una programmazione di alto livello in remoto, in modo da evitare la necessità di interventi meccanici nei pressi dei bolometri durante le misure.

La soluzione sperimentale alle esigenze di filtraggio e trigger proposta per CUORE è identica a quella utilizzata in Cuoricino: il segnale di ogni canale viene suddiviso in due, amplificati e filtrati così da fornire due segnali analogici con ampiezza e banda diverse. Entrambi vengono mandati al DAQ, uno direttamente ai DAC e l'altro al relativo ingresso di trigger [66, 67]. La scheda di filtraggio e trigger provvede appunto a divisione, amplificazione e filtraggio dei segnali provenienti dal front-end.

¹³In CUORICINO, ad esempio, la corrente di polarizzazione ottima può variare da 150 a 300 pA a seconda del modulo e di conseguenza i segnali d'uscita presentano differenti intervalli di tensione.

Il segnale in arrivo dal front-end sarà filtrato con un filtro attivo di Bessel a 6 poli (120 dB su decade) con banda passante programmabile (8-20 Hz) e mandato all'ADC; il segnale mandato al sistema di trigger del DAQ è preso dall'uscita del filtro di Bessel, accoppiato in alternata a uno stadio a guadagno programmabile (2-10) e poi filtrato con un altro filtro di Bessel a 2 poli.

Generazione di impulsi

Per verificare il drift del guadagno nella conversione dell'energia in impulso elettrico, per l'intero rivelatore, CUORE avrà bisogno di $250 \div 500$ generatori di impulsi indipendenti. Il numero totale dipenderà dal metodo di raggruppamento scelto per i riscaldatori sui cristalli. L'uscita di ogni generatore di impulsi sarà in grado di pilotare 8 riscaldatori resistivi in parallelo.

Una singola scheda di generazione di impulsi avrà 4 uscite indipendenti e asincrone [68], serviranno quindi, ipotizzando 384 segnali indipendenti, 96 schede disposte in 8 rastrelliere da 12 schede ciascuna.

Il singolo generatore di impulso è progettato per avere un drift termico assoluto minore di $1,5 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ e potrà generare impulsi di ampiezza e larghezza programmabile. Ogni impulso sarà generato solamente dopo aver ricevuto un trigger hardware (segnale dedicato trasmesso su fibra ottica e non compreso nel bus di comunicazione) così da permettere l'etichettatura dell'evento.

Alimentazione

L'alimentazione dei *crate* contenenti le schede (front-end, filtraggio e trigger, generazione di impulsi) sarà fornita da opportuni alimentatori speciali [69] (88 in tutto) con un alto rapporto di reiezione, basso rumore e piccolissimo drift ($<4 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$).

Per la tensione da fornire agli alimentatori saranno usati 16 pre-regolatori di tipo switching a filtraggio attivo e basso rumore. È inoltre previsto un sistema di controllo e monitoraggio dell'intero sistema di alimentazione.

Stabilizzazione in temperatura

Il monitoraggio della temperatura della struttura del rivelatore di CUORE è ottenuto grazie ad alcuni canali del front-end dedicati esclusivamente a questo scopo [70], basati sulla stessa tipologia di hardware di quelli normali, ma identificati da un codice speciale (si parla del "canale virtuale 0"). Questi canali operano in modalità protetta (i comandi vengono ripetuti due volte) in modo da evitare cambiamenti involontari della temperatura del sistema.

Il sistema di stabilizzazione ha un alto grado di accuratezza, tanto che, nella seconda fase di Cuoricino, il massimo drift del fondo tra due pieni di elio consecutivi (ogni due giorni) era minore di 0,8 keV al giorno.

Schermo elettromagnetico

Per cuore si prevede, come parzialmente è stato fatto in Cuoricino, di circondare l'intero criostato e l'elettronica di front-end con una gabbia di Faraday in grado di schermare anche campi magnetici a bassa frequenza. A questo scopo le pareti interne della gabbia saranno ricoperte da un foglio da 0,1 - 0,2 mm di spessore di SKUDOTECH^{©14}, un metallo ad altissima permeabilità. Le pareti saranno rivestite inoltre di un materiale fono-assorbitore. Lo schermo elettromagnetico sarà diviso in due sezioni: una prima gabbia di Faraday circonda il criostato e il suo schermo di piombo e polietilene, mentre ognuno dei 12 *crate* del front-end sarà all'interno di una piccola gabbia con una parete condivisa con quella del criostato. Queste piccole gabbie ospiteranno i filtri anti-aliasing, i circuiti, i trigger e tutta l'acquisizione che sarà poi connessa al mondo esterno tramite fibra ottica.

Rumore

L'elettronica calda di front-end dà un contributo al rumore, nella banda passante del segnale (10 Hz), dell'ordine di 50 nV (FWHM); le resistenze di carico da 54 G Ω producono, nella stessa banda, 80 nV. Il contributo totale è quindi dell'ordine di 100 nV (FWHM). Nel caso dell'elettronica fredda il rumore in serie è aumentato di un fattore circa 2 e quello in parallelo diminuito di un fattore circa 3 (grazie alle resistenze di carico fredde) cosicché il contributo totale è circa 90 nV (FWHM). In entrambi i casi il rumore è assolutamente sotto il livello intrinseco di $\sim 1 \mu\text{V}$ ¹⁵ ottenuto da uno dei migliori bolometri testati fino ad ora; l'elettronica di front-end ha quindi specifiche di rumore più che adeguate per le richieste di CUORE.

Le due differenti configurazioni hanno pressoché lo stesso livello di rumore, ma la presenza di uno stadio freddo dovrebbe migliorare il rumore di modo comune dovuto alle vibrazioni dei cavi. Sfortunatamente però c'è un'altra sorgente di rumore microfonico non di modo comune: la frizione tra i rivelatori e la struttura di assemblaggio che, se contribuisse al rumore maggiore del-

¹⁴SKUDOTECH[©] è un marchio registrato della SELITE, Via Aurelio Saffi 29, 20123 Milano.

¹⁵Il rumore intrinseco dei termistori è dovuto principalmente al rumore termico delle resistenze di carico e a quello microfonico dei fili (vedi Figura 2.8) e la sua densità spettrale varia da circa 100nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ a 10 Hz fino a 1 $\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ a 1 Hz.

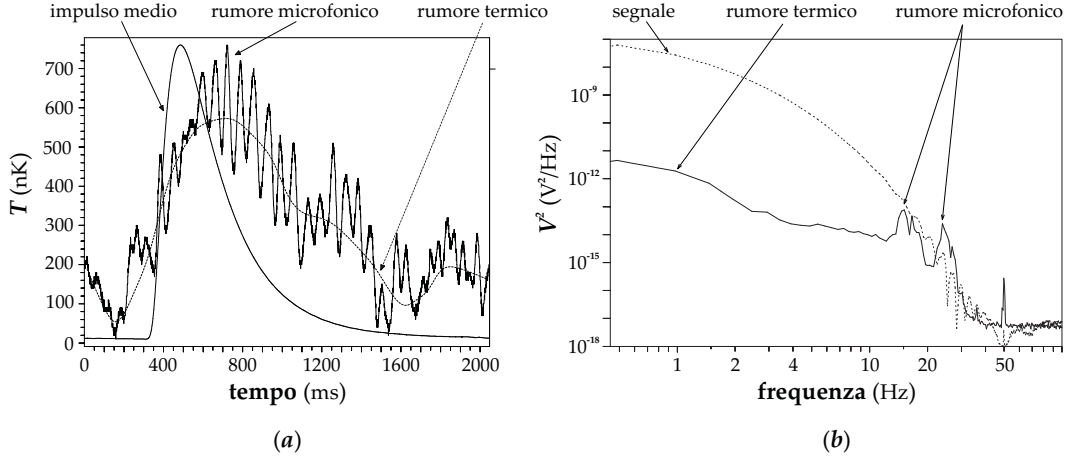


Figura 2.8: Baseline (temperatura) di un rivelatore rumoroso rispetto all'impulso termico teorico (a) e spettro di potenza del rumore rispetto allo spettro del segnale (b).

la vibrazione dei cavi, renderebbe l'elettronica fredda praticamente inutile¹⁶. L'assenza dell'elettronica fredda ridurrebbe il numero di cavi di collegamento a circa la metà diminuendo così la potenza termica introdotta all'interno del DR, capire quindi l'effettiva utilità dello stadio freddo di preamplificazione è cruciale anche per la progettazione del criostato.

2.4 Prospettive per CUORE

CUORE è il più grande rivelatore bolometrico criogenico mai progettato e si prefigge di ottenere risultati competitivi tra gli esperimenti di prossima generazione per la misura della massa efficace del neutrino. CUORE è l'estensione di esperimenti simili, ma con una massa attiva molto maggiore e un sistema di reiezione del fondo all'avanguardia.

Lo scopo di CUORE è di raggiungere un conteggio di fondo nell'intervallo tra 0,001 e 0,01 conteggi/(keV kg y) all'energia della transizione $\beta\beta 0\nu$ del ^{130}Te (2528 keV) e un basso contributo anche nella zona della soglia (dell'ordine di 5 keV) che consentirà di compiere misure per la ricerca della materia oscura e degli assioni solari. Con una simulazione Monte Carlo (software GEANT-4) è stato valutato l'impatto sulle prestazioni, in termini di fondo, delle contaminazioni radioattive misurate per i vari materiali e del contributo ambientale nel laboratorio. Sono state considerate le seguenti sorgenti di fondo: conta-

¹⁶La riduzione della capacità parassita dovuta all'accorciamento del collegamento ad alta impedenza non influenza i segnali a bassa frequenza.

minazioni di superficie e di volume (^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K e ^{210}Pb) dei materiali di costruzione; contaminazioni di volume dei materiali dovute ad attivazione cosmogenica; flusso di neutroni e muoni e fondo di raggi gamma proveniente dalla radioattività naturale nei Laboratori del Gran Sasso; fondo dovuto al decadimento $\beta\beta 2\nu$. I principali contributi di volume vengono dalle strutture pesanti vicino ai rivelatori e dai rivelatori stessi. Le contaminazioni assunte e la contaminazione di ^{60}Co cosmogenico nel rame sono state dedotte dai limiti superiori al 90% C.L. ottenuti per i materiali utilizzati nell'esperimento MiDBD e da misure effettuate con spettroscopia con diodi al Ge. In entrambi i casi non è stata trovata una contaminazione, ma si hanno solo limiti superiori per i vari contaminanti. Per ottenere una vera valutazione dei contributi di volume al fondo di CUORE sono necessarie misure a sensibilità più alta delle contaminazioni di volume dei vari materiali. Si stima che l'attività cosmogenica, i muoni, i neutroni e i gamma provenienti dall'ambiente del laboratorio producano un contributo trascurabile al fondo, grazie anche all'immagazzinamento sotto terra dei materiali di costruzione e all'ottimizzazione degli schermi di piombo e della schermatura per i neutroni. Il fondo, inevitabile, dovuto al decadimento $\beta\beta 2\nu$ è inferiore a 10^{-4} conteggi/(keV kg y). Per quanto i livelli di fondo dell'ordine di 0,001 conteggi/(keV kg y) all'energia di transizione del decadimento $\beta\beta 0\nu$ appaiono realizzabili mediante un'accurata selezione dei materiali e l'ottimizzazione dei trattamenti superficiali, per la valutazione della sensibilità di CUORE verrà considerato un livello più conservativo pari a 0,01 conteggi/(keV kg y). La situazione, per un anno di misura e assumendo una risoluzione energetica di 5 keV, è riassunta nella Tabella 2.1.

fondo conteggi/(keV kg y)	$\langle m_\nu \rangle$ 10^{-3} eV	$T_{1/2}$ 10^{25} y
10^{-2}	30 – 60	9,6
10^{-3}	20 – 30	30

Tabella 2.1: Aspettative di CUORE: fondo, vita media del ^{130}Te , massa efficace del neutrino.

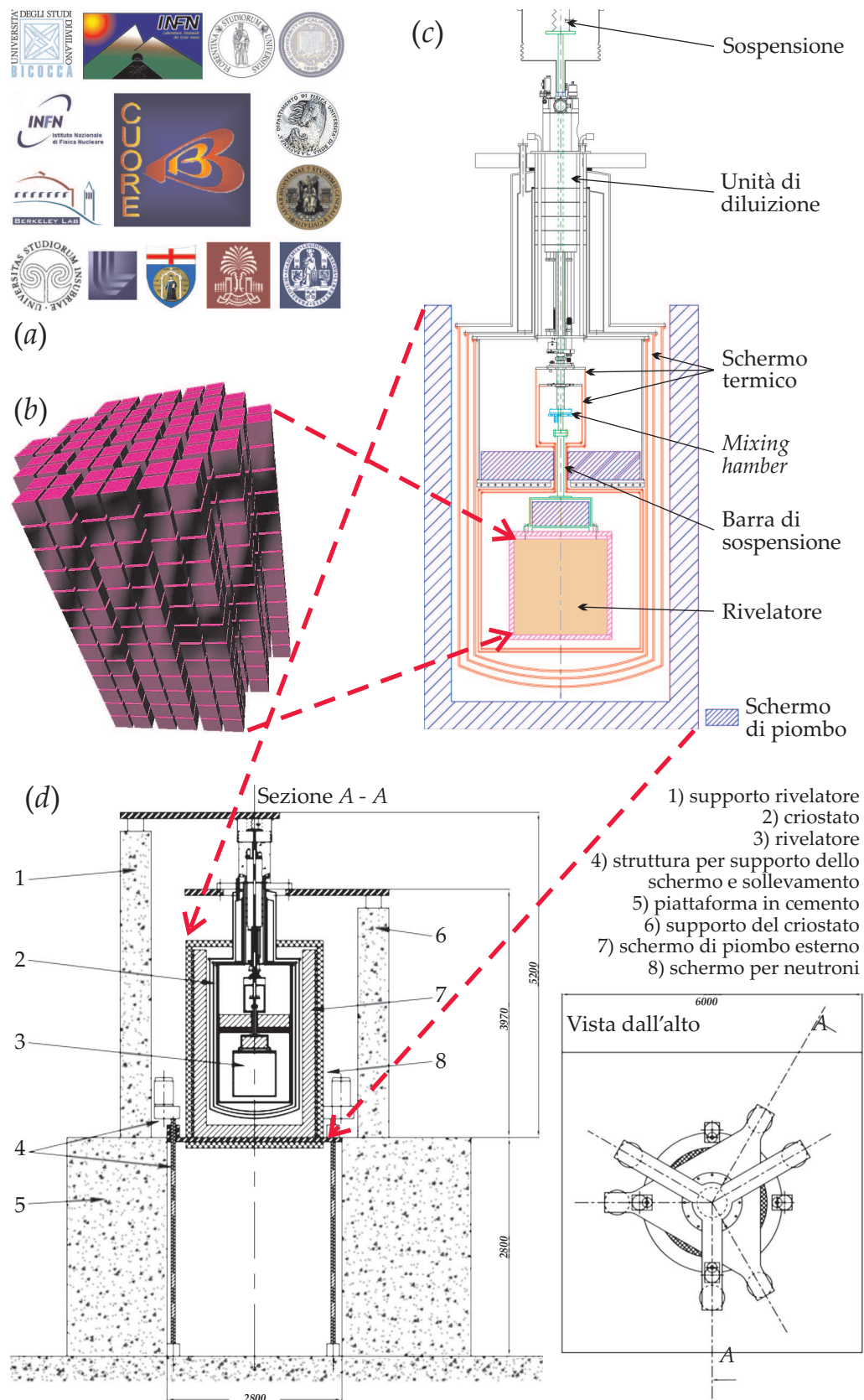


Figura 2.9: Progetto di CUORE: logo della collaborazione (a); disposizione delle torri di cristalli nel rivelatore (b); disegno del criostato e degli schermi in piombo (c); disegno della struttura completa (d).

Capitolo 3

Acquisizione dati (DAQ) di CUORE

Introduzione

L'acquisizione dati (DAQ) è un anello fondamentale di qualsiasi esperimento scientifico, ancor di più quando si affronta il difficile problema di fare misure su di un evento raro quale il decadimento $\beta\beta$.

Il sistema di acquisizione deve evitare assolutamente di introdurre un contributo di rumore significativo (che andrebbe a peggiorare la risoluzione della misura) e deve acquisire ed elaborare un grande numero di canali per periodi di tempo molto lunghi (esperimenti di questo genere devono restare in misura vari anni per ottenere una statistica sufficiente a dare risultati apprezzabili). Durante questi lunghi *run* non deve avere bisogno di manutenzione o controlli manuali, deve prevedere un numero di errori pari a zero e ovviamente non deve avere tempi morti.

L'implementazione del trigger deve essere ottimizzata per ridurre al minimo gli eventi spuri, senza però far perdere dati utili, e anche in questo il sistema di acquisizione ha un ruolo fondamentale in quanto primo filtro in grado di effettuare trigger sia hardware che software (vedi §3.3).

Lo sviluppo del DAQ è fortemente condizionato dalle impostazioni dell'elettronica di front-end (§2.3.5), che fornisce i segnali amplificati provenienti dai sensori, e dalle esigenze della successiva analisi dati (§3.6).

In questo capitolo sarà descritto il sistema di acquisizione dati di CUORE, del quale si occupa il gruppo genovese della collaborazione. Saranno presentati i requisiti che ne stanno guidando la progettazione e le loro motivazioni fisiche e tecniche, nonché lo stato dei lavori. Per i risultati ottenuti dai test effettuati fino a questo momento si rimanda invece al capitolo 4.

3.1 Requisiti

Come descritto in §2.3.5, i segnali provenienti da ogni cristallo sono amplificati e filtrati dalle schede di front-end che restituiscono impulsi con le seguenti caratteristiche (vedi Figura 3.1 per un esempio di impulso acquisito):

- ampiezza del picco $V = V_+ - V_-$ variabile da pochi mV a 10 V¹;
- segnale differenziale simmetrico rispetto alla massa ($V_+ = -V_-$);
- tempo di salita (10%→90%) dell'ordine di 30 ms, tempo di discesa (90%→10%) fino a un ordine di grandezza più grande;
- durata totale di alcuni secondi.

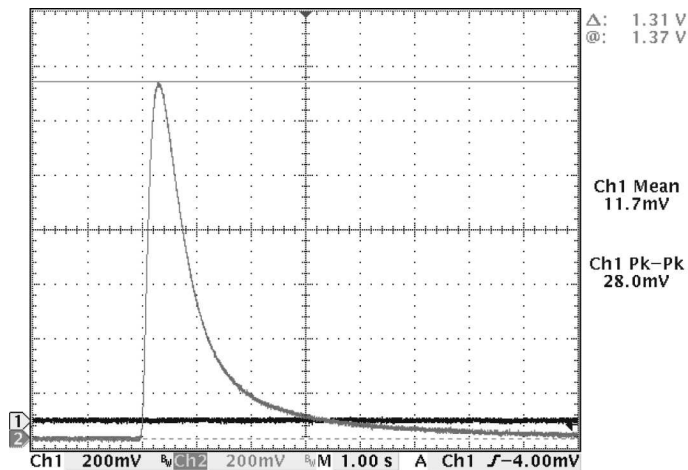


Figura 3.1: Primo impulso registrato da Cuoricino.

Il sistema DAQ deve leggere e campionare i segnali di questo tipo provenienti da 1000 canali², più altrettanti segnali ausiliari per il trigger. L'acquisizione deve essere continua con tempi morti pari a zero, la lettura deve essere indipendente per i vari canali e la scheda deve essere capace di auto-triggerare, tutto questo, ovviamente, minimizzando i costi.

Il DAQ dovrà essere progettato per acquisire impulsi in un ampio intervallo di energie: dai pochi keV ai 10 MeV (cioè da pochi mV a 10 V); un tale

¹La scheda di acquisizione accetterà segnali V nell'intervallo $-10\text{ V} + 10\text{ V}$, ma durante la presa dati normale saranno ammessi solo valori positivi in modo da sfruttare tutti i bit di risoluzione; l'intervallo di tensioni negative servirà durante il processo di calibrazione dei bolometri.

²Come opzione è stato proposto di aggiungere un secondo sensore ad ogni bolometro. Ciò ovviamente raddoppierebbe il numero dei canali, ma non avrebbe un impatto sostanziale sull'architettura del progetto del DAQ. In seguito si considererà solo l'ipotesi di 1000 canali.

range dinamico è motivato dalla volontà di fare misure di eventi rari in un ampio spettro di energie. Per non deteriorare la risoluzione alle basse energie è richiesto quindi un campionamento a molti bit. Considerando la risoluzione intrinseca massima di circa 200 eV ottenibile dai rivelatori (equivalente a un segnale di $\sim 200 \mu\text{V}$) per avere una precisione adeguata serviranno 16 bit.

$$\log_2 \left(\frac{10\text{MeV}}{200\text{eV}} \right) = \log_2 5 \cdot 10^4 \approx 15,6 \quad (3.1)$$

Una tale precisione serve appunto a poter ricostruire con sufficiente accuratezza non solo gli impulsi ad alta energia ($\sim\text{MeV}$) tipici del decadimento $\beta\beta$, ma anche quelli vicino alla soglia ($\sim 5 \text{ keV}$) utili per misurare le energie dei rinculi nucleari dovuti alla materia oscura.

Gli impulsi devono essere campionati per circa 5 s in modo da avere una buona misura della coda e del livello del fondo, sia prima che dopo l'impulso vero e proprio. Una frequenza di campionamento adeguata dovrebbe essere 1 kHz, ma è conveniente poter programmare la velocità di campionamento in un intorno di questo valore perciò si è scelto di poter salire fino a 5 kHz. Un tipico “evento”, campionando a 1 kHz, occuperebbe $5 \times 1000 \times 2 = 10 \text{ kbytes}$ per canale³.

Come detto è anche molto importante misurare il livello del fondo (*baseline*) sia all'inizio che alla fine dell'impulso. A questo scopo è necessaria una memoria interna circolare adeguata e una logica capace di recuperare una parte del segnale pre-trigger per ricostruire l'intero evento.

La scelta di avere 16 bit reali impone severi requisiti sul livello di rumore accettabile ai canali d'ingresso. Assumendo sempre il fondoscala pari a 10 V il rumore deve stare sotto i $150 \mu\text{V}$ r.m.s.

Essendo CUORE un esperimento progettato per la ricerca di eventi rari come il decadimento $\beta\beta$ (o gli effetti della materia oscura e degli assioni solari), la quantità di dati da trasferire non è un problema. Il massimo flusso si registra durante la procedura di calibrazione che prevede al massimo pochi eventi al minuto per canale e questa frequenza non impone particolari requisiti per il DAQ.

I segnali ausiliari utilizzati per il trigger sono segnali differenziali molto simili ai corrispondenti segnali “fisici”, ma differiscono leggermente quanto a livello e banda. Nella scheda di acquisizione saranno resi unipolari e mandati a un discriminatore di soglia per implementare il primo livello di trigger hardware (vedi §3.3).

Molti dei dispositivi elettronici, poi, hanno bisogno di essere controllati e monitorati durante la presa dati: le schede di front-end, i generatori di impulsi,

³Si considerano qui campionamenti da 2 bytes (16 bit), ma in realtà i segnali verranno digitalizzati a 18 bit e formattati in parole da 32, cioè 4 bytes (vedi Capitolo 3).

i filtri, gli alimentatori, il sistema criogenico e i sensori ambientali. Lo stato di ognuno di questi dispositivi sarà quindi periodicamente registrato in modo da poter essere correlato con dati acquisiti tramite il database del sistema. L'interfaccia utente del DAQ permetterà di controllare l'intero sistema.

