



UNIVERSITÀ DI PISA

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

Anno Accademico 2005/2006

Elaborato Finale

*Il sistema di Trigger dell'esperimento  
MEG per la ricerca del  
decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$*

Candidato  
**Luca Galli**

Relatori  
**Dott. Marco Grassi**  
**Dott. Donato Nicolò**



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>v</b>
<b>1 Motivazioni teoriche</b>	<b>1</b>
1.1 Il Modello Standard . . . . .	1
1.1.1 Interazione del muone nel MS . . . . .	4
1.2 Modifiche apportate dalle oscillazioni del neutrino . . . . .	5
1.3 Teorie SUSYGUT . . . . .	6
<b>2 Il Decadimento <math>\mu \rightarrow e\gamma</math></b>	<b>11</b>
2.1 Stato della ricerca del decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$ . . . . .	11
2.2 Segnatura del decadimento ed i fondi . . . . .	13
2.2.1 Fondo fisico . . . . .	14
2.2.2 Fondo accidentale . . . . .	15
2.3 La sensibilità di singolo evento . . . . .	16
2.4 Fondi e sensibilità dell'esperimento MEG . . . . .	17
<b>3 L'Apparato Sperimentale</b>	<b>21</b>
3.1 I concetti dell'esperimento MEG . . . . .	21
3.2 Fascio e Bersaglio . . . . .	23
3.3 Il rivelatore per Positroni . . . . .	27
3.3.1 Lo spettrometro magnetico . . . . .	28
3.3.2 Il 'Timing Counter' . . . . .	32
3.4 Rivelatore per i Fotoni: il Calorimetro a Xenon liquido . . . . .	34
3.4.1 Scintillazione in Xe . . . . .	34
3.4.2 Geometria e prestazioni del rivelatore . . . . .	37
3.4.3 Calibrazione e monitoraggio del calorimetro . . . . .	39
3.5 Il Sistema di Trigger e Acquisizione Dati . . . . .	44
3.5.1 Introduzione al Sistema di Trigger . . . . .	44
3.5.2 Il Sistema di Acquisizione Dati . . . . .	45



---

<b>4</b>	<b>Strategia di selezione elettronica degli eventi</b>	<b>47</b>
4.1	Estimatori per la selezione degli eventi . . . . .	47
4.1.1	Energia rilasciata all'interno del calorimetro . . . . .	48
4.1.2	Direzione di emissione del $\gamma$ . . . . .	48
4.1.3	Direzione di emissione del $e^+$ e correlazione con il $\gamma$ . . . . .	48
4.1.4	Tempo di emissione del $\gamma$ e del $e^+$ . . . . .	50
4.1.5	Definizione di soglie ed intervalli di confidenza . . . . .	51
4.2	Algoritmi di trigger implementati . . . . .	52
4.2.1	Il segnale $\mu \rightarrow e\gamma$ e gli eventi di controllo . . . . .	52
4.2.2	Eventi per la calibrazione e monitoraggio dell'apparato sperimentale . . . . .	54
4.3	Flessibilità del Sistema . . . . .	60
<b>5</b>	<b>L'albero di Trigger</b>	<b>61</b>
5.1	La Scheda Type1 . . . . .	62
5.1.1	Le schede di Front-End . . . . .	64
5.1.2	Il Cablaggio dei segnali sulle schede Type1 . . . . .	64
5.2	La scheda Type2 . . . . .	66
5.3	La scheda Ancillary . . . . .	67
<b>6</b>	<b>Struttura degli algoritmi di trigger</b>	<b>69</b>
6.1	La memorizzazione dei segnali . . . . .	70
6.2	Implementazione degli algoritmi di selezione . . . . .	72
6.2.1	La sottrazione del piedistallo . . . . .	72
6.2.2	Le 'Look Up Table' . . . . .	75
6.2.3	L'estimatore del tempo . . . . .	77
6.3	Operazioni di controllo sulla frequenza di trigger . . . . .	78
6.4	Misura del tempo vivo . . . . .	80
6.5	L'interfaccia con il DAQ . . . . .	82
6.6	La latenza dei segnali . . . . .	83
<b>7</b>	<b>Caratterizzazione delle schede Type1 e Type2</b>	<b>85</b>
7.1	Test delle schede Type1 . . . . .	85
7.1.1	Misura del 'crosstalk' . . . . .	85
7.1.2	Linerità del sistema di acquisizione . . . . .	87
7.1.3	Risposta in frequenza . . . . .	90
7.1.4	Acquisizione e tempo morto . . . . .	92
7.2	Test delle schede Type2 . . . . .	92
7.2.1	Simulazione degli ingressi . . . . .	92
7.3	Procedura di test per le schede finali . . . . .	93