3.2 Architettura generale

Per soddisfare i requisiti tecnici dell'acquisizione dati e minimizzare la complessità (e quindi il costo) è stato pensato un sistema (vedi Figura 3.2) composto da 11 *crate* contenenti 8 schede di acquisizione ciascuno e 11 PC collegati alle console centrali a loro volta collegate alle altre apparecchiature elettroniche (front-end, alimentatori, ecc.).

Ogni *crate* VME è controllato e letto da un PC dedicato collegato ad esso con interfaccia PCI-VME. La connessione avviene tramite fibra ottica in modo da disaccoppiare elettricamente l'acquisizione dal mondo esterno. Il software su ognuno di questi PC raccoglie i dati, implementa il trigger di primo livello e trasferisce i dati alle console di sistema⁴ dove avviene la creazione degli eventi e il salvataggio su disco dei relativi file (vedi §3.5). Tutti i PC saranno collegati tramite uno switch di rete standard da 100 Mbit/s o più veloce.

Ogni scheda avrà 12 canali, quindi ogni *crate* ne gestirà 96, i cui dati andranno a confluire su un unico PC, per un totale di $12 \times 8 \times 11 = 1056$ canali totali sugli 11 PC.

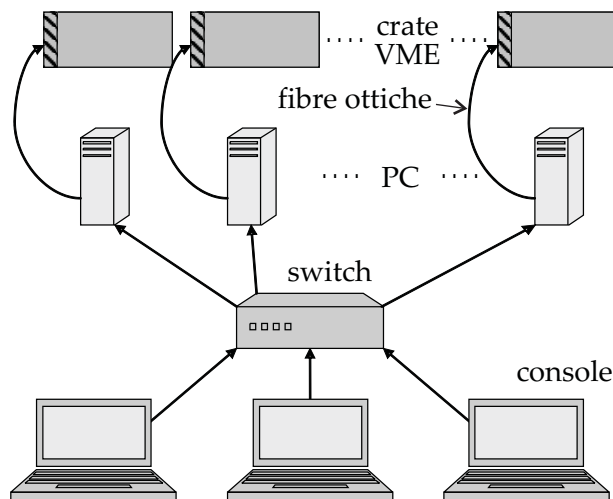


Figura 3.2: Schema dell'architettura generale del sistema di acquisizione dati.

⁴Il numero delle console necessarie non è ancora stato valutato, ma il problema non è critico.

3.3 Filosofia del trigger

Lo scopo del sistema di trigger è di identificare gli impulsi utili nel fondo casuale dovuto alle contaminazioni e ai disturbi esterni. Un buon trigger deve permettere di rigettare il maggior numero possibile di impulsi spuri senza perdere però quelli significativi. Il sistema è progettato per implementare questa funzione in tre differenti modalità che indicheremo come HTM (*hardware trigger mode*), HFM (*hardware flag mode*) e STM (*software trigger mode*).

HTM In questa modalità il trigger è affidato a un circuito analogico posto sulla scheda di front-end. Quando si presenta un segnale sopra a soglia un impulso (> 100 mV) viene generato e mandato all'ingresso ausiliario della scheda di acquisizione. I dati digitalizzati in una finestra temporale, di ampiezza programmabile (alcuni secondi), nell'intorno dell'istante di trigger, vengono quindi trasferiti al PC e non viene salvato alcun altro dato.

HFM In questa modalità i dati vicini a un impulso di trigger hardware sono solo "etichettati" dalla scheda di acquisizione che li trasferisce comunque tutti al PC. Spetterà poi a un algoritmo software decidere, utilizzando o meno il trigger hardware, se salvare i dati.

STM In questo caso tutti i dati vengono letti e salvati continuamente senza alcun tipo di controllo e l'algoritmo di trigger spetta solamente al software.

Il sistema supporterà tutte e tre le modalità: HFM e STM potranno essere utilizzate contemporaneamente permettendo così un controllo incrociato. Sarà possibile anche utilizzare l'HTM con una soglia molto bassa e poi raffinare il trigger con l'STM.

A prescindere dalla modalità utilizzata la questione più delicata è la scelta dell'algoritmo di trigger. In Cuoricino il trigger di primo livello è di tipo hardware e funziona con una semplice comparazione dell'ampiezza del segnale con un livello di soglia preimpostato: ogni volta che il segnale supera questa soglia un circuito invia un interrupt al sistema di acquisizione che salva i dati del canale relativo. Un tale sistema funziona bene quando la soglia è alta rispetto al fondo medio, ma nel caso di CUORE sarà necessario abbassarla notevolmente (a 5 keV)⁵ rispetto a Cuoricino e quindi il solo trigger a soglia riconoscerebbe come utili troppi picchi spuri.

Un'alternativa possibile per il trigger è l'utilizzo di reti neurali che riconoscano gli impulsi utili dalla forma e non soltanto dall'ampiezza. Questa

⁵Le misure di impulsi a bassa energia serviranno per indagare la materia oscura e gli assioni solari.

tecnica presenta però alcuni inconvenienti perché la realizzazione hardware sarebbe tutt'altro che semplice e quella software richiederebbe una grandissima potenza di calcolo per riuscire a processare i dati e identificare i picchi in tempo reale. Ciò non toglie che in un futuro prossimo, con nuovi e sempre più potenti calcolatori a disposizione, si possa puntare alla realizzazione di un tale sistema.

3.4 Scheda di acquisizione

Le schede di acquisizione saranno il cuore del DAQ. Ogni scheda sarà posta tra l'uscita della scheda di front-end e il PC e sarà responsabile dell'acquisizione e conversione continua dei dati in arrivo, del trigger hardware e del passaggio dei dati al PC tramite bus VME. La scheda sarà quindi in grado di auto-triggerare, ma potrà funzionare anche come solo digitalizzatore disabilitando il trigger (vedi §3.3).

Saranno utilizzate schede con standard 6U VME (233×280 mm) progettate in modo da supportare la lettura completa e indipendente di 12 canali e 12 ingressi ausiliari (vedi Figura 3.3). Tutte le schede del sistema potranno essere sincronizzate tramite un segnale apposito (*sync*) che come il *reset* potrà essere inviato sia via software che hardware.

Ogni canale sarà campionato da un ADC a 18 bit e accetterà segnali differenziali nel range da -10 V a + 10 V. La frequenza di campionamento sarà programmabile ($f_{\text{MAX}} = 5$ kHz) via VME e la lettura di ogni canale sarà indipendente e senza tempi morti. La logica sarà gestita da due FPGA: una si occuperà del campionamento e della formattazione dei dati (slave), l'altra del salvataggio dei dati sulla memoria e della loro trasmissione al PC (master).

Il segnale differenziale in arrivo da ogni singolo canale verrà sommato all'offset (programmabile) fornito da un DAC pilotato dall'FPGA master e sarà poi convertito dall'ADC a 18 bit. I dati digitalizzati verranno letti dall'FPGA slave che li formatterà e li passerà all'FPGA master.

Il segnale di trigger di ogni canale verrà mandato a un comparatore al quale arriverà anche il livello (programmabile) della soglia fornito da un DAC pilotato sempre dall'FPGA master. L'uscita del discriminatore andrà all'FPGA slave che, nel processo di formattazione dei dati, etichetterà i dati che hanno triggerato.

Una volta formattati i dati potranno essere passati all'FPGA master che li salverà ciclicamente, tutti o in parte⁶, su una memoria SRAM. L'accesso alla memoria avverrà tramite una porta bidirezionale utilizzata dall'FPGA master

⁶A seconda della modalità di trigger (vedi §3.3) la scheda salverà e invierà al PC tutti i dati o solo quelli che avranno triggerato.

sia per salvare i dati che per leggerli e inviarli, su richiesta del software, al PC. La trasmissione dati dal bus VME al PC, avverrà per mezzo di una scheda di interfaccia ottica (scheda *struck*) alloggiata nello stesso *crate* della scheda.

Un diagramma a blocchi del funzionamento della scheda è riportato in Figura 3.3 dove si possono vedere i componenti fondamentali della scheda (per uno solo dei 12 canali):

- i due **connettori di ingresso** da 25 pin per segnali e trigger dei 12 canali, ognuno dei quali prevede 12 coppie di fili per i 12 segnali differenziali più un filo di massa comune;
- il **sommatore**⁷ all'ingresso del segnale per regolarne l'offset;
- il **DAC**⁸ che fornisce l'**offset** analogico ed è pilotato dall'FPGA master;
- l'**ADC** per la conversione del segnale in uscita dal sommatore;
- il **buffer** d'ingresso del trigger;
- il **DAC** che genera la **soglia** da inviare al discriminatore;
- il **discriminatore** (comparatore) di soglia che confronta il segnale di uscita dal buffer di trigger con il segnale generato dal DAC della soglia;
- l'**FPGA slave** che pilota gli ADC, li legge, legge l'uscita del discriminatore di soglia e passa i dati all'FPGA master;
- l'**FPGA master** che genera l'offset, la soglia, legge l'FPGA slave, salva i dati sulla memoria e dialoga col VME;
- la **memoria SRAM** nella quale vengono salvati i dati viene scritta e letta tramite l'FPGA master;
- il **connettore VME** per il flusso dati e istruzione da e verso il PC.

3.4.1 Stadio di ingresso

Gli ADC scelti per l'acquisizione sono gli AD7678 [71] della *Analog Devices*, convertitori a 18 bit con architettura SAR (approssimazioni successive), ingresso differenziale e interfaccia parallela. Gli ADC accettano in ingresso un segnale di tensione⁹

$$V = V_+ - V_- = -5 \div 5V \quad (V_{+,-} = 0 \div 5V). \quad (3.2)$$

⁷Non si tratta di un vero e proprio sommatore quanto di un buffer i cui riferimenti in tensione vengono variati, ottenendo così l'effetto di sommare al segnale in ingresso quello dell'offset.

⁸In realtà i DAC e le soglie sono due per ogni ADC: uno per l'ingresso invertente e uno per il non invertente (vedi §3.4.1).

⁹Gli ADC sono forniti di diodi di protezione per evitare danni dovuti a tensioni fuori dell'intervallo consentito.

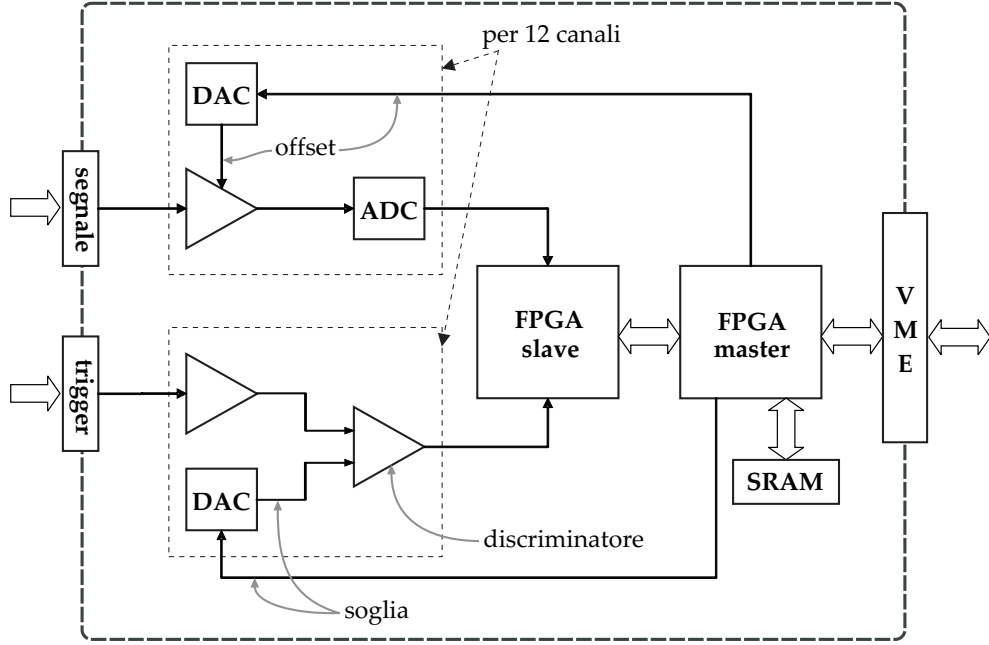


Figura 3.3: Schema a blocchi della scheda di acquisizione di CUORE.

Dal front-end arriva invece un segnale sempre differenziale, ma simmetrico rispetto alla massa, nell'intervallo $-10\text{ V} - +10\text{ V}$:

$$\left. \begin{aligned} V_f &= V_{f+} - V_{f-} \\ V_{f+} &= -V_{f-} = -5 \div 5\text{ V} \end{aligned} \right\} \Rightarrow V_f = 2V_{f+} = -10 \div 10\text{ V} \quad (3.3)$$

dove le tensioni negative sono utilizzate solo nel processo di calibrazione dei rivelatori.

Per sfruttare tutta la dinamica degli ADC sulle sole tensioni positive (durante la normale presa dati) e poter comunque acquisire valori negativi per calibrare i rivelatori, la scheda è progettata per leggere alternativamente i diversi range di tensione. La scelta del range del segnale di ingresso avviene modificando i valori degli offset¹⁰ ($V_{\text{off}+}$ e $V_{\text{off}-}$) mandati ai due buffer di ingresso le cui uscite vanno agli ingressi dell'ADC. Durante l'acquisizione di segnali tra 0 e 10 V i valori degli offset sono $V_{\text{off}+} = 5\text{ V}$ e $V_{\text{off}-} = 0\text{ V}$, durante l'acquisizione di quelli negativi viceversa.

¹⁰Questi livelli di offset sono prodotti da DAC a 10 bit (AD5317 [72] della *Analog Devices*) pilotati dall'FPGA master.

3.4.2 Alimentazione

Nel caso in cui i *crate* del DAQ saranno adiacenti a quelli del front-end non verranno forniti di alimentatori switching standard (che necessitano di allacciamento alla rete), ma saranno alimentati direttamente in DC per mezzo del sistema generale già descritto in §2.3.5.

Ogni scheda consuma circa 5 W¹¹ e ogni *crate* (da solo) ne consuma circa 75. Considerando quindi 11 *crate* da 8 schede ciascuno il consumo totale del DAQ non supererà gli 1,5 kW.

Nel caso in cui i *crate* VME dell'acquisizione venissero alimentati in DC riceveranno potenza dalle due linee a ± 24 V (o meglio ± 15 V), mentre i livelli standard VME (± 12 V e ± 5 V) saranno prodotti in loco. A questo scopo le possibili soluzioni pensate sono le seguenti:

- si può alimentare con le linee a ± 24 (± 15) V una scheda che provveda, tramite regolatori DC/DC, a generare le tensioni standard da mandare poi alle schede di acquisizione e alla scheda struck tramite linee ausiliarie dedicate del bus VME (questa soluzione prevede l'utilizzo di un *crate* VME non standard con delle linee di potenza aggiuntive);
- oppure si possono alimentare i *crate* VME direttamente a ± 24 (± 15) V, ma in questo caso sarà necessaria una scheda per fornire le alimentazioni corrette alla scheda di interfaccia PCI-VME (prodotta dalla *Struck*).

In entrambi i casi le varie tensioni necessarie ai componenti delle schede di acquisizione saranno prodotte da convertitori DC/DC (con opportune reti di filtraggio) montati sulle schede stesse. L'idea iniziale di utilizzare regolatori lineari, per soddisfare le severe restrizioni del sistema di acquisizione in termini di rumore, è stata abbandonata per lo svantaggioso aumento del consumo di potenza (dovuto alla bassa efficienza intrinseca di tali regolatori) senza un netto miglioramento delle prestazioni (vedi misure sul prototipo a 4 canali §4.1.2).

3.4.3 Logica digitale

I dati digitalizzati dagli ADC saranno letti ciclicamente¹² dall'FPGA slave tramite un bus a 18 bit. Una volta formattati in parole da 32 bit, ed eventualmente mediati, i dati saranno passati all'FPGA master per il salvataggio sulla memoria. L'FPGA master si occuperà anche di ricevere le istruzioni del software e trasferire i dati al PC per mezzo della scheda *Struck* (SIS1100/3100 [73]) e della connessione ottica.

¹¹Il valore è frutto di una misura effettuata sul prototipo.

¹²Gli ADC campioneranno simultaneamente, ma saranno letti sequenzialmente.

La memoria sarà di tipo SRAM (Static Random Access Memory) a doppia porta e ne saranno montati 8 banchi da 512 kb ciascuno, per un totale di 4 Mb, sufficienti a immagazzinare dati per circa 17,5 secondi di acquisizione alla massima frequenza (5 kHz).

Le due FPGA saranno entrambe *Xilinx* della famiglia *Spartan-3* [74] (per ulteriori dettagli sul loro funzionamento e sulla logica della scheda in generale si veda §4.2). La trasmissione dati sul bus VME potrà avvenire in formato a 16 o 32 bit e tramite letture singole o a blocchi. (§4.2.2)

3.5 Software per l'acquisizione

Il software per l'acquisizione dati sarà progettato completamente su misura e scritto in C++ (programmazione orientata agli oggetti) sfruttando il pacchetto offerto da ROOT (<http://root.cern.ch>) e lavorerà in ambiente *Unix*. L'interfaccia utente grafica (GUI) sarà programmata con Perl-GTK e probabilmente ne sarà progettata una versione per il controllo del sistema anche in remoto, così da evitare, almeno per alcune operazioni di routine, la necessità di un intervento fisico sull'apparato all'interno dei laboratori sotterranei.

Le funzioni basilari alle quali dovrà provvedere sono l'interfaccia utente con il sistema di controllo (elettronica, alimentazione, sistema criogenico, sensori ambientali), l'acquisizione e salvataggio dati, il monitoraggio e l'analisi on line dei dati.

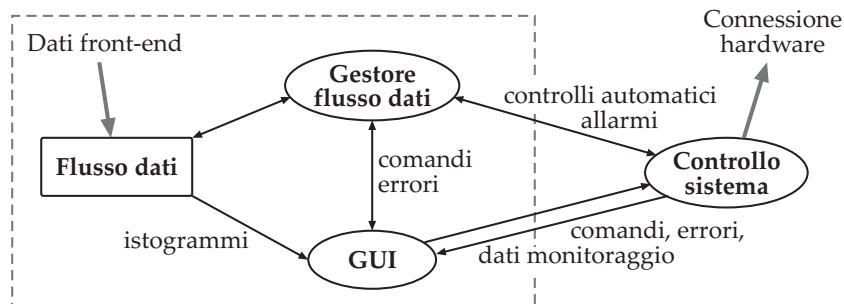


Figura 3.4: Diagramma concettuale del sistema di acquisizione e di controllo.

Come già spiegato nel §3.1 il sistema di controllo deve permettere all'utente di monitorare, ed eventualmente controllare, vari apparati elettronici. Il sistema di controllo fornirà una semplice interfaccia per l'impostazione dei parametri e salverà gli stessi in un database. Interagirà inoltre con il flusso dei dati permettendo così la realizzazione di alcune procedure (impostazione dei parametri delle schede, determinazione delle curve di carico, ecc.) in modo automatico.

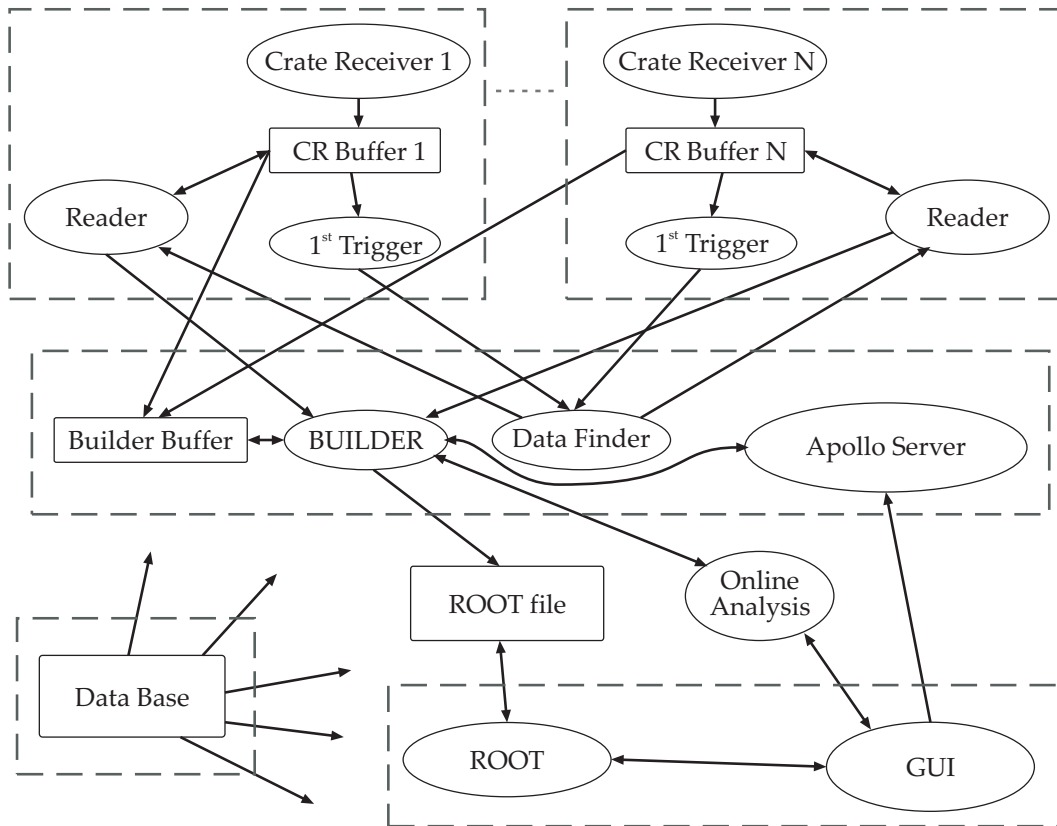


Figura 3.5: Struttura del software di acquisizione: i rettangoli tratteggiati delimitano i singoli calcolatori, gli ovali sono processi e i rettangoli buffer o database.

La struttura del software di acquisizione vero e proprio è schematizzata in Figura 3.5. Il sistema consiste di differenti processi, alcuni dei quali gireranno su diversi PC scambiandosi comandi e dati. Ogni processo si occuperà di una funzione diversa (vedi di seguito) sotto il controllo del processo principale: il server *Apollo*. La comunicazione fra i vari processi avverrà tramite segnali *Unix*, per processi sullo stesso calcolatore, o via rete (protocollo TCP), per i processi su diversi PC. I dati verranno salvati sotto forma di file ROOT [75].

3.5.1 Descrizione dei processi

Apollo Server - È il processo principale che genera e controlla tutti gli altri; inoltre è l'unico processo capace di gestire i messaggi in arrivo dagli altri processi.

Crate Receiver - È il primo processo della catena di trattamento dei dati. Ogni *crate* ha il suo processo *Crate Receiver* dedicato. Prima dell'inizio

di ogni *run* controlla le schede e i canali funzionanti e inizializza un buffer (*CR Buffer*) delle dimensioni opportune nella memoria del PC che ospita il processo. Una volta partito il *run* legge continuamente i dati in arrivo dalle schede di acquisizione e li scrive sul buffer.

1st level Trigger - Questo processo legge continuamente i dati dal *CR Buffer*, applica i vari algoritmi di trigger (selezionabili) e, nel caso in cui un evento abbia triggerato, manda un messaggio (*Trigger Record*) al processo *Data Finder*. Il *Trigger Record* deve contenere gli estremi del canale che ha triggerato e l'istante (tempo assoluto) in cui è successo: queste sono le informazioni minime per poter recuperare i dati relativi all'evento.

Data Finder - Questo processo, a seguito di un *Trigger Record* ricevuto dal processo *1st level Trigger*, pilota il *Reader* scegliendo quali dati effettivamente salvare su disco (ad ogni trigger sarà possibile salvare dati provenienti da più di un canale). La scelta avviene in accordo con la mappatura canali-cristalli¹³ e dipenderà dal criterio scelto [75]: per esempio potrebbe essere ragionevole decidere di salvare non soltanto i campionamenti relativi ai bolometri che triggerano, ma anche quelli relativi ai loro primi vicini. Qualunque criterio si scelga di adottare questo processo produce copie “etichettate” di ogni *Trigger Record* ricevuto e le manda via rete ai relativi processi *Reader*, ossia ai processi responsabili della lettura dei canali scelti.

Reader - Questo è il processo che recupera i dati che sono riconosciuti come appartenenti a un impulso (comunque scelti dal *Data Finder*) e li scrive in un buffer temporaneo (*Builder Buffer*) dove sono resi disponibili al processo *Builder* per un'ulteriore analisi. Ogni operazione del *Reader* è pilotata dal *Data Finder* e permette ai dati utili di essere trasferiti dal *CR Buffer* al *Builder Buffer* via rete (i due buffer sono su diversi PC).

Builder - Questo processo costruisce l'evento salvando i dati in un predefinito formato [75] di file ROOT. È inoltre il processo responsabile di ogni tipo di analisi di secondo livello.

GUI - È il processo di interfaccia grafica del sistema di acquisizione dati e permette all'utente di controllare e gestire le opzioni e i parametri del *run* di misura. Permette inoltre di monitorare on line in varie forme (testo, grafici, istogrammi, ecc) i dati acquisiti.

3.6 Analisi dati

L'analisi dati comincia già dalla cernita di quelli utili, cioè dal trigger, ed è quindi affidata in parte direttamente al sistema DAQ (analisi on line) che

¹³Ogni canale sarà identificato da un indirizzo geografico che ne definisce la corrispondenza (univoca) al relativo cristallo.

potrà provvedere a tale compito in vari modi e in varie fasi (vedi §3.3).

L'analisi off line ha invece come scopo principale quello di estrarre informazioni fisicamente rilevanti dall'enorme quantità di dati raccolti e registrati dal DAQ. Questa operazione comprende sia l'analisi degli impulsi grezzi atta a produrre le n -uple (un numero adeguato di parametri che descrivono completamente ogni impulso bolometrico) e gli spettri di energia, sia la successiva analisi multi-dimensionale che serve a ottenere i risultati cercati per la fisica (ad esempio il valore di $T_{1/2}^{0\nu}$). Inoltre un importante obiettivo dell'analisi di secondo livello è l'identificazione delle singole sorgenti di fondo.

L'analisi off line effettuata fino a ora dagli esperimenti del gruppo di Milano è basata sull'utilizzo del filtro ottimo [76] che permette di massimizzare il rapporto segnale-rumore, soprattutto per rivelatori lenti per i quali il contributo del rumore non bianco è molto rilevante.

Qualunque approccio sarà scelto per CUORE il progetto del DAQ dovrà assecondare le richieste di informazione da parte dell'analisi dati. La formattazione dei dati grezzi, che sarà affrontata in dettaglio nel prossimo capitolo, (§B.6) così come il formato dei file ROOT [75] prodotti dal software di acquisizione, saranno in parte determinati da queste richieste.

Capitolo 4

Sviluppo della scheda di acquisizione

Introduzione

Attualmente il progetto del sistema di acquisizione dati di CUORE è in piena fase di sviluppo su tutti i fronti. Per quanto riguarda quello hardware si è giunti alla costruzione e messa a punto del primo prototipo di scheda di acquisizione a 12 canali: il mio lavoro di tesi si è focalizzato principalmente sullo sviluppo di questa scheda, sulla sua caratterizzazione e sulle prime misure di test.

La mia collaborazione è cominciata con alcuni test effettuati su di un primo prototipo a 4 canali, il cui utilizzo è stato poi abbandonato, ma che hanno fornito buone indicazioni circa la “rumorosità” attesa per uno strumento di questo tipo. Mi sono occupato poi della scrittura e del *debug* di una parte della logica di funzionamento della scheda a 12 canali e dell’interfaccia con il PC. Infine ho raccolto e analizzato una serie di dati ottenuti da misure di test e caratterizzazione.

In quest’ultimo capitolo saranno esposte nel dettaglio le varie fasi del mio lavoro sottolineando, volta per volta, le motivazioni delle scelte effettuate. Saranno illustrate le misure effettuate descrivendo gli apparati e gli strumenti utilizzati e ne saranno poi discussi i risultati, che si sono rivelati soddisfacenti.

4.1 Prototipo a 4 canali

Il primo prototipo costruito per lo sviluppo della scheda di acquisizione è stata una scheda *piggy back*¹ a quattro canali. In un primo progetto tre di queste schede avrebbero dovuto equipaggiare ognuna delle schede di acquisizione, ma questa soluzione è stata poi scartata a favore di un'unica scheda con 12 canali integrati.² I test su questo prototipo sono comunque interessanti per le conferme e le indicazioni che hanno fornito, utili allo sviluppo del progetto della scheda.

Questo *piggy back*, del quale si può vedere lo schema elettrico e una foto nelle Figure 4.3b e 4.3a a pagina 76, provvede all'acquisizione di quattro canali (sia segnale che trigger) ed è servito ad avere una prima conferma della possibilità di soddisfare i requisiti di sensibilità sulla misura: 16 bit reali sul singolo campionamento (vedi §3.1).

Il *piggy back* è composto di 8 connettori di ingresso (4 per i segnali e 4 per i trigger), 4 ADC con i relativi circuiti analogici in ingresso, l'FPGA che gestisce il campionamento e il flusso dei dati verso l'esterno (verso l'FPGA della scheda di acquisizione nel progetto originale, verso la scheda di test e la strumentazione nel caso del nostro test) e la rete di alimentazione che prevede dei filtri LC per le alimentazioni analogiche (± 12 V, +5 V) e dei regolatori di tensione DC/DC per quelle digitali (+3,3 V, +2,5 V, +1,2 V).

Per ridurre al minimo il rumore introdotto dalla scheda in fase di progettazione sono stati scelti componenti opportuni e sono stati osservati alcuni utili accorgimenti. Il punto di partenza è stata la scelta di un modello di ADC a 18 bit (*AD7678* della *Analogic Devices*), con $INL = \pm 2,5$ LSB³, ingresso differenziale, interfaccia parallela e velocità di campionamento di 100 kSPS⁴. I circuiti analogici, che servono ad adattare e portare agli ADC il segnale dai connettori d'ingresso, sono stati posizionati vicino ai connettori stessi e mantenuti separati da quelli digitali⁵. Le masse analogiche sono collegate "a stella"⁶ e sono tenute separate da quelle digitali.

¹Si chiama *piggy back* una piccola scheda che deve essere alloggiata su quella principale collegandola a essa tramite un connettore apposito.

²La soluzione con una scheda unica a 12 canali ha semplificato l'architettura della logica, basta infatti una sola FPGA per pilotare i 12 ADC, anziché 3 (una su ogni *piggy back*).

³*Integral Non Linearity*: per la definizione vedi nota a pagina 96.

⁴100 k*Samples per second* (campionamenti al secondo), più che sufficienti per una frequenza di campionamento di 5 kHz.

⁵Segnali digitali veloci, come i clock, generano nelle loro vicinanze campi elettromagnetici altamente variabili che a loro volta producono correnti indotte.

⁶I collegamenti "a stella" evitano di chiudere giri di massa che possono portare a disturbi anche non trascurabili.

4.1.1 Misure di test

Le misure effettuate con il prototipo a quattro canali sono state essenzialmente misure di rumore in DC. Ci si aspettava, visti gli accorgimenti adottati, che i contributi di rumore al segnale di uscita indotti dalla scheda fossero principalmente dovuti all'alimentazione e, ovviamente, alla rumorosità stessa del segnale di ingresso. Per questo motivo si è scelto di fare varie serie di misure con differenti tipi di alimentazione (switching, lineare e switching linearizzata) e differenti sorgenti per il segnale di ingresso (generatore di segnali e batterie).

Durante le misure il processo di acquisizione era gestito da una logica molto essenziale programmata sull'FPGA e la lettura dati avveniva tramite un *Logic State Analyzer*. Non sarebbero state queste poi le condizioni di utilizzo finale, ma ai fini della stima del rumore intrinseco indotto dalla scheda la gestione della logica è irrilevante.

Per generare gli ingressi sono stati utilizzati un normale generatore da banco e delle batterie da 1,5 V (tipo AA) combinate in serie per ottenere vari valori di tensione.

Le misure di segnali in DC sono servite a stimare la precisione dalla scheda sul singolo campionamento e a capire quale contributo al rumore del segnale di uscita fosse dovuto realmente ad essa. Come già accennato nel capitolo 3 (§3.1), il sistema di acquisizione deve fornire un campionamento dei segnali con 16 bit reali di precisione, questa restrizione è dettata dalla necessità di sfruttare la miglior risoluzione ottenibile dai bolometri. La scheda dovrà quindi contribuire al rumore per meno di una parte su 2^{16} , che per un intervallo di tensioni da 0 a 10 V significa che la tensione di rumore deve avere una varianza $(\Delta V)_{\text{RMS}}$ ($\simeq (\Delta V)_{\text{FWHM}}/2,35$)⁷ tale che

$$\frac{(\Delta V)_{\text{FWHM}}}{V_{\text{MAX}}} < \frac{1}{2^{16}} \approx 1,5 \cdot 10^{-5} \Rightarrow (\Delta V)_{\text{FWHM}} < \frac{V_{\text{MAX}}}{2^{16}} \approx 150 \mu\text{V}. \quad (4.1)$$

Considerando poi il campionamento a 18 bit questa richiesta è equivalente ad avere un errore sulla misura inferiore a 4 LSB:

$$1 \text{ LSB} \leftrightarrow \frac{V_{\text{MAX}}}{2^{18}} \approx 38 \mu\text{V} \Rightarrow (\Delta V)_{\text{FWHM}} \approx 150 \mu\text{V} \leftrightarrow 4 \text{ LSB}. \quad (4.2)$$

4.1.2 Risultati dei test

La prima misura, effettuata con alimentazione lineare e segnale di ingresso fornito da un generatore da banco, ha dato il risultato riportato nel grafico di Figura 4.1a: il fit di questi dati con una gaussiana ha dato come risultato

⁷Si ricorda che per una distribuzione Gaussiana l'altezza a metà altezza (FWHM) e la deviazione standard σ sono proporzionali: $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \simeq 2,3548\sigma$.

un valore di FWHM pari a circa 33 LSB, decisamente al di sopra del limite richiesto pari a 4 LSB.

Una seconda misura sostituendo al generatore le batterie ha fornito i risultati del grafico di Figura 4.1b, cioè una gaussiana con $\text{FWHM} \simeq 2,2$ LSB. Questo risultato ha dimostrato che la maggior parte del rumore della misura precedente era dovuto alla rumorosità del segnale di ingresso e non alla scheda.

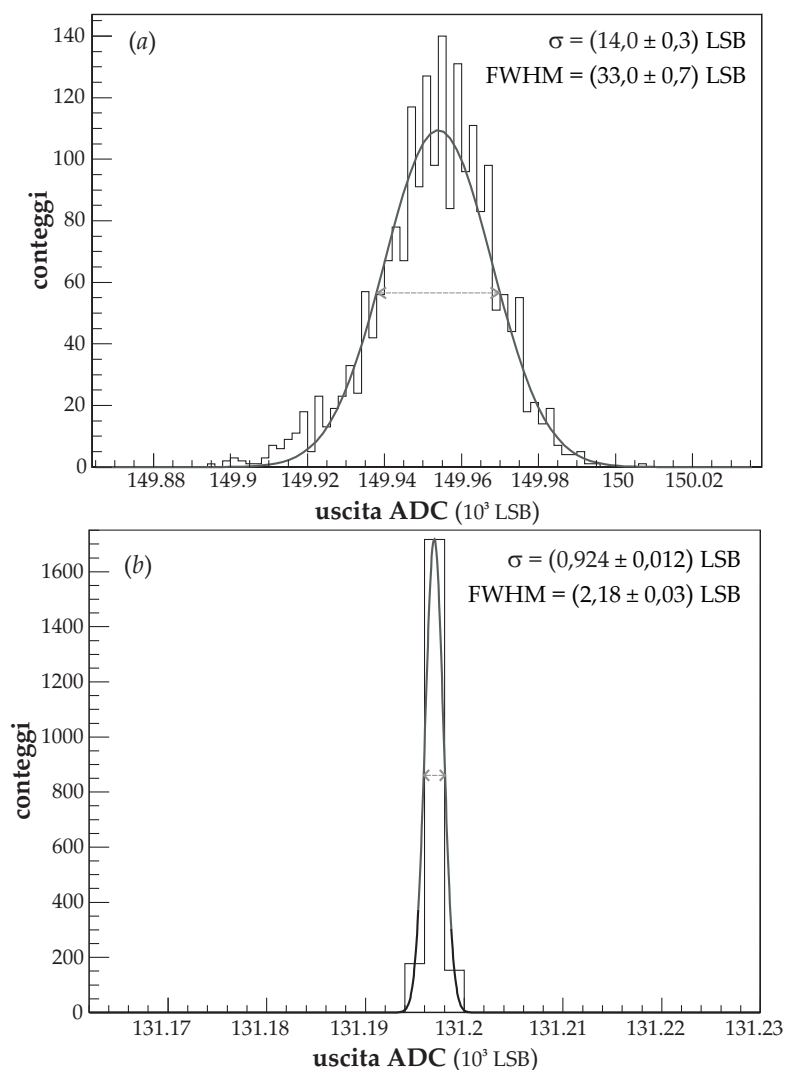


Figura 4.1: Istogrammi e fit gaussiano dei conteggi dei valori di uscita dell'ADC per un ingresso costante - alimentatore da banco (a) e pile (b) - con alimentazione lineare. Si nota il netto abbassamento del rumore di uscita utilizzando le pile: ciò significa che nella misura con l'alimentatore da banco la maggior parte del disturbo era dovuto proprio alla sua rumorosità e non a quella della scheda.

Per verificare se l'alimentazione lineare potesse essere sostituita da quella switching è stata fatta una terza misura, sempre utilizzando le pile per fornire il segnale di ingresso: questa misura ha dato il risultato del grafico di Figura 4.2 trovando un leggero aumento della varianza ($\text{FWHM} \simeq 2,5 \text{ LSB}$), che resta comunque ampiamente entro le specifiche richieste.

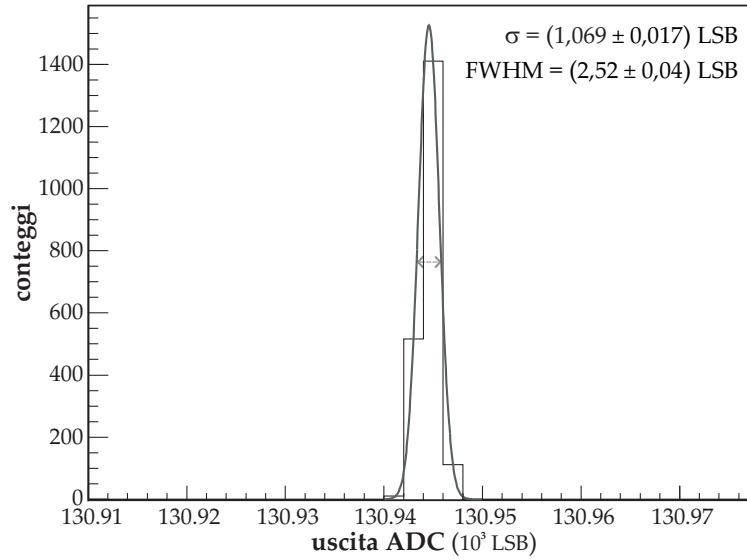


Figura 4.2: Istogramma dei conteggi dei vari valori di uscita dell'ADC per un ingresso costante (pile) e alimentazione switching; fit con una gaussiana.

Da questo test assolutamente preliminare si è evinto che le scelte progettuali adottate soddisfacevano i requisiti imposti al sistema di acquisizione circa la sensibilità sul singolo campionamento. Si è osservato inoltre che può essere usato un sistema di alimentazione switching senza un apprezzabile peggioramento della rumorosità e questa possibilità è assai vantaggiosa sia in termini di costi e di praticità (apparecchiature più economiche e meno ingombranti), sia per l'abbassamento dei consumi (gli alimentatori switching hanno una resa energetica notevolmente superiore a quelli lineari).

4.2 Prototipo a 12 canali

Il prototipo a 12 canali sul quale sono stati effettuati i test possiede già tutte le caratteristiche della scheda di acquisizione descritta in §3.4, è quindi una scheda simile in tutto a quelle che saranno montate nei *crate* del sistema DAQ. Le differenze sostanziali rispetto al prototipo con 3 *piggy back* da 4 canali l'uno stanno nella gestione della logica di campionamento, che è affidata a una sola FPGA anziché a tre (una per *piggy back*), e nell'utilizzo, per lo stadio analogico di ingresso, di amplificatori strumentali integrati (*INA117* [77]) al posto di semplici amplificatori operazionali (*AD8021* [78]) con relativa rete resistiva.⁸

Grazie a questo prototipo, del quale si può vedere una foto in Figura 4.15 a pagina 101, è stato possibile testare e mettere a punto gran parte della logica di acquisizione (campionamento, salvataggio e trasferimento dati, protocollo di comunicazione tra le FPGA, interfaccia col PC, ecc.) e fare ulteriori misure di test in modo automatico.

La logica della scheda di acquisizione è schematizzata (in dettaglio per la parte riguardante il campionamento) in Figura 4.4 dove sono visibili tutti i componenti essenziali all'acquisizione vera e propria, i segnali di comunicazione tra ADC, FPGA slave e FPGA master e i segnali esterni (*Clock*, *Sync* e *Reset*).⁹

4.2.1 FPGA slave

L'FPGA slave, come mostrato in Figura 4.4, è collegata agli ADC e all'FPGA master. Essa deve occuparsi del campionamento, della formattazione dei dati e del trigger hardware; più in particolare i suoi compiti sono quelli descritti sotto (per la nomenclatura dei segnali si veda la Tabella 4.1).

Lettura e caricamento del periodo di campionamento - Il periodo di campionamento, che è lo stesso per tutti gli ADC della scheda, viene caricato sull'FPGA slave da quella master, a seguito di un'istruzione software. Il periodo è un multiplo intero di quello minimo consentito dagli ADC (10 μ s [71]); il relativo intervallo di frequenze va da circa 0,8 Hz a 100 kHz (per dettagli vedi §B.6).

Controllo e lettura degli ADC - I 12 ADC della scheda sono pilotati

⁸L'utilizzo di questi diversi componenti, scelti per la maggior semplicità di utilizzo, come si vedrà più avanti (§4.2.3), ha prodotto un peggioramento delle caratteristiche di rumore della scheda rispetto a quelle del prototipo a 4 canali. Per questo motivo nel prototipo di prossima produzione si ritornerà alla soluzione precedente.

⁹Mancano i DAC per soglie e trigger (vedi §3.4 e Figura 3.3) e i segnali di comunicazione tra FPGA master e DAC, SRAM e VME.

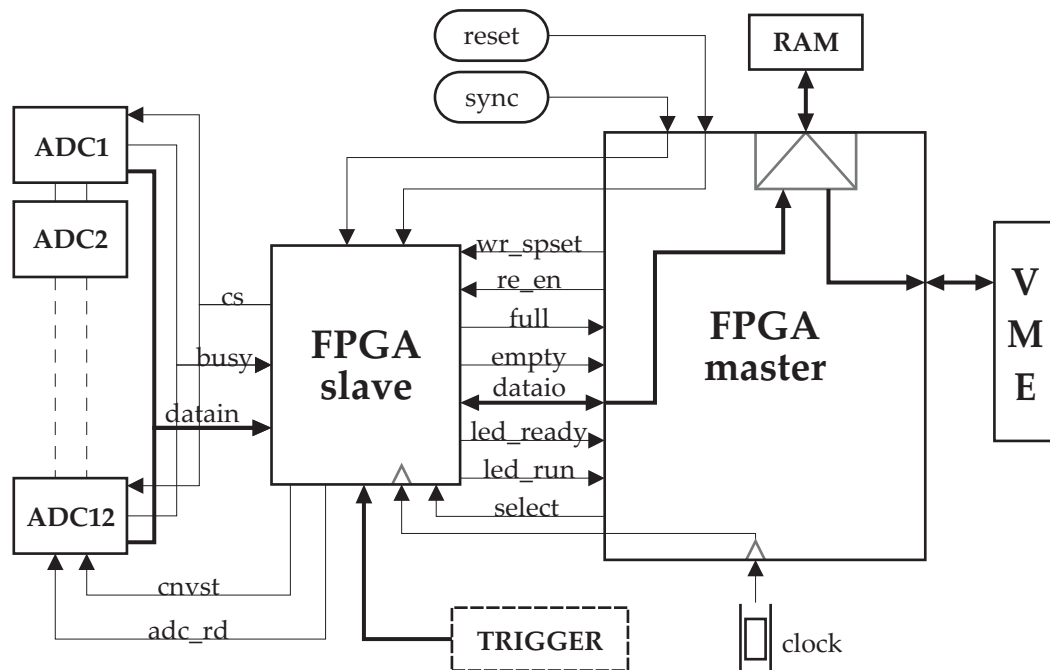


Figura 4.4: Schema della logica digitale della scheda di acquisizione: i rettangoli sono componenti, le frecce sottili sono fili per i segnali, quelle spesse bus dati e gli ovali sono segnali hardware. I fili di *Chip Select* e *Busy* sono 12 in tutto, uno per canale.

simultaneamente in modo che acquisiscano i campioni in maniera sincrona (tutti nello stesso istante). Vengono poi letti sequenzialmente dopo aver atteso il tempo sufficiente affinché tutti abbiano finito di convertire il loro dato.

Media sui campioni - Se abilitata questa funzione calcola la media su 16 campioni¹⁰ successivi in maniera sincrona per ogni canale. Questa modalità abbassa ovviamente la frequenza di campionamento della scheda, ma vista la velocità di campionamento degli ADC (100 kHz) le specifiche richieste (5 kHz) possono essere ampiamente rispettate.

Formattazione e trasferimento all'FPGA master dei dati - I dati dopo essere stati acquisiti (ed eventualmente mediati) vengono formattati in parole da 32 bit (per i dettagli vedi §B.6) e poi passati a una memoria di tipo FIFO¹¹ che può contenere qualche decina di campionamenti completi (di tutti i 12 canali). Questa memoria deve essere letta dall'FPGA master abbastanza velocemente da impedirne il riempimento.

¹⁰Il numero di campioni su cui mediare (comunque una potenza di 2) sarà presto reso programmabile come la frequenza di campionamento.

¹¹In una memoria *First In First Out* i dati vengono letti nello stesso ordine in cui sono stati scritti.

<i>segnale</i>	<i>alias</i>	<i>descrizione</i>
<i>Clok</i>	clk	clock della scheda
<i>Reset</i>	reset	impulso di reset della scheda
<i>Sync</i>	sync	impulso di sincronizzazione
<i>Write Sampling Period</i>	wr_spset	abilitazione alla scrittura del periodo di campionamento
<i>Read Enable</i>	rd_en	richiesta di lettura dati
<i>FIFO Full</i>	full	memoria FIFO piena
<i>FIFO Empty</i>	empty	memoria FIFO vuota
<i>LED Ready</i>	led_ready	attivo dopo il reset
<i>LED Run</i>	led_run	attivo durante il campionamento
<i>Data I/O</i>	dataio	bus dati bidirezionale
<i>Select</i>	select	abilitazione della media
<i>Conversion Start</i>	cnvst	impulso di inizio conversione
<i>ADC read</i>	adc_rd	abilitazione alla lettura degli ADC
<i>Chip Select</i>	cs_	abilitazione alla lettura del singolo ADC
<i>Busy</i>	busy	ADC occupato a convertire
<i>Data In</i>	datain	bus dati in ingresso

Tabella 4.1: Descrizione dei segnali in ingresso e uscita all'FPGA slave.