---

7.4	Verifica dell'albero . . . . .	95
<b>8</b>	<b>Misura dello spettro da cattura di neutroni termici su Nichel</b>	<b>97</b>
8.1	L'apparato sperimentale . . . . .	97
8.2	Programmazione della scheda Type1 . . . . .	99
8.3	Risultati ottenuti . . . . .	99
	<b>Conclusioni</b>	<b>103</b>
	<b>A Lo standard LVDS</b>	<b>105</b>
	<b>B Esempi di algoritmi di selezione</b>	<b>107</b>
B.1	Algoritmo per le facce laterali del calorimetro . . . . .	107
B.2	Algoritmo per le barre del Timing Counter . . . . .	109
B.3	Logica di coincidenza temporale . . . . .	110
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>115</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>116</b>



# Introduzione

L'esperimento MEG si prefigge di ricercare il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$ , che viola la conservazione del sapore leptonico, con una sensibilità sul rapporto di decadimento,  $BR = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow X)}$ , di  $10^{-13}$ .

Il Modello Standard (MS) assume la conservazione completa del numero leptonico e quindi predice un valore nullo di BR ad ogni ordine della teoria. Con l'introduzione nel MS del fenomeno delle oscillazioni dei neutrini si ottengono valori di BR non nulli, tuttavia non misurabili sperimentalmente ( $BR \approx 10^{-55}$ ). Alcune classi di teorie Supersimmetriche di Grande Unificazione prevedono invece valori di BR vicini a  $10^{-13}$ . L'esperimento MEG può quindi dare un importante contributo per ricercare nuova fisica oltre il MS.

Il suddetto limite di sensibilità è di ben due ordini di grandezza inferiore al limite sperimentale attuale, ottenuto dalla collaborazione MEGA. Il raggiungimento di tale obiettivo è possibile solo utilizzando il più intenso fascio continuo di  $\mu$  oggi esistente al mondo ( $10^8 \mu/s$ ), presente al Paul Scherrer Institute (PSI). La segnatura dell'evento risulta semplice quando i  $\mu$  decadono a riposo nel laboratorio: il positrone ed il fotone sono emessi contemporaneamente, con energia definita ed in direzioni opposte. Una reiezione del fondo che garantisca il raggiungimento della sensibilità di progetto richiede l'utilizzo di rivelatori che abbiano risoluzioni molto spinte nella misura delle variabili cinematiche caratteristiche del processo. Per tali motivi il calorimetro elettromagnetico e lo spettrometro per i positroni sono stati progettati utilizzando le più avanzate tecnologie oggi disponibili.

L'apparato dell'esperimento MEG dovrà registrare i decadimenti di oltre  $10^{13}$  muoni in condizioni di elevato affollamento. A questo scopo è stato progettato un sistema di Trigger che in tempo reale selezioni gli eventi di interesse.

Il sistema è basato sulla digitizzazione delle forme degli impulsi provenienti dai fotomoltiplicatori dell'apparato e sull'analisi in tempo reale delle forme d'onda con algoritmi implementati in FPGA. Questo approccio garantisce da un lato una selezione veloce degli eventi e dall'altro la flessibilità del sistema di Trigger per far fronte ad eventuali altre esigenze dell'apparato sperimentale.

La simulazione dell'apparato ha consentito di individuare gli estimatori delle osservabili cinematiche (impulso, direzione e tempo di volo) delle particelle nello stato finale utili alla selezione degli eventi candidati  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ .



Durante il mio lavoro di tesi ho contribuito allo sviluppo degli algoritmi di ricostruzione delle osservabili cinematiche, alla loro traduzione nei linguaggi utili all'implementazione sugli FPGA ed al loro test per mezzo di forma d'onda simulate. Ho provveduto alla definizione ed all'applicazione delle procedure per l'accettazione delle schede elettroniche che costituiscono il sistema di Trigger. Ho inoltre contribuito alla scrittura dei programmi di configurazione ed acquisizione delle schede che verranno inglobati nei programmi di acquisizione dati dell'esperimento. Ho infine partecipato all'acquisizione e alla successiva analisi di spettri di emissione di un generatore di fotoni da 9 MeV, che verrà utilizzato per la calibrazione del calorimetro elettromagnetico. La misura è stata eseguita con una scheda del sistema di Trigger opportunamente configurata affinché agisse simultaneamente come sistema di selezione degli eventi e di acquisizione