Gestione del trigger - All'FPGA slave spetta anche il compito di leggere l'uscita dei comparatori di soglia dei canali di trigger e, nel caso l'uscita sia positiva, alzare i bit di trigger dei dati relativi durante la formattazione; l'FPGA slave in pratica etichetta solamente i dati che triggerano, spetta poi all'FPGA master salvarli tutti o solo quelli che hanno triggerato a seconda della modalità utilizzata (§3.3).

Specifiche di funzionamento

Una volta caricato il codice dalla PROM¹² l'FPGA attende il segnale di *Reset*, che è comune ad entrambe le FPGA e può essere inviato via software (PC) o hardware (pulsante sulla scheda). Dopo aver ricevuto il *Reset* il segnale di stato *LED Ready* diventa attivo.

Dopo il segnale di *Reset* l'FPGA slave attende dalla master il segnale (*Write Sampling Period*) che abilita la lettura del periodo di campionamento, cioè di un dato a 17 bit che viene trasmesso attraverso il bus *Data I/O* (32 bit). Non appena avvenuta la scrittura del valore sul registro relativo l'FPGA slave invia

¹²Entrambe le FPGA sono dotate di una memoria PROM sulla quale poter salvare il codice da caricare ad ogni accensione della scheda, evitando così di dover essere riprogrammate dall'esterno.

agli ADC gli impulsi di *Conversion Start* cominciando così l'acquisizione (*LED Run* diventa attivo).

La conversione degli ADC deve avvenire per tutti simultaneamente quindi il segnale di *Conversion Start* è mandato in parallelo a tutti i convertitori. La lettura degli stessi avviene invece sequenzialmente attraverso un unico bus a 18 bit (*Data In*): appena tutti gli ADC hanno finito la conversione¹³ una sequenza di *Chip Select* abilita la lettura di un canale alla volta.

Ogni dato letto è una parola di 18 bit che viene formattata (dopo essere stata eventualmente mediata) aggiungendo ad ogni dato il numero del canale, quello della scheda, un bit di trigger e un contatore ciclico di controllo. Dopodiché le parole da 32 bit così prodotte sono scritte in una memoria FIFO che può contenerne 256 (per ulteriori dettagli vedi §B.5).

La scheda prevede inoltre un segnale (*Sync*) per iniziare un nuovo *run* senza dover ricaricare i parametri. Tale segnale ha lo stesso effetto del *Write Sampling Period*, ma usa tutti i valori dei parametri (per esempio la frequenza di campionamento) impostati precedentemente.

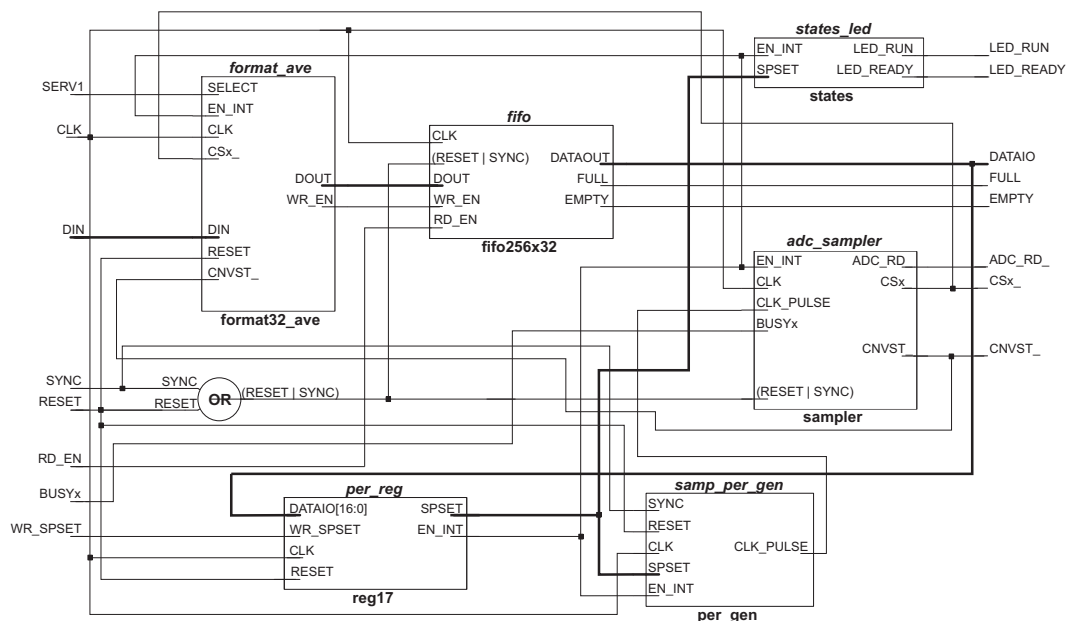


Figura 4.5: Schema a blocchi del codice dell'FPGA slave: ogni rettangolo è un modulo *Verilog* (ingressi e sinistra e uscite a destra), le linee spesse sono bus dati.

Il codice, scritto in *Verilog*, del quale si può vedere uno schema a blocchi in Figura 4.5, è stato messo a punto grazie alla simulazione software (*Cadence*

¹³Per evitare errori basta che il segnale di lettura (*ADC Read*) attenda un tempo superiore a quello massimo fornito nelle specifiche o, meglio ancora, sia condizionato a un NOR di tutti i *Busy*.

SimVision) che ha reso possibile anche la stima delle prestazioni e delle tempistiche riportate nella guida (Appendice B). A titolo esemplificativo si può vedere la simulazione di un ciclo di acquisizione dei 12 canali in Figura 4.6: dopo l'impulso di *Conversion Start* inizia la conversione (*Busy* attivo) e, una volta terminata, viene abilitata la lettura (*Read Enable* attivo); la sequenza di *Chip Select* dall'1 al 12 permette di leggere i dati attraverso il bus *Data In* per poterli poi scrivere sulla memoria FIFO dalla quale l'FPGA master può leggerli attraverso il bus *Data I/O*.

SimVision: Waveform 1

G.Pera
INFN

Page 1 of 1

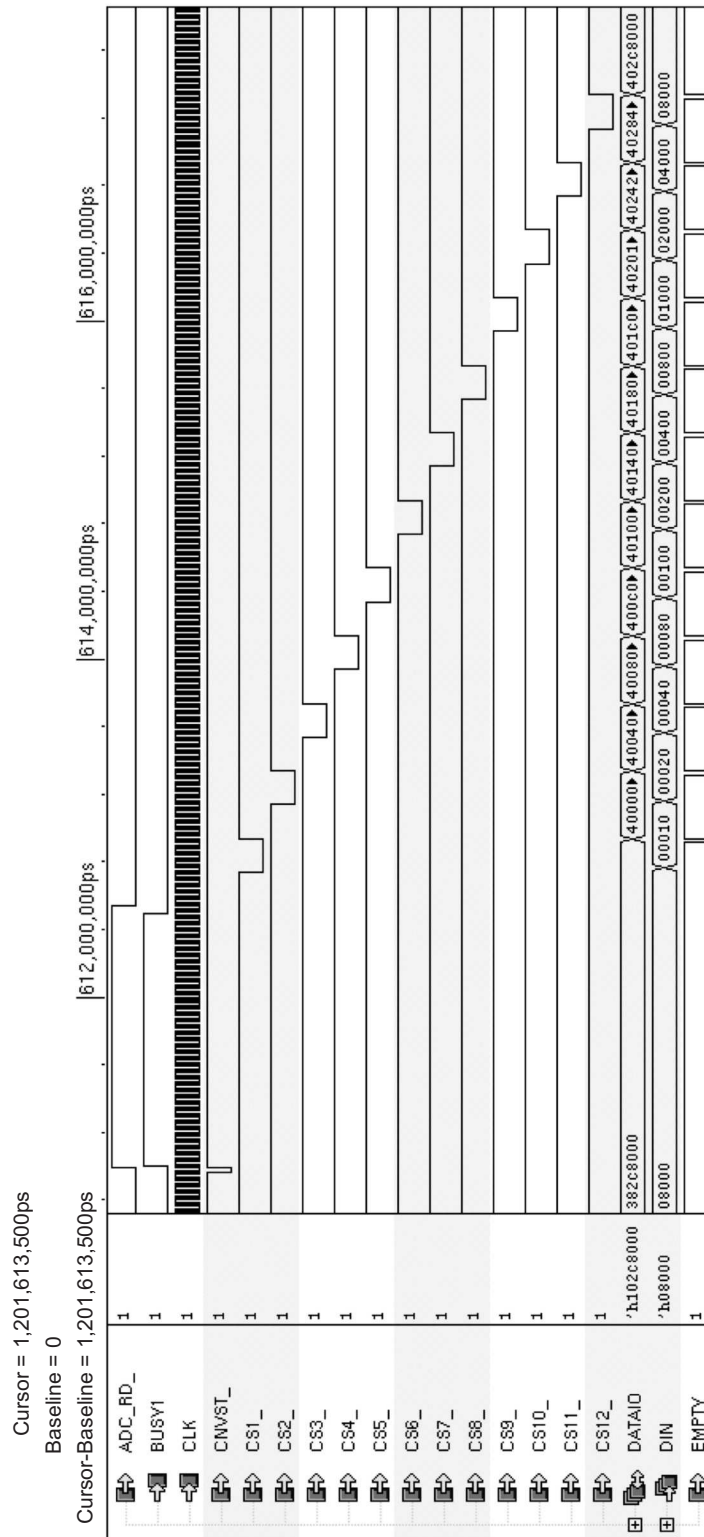


Figura 4.6: Simulazione della logica dell'FPGA slave: un ciclo di acquisizione e lettura dei 12 canali (i nomi dei segnali che finiscono con un *underscore* sono attivi bassi).

4.2.2 Apparato di misura

I test sul prototipo della scheda di acquisizione a 12 canali sono stati effettuati, a parte il software di alto livello, in condizioni simili a quelle nelle quali opereranno le schede del sistema DAQ definitivo. Abbandonato quindi l'utilizzo del *Logic State Analyzer*, la scheda è stata montata nel *crate* VME, è stata programmata e testata direttamente da PC tramite l'interfaccia PCI/VME. Il *crate* VME è stato alimentato con un alimentatore switching standard¹⁴.

Per semplicità dei programmi di test e in previsione del riutilizzo futuro è stata scritta una libreria di funzioni basate su quelle fornite con i driver della scheda di interfaccia *Struck* (*SIS1100/3100*). Il programma di test sfrutta le funzioni elementari di questa libreria per far acquisire la scheda e per salvare i dati su disco.

Vista poi la particolare tipologia del segnale di ingresso (3.4.1) è stato necessario costruire una scheda di adattamento che convertisse dei semplici segnali unipolari in segnali differenziali simmetrici rispetto a massa. Per fare ciò è stata disegnata una scheda VME in modo da poter essere alloggiata e alimentata nello stesso *crate* della scheda di acquisizione.

Software per l'acquisizione

I driver (per *Linux*) della scheda *Struck* sono forniti delle librerie *C++* necessarie al suo utilizzo e della relativa documentazione [79]; basandosi sulle funzioni di queste librerie sono state scritte le seguenti funzioni di utilità generale per la scrittura di software di acquisizione:

- **FindBoards**: funzione che cerca le schede alloggiate nel *crate* e ne registra gli indirizzi;
- **ResetBoard**: funzione che resetta la scheda indicata;
- **ReadDatum**: funzione che legge il dato (parola da 4 byte) contenuto in una allocazione della memoria SRAM e lo salva in una variabile;
- **WriteDatum**: funzione che scrive un dato in una allocazione della memoria SRAM;
- **BltRead**: funzione che legge un blocco di dati consecutivi di allocazione e lunghezza desiderate (vedi esempio §C.2);
- **SetSamplingPeriod**: funzione che imposta la frequenza di campionamento della scheda;

¹⁴Come visto (§4.1.2) questo tipo di alimentazione, sebbene più “sporca” di quella lineare, non aumenta sensibilmente il contributo della scheda al rumore.

- `ReadLastDatumAddr`: funzione che legge l'indirizzo dell'ultimo dato scritto sulla memoria SRAM ¹⁵;
- `SetDacOffset`: funzione che imposta la tensione di offset da mandare agli amplificatori differenziali in ingresso.

La funzione necessaria a fissare il valore della soglia per il trigger hardware `SetThresholds` deve ancora essere scritta.

Il programma scritto per l'acquisizione (§C.2) cerca le schede presenti nel *crate* e ne effettua il reset. Una volta inserito il nome dei file su cui salvare i dati viene impostata la frequenza di campionamento (ed eventualmente la modalità “media”) e comincia l'acquisizione. Il programma genera un file per ogni canale attivato¹⁶, legge i dati dalla SRAM (lettura a blocchi) e li salva su disco nel file relativo.

Scheda di adattamento

La scheda di acquisizione può ricevere in ingresso segnali differenziali simmetrici rispetto alla massa, la cui tensione, nella condizione di misura standard (§3.1), deve valere

$$V = V_+ - V_- = 2V_+ = 0 \div 10 \text{ V} \Leftrightarrow V_{\pm} = 0 \div \pm 5 \text{ V}. \quad (4.3)$$

Volendo utilizzare come tensioni di ingresso dei semplici segnali unipolari (forniti da batterie, regolatori di tensione e generatori di forme d'onda) è servita una scheda di adattamento che li potesse convertire in segnali del tipo descritto sopra. La scheda, oltre a produrre le tensioni opportune, suddivide il segnale di ingresso in modo da pilotare tutti e 12 i canali.

Questa scheda, della quale si può vedere lo schema elettrico in Figura 4.7 e una foto in Figura 4.16 a pagina 103, è basata sull'utilizzo degli stessi amplificatori strumentali a guadagno unitario (*INA117* [77]) utilizzati per lo stadio di ingresso della scheda di acquisizione. Uno di essi (U9) è utilizzato come buffer di ingresso e ne pilota altri 8 (U1 - U8), ognuno dei quali fornisce il segnale (invertito o meno) a 3 pin del connettore di uscita (J2).

Oltre alla rete di amplificatori e ai ponticelli per selezionare i canali (J3) sulla scheda è stato montato un partitore (R2 - R11) con 10 resistenze di precisione (0,1%) alimentato da un regolatore di tensione da 5V (*REF195* [80]); un'altra serie di ponticelli (J7) permette di escludere l'ingresso coassiale (J1)

¹⁵L'ultima allocazione della memoria SRAM è dedicata all'indirizzo dell'ultimo dato scritto dall'FPGA master sulla memoria stessa.

¹⁶Al nome inserito inizialmente viene aggiunto il numero del canale e un numero consecutivo incrementato ogni volta che un file raggiunge la lunghezza massima e ne viene aperto uno nuovo.

e selezionare una delle tensioni fornite dal partitore (da 0 a 5V a passi di 0,5 V). Questo partitore è stato utile per effettuare le misure di linearità (§4.2.3).

Le alimentazioni a +8 V e -8 V sono fornite da convertitori DC/DC (rispettivamente *LM7808* e *LM7908* [81, 82]) a loro volta alimentati a ± 12 V tramite il connettore VME (J4).

Il cavo ritorto, utilizzato per collegare l'uscita della scheda di adattamento all'ingresso di quella di acquisizione, ha il filo di massa comune tagliato, in modo da non creare un giro di massa tra le due schede.

Come generatori di segnali (in DC), oltre al partitore montato sulla scheda di adattamento, sono stati utilizzati un riferimento a batterie (per tensioni fino a 1 V) e un generatore di forme d'onda.

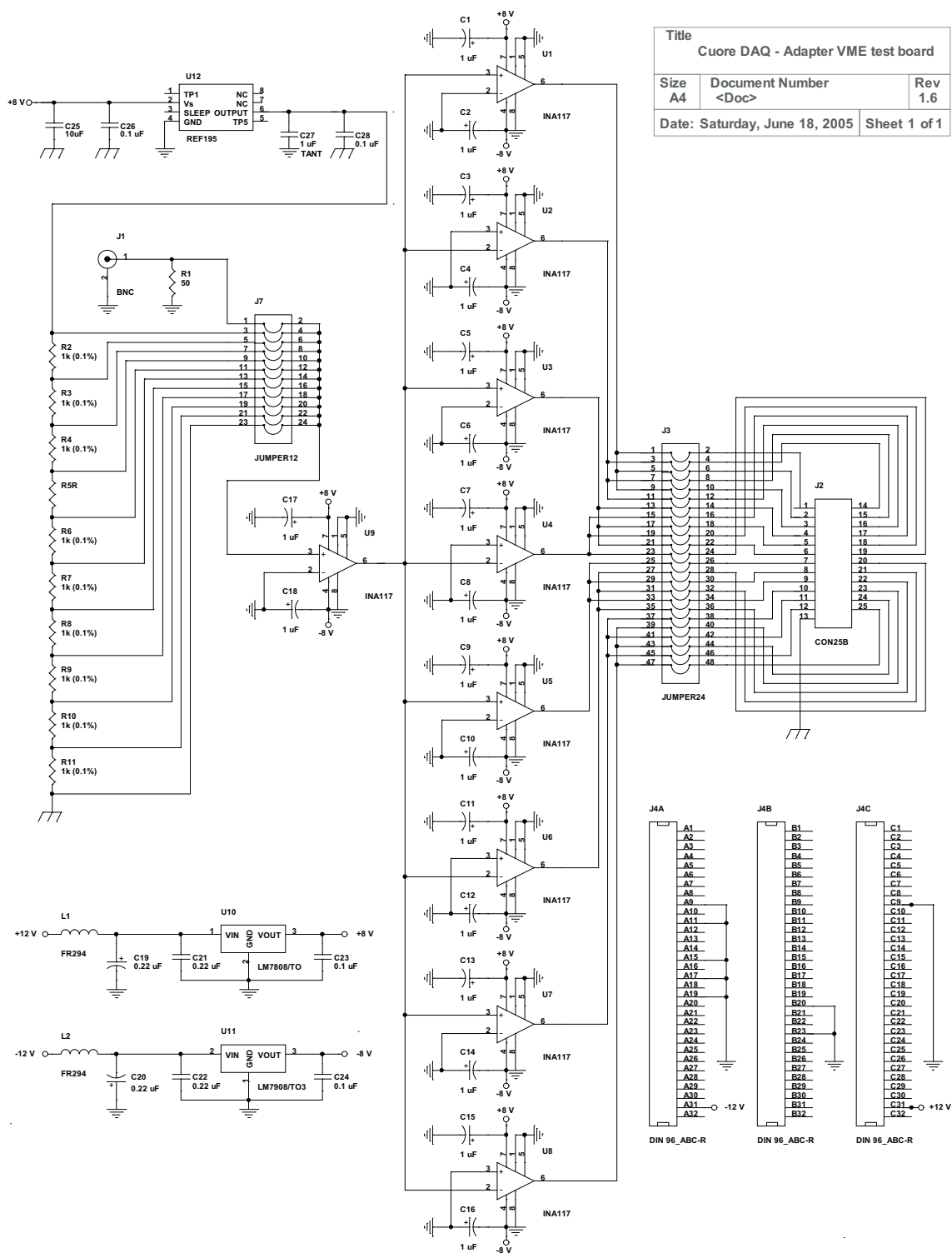


Figura 4.7: Schema elettrico della scheda di adattamento del segnale d'ingresso.

4.2.3 Misure di test

Rumore

Per stimare il rumore introdotto dal prototipo della scheda di acquisizione sono state effettuate misure in DC analoghe a quelle sul prototipo a 4 canali (§4.1.1). La misura più significativa, alla quale si riferisce la Figura 4.8, è stata effettuata mettendo a massa tutti gli ingressi in modo da misurare in uscita il solo contributo dei componenti della scheda. Questo grafico si riferisce al canale 6, ma il comportamento è risultato uniforme per tutti i canali, che hanno presentato tutte distribuzioni (gaussiane) dei valori di uscita con FWHM pari a circa 30 LSB.

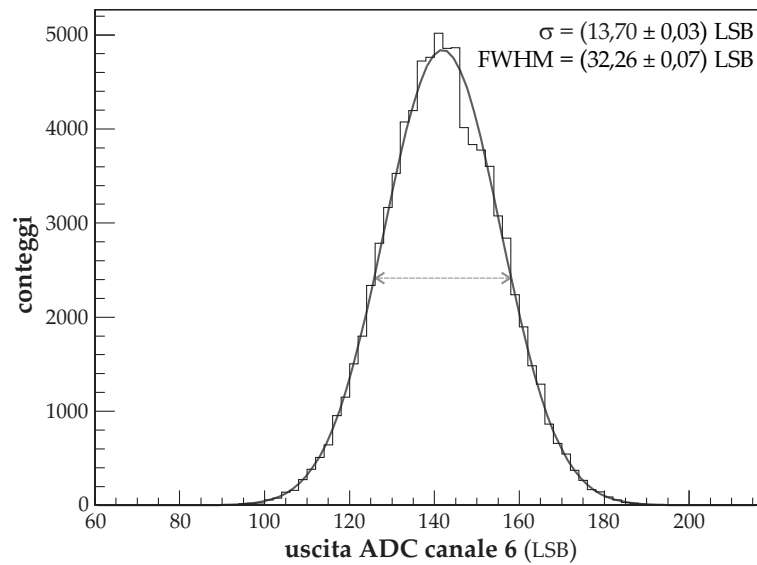


Figura 4.8: Istogramma dei conteggi dei vari valori di uscita dell'ADC del canale 6 con ingresso a massa. Il valore di FWHM è oltre il limite richiesto di un fattore circa 4.

Appare quindi un livello di rumore nettamente maggiore di quello misurato sul *piggy back* a 4 canali (~ 1 LSB) e al di sopra di quello massimo richiesto (~ 4 LSB). Tale rumore può essere dovuto a uno o più componenti analogici, ma le misure sul *piggy back* escludono possa trattarsi, se non in minima parte, dei regolatori DC/DC per le alimentazioni o degli ADC, gli stessi montati sul *piggy back*.

Quali possibili cause restano l'alimentatore del *crate* VME, che potrebbe essere più rumoroso di quello da banco utilizzato precedentemente, i DAC degli offset, che non erano presenti nel progetto iniziale o gli amplificatori

strumentali (*INA117*) che hanno sostituito i semplici operazionali (*AD8021*) del *piggy back*.

L'alimentatore VME è stato scartato a seguito di una misura effettuata sostituendolo con quello da banco utilizzato per il *piggy back*, misura nella quale non si è notato alcun miglioramento¹⁷.

Anche i DAC sono stati esclusi grazie a una misura effettuata senza utilizzarli (mettendo per ogni canale un offset a massa e l'altro alla tensione di riferimento usata dai DAC stessi).

L'ultimo tentativo di individuare la causa del rumore è stato quello di effettuare la misura escludendo gli amplificatori differenziali in ingresso, mandando cioè il segnale direttamente all'ADC; tale misura ha dimostrato, come si può vedere dal grafico di Figura 4.9, che la causa principale del rumore sono proprio questi componenti.

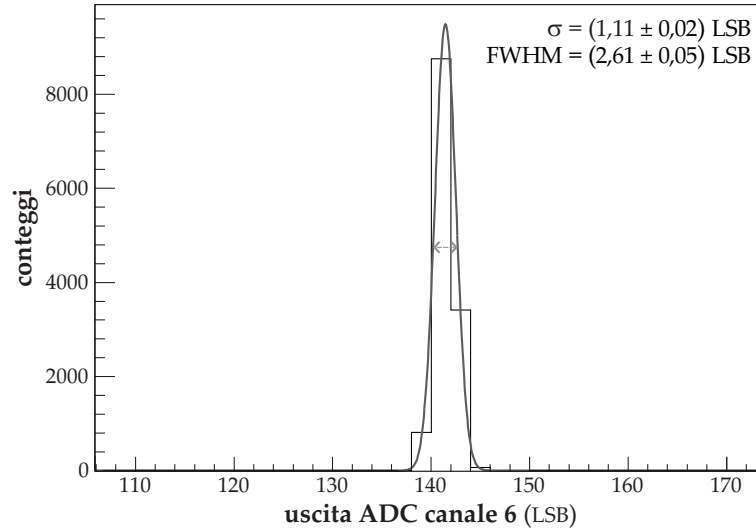


Figura 4.9: Istogramma dei conteggi dei vari valori di uscita dell'ADC del canale 6 ottenuto escludendo l'amplificatore differenziale dello stadio di ingresso.

Grazie a questa verifica si è deciso che le prossime schede costruite torneranno a montare gli amplificatori operazionali già utilizzati sul *piggy back* a 4 canali e non più i differenziali *INA117*. Nonostante questo problema le prestazioni di rumore possono essere migliorate sfruttando l'ampio margine sulla frequenza di campionamento: la scheda infatti è capace di campionare a 100 kHz contro i 5 kHz richiesti per il DAQ; questo margine può essere sfrut-

¹⁷Con questa misura è stato anche escluso un possibile contributo delle ventole di raffreddamento del *crate*, che non sono state alimentate durante l'utilizzo dell'alimentatore da banco.

tato per effettuare una media software dei dati campionati, riducendo così il rumore della singola misura al costo di abbassare la velocità di acquisizione.

La media software può essere affidata al programma di acquisizione (cioè al PC) oppure direttamente alla scheda in modo da abbattere il flusso di dati sul bus VME. Con questa finalità è stata implementata la funzione di media sull'FPGA slave (vedi §4.2.1), che permette di mediare i dati sommando un numero programmabile di campioni.

Nel grafico di Figura 4.10 si possono vedere gli effetti dell'operazione di media su 16 o 64 campionamenti consecutivi che porta a una diminuzione della larghezza della gaussiana da 32 LSB a circa 8 e 4 LSB rispettivamente. Le varie modalità di media e i dati relativi a velocità di acquisizione e rumore sono riassunti nella Tabella 4.2.

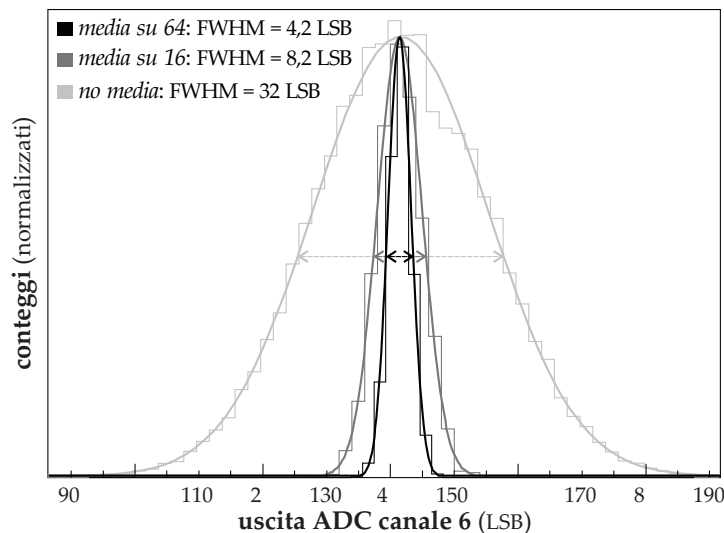


Figura 4.10: Istogramma dei conteggi ottenuto senza mediare confrontato con quelli ottenuti mediando su 16 e 64 campionamenti successivi e relativi fit.

<i>campionamenti mediati</i>	<i>frequenza di campionamento</i>	<i>errore FWHM</i>
1	100 kHz	~32 LSB
16	6,25 kHz	~8 LSB
64	1,56 kHz	~4 LSB

Tabella 4.2: Frequenza di campionamento e livello di rumore al variare del numero di campionamenti consecutivi mediati.

Si può notare che al momento la scheda è in grado di soddisfare i requisiti di rumore (4 LSB) a patto di campionare circa un fattore 3 più lentamente

delle specifiche massime richieste (5 kHz). Campionando invece a frequenza maggiore il rumore è circa il doppio di quello massimo richiesto. Questa limitazione è però dovuta a problemi noti (amplificatori rumorosi) che saranno quindi risolti con il prossimo prototipo.

L'idea di mediare i dati, che è nata dall'esigenza di ridurre il rumore per rientrare nelle specifiche richieste, risulterà comunque utile per ottimizzare le prestazioni della scheda anche una volta che il contributo maggiore al rumore sarà abbattuto sostituendo gli amplificatori. Il software si occuperà di mediare i dati su un numero di campionamenti¹⁸ il più alto possibile compatibilmente con la velocità di acquisizione richiesta.

Linearità

Ogni canale di acquisizione (vedi Figura 4.11) è fornito di un ADC i cui ingressi V_1 e V_2 sono pilotati da due amplificatori differenziali a guadagno unitario ($G = 1 \pm 0,05\%$ [77]). Questi componenti, assieme ai partitori resistivi in ingresso, possono contribuire alla non linearità della risposta della scheda.

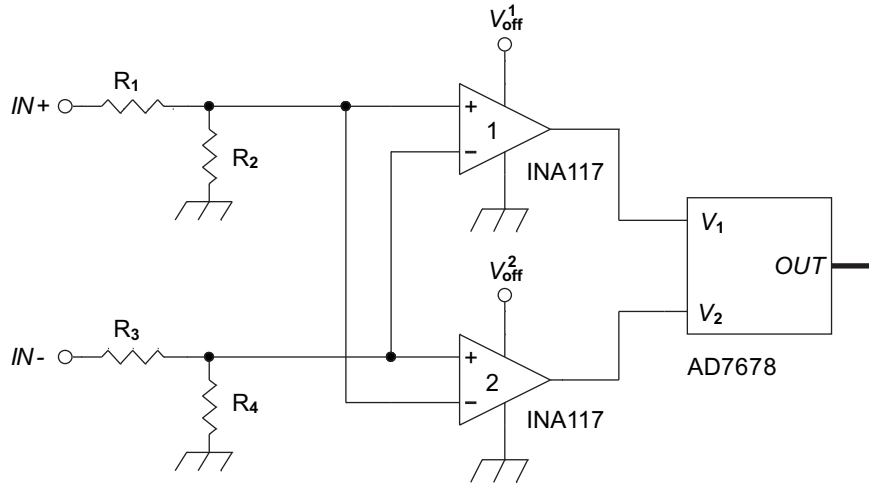


Figura 4.11: Stadio di ingresso di un singolo canale della scheda di acquisizione: gli ingressi simmetrici IN_+ (positivo) e IN_- (negativo) vanno a due buffer (INA117) le cui uscite V_1 e V_2 vanno all'ADC (AD7678).

Gli ADC hanno una $INL = 9,5 \text{ ppm}$ ($2,5 \text{ LSB}$)¹⁹ [71], mentre per gli amplificatori differenziali vale 10 ppm (del fondoscala, 5 V nel nostro caso).

¹⁸Si ricorda che il numero di campioni mediati è una potenza di 2 perché l'operazione di divisione per una potenza di 2 si ottiene facilmente, a livello di logica digitale, con uno shift verso destra del dividendo.

¹⁹L'*Integral Non Linearity* è definita come il massimo scostamento della risposta di un convertitore, al variare del segnale di ingresso, dal valore atteso (calcolato dal best fit).

Considerando ora la funzione di trasferimento dell'intero stadio analogico, il segnale in ingresso all'ADC vale

$$V_1 - V_2 = G_1^+ \alpha IN_+ - G_1^- \beta IN_- + V_1^{\text{off}} - G_2^- \beta IN_- + G_2^+ \alpha IN_+ + V_2^{\text{off}} \quad (4.4)$$

dove $G_1^+ \cong G_1^- \cong G_2^+ \cong G_2^- \cong 1$ sono i guadagni unipolari degli amplificatori differenziali e $\alpha = \frac{R_2}{R_1+R_2} \cong \frac{1}{2}$ e $\beta = \frac{R_4}{R_3+R_4} \cong \frac{1}{2}$ sono i guadagni dei partitori resistivi. Questo valore può essere riscritto, a meno di termini additivi costanti (V^{off}), in questo modo

$$V_1 - V_2 = (G_1^+ \alpha + G_2^- \beta)(IN_+ - IN_-) + (G_2^+ \alpha - G_2^- \beta)IN_+ + (G_1^+ \alpha - G_1^- \beta)IN_- \quad (4.5)$$

La non linearità sarà tanto più marcata quanto più la somma degli ultimi due addendi si discosta dallo zero. Nel caso ideale in cui i due amplificatori siano perfettamente identici ($G_1^\pm = G_2^\pm = G^\pm$) questa vale

$$(G^+ \alpha - G^- \beta)(IN_+ + IN_-). \quad (4.6)$$

e quindi si annulla per segnali di ingresso perfettamente simmetrici rispetto alla massa.

In pratica per stimare il contributo totale massimo della scheda alla non linearità bisogna sommare alle 9,5 ppm (2,5 LSB) degli ADC le 10 ppm di ognuno dei due amplificatori e il contributo massimo dovuto alla non simmetria degli ingressi (4.6), che nel caso dei segnali utilizzati per le misure di test vale 5 ppm²⁰. In totale risulta quindi un valore massimo atteso per INL pari a $\sqrt{9,5^2 + 2 \cdot 10^2 + 5^2} \simeq 18$ ppm che corrisponde a circa 5 LSB.

Un'altra serie di misure è stata volta quindi alla determinazione delle caratteristiche di linearità dello strumento sull'intero intervallo di ampiezze del segnale d'ingresso. Per determinare la linearità della risposta della scheda sono state effettuate misure in DC per vari valori di tensione del segnale di ingresso.

Le tensioni di ingresso, da 0 a 5 V a passi di 0,5 V, sono state fornite grazie al partitore presente sulla scheda di adattamento (4.2.2). Siccome poi per queste misure non è importante solo la stabilità dei valori di tensione, ma anche la conoscenza precisa del loro valore assoluto, per misurarli è stato

Può essere espresso in LSB o come frazione del fondoscala ed esprime appunto quanto errore (massimo) si possa commettere nell'assumere un comportamento perfettamente lineare dello strumento.

²⁰Avendo utilizzato gli stessi amplificatori dello stadio di ingresso della scheda di acquisizione anche sulla scheda di adattamento (vedi §4.2.2) la non simmetria dei segnali prodotti è dovuta alla disuniformità di guadagno dei componenti ($< 0,05\%$). Questa, moltiplicata per la differenza dei guadagni dei due partitori di ingresso, che sono identici a meno dell'1%, vale 5 ppm.

utilizzato un multimetro digitale di precisione (*Agilent 34401A* da 6 digit e $\frac{1}{2}$ [83]).

Le misure effettuate per il canale 6 sono riportate in Tabella 4.3. Gli altri canali, misurati contemporaneamente, hanno presentato comunque risultati analoghi (vedi oltre). Il grafico dei dati e il risultato del best fit relativo sono riportati in Figura 4.12.

V_{IN} (V)	ADC out (LSB)
$0,49910 \pm 0,000011$	$23890,9 \pm 0,1$
$0,99632 \pm 0,000019$	$47556,2 \pm 0,1$
$1,4925 \pm 0,00006$	$71173,7 \pm 0,1$
$1,9886 \pm 0,00007$	$94784,1 \pm 0,1$
$2,4851 \pm 0,00008$	$118415,0 \pm 0,1$
$2,9830 \pm 0,00008$	$142113,0 \pm 0,1$
$3,4826 \pm 0,00009$	$165893,0 \pm 0,1$
$3,9851 \pm 0,00010$	$189813,0 \pm 0,1$
$4,4914 \pm 0,00011$	$213911,0 \pm 0,1$
$5,0013 \pm 0,00012$	$238179,0 \pm 0,1$

Tabella 4.3: Uscita dell'ADC (canale 6) in funzione della tensione di ingresso.

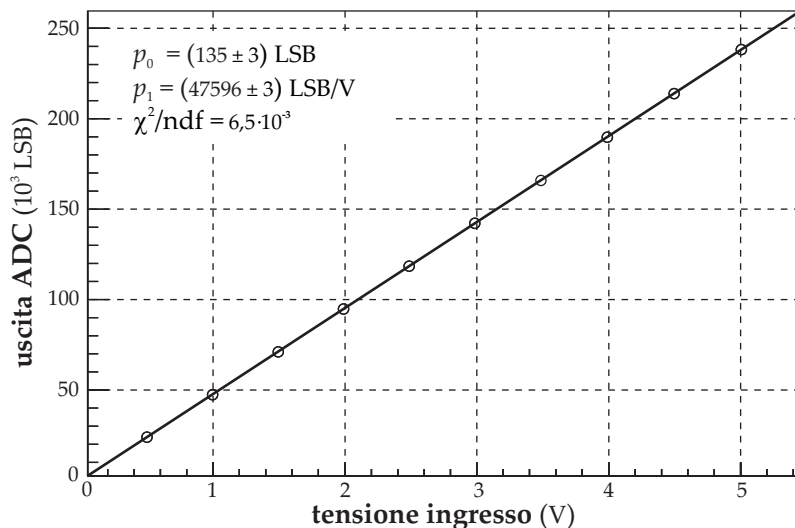


Figura 4.12: Grafico dei dati della Tabella 4.3 e fit con una retta (le barre d'errore sono troppo piccole per vedersi).

L'andamento dei punti è “visivamente” in ottimo accordo con la legge lineare e la stessa cosa vale anche per gli altri canali. Un'analisi più approfondita dei dati ha mostrato che i valori misurati si discostano da quelli previsti dalla legge

lineare al più di circa 4 LSB (vedi grafico di Figura 4.13)²¹, valore inferiore a quello massimo atteso.

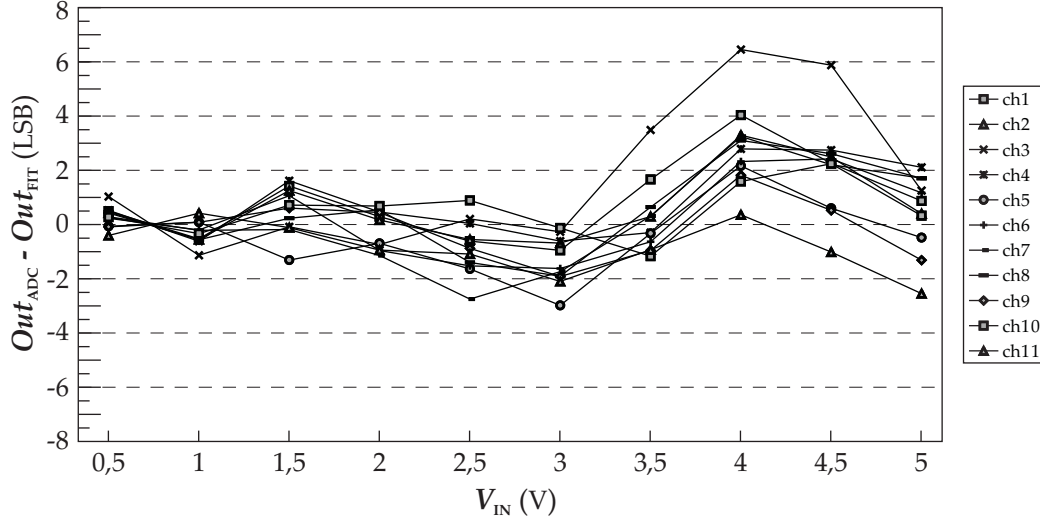


Figura 4.13: Andamento con la tensione di ingresso della differenza fra valori calcolati (best fit) e misurati dell'uscita degli ADC (il canale 3 mostra uno scostamento anomalo da quello lineare e ciò è dovuto presumibilmente a un effetto spurio frutto di un problema di assemblaggio di qualche componente di quel canale).

Tutti i canali hanno caratteristiche di guadagno e offset decisamente simili fra loro (vedi risultati dei fit riportati nella Tabella 4.4); le lievi differenze sono visibili nei grafici di Figura 4.14 dove la scala degli assi verticali è stata opportunamente espansa. Inoltre si nota come la variazione del guadagno per due serie di misure effettuate a giorni di distanza sia praticamente costante per ogni canale, lasciando intuire che la motivazione di detta variazione risieda in un cambiamento della temperatura del laboratorio²². La differenza degli offset è invece troppo piccola per essere visibile sul grafico.

In conclusione i test effettuati sulla scheda ne hanno verificato il corretto funzionamento sia per quanto riguarda la parte digitale che quella analogica e le caratteristiche di rumore e linearità soddisfano le richieste generali del sistema DAQ.

Serviranno comunque ancora una lunga serie di altri test, parte dei quali saranno effettuati nei prossimi mesi ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso utilizzando segnali provenienti dai rivelatori di Cuoricino.

²¹Il canale 3 ha un comportamento mediamente peggiore rispetto agli altri e ciò probabilmente è dovuto ad alcuni interventi fisici (saldature manuali) sul circuito durante la fase di messa a punto della scheda.

²²In futuro una campagna di misure ripetute su lunghi periodi servirà a verificare la dipendenza dei parametri di risposta della scheda dalla temperatura ambientale.

canale	5 maggio 2005		17 maggio 2005	
	guadagno (p_1)	offset (p_0)	guadagno (p_1)	offset (p_0)
1	47671 ± 3	-276 ± 3	47630 ± 3	-278 ± 3
2	47580 ± 3	-298 ± 3	47539 ± 3	-298 ± 3
3	47513 ± 3	200 ± 3	47473 ± 3	216 ± 3
4	47666 ± 3	-825 ± 3	47624 ± 3	-813 ± 3
5	47645 ± 3	-3 ± 3	47603 ± 3	14 ± 3
6	47596 ± 3	135 ± 3	47556 ± 3	149 ± 3
7	47626 ± 3	111 ± 3	47587 ± 3	125 ± 3
8	47617 ± 3	-207 ± 3	47576 ± 3	-187 ± 3
9	47650 ± 3	513 ± 3	47609 ± 3	529 ± 3
10	47658 ± 3	-393 ± 3	47617 ± 3	-379 ± 3
11	47544 ± 3	108 ± 3		

Tabella 4.4: Parametri dei fit di linearità per i canali dall'1 all'11 calcolati su misure effettuate a distanza di alcuni giorni: il parametro p_1 è la pendenza della retta e corrisponde al guadagno (espresso in LSB/V) mentre p_0 è l'intercetta, cioè l'offset (espresso in LSB).

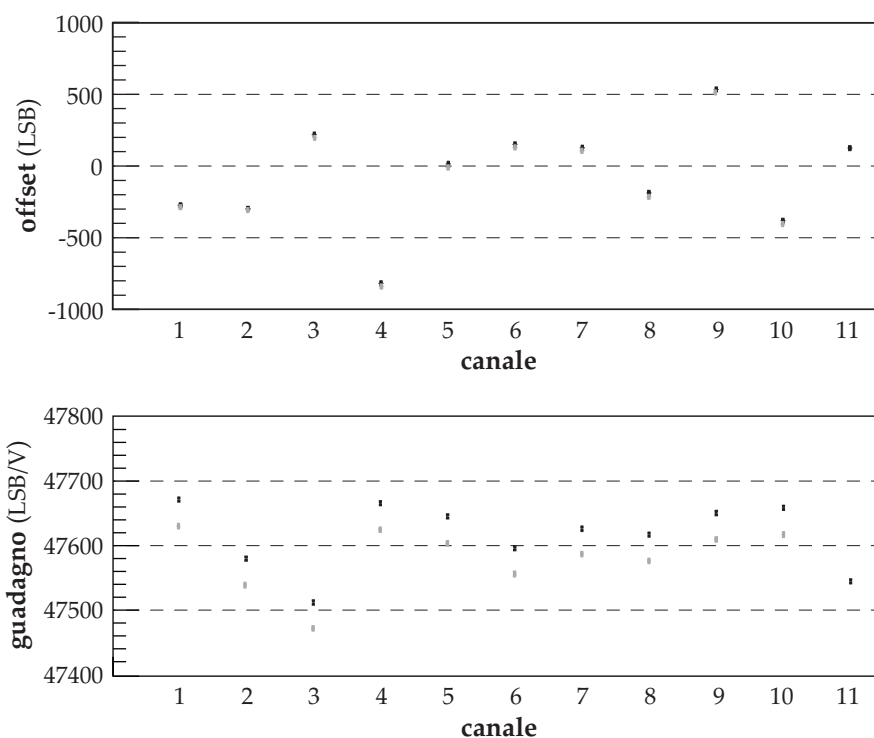


Figura 4.14: Valori di offset e guadagno dei vari canali estrapolati dai fit lineari su due serie di misure effettuate a giorni di distanza.

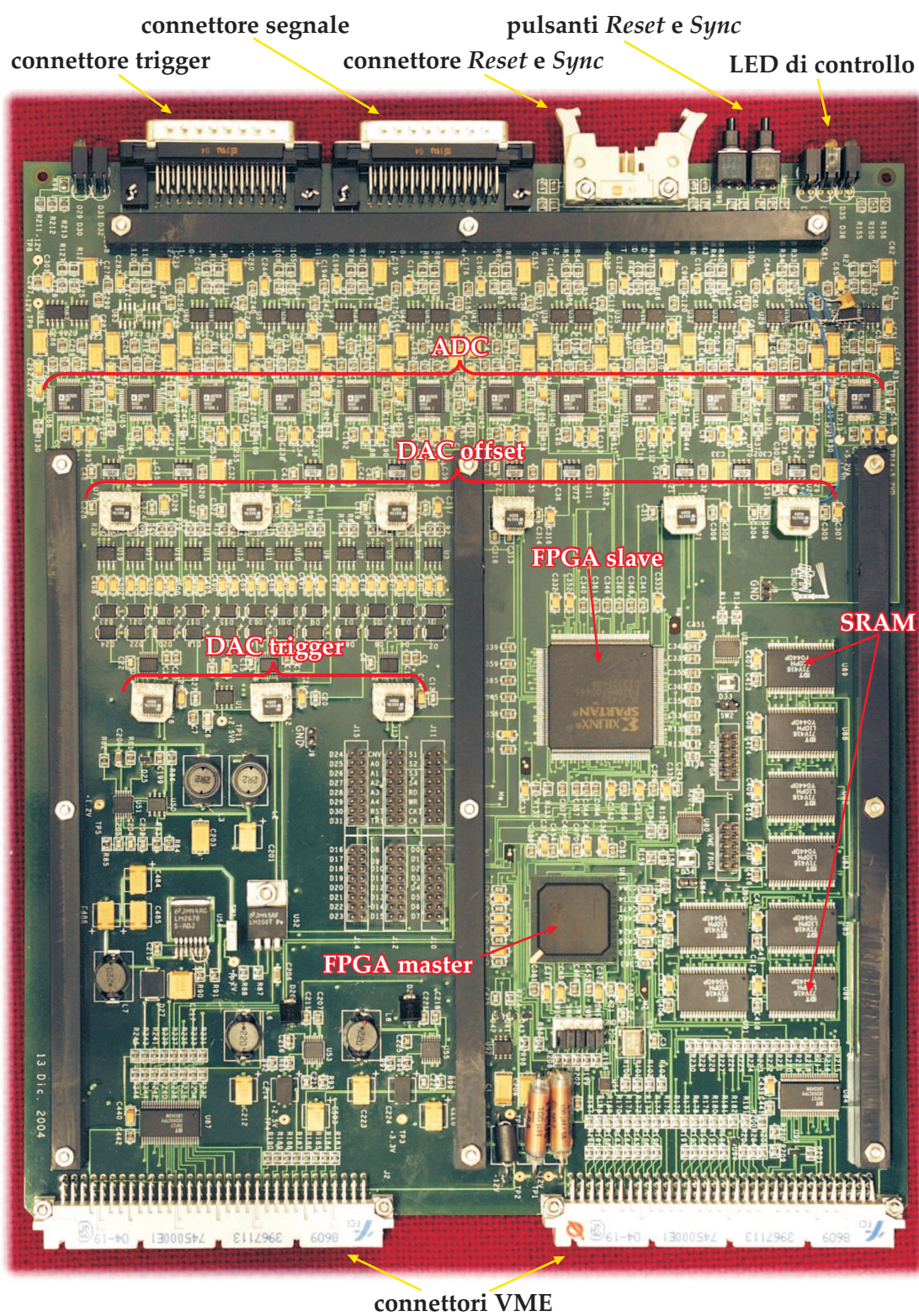


Figura 4.15: Foto del prototipo della scheda di acquisizione dati.

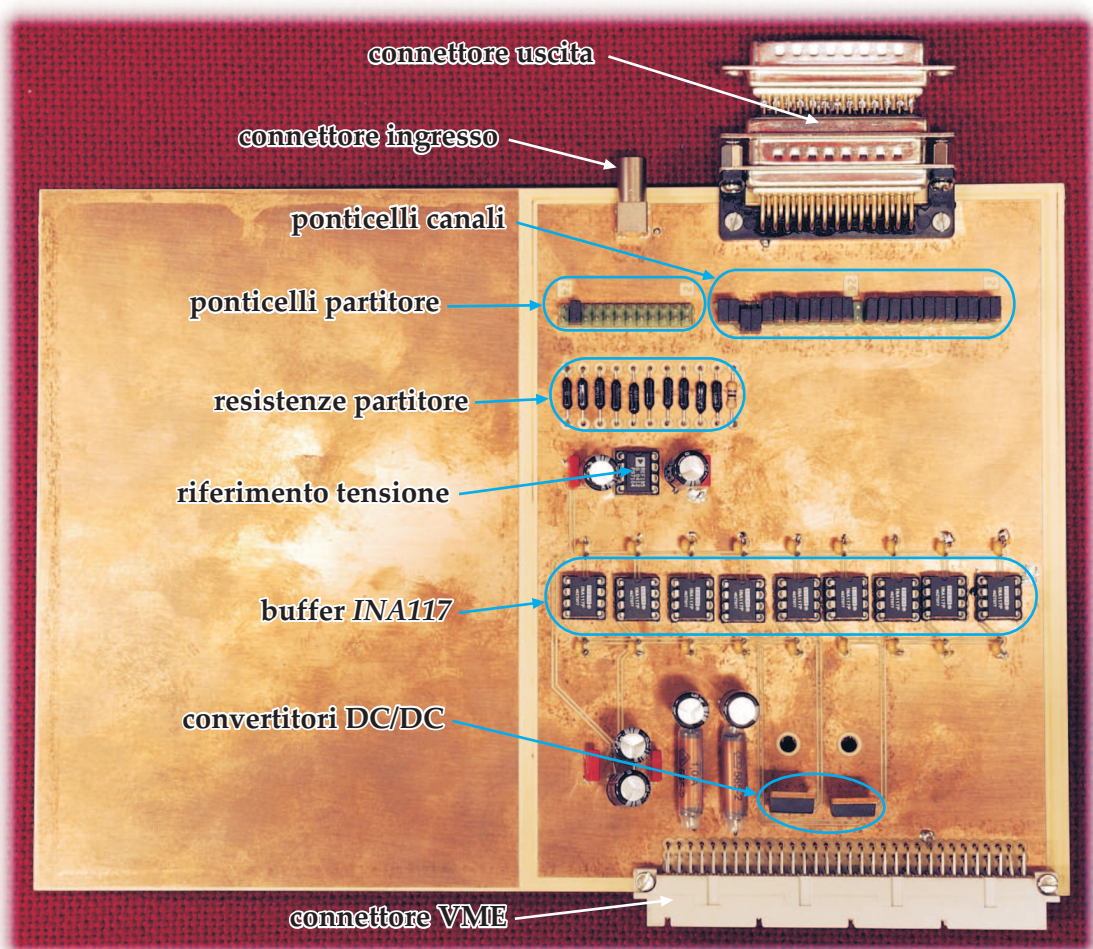


Figura 4.16: Foto della scheda di adattamento del segnale.

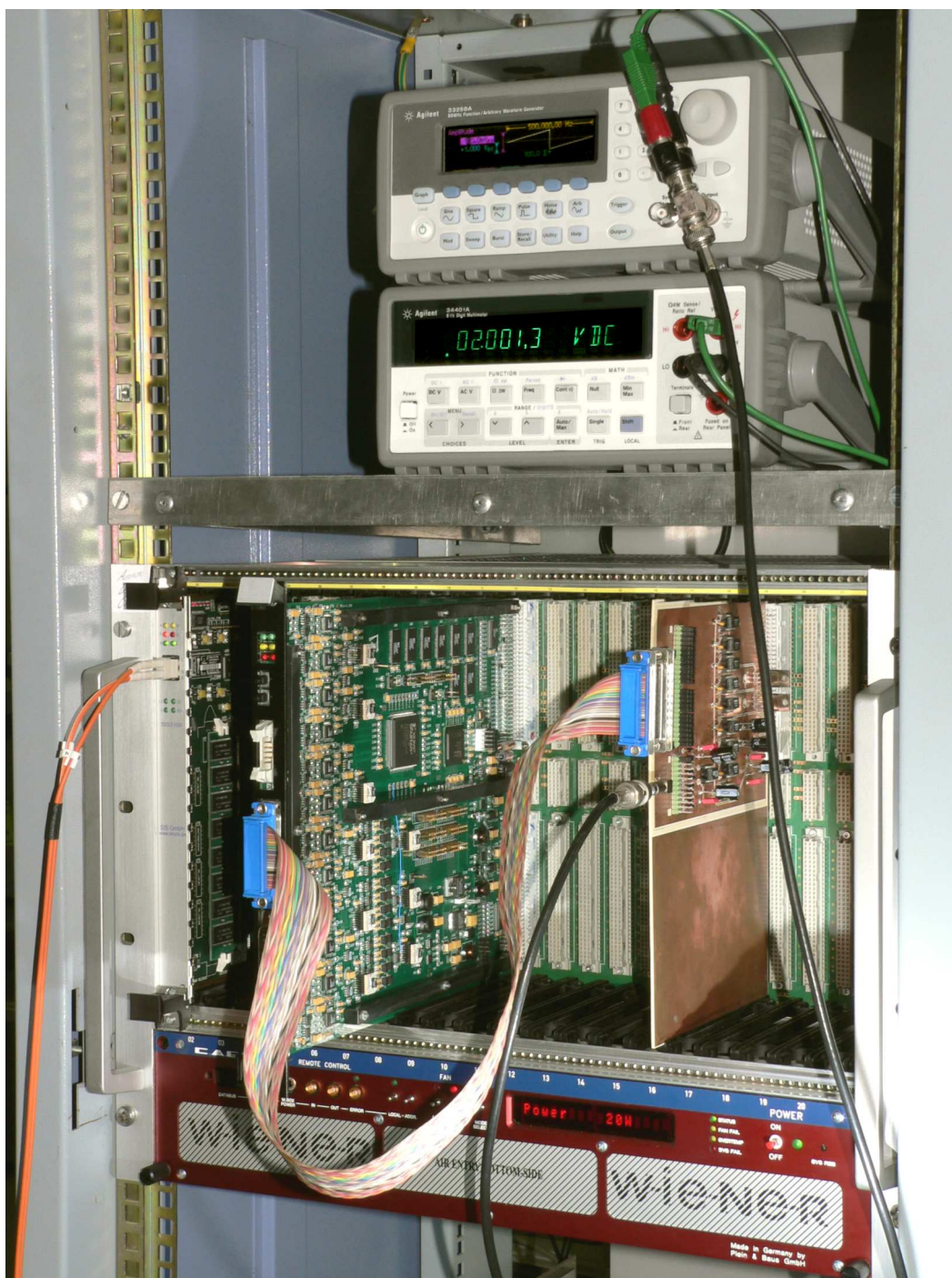


Figura 4.17: Foto dell'apparato di misura: nel *crate* VME sono inserite, da sinistra, la scheda *Struck*, la scheda di acquisizione e quella di adattamento. Sul piano superiore si vedono il multimetro digitale di precisione e il generatore di forme d'onda.

Conclusioni

CUORE è un progetto molto ambizioso e necessita di un sistema di acquisizione dati all'avanguardia, che sia capace di campionare segnali provenienti da 1000 canali con una precisione molto elevata, in modo da non corrompere la risoluzione della misura.

Questa tesi è frutto del mio lavoro allo sviluppo della scheda di digitalizzazione che è il cuore di questo sistema e deve essere capace di acquisire continuamente segnali da 12 canali con una precisione di 16 bit reali sul singolo campionamento. Il mio contributo è servito a verificare la fattibilità di una misura con precisione così alta, a progettare la logica della scheda e a verificarne le caratteristiche grazie a un prototipo completo.

Ho verificato che si possono ottenere livelli di rumore inferiori a una parte su 2^{16} campionando a una frequenza di 100 kHz e che, abbassando la velocità, si possono ottenere risultati ancora migliori.

Ho scritto e messo a punto il codice dell'FPGA slave (componente programmabile che si occupa del campionamento) verificandone il corretto funzionamento e il protocollo di dialogo con la restante parte della logica digitale della scheda.

Ho progettato una scheda di test capace di generare i segnali differenziali necessari a testare la scheda di acquisizione. Ho scritto un programma (C++) per l'interfaccia con il calcolatore tramite il bus VME e l'ho testato raccogliendo le misure necessarie a caratterizzare il prototipo.

Dall'analisi dei dati raccolti è risultato che la scheda è capace di lavorare rispettando le specifiche di rumore imposte e inoltre sarà possibile migliorarle ancora sostituendo alcuni componenti e ottimizzando la frequenza di acquisizione. La linearità della risposta è risultata compatibile con quella attesa: i valori misurati non si discostano dall'andamento lineare per più di 150 parti per milione.

La scheda di acquisizione ha quindi dimostrato di avere caratteristiche in DC assolutamente entro quelle richieste dall'esperimento. Prossimamente saranno effettuate misure anche con impulsi reali e i test continueranno ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso dove si potranno utilizzare i segnali provenienti dai rivelatori di Cuoricino.

Appendice A

Formalismo delle oscillazioni

Ammettiamo che gli autostati dell'interazione debole ν_e , ν_μ e ν_τ non coincidano con gli stati di massa definita, che chiameremo ν_1 , ν_2 e ν_3 , e chiamiamo U la matrice unitaria che connette i due insiemi; avremo allora:

$$\nu_\alpha = \sum_j U_{\alpha j} \nu_j \quad (\text{A.1})$$

$$\nu_j = \sum_\beta U_{j\beta}^\dagger \nu_\beta \quad (\text{A.2})$$

dove $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ e $j = 1, 2, 3$.

Ammetteremo che ciascun autostato di massa $|j\rangle$ sia in un autostato dell'impulso (P) e che quindi abbia un'energia data da $E_j = \sqrt{P^2 + m_j^2}$. La matrice di mixing U è in generale complessa, se CP è violato. La relazione [A.1](#), scritta in forma esplicita è:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Nel caso generale in cui CP sia violato, e di conseguenza U sia complessa, questa viene spesso parametrizzata nella forma (analoga a quella adoperata per descrivere il mixing nel settore dei quark: matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa):

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

dove si è fatto uso delle abbreviazioni: $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ e $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. Con questo formalismo il mixing diventa dipendente solo dai tre angoli (detti appunto

“di mixing”) θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} e dalla fase δ che descrive la violazione di CP. Un neutrino di sapore definito prodotto all’istante $t = 0$, può essere espresso come combinazione lineare degli autostati di massa, usando la A.1. In assenza di interazioni, ciascun autostato di massa sarà descritto da un’onda piana:

$$|\nu_j\rangle_t = |\nu_j\rangle_0 e^{i(P_x - E_j t)} \quad (\text{A.5})$$

dove E_j è l’energia dello stato j -esimo di massa definita m_j , P il suo impulso (che si suppone uguale per tutti gli stati la cui sovrapposizione costituisce il neutrino prodotto con sapore definito) e dove i è l’unità immaginaria. Il fattore e^{iP_x} , comune a tutti gli autostati di massa, costituisce un fattore di fase globale che d’ora in avanti potrà esser trascurato.

All’istante t , lo stato che era stato prodotto per $t = 0$ come autostato α del sapore, sarà allora esprimibile nella forma:

$$|\nu_\alpha\rangle_t = \sum_j U_{\alpha j} e^{-iE_j t} |\nu_j\rangle_0. \quad (\text{A.6})$$

Se effettuassimo un esperimento che misura il sapore dello stato al tempo t , troveremmo per l’ampiezza di probabilità di un sapore β

$$A(\alpha \rightarrow \beta) = \langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle_t = \sum_j U_{\alpha j} e^{-iE_j t} \langle \nu_\beta | \nu_j \rangle_0. \quad (\text{A.7})$$

Il termine $\langle \nu_\beta | \nu_j \rangle_0$ rappresenta l’ampiezza di probabilità di trovare il sapore $\langle \nu_\beta |$ in un sistema nello stato $|\nu_j(0)\rangle$. Facendo ora uso della A.2, troviamo

$$A(\alpha \rightarrow \beta) = \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-iE_j t}. \quad (\text{A.8})$$

La probabilità di trovare dopo un tempo t un neutrino di sapore β , partendo a $t = 0$ con uno di sapore α è il modulo quadro di tale ampiezza, cioè

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta}(t) &= \left| \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-iE_j t} \right|^2 = \\ &= \left(\sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-iE_j t} \right) \left(\sum_k U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{iE_k t} \right) = \\ &= \sum_{jk} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-i(E_j - E_k)t}. \end{aligned}$$

Notiamo ora che

$$E_j = \sqrt{P^2 + m_j^2} \simeq P \left(1 + \frac{m_j^2}{2P^2} \right)$$

$$E_k = \sqrt{P^2 + m_k^2} \simeq P \left(1 + \frac{m_k^2}{2P^2} \right)$$

per cui

$$E_j - E_k \simeq \frac{m_j^2 - m_k^2}{2P} \simeq \frac{m_j^2 - m_k^2}{2E} \equiv \frac{\delta m_{jk}^2}{2E}.$$

L'ultima relazione scritta diventa allora

$$P_{\alpha\beta}(t) = \sum_{jk} \Re(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \cos \frac{\delta m_{jk}^2}{2E} t +$$

$$\sum_{jk} \Im(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin \frac{\delta m_{jk}^2}{2E} t.$$

Facciamo ora uso della sostituzione

$$\cos x = 1 - 2 \sin^2 \frac{x}{2}$$

per riscrivere l'ultima equazione nella forma

$$P_{\alpha\beta}(t) = \sum_{jk} \Re(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) - 2 \sum_{jk} \Re(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 \frac{\delta m_{jk}^2}{4E} t$$

$$+ \sum_{jk} \Im(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin \frac{\delta m_{jk}^2}{2E} t.$$

I termini con $j = k$ nelle due sommatorie contenenti i termini sinusoidali sono ovviamente nulli. Data poi la simmetria rispetto ad uno scambio di j con k , possiamo limitarci ad effettuare la somma dei termini con $j \neq k$ e $j > k$ e moltiplicare poi per 2. Inoltre il termine $\sum_{jk} \Re(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k})$ è uguale a $\delta_{\alpha\beta}$. Otteniamo in tal modo

$$P_{\alpha\beta}(t) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \Re(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 \frac{\delta m_{jk}^2}{4E} t +$$

$$+ 2 \sum_{j>k} \Im(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin \frac{\delta m_{jk}^2}{2E} t.$$

Ripristinando i fattori $\hbar$ e c ignorati, l'argomento del primo dei due termini sinusoidali può essere riscritto come

$$\frac{1,267 \delta m_{jk}^2 (\text{eV}^2) L(\text{m})}{E(\text{MeV})}$$

dove L è il tratto percorso dal neutrino nel tempo t . L'argomento del secondo termine sinusoidale è ovviamente il doppio del primo. In definitiva, la probabilità che lo stato α evolva nello stato β (con $\alpha \neq \beta$) dopo un tratto L , è

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta}(L) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \Re(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 1,267 \frac{\delta m_{jk}^2}{E} L + \\ & + 2 \sum_{j>k} \Im(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin 2,534 \frac{\delta m_{jk}^2}{E} L \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

dove δm_{jk}^2 è espresso in eV^2 , L in metri ed E in Mev (o equivalentemente, L in chilometri ed E in Gev). L'andamento di uno generico dei termini nella sommatoria a secondo membro in tale espressione, al variare di L/E , è di tipo sinusoidale. La lunghezza d'oscillazione è

$$\lambda_{jk} = \frac{\pi E}{1,267 \delta m_{jk}^2} = 2,48 \frac{E}{\delta m_{jk}^2}. \quad (\text{A.10})$$

Notiamo che δm_{ij}^2 e quindi λ_{ij} possono essere negativi. L'espressione A.9 non consente di determinare il loro segno. In essa sono presenti, nel caso di tre neutrini, tre diversi termini oscillanti, corrispondenti alle tre differenze quadratiche di massa

$$\delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2 \quad \forall i, j = 1, 2, 3$$

con

$$\delta m_{ij}^2 + \delta m_{jk}^2 = \delta m_{ik}^2 = -\delta m_{ki}^2 \quad \forall i, j = 1, 2, 3$$

Un caso particolarmente interessante è quello in cui, delle due differenze quadratiche di massa indipendenti, una sia molto minore delle altre. Ammettiamo ad esempio che sia

$$\delta m_{21}^2 \ll \delta m_{32}^2 \approx \delta m_{31}^2.$$

In tal caso, delle tre lunghezze d'oscillazione presenti nella A.9, una è molto maggiore delle altre due. Più precisamente avremo:

$$|\lambda_{12}| = 2,48 \frac{E}{|\delta m_{12}^2|} \gg |\lambda_{32}| = 2,48 \frac{E}{|\delta m_{32}^2|} \simeq |\lambda_{31}| = 2,48 \frac{E}{|\delta m_{31}^2|}.$$

In tal caso, a distanze piccole rispetto a $|\lambda_{12}|$, ma grandi rispetto a $|\lambda_{32}|$ e $|\lambda_{31}|$, vedremo solo l'effetto delle oscillazioni associate alle differenze di massa δm_{32}^2 e δm_{31}^2 . Se viceversa siamo a distanze dell'ordine o maggiori di $|\lambda_{12}|$, vedremo l'effetto delle oscillazioni associate a tutte le differenze di massa.

Esaminando ora in dettaglio il caso delle oscillazioni tra due soli sapori e due soli autostati di massa ammettiamo che la matrice unitaria U , che lega gli autostati del sapore a quelli di massa sia reale; scriveremo allora:

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos\theta|\nu_1\rangle + \sin\theta|\nu_2\rangle \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin\theta|\nu_1\rangle + \cos\theta|\nu_2\rangle \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

dove θ è l'angolo di mescolamento. Si può verificare che $\langle\nu_\mu|\nu_e\rangle = 0$. Poiché U è reale oltre che unitaria ($U^{-1} = U^T$) avremo:

$$U^{-1} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$$

per cui:

$$\begin{aligned} |\nu_1\rangle &= \cos\theta|\nu_e\rangle - \sin\theta|\nu_\mu\rangle \\ |\nu_2\rangle &= \sin\theta|\nu_e\rangle + \cos\theta|\nu_\mu\rangle \end{aligned}$$

Se ora un neutrino è prodotto nello stato ν_e all'istante $t = 0$ ($|\nu(t=0)\rangle = |\nu_e\rangle$) dopo un tempo t avremo:

$$|\nu(t)\rangle = \cos\theta e^{-iE_1 t}|\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-iE_2 t}|\nu_2\rangle \quad (\text{A.12})$$

con: $E_i = \sqrt{p^2 + m^2}$. La probabilità che tale stato sia un ν_μ sarà:

$$|\langle\nu_\mu|\nu(t)\rangle|^2 = |\cos\theta e^{-iE_1 t}\langle\nu_\mu|\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-iE_2 t}\langle\nu_\mu|\nu_2\rangle|^2$$

dove $\langle\nu_\mu|\nu_1\rangle = -\sin\theta$ e $\langle\nu_\mu|\nu_2\rangle = \cos\theta$, per cui:

$$|\langle\nu_\mu|\nu(t)\rangle|^2 = 4\sin^2\theta \cos^2\theta \sin^2\left(\frac{(E_1 - E_2)t}{2}\right).$$

Se il neutrino è relativistico $E_1 - E_2 = \frac{m_1^2 - m_2^2}{2E}$, per cui:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, t) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\delta m^2}{4E} t. \quad (\text{A.13})$$

Si sviluppa quindi una componente ν_μ , avente un'ampiezza massima $\sin^2 2\theta$, oscillante con periodo $T = 4\pi E / \delta m^2$, corrispondente ad una lunghezza d'oscillazione

$$L = cT = 2.5\text{m} \times \frac{E_\nu(\text{MeV})}{\delta m^2(\text{eV}^2)}. \quad (\text{A.14})$$

Appendice B

FPGA slave User's Guide

Introduction

The FPGA slave (Field Programmable Gate Array) is the programmable logic device that controls the 12 ADCs of every acquisition board in the VME bus. Once correctly programmed it manages the sampling control (programmable frequency for each board), the averaging and formatting of data and their flow to FPGA master through a buffering memory. Thus FPGA slave is physically connected only with the ADCs and FPGA master.

In a following upgrade it will provide also the first level (hardware) trigger and the average over programmable number of samples in spite of 16.

The FPGA slave is projected for continuous acquisition runs: there is a signal to reset and one to (re)start the run, but not an end command. Data could be read eternally... storage memory allowing.

B.1 Main Features

These are the main features of the FPGA slave:

- FPGA model: *Xilinx Spartan3 XC3S400-4 PQ208C* [74];
- 40 MHz clock need (rising edge active);
- 12 ADCs control (*Analogic Devices AD7678* [71]);
- 256 words x 32 bit FIFO memory for data buffering;
- 0,76 Hz up to 100 kHz sampling frequency range (0,05 Hz up to 6,25 kHz in average mode).

B.2 Pinout Description

The connection wires from FPGA slave to FPGA master and ADCs are described in Table B.1.

<i>signal</i> ¹	<i>direction</i>	<i>connection</i>	<i>description</i>
CLK	input	FPGA m.	40MHz clock (rising edge)
RESET	input	FPGA m.	reset for synchronous initialization
SYNC	input	FPGA m.	synchronization: reset FIFO memory and counters for a new run
WR_SPSET	input	FPGA m.	write enable: request for samp. period write
RD_EN	input	FPGA m.	read enable: request for data read
SELECT	input	FPGA m.	selector for average mode
FULL	output	FPGA m.	FIFO full: no additional writes can be performed
EMPTY	output	FPGA m.	FIFO empty: no additional reads can be performed
LED_READY	output	FPGA m.	ready state LED: when on FPGA waits for WR_SPSET
LED_RUN	output	FPGA m.	running state LED: when on FPGA is sampling
DATAIO	in-out	FPGA m.	input-output data bus (32 bit formatted words)
CNVST_	output	ADCs	conversion start pulse: provide the samp. at chosen frequency
ADC_RD_	output	ADCs	read ADCs: allow to read ADC if its CS_ is low
CSx_	output	ADCs	chip select: allow to read (if ADC_RD_ is low) the corresponding ADC
BUSYx	input	ADCs	ADCx busy: rises when a conversion is started and falls when data are ready
DIN	input	ADCs	data bus from ADCs (18 bit raw data)

Tabella B.1: FPGA slave pinout description.

¹Every signal with a final underscore “_” is active low, the others are active high. The “x” stays for ADC number (1 to 12).

B.3 Timing Specifications

Time parameters of FPGA slave input and output signals are listed below in Table B.2. The capital T in the symbol means that the time delay must be respected by the input signals involved. The used units are the clock period ($t_{ck} = 25\text{ns}$) and the sampling period ($t_{smp} = 10\mu\text{s} \div 1.3\text{s}$, see §B.6).

<i>parameter</i> ²	<i>symbol</i> ³	<i>min</i>	<i>max</i>	<i>unit</i>
<i>refer to fig. B.2 and §B.5</i>				
RESET pulse width	T_1	1		t_{ck}
RESET rise to CNVST_ rise delay	t_2		1	t_{ck}
RESET rise to ADC_RD_ rise delay	t_3		1	t_{ck}
RESET rise to FULL fall delay	t_4		1	t_{ck}
RESET rise to EMPTY rise delay	t_5		1	t_{ck}
RESET rise to CSx_ rise delay	t_6		1	t_{ck}
<i>refer to fig. B.3 and §B.5</i>				
WR_SPSET pulse width	T_7	1		t_{ck}
WR_SPSET rise to ready LED on	t_8		1	t_{ck}
ready LED on to running LED on	t_9	1	1	t_{ck}
WR_SPSET rise to SPSET register write	t_{10}		1	t_{ck}
<i>refer to fig. B.4 and §B.5</i>				
SYNC pulse width	T_{11}	1		t_{ck}
SYNC rise to EMPTY rise and FULL fall	t_{12}		1	t_{ck}
SYNC rise to DATAOUT and DATAIO reset	t_{13}		1	t_{ck}
<i>refer to fig. B.5 and §B.5</i>				
CNVST_ pulse width	t_{14}	1	1	t_{ck}
CNVST_ fall to ADC_RD_ rise	t_{15}	1	1	t_{ck}
CNVST_ fall to OR(BUSYx) rise	t_{16}		35	ns
OR(BUSYx) high	t_{17}		1.5	μs
OR(BUSYx) fall to ADC_RD_ fall	t_{18}		1	t_{ck}
ADC_RD_ fall to CS1_ fall	t_{19}	1	1	t_{ck}
CSx_ pulse width	t_{20}	2	2	t_{ck}
CSx_ fall to CS(x+1)_ fall	t_{21}	3	3	t_{ck}
CNVST_ pulses delay	t_{smp}	0.01	1311	ms
<i>refer to §B.5</i>				
SYNC (or WR_SPSET) rise to RD_EN rise	T_{22}		21	t_{smp}
RD_EN rise to EMPTY rise	t_{23}		302	t_{ck}
DATAIO buffer change (RD_EN high and EMPTY low)	t_{24}	1		t_{ck}

Tabella B.2: FPGA slave timing specifications.

²Some of these parameters would depend (lightly) from ADC's timing specifications [71].

³Capital T labels times that must be respected by the input signals' delays.

B.4 Working States Definition

We can define four different working states for FPGA slave. They are described below:

- *Not Reset*: before the reset pulse we don't know anything about the state of output and internal signals, so state LEDs has a random configuration;
- *Waiting*: between **RESET** and **WR_SPSET** pulses FPGA slave waits for **SPSET** register write (equals zero until now) and both LEDs are off;
- *Ready*: from the first clock pulse with **WR_SPSET** high to next one **SPSET** differs from zero, but **EN_INT** is still at zero; only ready LED is on;
- *Running*: **EN_INT** rises one clock period after ready LED rising, FPGA slave begin to sample and also running LED lights on.

	ready LED	running LED
<i>Not Reset</i>	x	x
<i>Waiting</i>	0	0
<i>Ready</i>	1	0
<i>Running</i>	1	1

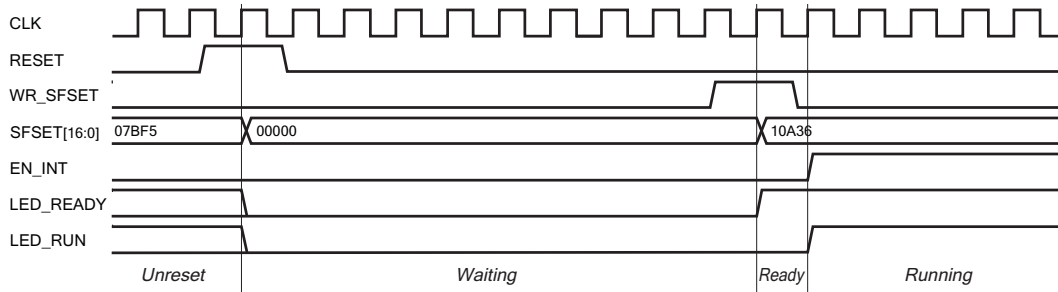


Figura B.1: Sampling and acquisition timing.

B.5 Functional Description

Once turned on and correctly programmed FPGA slave had to be reset, then it must read from FPGA master the sampling period (**SPSET** 17 bit register) by means of **DATAIO** buffer and so it can begin to sample.

FPGA master can read formatted data (**DATAOUT** 32 bit register) via **DATAIO** buffer by means of the read enable request signal (**RD_EN**). The data reading speed

must be high enough for the FIFO memory of FPGA slave to never fill up (see Table B.2 for timing details).

To launch a new acquisition run FPGA slave needs the synchronization pulse (SYNC) that resets memory, counters and every register except for SPSET.

If you want to use average mode (average over 16 successive samples) SELECT need to be high; this signal can rise also during acquisition (no need for SYNC or RESET pulses).

Machine Resetting

The reset pulse (see Figure B.2) empties FIFO memory and rises all active low output (ADC_RD_, CNVST_ and CSx_). Furthermore the pulse resets all internal registers (SPSET in particular) putting FPGA slave in *waiting* state.

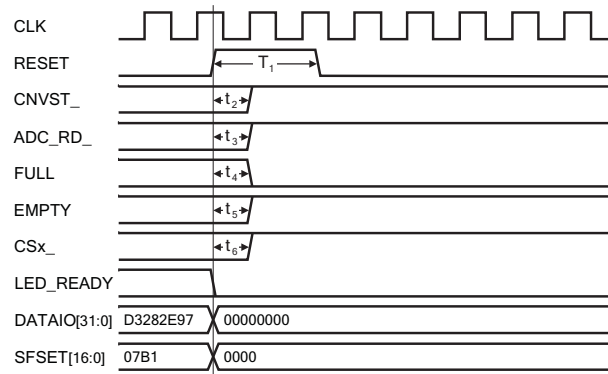


Figura B.2: Reset timing.

Sampling Period Programming

The sampling period write pulse (see Figure B.3) allows to write on SPSET register the sampling period value (see §B.6) and puts FPGA slave in *ready* state. Only during WR_SPSET pulse FPGA master can write on FPGA slave through input-output data bus (see §B.6 for details). The acquisition (CNVST_ pulses) automatically starts one clock pulse after WR_SPSET fall.

Starting a Run - Synchronism Pulse

The synchronization pulse (see Figure B.4) erases memory and all internal counters for a new acquisition run. Thus during the pulse all internal data registers are reset and, if necessary, EMPTY rises and FULL falls. Obviously SPSET register is not affected by SYNC pulse.

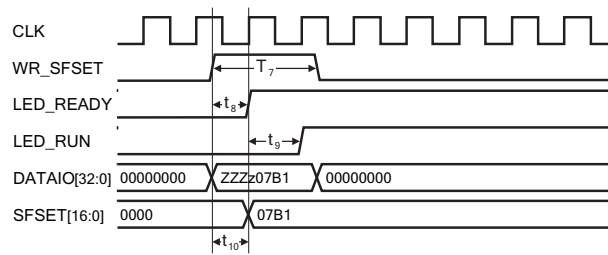


Figura B.3: Sampling period write timing.

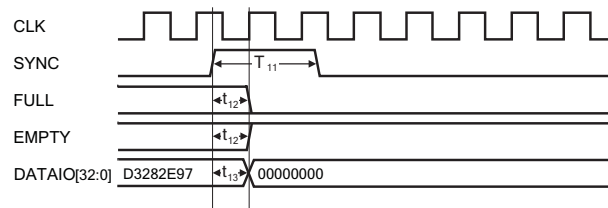


Figura B.4: Synchronization timing.

Sampling and Acquisition Process

After the conversion start pulse `ADC_RD_` rises and stays high until all `BUSYs` fall. Then the sequence of 12 chip select signals occurs to manage the sequentially read of the channels through the `DIN` input buffer. For timing details about these signals see [Figure B.5](#).

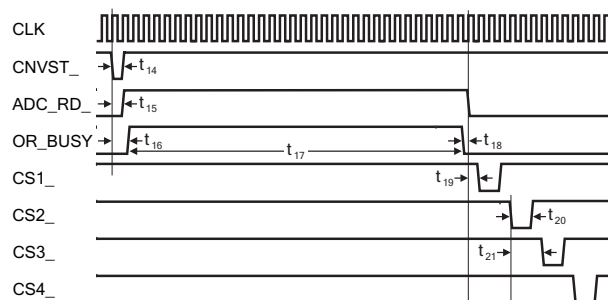


Figura B.5: Sampling timing.

Averaging

Averaging is provided by 12 buffers for the 16 samples sum⁴. Averaging occurs shifting of 4 bits the sum to right every 16 sampled data. With this function sampling frequency and data flow rate are decreased of 16 times.

Data Buffering

Data buffering is provided by a synchronous FIFO memory with 256 words depth and 32 bit data width. Thus memory can store 21 complete sampling cycles⁵.

For FIFO implementation I used a drop-in module for Xilinx FPGAs: see [84] for further product's specifications.

Data Reading

After a run start (SYNC or WR_SPSET pulse) FIFO read enable input signal must occur soon enough not to allow memory to fill up (see Table B.2 for timing details). Time between RD_EN rising and memory emptying depends on FIFO fill state, but it's never a problem because data can be read once per clock pulse, whereas acquisition process always provides a slower data flow (one datum every three clock pulses at the highest rate).⁶

B.6 Input and Output Data Transfer

FPGA slave has two data buffer, the input one from ADCs (DIN, 18 bit) and the input-output one through FPGA master (DATAIO, 32 bit).

DIN buffer is used to sequentially⁷ read the raw data from every ADC .

DATAIO is used as input buffer to read, from FPGA master, the sampling period to be written on SPSET register.

DATAIO is used instead as output buffer to send through FPGA master the 32 bit formatted data.

⁴Number of samples will be programmable from 1 to 128, however it will be a power of 2.

⁵2 channels per 21 cycles give 252 words.

⁶Data flow rate from DATAIO output buffer is 1 word per clock pulse when FIFO is not empty, 1 word per 3 clock pulses when FIFO is empty and FPGA is sampling (it depends on ADCs' data reading rate) and obviously zero when FIFO is empty and FPGA is not sampling.

⁷While acquisition by the ADCs is simultaneous because it's provided by common conversion start signal.

Sampling Period Format

The 17 bit⁸ datum written in SPSET register is the number that, multiplied by 200, gets the sampling period in unit of t_{ck} . Thus sampling period range is from 400 to 52428400 t_{ck} , (with 400 t_{ck} steps)⁹.

Output Data Format

This is the output data format:

1	4	5	4	18
<i>trigger bit</i>	<i>control counter</i>	<i>geographical address</i>	<i>channel number</i>	<i>ADC raw datum</i>

where “trigger bit” and “geographical address” are set to zero by default (FPGA master will have to write these data); “channel number” is the ADC number (0 to 11); and the “control counter” is a 4 bit number that increases every CNVST_ pulse; “ADC raw data” are the 18 bit data from each ADC.

Data I/O Writing Priority

Because of the input-output data buffer, dialog protocol between FPGA slave and FPGA master needs not to allow simultaneous write on it. FPGA slave writes on DATAIO bus if WR_SPSET is low, otherwise lets it in high impedance. Vice versa FPGA master can write on the bus only if WR_SPSET is high.

To avoid possible write conflicts due to signal propagation delays FPGA slave must wait 3 clock pulses, after WR_SPSET fall, before writing on I/O bus¹⁰. Thus DATAIO bus will be always forced (except for the 3 clock periods after WR_SPSET change) to a value, but never by FPGA slave and FPGA master at the same time.

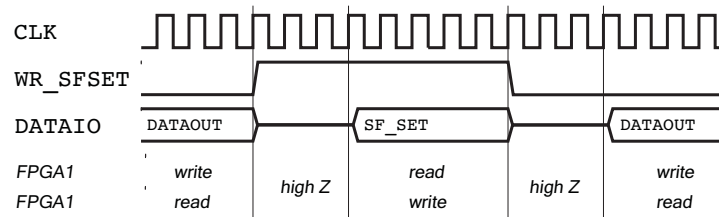


Figura B.6: Writing priorities between FPGA slave and FPGA master.

⁸The 17 less significant bits of the DATAIO buffer are used.

⁹With $t_{smp} = 400 \cdot SPSET \cdot t_{ck}$ and $1 = 2^0 < SPSET < 2^{17} - 1 = 131071$.

¹⁰A similar care is needful for FPGA master to avoid conflicts as soon as **WR_SPSET** rises.

B.7 Verilog Code

The Verilog code for FPGA slave is organized in several modules that provide each single function of FPGA. See Table B.3 and Figure B.7 for modules' description and hierarchy. See the main source file *fpga1.v* (§C.1) for each gate's and register's descriptions.

<i>module</i>	<i>name</i>	<i>internal name</i>	<i>file name</i>
main module	FPGA slave		<i>fpga1.v</i>
samp. period register	reg17	per_reg	<i>fpga1.v</i>
states definition	states	states_led	<i>fpga1.v</i>
samp. period gen.	per_gen	samp_per_gen	<i>samp_per_gen.v</i>
sampler module	sampler	adc_sampler	<i>adc_sampler.v</i>
format module	format32	format	<i>format.v</i>
format&average module	format32_ave	format_ave	<i>average.v</i>
FIFO module	fifo256x32	fifo	<i>fifo256x32.v</i>
specific FIFO model	SYNC_FIFO_V4_0	inst	<i>SYNC_FIFO_V4_0.v</i>
specific FIFO model	MEM_BLK_V4_0	memblk	<i>SYNC_FIFO_V4_0.v</i>

Tabella B.3: Verilog modules' description: name, internal name for submodules called from main or other module and name of file including the module.

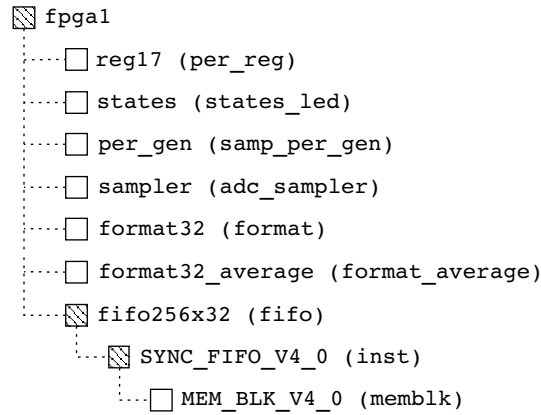


Figura B.7: Verilog modules' hierarchy.

Modules Description

- FPGA slave is the main module for FPGA slave;
- reg17 is the module that provides the 17 bits register for sampling period value;

- **states** is the module that defines the FPGA slave state and shows it via two monitor LEDs;
- **per_gen** is the module that reads the 17 bits period value and generates the pulse at the sampling frequency;
- **sampler** is the module that controls the ADCs in parallel and reads them in series;
- **format32** is the module that formats the raw 18 bit data in 32 bit words;
- **fifo256x32** is the FIFO implementation module generated by LogiCORE [84].

Appendice C

Esempi di codice

C.1 Linguaggio HDL: *Verilog*

Quelli che seguono sono esempi di codice scritti in *Verilog*, un *Hardware Description Language* (HDL) dalla sintassi simile a quella del *C*. Questo linguaggio è molto versatile e può essere usato per descrivere praticamente ogni tipo di processo logico, ma nel mio lavoro mi sono limitato a un uso mirato alla sintesi [85], cioè alla programmazione di logica che possa essere implementata da oggetti reali quali le FPGA.

fpga1.v: *main* file del codice dell’FPGA slave

```
// G. Pera created -
// this is the main module for FPGA slave

`timescale 100ps/100ps          //timescale setting for simulation

module fpga1(
    SERV1,                      //selector for average mode
    SYNC,                       //synchronism pulse
    CLK,                        //clock @ 40MHz
    RESET,                     //reset pulse
    RD_EN,                     //read enable for FIFO memory
    DIN,                       //input buffer from ADCs
    WR_SPSET,                  //samp. period write enable
    BUSY1,BUSY2,BUSY3,BUSY4, //busy state from ADCs
    BUSY5,BUSY6,BUSY7,BUSY8,
    BUSY9,BUSY10,BUSY11,BUSY12,
    SERV2,SERV3,SERV4,         //control pins
    CNVST_,                    //conversion start pulse (common)
    ADC_RD_,                   //read enable for data from ADCs
    FULL,                      //FIFO full signal
    EMPTY,                    //FIFO empty signal
    CS1_,CS2_,CS3_,CS4_,      //chipt select signals for ADCs
```

```

        CS5_ ,CS6_ ,CS7_ ,CS8_ ,
        CS9_ ,CS10_ ,CS11_ ,CS12_ ,
        DATAIO ,                //I/O 32 bit data buffer
        LED_READY ,              //high if samp. period written
        LED_RUN ,                //high if FPGA is sampling
        RD_IN                    //unused output
    );

input    SERV1 , SYNC , CLK , RESET , RD_EN ;
input    [17:0] DIN ;
input    WR_SPSET ;
input    BUSY1 , BUSY2 , BUSY3 , BUSY4 , BUSY5 , BUSY6 ,
        BUSY7 , BUSY8 , BUSY9 , BUSY10 , BUSY11 , BUSY12 ;
input    SERV2 , SERV3 , SERV4 ;
output    CNVST_ , ADC_RD_ , FULL , EMPTY ;
output    CS1_ , CS2_ , CS3_ , CS4_ , CS5_ , CS6_ ,
        CS7_ , CS8_ , CS9_ , CS10_ , CS11_ , CS12_ ;
inout    [31:0] DATAIO ;
output    LED_READY , LED_RUN , RD_IN ;
wire     CNVST_ , ADC_RD_ , FULL , EMPTY ;
wire     CS1_ , CS2_ , CS3_ , CS4_ , CS5_ , CS6_ ,
        CS7_ , CS8_ , CS9_ , CS10_ , CS11_ , CS12_ ;
wire     [31:0] DATAOUT ;
wire     [31:0] DOUT ;
wire     [16:0] SPSET ;
wire     LED_READY , LED_RUN , RD_IN ;
wire     [1:0] TIMER ;
wire     WR_EN , WR_EN1 , WR_EN2 ;
reg      RD_EN_reg ;             //read enable signal registered
wire     [8:0] COUNT ;          //internal counter

// registering read enable input signal
always @(negedge CLK)
    RD_EN_reg <= RD_EN ;

assign    WR_EN = WR_EN1 | WR_EN2 ;
assign    DATAIO = (WR_SPSET==0 && TIMER==0) ? DATAOUT : 32'bz ;

//List of submodules
reg17 per_reg(                  //REGISTER FOR SAMPLING PERIOD
    DATAIO[16:0] ,             //first 17 bits of DATAIO buffer
    SPSET[16:0] ,              //internal buffer for samp. period
    WR_SPSET , CLK , RESET ,
    EN_INT ,                   //internal enable signal
    TIMER[1:0]                 //counter for delay in I/O bus write
);

per_gen samp_per_gen(          //PULSE GENERATOR @ SAMP. FREQ.
    SYNC , RESET , CLK ,

```

```

        CLK_PULSE,           //internal pulsed clock @ samp. freq.
        SPSET[16:0],EN_INT
    );

    sampler adc_sampler(      //CONTROLLER FOR ADCs SAMPLING
        EN_INT,CLK,CLK_PULSE,
        BUSY1,BUSY2,BUSY3,BUSY4,BUSY5,BUSY6,
        BUSY7,BUSY8,BUSY9,BUSY10,BUSY11,BUSY12,
        (RESET|SYNC),ADC_RD_,
        CS1_,CS2_,CS3_,CS4_,CS5_,CS6_,
        CS7_,CS8_,CS9_,CS10_,CS11_,CS12_,
        CNVST_,COUNT
    );

    format32 format(          //DATA FORMATTING
        SERV1,EN_INT,CLK,
        CS1_,CS2_,CS3_,CS4_,CS5_,CS6_,
        CS7_,CS8_,CS9_,CS10_,CS11_,CS12_,
        DIN,(RESET|SYNC),CNVST_,COUNT,
        DOUT,                  //internal data buffer
        WR_EN1                  //internal enable for FIFO write
    );

    fifo256x32 fifo(          //FIFO MEMORY
        CLK,(RESET|SYNC),DOUT,WR_EN,RD_EN_reg,
        DATAOUT,              //internal data buffer
        FULL,                   //memory full
        EMPTY                   //memory empty
    );

    states states_led(        //STATE MONITOR
        EN_INT,SPSET[16:0],
        LED_RUN,LED_READY      //signal for FPGA working state
    );

    //DATA FORMATTING & AVERAGING
    format32_average format_average(
        SERV1,EN_INT,CLK,
        CS1_,CS2_,CS3_,CS4_,CS5_,CS6_,
        CS7_,CS8_,CS9_,CS10_,CS11_,CS12_,
        DIN,RESET,CNVST_,COUNT,DOUT,WR_EN2
    );

endmodule

```

samp_per_gen.v: modulo per la generazione dell'impulso di *Conversion Start*

```
// $Id$
// G.Pera created -

/*module that reads the 10bit period value
and generate the pulse at the sampling frequency*/

`timescale 100ps/100ps

module per_gen(SYNC,RESET,CLK,CLK_PULSE,SPSET,EN_INT);

input  SYNC,RESET,CLK; //CLK: 40 MHz
input  [16:0] SPSET; //CLK pulses for half-time sampling
input  EN_INT;
output CLK_PULSE; //@ sampling freq.
reg CLK_PULSE;
reg [26:0] COUNT;

parameter halfperiod = 200;

always@(posedge CLK or posedge RESET) // CK div pulse generator
begin
    if (RESET)
    begin
        COUNT <= 0;
        CLK_PULSE <= 0;
    end
    else
    begin
        if (EN_INT)
        begin
            if (SYNC)
            begin
                COUNT <= 2 * halfperiod * SPSET - 1;
                CLK_PULSE <= 0;
            end
            else
            begin
                CLK_PULSE <= (COUNT == 0);
                COUNT <= COUNT - 1;
                if (COUNT == 0)
                    COUNT <= 2 * halfperiod * SPSET - 1;
            end
        end
    end
end

endmodule
```

C.2 Linguaggio *Objects-Oriented*: C++

Quelli che seguono sono i listati del programma tramite il quale ho acquisito i dati e di una funzione della libreria scritta per dialogare con il bus VME, entrambi scritti in C++.

save.cc: programma per far acquisire la scheda e salvare i dati su disco

```
#include "board.h"

int main(){
long int    i=0,h=0,q=0,k=0;
long int    j=0;                //number of blocks transfered
long int    t1=0;               //samples counter
long int    fn=0;               //file number counter
long int    lastr=0;            //last datum read
const int    bl = 12*1024;      //block length
const int    fl = 0x80000;      //words for file (512 kbytes)
bool        ch_en[12]=1;       //enables for channels
bool        cond;
char        number[32];
string      base_file_name,num;
int         device;
u_int32_t   geogaddr;
u_int32_t   lastw;
u_int32_t   sramaddr;
u_int32_t   array[bl];
int         returncode,diff;
bool        out[32];

int Elev(int b, int e);
int BinFormat(u_int32_t dec, bool *out);

std::vector<int> ga;

cout<<"Ready to search for boards?"<<endl;
cin.get();
int numberOfBoards = FindBoards(&ga);
printf("Found %d boards at the addresses:",numberOfBoards);
for(i=1; i<=numberOfBoards; i++){
    printf("0x%08x\n", ga[i-1]);
}

cout << "Write base_file_name" <<endl;
cin >> base_file_name;

geogaddr = ga[0];

cout<<"Ready to reset boards?"<<endl;
cin.get();
```

```

for (i=0;i<numberOfBoards;i++){
    returncode=ResetBoard(ga[i]);
    SetDacOffset(ga[i],1,"L",1,0);
    SetDacOffset(ga[i],1,"H",1,5);
    SetDacOffset(ga[i],2,"L",1,0);
    SetDacOffset(ga[i],2,"H",1,5);
    SetDacOffset(ga[i],3,"L",1,0);
    SetDacOffset(ga[i],3,"H",1,5);
    SetDacOffset(ga[i],4,"L",1,0);
    SetDacOffset(ga[i],4,"H",1,5);
    SetDacOffset(ga[i],5,"L",1,0);
    SetDacOffset(ga[i],5,"H",1,5);
    SetDacOffset(ga[i],6,"L",1,0);
    SetDacOffset(ga[i],6,"H",1,5);
    SetDacOffset(ga[i],7,"L",1,0);
    SetDacOffset(ga[i],7,"H",1,5);
    SetDacOffset(ga[i],8,"L",1,0);
    SetDacOffset(ga[i],8,"H",1,5);
    SetDacOffset(ga[i],9,"L",1,0);
    SetDacOffset(ga[i],9,"H",1,5);
    SetDacOffset(ga[i],10,"L",1,0);
    SetDacOffset(ga[i],10,"H",1,5);
    SetDacOffset(ga[i],11,"L",1,0);
    SetDacOffset(ga[i],11,"H",1,5);
    SetDacOffset(ga[i],12,"L",1,0);
    SetDacOffset(ga[i],12,"H",1,5);
}
returncode=WriteDatum(0xffff,geogaddr,0);
cout<<"Ready to set sampling period and begin?"<<endl;
cin.get();
returncode = SetSamplingPeriod(geogaddr,0x4);

ofstream file0; //Inizialization of file names' array (CH0)
ofstream file0d;
std::vector <string> namesch0;
std::vector <string> namesch0d;
namesch0.push_back(base_file_name);
namesch0d.push_back(base_file_name);
if (ch_en[0]){
    //Open first file for CH0
    namesch0[0]=namesch0[0] + "_ch0_" + "0" + ".d";
    file0.open(namesch0[fn].c_str());
    namesch0d[0]=namesch0d[0] + "_d_ch0_" + "0" + ".d";
    file0d.open(namesch0d[fn].c_str());
}
while (1) { //Infinite loop
    k++;
    returncode=ReadLastDatumAddr(geogaddr,&lastw);

```

```

j=0;
if (lastw>lastr) {diff = (lastw - lastr);}
else {diff = (0xfffffe -lastr+lastw);}
while (diff>bl) {
    sramaddr=lastr;
    returncode=BlRead(sramaddr,geogaddr,array,bl);
    long int oldDatum;
    if (ch_en[0]){
        if ((fl-t1)<bl) {
            t1=0;
            file0.close();
            file0d.close();
            fn++;
            namesch0.push_back(base_file_name);
            namesch0d.push_back(base_file_name);
            sprintf(number, "%d", fn);
            num = number;
            namesch0[fn]=namesch0[fn]+"_ch0_"+num+".d";
            file0.open(namesch0[fn].c_str());
            namesch0d[fn]=namesch0d[fn]+"_d_ch0_"+num+".d";
            file0d.open(namesch0d[fn].c_str());
            printf("Ho aperto il file ch0 numero %d\n",fn);
        }

        for (q=0; q<bl/12; q++){
            returncode=BinFormat(array[12*q+6],out);
            file0 << out[31]<< " ";
            for (h=30; h>26; h--) {file0 << out[h];}
            file0 << " ";
            for (h=26; h>21; h--) {file0 << out[h];}
            file0 << " ";
            for (h=21; h>17; h--) {file0 << out[h];}
            file0 << " ";
            for (h=17; h>=0; h--) {file0 << out[h];}
            file0 << " " << endl;
            file0d<<array[12*q+6]<<endl;
            t1++;
        }
    }
    lastr += bl;
    if (lastr>0xfffffe){lastr -= 1048575;}
    if (lastw>lastr) {diff = (lastw - lastr);}
    else {diff = (0xfffffe -lastr+lastw);}
    j++;
}
}
}

```

ReadDatum.cc: funzione che permette di leggere un dato della SRAM

```
//ReadDatum: read 32 bit word from a specific SRAM address

int ReadDatum(u_int32_t sramaddr, u_int32_t geogaddr,
              u_int32_t *vmedatum) {
    int addr;
    int return_code;
    if (geogaddr < 0 || geogaddr > 0x1f){
        printf("Error on reading Geographical address\n");
        return_code=ERR_geog_addr_error;
        return return_code;
    }
    else if (sramaddr < 0 || sramaddr > 0xfffff){
        printf("Error on reading boardSRAM address\n");
        return_code=ERR_sram_addr_error;
        return return_code;
    }
    else {
        addr=sramaddr<<5;
        addr=addr + geogaddr;
        addr=addr<<2;

        return_code = vme_A32D32_read(device, addr, vmedatum );

        if (return_code == 0){
            printf("vme_A32D32_read: return=0x%08x\n",return_code);
            printf("vme_A32D32_read: address=0x%08x\n",addr);
            printf("vme_A32D32_read: data=0x%08x\n",*vmedatum);
            return return_code;
        }
        else {
            printf("Error occurred while reading board with address
                    0x08%x\n",addr);

            if (return_code == 0x202){
                return ERR_station_not_ready;}
            else if (return_code == 0x206){
                return ERR_protocol_error;}
            else if (return_code == 0x207){
                return ERR_protocol_timeout;}
            else if (return_code == 0x211){
                return ERR_vme_bus_error;}
            else if (return_code == 0x212){
                return ERR_vme_retry;}
            else if (return_code == 0x214){
                return ERR_arbit_timeout;}

        }
    }
}
```

Bibliografia

- [1] M. Apollonio et al. (CHOOZ), Initial results from the chooz long baseline reactor neutrino oscillation experiment, *Phys. Lett. B* 420, 397–404 (1998), [hep-ex/9711002](#). IX, 18
- [2] A. Staudt, K. Muto e H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Calculation of 2ν and 0ν double-beta decay rates, *Europhys. Lett.* 13, 31–36 (1990). XIII, 27, 32
- [3] T. D. Lee e C.-N. Yang, Parity nonconservation and a two component theory of the neutrino, *Phys. Rev.* 105, 1671–1675 (1957). 7
- [4] L. D. Landau, On the conservation laws for weak interactions, *Nucl. Phys.* 3, 127–131 (1957). 7
- [5] B. Pontecorvo, Mesonium and antimesonium, *Sov. Phys. JETP* 6, 429 (1957). 11
- [6] B. Pontecorvo, Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge, *Sov. Phys. JETP* 7, 172–173 (1958). 11
- [7] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault e S. Basu, Solar models: Current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties, *Astrophys. J.* 555, 990–1012 (2001), [astro-ph/0010346](#). 11
- [8] J. N. Bahcall e M. H. Pinsonneault, What do we (not) know theoretically about solar neutrino fluxes?, *Phys. Rev. Lett.* 92, 121301 (2004), [astro-ph/0402114](#). 11, 14
- [9] B. Pontecorvo, Inverse beta process, *Cambridge Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* 1, 25–31 (1991). 11
- [10] J. Davis, Raymond, D. S. Harmer e K. C. Hoffman, Search for neutrinos from the Sun, *Phys. Rev. Lett.* 20, 1205–1209 (1968). 11
- [11] V. N. Gavrin (SAGE), Solar neutrino results from SAGE, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 91, 36–43 (2001). 11
- [12] W. Hampel et al. (GALLEX), GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV, *Phys. Lett. B* 447, 127–133 (1999). 12

- [13] M. Altmann et al. (GNO), GNO solar neutrino observations: Results for GNO I, *Phys. Lett. B* 490, 16–26 (2000), [hep-ex/0006034](#). 12
- [14] S. Fukuda et al. (Super-Kamiokande), Solar b-8 and he p neutrino measurements from 1258 days of super-kamiokande data, *Phys. Rev. Lett.* 86, 5651–5655 (2001), [hep-ex/0103032](#). 12
- [15] S. Fukuda et al. (Super-Kamiokande), Constraints on neutrino oscillations using 1258 days of super-kamiokande solar neutrino data, *Phys. Rev. Lett.* 86, 5656–5660 (2001), [hep-ex/0103033](#). 12
- [16] S. Fukuda et al. (Super-Kamiokande), Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of super-kamiokande-i data, *Phys. Lett. B* 539, 179–187 (2002), [hep-ex/0205075](#). 12
- [17] Y. Fukuda et al. (Kamiokande), Solar neutrino data covering solar cycle 22, *Phys. Rev. Lett.* 77, 1683–1686 (1996). 13
- [18] Q. R. Ahmad et al. (SNO), Measurement of the charged current interactions produced by b-8 solar neutrinos at the sudbury neutrino observatory, *Phys. Rev. Lett.* 87, 071301 (2001), [nucl-ex/0106015](#). 14
- [19] Q. R. Ahmad et al. (SNO), Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory, *Phys. Rev. Lett.* 89, 011301 (2002), [nucl-ex/0204008](#). 14
- [20] Q. R. Ahmad et al. (SNO), Measurement of day and night neutrino energy spectra at SNO and constraints on neutrino mixing parameters, *Phys. Rev. Lett.* 89, 011302 (2002), [nucl-ex/0204009](#). 14
- [21] J. N. Bahcall, P. I. Krastev e A. Y. Smirnov, Is large mixing angle MSW the solution of the solar neutrino problems?, *Phys. Rev. D* 60, 093001 (1999), [hep-ph/9905220](#). 14
- [22] K. Eguchi et al. (KamLAND), First results from kamland: Evidence for reactor anti- neutrino disappearance, *Phys. Rev. Lett.* 90, 021802 (2003), [hep-ex/0212021](#). 14
- [23] K. Eguchi et al. (KamLAND), A high sensitivity search for anti- ν_e 's from the sun and other sources at kamland, *Phys. Rev. Lett.* 92, 071301 (2004), [hep-ex/0310047](#). 14
- [24] K. Eguchi et al. (KamLAND), Measurement of neutrino oscillation with kamland: Evidence of spectral distortion, *Phys. Rev. Lett.* 94, 081801 (2005), [hep-ex/0406035](#). 14
- [25] R. Becker-Szendy et al., The electron-neutrino and muon-neutrino content of the atmospheric flux, *Phys. Rev. D* 46, 3720–3724 (1992). 15

-
- [26] M. Apollonio et al. (CHOOZ), Limits on neutrino oscillations from the chooz experiment, *Phys. Lett.* B466, 415–430 (1999), [hep-ex/9907037](#). 17
- [27] M. Maltoni, T. Schwetz, M. A. Tortola e J. W. F. Valle, Status of global fits to neutrino oscillations, *New J. Phys.* 6, 122 (2004), [hep-ph/0405172](#). 17
- [28] M. Moe e P. Vogel, Double beta decay, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 44, 247–283 (1994). 19, 20
- [29] V. I. Tretyak e Y. G. Zdesenko, Present status and perspectives of double beta decay research Prepared for 9th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses, Tsukuba, Japan, 17-19 Jan 1995. 19
- [30] S. R. Elliott, A. A. Hahn e M. K. Moe, Direct evidence for two-neutrino double-beta decay in ^{82}Se , *Phys. Rev. Lett.* 59, 2020–2023 (1987). 20
- [31] W. H. Furry, On transition probabilities in double beta-disintegration In *Klapdor-Kleingrothaus, H.V.: Sixty years of double beta decay* 117-126. 22
- [32] B. Kayser, F. Gibrat-Debu e F. Perrier, *The Physics of massive neutrinos*, World Scientific (February 1989). 25
- [33] S. Pascoli e S. T. Petcov, The SNO solar neutrino data, neutrinoless double-beta decay and neutrino mass spectrum, *Phys. Lett.* B544, 239–250 (2002), [hep-ph/0205022](#). 26
- [34] F. Feruglio, A. Strumia e F. Vissani, Neutrino oscillations and signals in beta and $0\nu 2\beta$ experiments, *Nucl. Phys.* B637, 345–377 (2002), [hep-ph/0201291](#). 26
- [35] W. C. Haxton e G. J. Stephenson, Nuclear structure problems in double beta decay IN *CABLE 1984, PROCEEDINGS, NEUTRINO MASS AND LOW ENERGY WEAK INTERACTIONS* 148-155. 27
- [36] E. Caurier, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo e F. Nowacki, Shell model calculations of stellar weak interaction rates: I. gamow-teller distributions and spectra of nuclei in the mass range $a=45-65$, *Nucl. Phys.* A653, 439–452 (1999), [nucl-th/9903042](#). 27
- [37] J. Engel, P. Vogel e M. R. Zirnbauer, Nuclear structure effects in double beta decay, *Phys. Rev.* C37, 731–746 (1988). 27
- [38] A. Faessler, S. Kovalenko e F. Simkovic, Pions in nuclei and manifestations of supersymmetry in neutrinoless double beta decay, *Phys. Rev.* D58, 115004 (1998), [hep-ph/9803253](#). 27
- [39] G. Pantis, F. Simkovic, J. D. Vergados e A. Faessler, Neutrinoless double beta decay within qrpa with proton- neutron pairing, *Phys. Rev.* C53, 695–707 (1996), [nucl-th/9612036](#). 27, 32

- [40] C. Aalseth et al., Neutrinoless double beta decay and direct searches for neutrino mass (2004), [hep-ph/0412300](#). 28
- [41] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Latest results from the heidelberg-moscow double-beta-decay experiment, *Eur. Phys. J. A*12, 147–154 (2001), [hep-ph/0103062](#). 28
- [42] C. E. Aalseth et al. (16EX), The igex ge-76 neutrinoless double-beta decay experiment: Prospects for next generation experiments, *Phys. Rev. D*65, 092007 (2002), [hep-ex/0202026](#). 28
- [43] E. Fiorini e T. O. Niinikoski, Low temperature calorimetry for rare decays, *Nucl. Instr. Meth. A*224, 83 (1984). 29
- [44] A. Alessandrello et al., Preliminary results on double beta decay of te-130 with an array of twenty cryogenic detectors, *Phys. Lett. B*433, 156–162 (1998). 29
- [45] A. Alessandrello et al., A scintillating bolometer for experiments on double beta decay, *Phys. Lett. B*420, 109–113 (1998). 29
- [46] O. Cremonesi, Neutrinoless double beta decay: Present and future, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 118, 287–296 (2003), [hep-ex/0210007](#). 30
- [47] A. Alessandrello et al., New experimental results on double beta decay of te-130, *Phys. Lett. B*486, 13–21 (2000). 30
- [48] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz, H. L. Harney e I. V. Krivosheina, Evidence for neutrinoless double beta decay, *Mod. Phys. Lett. A*16, 2409–2420 (2001), [hep-ph/0201231](#). 31
- [49] C. E. Aalseth et al., Comment on 'evidence for neutrinoless double beta decay', *Mod. Phys. Lett. A*17, 1475–1478 (2002), [hep-ex/0202018](#). 31
- [50] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Reply to a comment of article 'evidence for neutrinoless double beta decay' (2002), [hep-ph/0205228](#). 31
- [51] C. Arnaboldi et al., First results on neutrinoless double beta decay of te-130 with the calorimetric cuoricino experiment, *Phys. Lett. B*584, 260–268 (2004). 40
- [52] S. C. o. b. of, Cuoricino last results and cuore r&d (2005), [hep-ex/0505045](#). 41
- [53] R. M. Barnett et al. (Particle Data Group), Review of particle physics. particle data group, *Phys. Rev. D*54, 1–720 (1996). 41
- [54] M. Barucci, C. Brofferio, A. Giuliani, E. Gottardi, I. Peroni e G. Ventura, Measurement of low temperature specific heat of crystalline teo₂ for the optimization of bolometric detectors, *Journal of Low Temperature Physics* 123 5 - 6, 303 – 314 (June 2001). 48

-
- [55] A. Alessandrello et al., Methods for response stabilization in bolometers for rare decays, *Nucl. Instrum. Meth.* A412, 454–464 (1998). [48](#)
- [56] F. Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures*, Springer - Verlag, Berlin (1992). [49](#)
- [57] R. Ardito et al., Cuore: A cryogenic underground observatory for rare events (2005), [hep-ex/0501010](#). [50](#), [53](#)
- [58] A. Alessandrello, C. Brofferio, C. Bucci, D. Camin, O. Cremonesi, A. Giuliani, A. Nucciotti, M. Pavan, G. Pessina e E. Previtali, A low dc drift read-out system for a large mass bolometric detector, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 44, 416–423 (1997). [53](#)
- [59] G. Pessina, Room temperature differential voltage sensitive preamplifier for large mass bolometric detectors, *Nucl. Instrum. Meth.* A444, 132–135 (2000). [53](#)
- [60] C. Arnaboldi, C. Bucci, J. Campbell, A. Nucciotti, M. Pavan, G. Pessina, S. Pirro, E. Previtali, C. Rosenfeld e M. Sisti, The programmable front-end system for cuoricino, an array of large-mass bolometers and mibeta, an array of μ -bolometers, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 49, 2440–2447 (2002). [53](#)
- [61] C. Arnaboldi et al., The front-end readout for cuoricino, an array of macro-bolometers and mibeta, an array of mu-bolometers, *Nucl. Instrum. Meth.* A520, 578–580 (2004). [53](#)
- [62] C. Arnaboldi et al., Temperature characterization of deep and shallow defect centers of low noise silicon jfets, *Nucl. Instrum. Meth.* A517, 313–336 (2004). [53](#)
- [63] C. Arnaboldi et al., Jfet transistors for low noise application at low frequency, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (december 2004). [53](#)
- [64] C. Arnaboldi, C. Bucci, O. Cremonesi, A. Fascilla, A. Nucciotti, M. Pavan, G. Pessina, S. Pirro, E. Previtali e M. Sisti, Low frequency noise characterization of very large value resistors, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 49, 1808–1813 (2002). [53](#)
- [65] A. Alessandrello, C. Brofferio, D. Camin, O. Cremonesi, A. Giuliani, A. Nucciotti, M. Pavan, M. Perego, G. Pessina, E. Previtali e M. Sisti, Measuring thermistor resistance with very low dc power dissipation, *Cryogenics* 37, 27–31 (1997). [53](#)
- [66] C. Liguori e G. Pessina, A self buffered dc baseline restorer with quasi-ideal behavior, *Nucl. Instrum. Meth.* A437, 557–559 (1999). [54](#)
- [67] C. Arnaboldi e G. Pessina, A very simple baseline restorer for nuclear applications, *Nucl. Instrum. Meth.* A512, 129–135 (2003). [54](#)

- [68] C. Arnaboldi, G. Pessina e E. Previtali, A programmable calibrating pulse generator with multi- outputs and very high stability, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 50, 979–986 (2003). 55
- [69] G. Pessina, A low noise, low drift, high precision linear bipolar (+/-10v) voltage supply reference for cryogenic front-end apparatus, *The Review of Scientific Instruments* 70, 3473–3478 (1999). 55
- [70] C. Arnaboldi, C. Bucci, S. Capelli, P. Gorla, E. Guardincerri, A. Nucciotti, G. Pessina, S. Pirro e M. Sisti, The temperature stabilization system of cuoricino, an array of macro bolometers, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (november 2004). 55
- [71] Analogic Devices, *AD7678 data sheet* (2003), http://www.analog.com/UploadedFiles/Data_Sheets/322991963082AD7678_0.pdf. 67, 83, 96, 115, 117
- [72] Analogic Devices, *AD5317 data sheet* (2000), http://www.analog.com/UploadedFiles/Data_Sheets/3346625735202AD5307_17_27_a.pdflink. 68
- [73] SIS GmbH, Harksheider Str. 102A 22399 Hamburg Germany, *SIS1100/3100 Standard design Firmware Version 5/6 - User Manual*, 1.33 ed. (february 2004), http://www.struck.de/sis3100_man.pdf. 69
- [74] Xilinx, *Spartan-3 FPGA family: Complete Data Sheet* (January 2005), <http://www.xilinx.com/bvdocs/publications/ds099.pdf>. 70, 115
- [75] E. Guardincerri e M. Pallavicini, Cuore data acquisition and control system requirements - raw data event format, internal document (february 2005), <http://www.ge.infn.it/~pallas/Cuore>. 71, 72, 73
- [76] E. Gatti e P. F. Manfredi, Processing the signals from solid state detectors in elementary particle physics, *Riv. Nuovo Cim.* 9N1, 1–146 (1986). 73
- [77] Texas Instruments, *INA117 data sheet* (December 2000), <http://focus.ti.com/lit/ds/symlink/ina117.pdf>. 83, 90, 96
- [78] Analogic Devices, *AD8021 data sheet* (2005), http://www.analog.com/UploadedFiles/Data_Sheets/289470949AD8021_e.pdf. 83
- [79] SIS GmbH, Harksheider Str. 102A 22399 Hamburg Germany, *SIS1100/3100 LINUX Driver - Programmers Manual*, 1.20 ed. (november 2003), <http://www.struck.de/sis3100linuxdriverman.pdf>. 89
- [80] Analogic Devices, *REF19x Series Data Sheet*, h ed. (2005), http://www.analog.com/UploadedFiles/Data_Sheets/564838270REF19x_h.pdf. 90
- [81] National Semiconductors, *LM340&LM78xx Series Data Sheet* (November 2004), <http://cache.national.com/ds/LM/LM340.pdf>. 91

- [82] National Semiconductors, *LM79xx Series Data Sheet* (September 2001), <http://www.national.com/ds/LM/LM7905.pdf>. 91
- [83] Agilent Technologies, *Multimetro Agilent 34401A - Guida d'uso*, 3 ed. (March 2003), <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/34401-90004.pdf>. 98
- [84] Xilinx LogiCORE, *Synchronous FIFO v 4.0: Product Specification* (March 2003), http://www.xilinx.com/ipcenter/catalog/logicore/docs/sync_fifo.pdf. 121, 124
- [85] Xilinx, *Synthesis and Simulation Design Guide*, 5 ed. (2002), <http://toolbox.xilinx.com/docsan/xilinx5/pdf/docs/sim/sim.pdf>. 125