# Capitolo 1

## Motivazioni teoriche

La fisica delle interazioni fondamentali mira a comprendere il comportamento della natura studiandone i componenti primi, le particelle elementari. Gli esperimenti in questo ambito hanno rivoluzionato le nostre conoscenze dei fenomeni naturali. La ricerca moderna, nell'ambito delle particelle elementari, si può classificare in due filoni: esperimenti che mirano a scoprire nuove particelle ed altri che eseguono misure di precisione utilizzando canali di decadimento di particelle già note.

L'esperimento MEG si colloca tra questi ultimi ricercando attraverso il decadimento

$$\mu \rightarrow e\gamma \tag{1.1}$$

una violazione del sapore leptonico, proibita (o fortemente soppressa) nel Modello Standard ma ammessa nell'ambito delle teorie di grande unificazione Supersimmetriche.

### 1.1 Il Modello Standard

La teoria delle interazioni fondamentali è il Modello Standard (MS) [1]. Il MS è stato sottoposto a numerosi test sperimentali di alta precisione e le previsioni del modello risultano in accordo con le misure sperimentali. La teoria unisce tre delle quattro interazioni fondamentali: interazione elettromagnetica, interazione debole ed interazione forte. Non include l'interazione gravitazionale.

Le particelle elementari sono classificate in due famiglie, i leptoni ed i quark; hanno tutte spin  $1/2$  ma risultano radicalmente diverse attraverso la loro fenomenologia. Difatti è evidenza sperimentale, e pietra angolare della teoria, che i quark interagiscono attraverso le tre interazioni del MS, mentre i leptoni non sono soggetti all'interazione forte. Le varie particelle interagiscono tra loro attraverso i mediatori, chiamati bosoni di Gauge, i quali hanno invece spin 1.

Il MS è una teoria di gauge basata sul gruppo  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . I campi fermionici liberi, i bosoni di gauge e il bosone di Higgs sono introdotti come campi elementari. Il campo

di Higgs è il campo tramite il quale le particelle della teoria acquistano massa mantenendo la teoria rinormalizzabile. L'osservazione sperimentale del bosone di Higgs è l'ultimo tassello che rimane per il completamento sperimentale della teoria. La comunità scientifica dà quindi estrema importanza alla sua scoperta ed anche a tale fine è stata costruita una nuova macchina acceleratrice: LHC (Large Hadron Collider). Questo collisore per protoni riuscirà a concentrare una energia fino a 14 TeV nel centro degli impulsi che dovrebbe essere sufficiente a crearlo, rendendo possibile la misura delle caratteristiche principali.

I campi fermionici dei quark saranno indicati con  $q_{ij}$  e quelli dei leptoni con  $l_{ij}$  (indicherò inoltre con  $\psi_{ij}$  un generico campo fermionico) dove  $i = 1, 2, 3$  distingue le tre famiglie di sapore e  $j = L, R$  la chiralità destra o sinistra. I campi bosonici associati ai gruppi di simmetria sono indicati con  $G_\mu$  per  $SU(3)$  con generatori  $\lambda_a$  ( $a=1,8$  matrici di Gell-Mann),  $W^\mu$  per  $SU(2)$  con generatori  $\tau_a$  ( $a=1,3$  matrici di Pauli) e  $B^\mu$  per  $U(1)$ . La Lagrangiana può essere scritta come somma di tre termini [2]:

$$L_{MS} = L_{Gauge} + L_{Higgs} + L_{Yukawa} \quad (1.2)$$

La  $L_{Gauge}$  descrive i campi fermionici e bosonici liberi, la loro interazione e l'accoppiamento con il campo di Higgs.

$$L_{gauge} = \sum_{SU(3), SU(2), U(1)} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_{q,l} i\bar{\psi}_{ij} \gamma^\mu D_\mu \psi_{ij} + |D_\mu H|^2 \quad (1.3)$$

dove  $F_{\mu\nu}^a$  è il tensore del campo di gauge definito come:

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu T_\nu^a - \partial_\nu T_\mu^a - cf_{abc} T_\mu^b T_\nu^c \quad (1.4)$$

con  $T^{\mu\nu}$  indico un generico campo bosonico di gauge e  $f_{abc}$  le costanti di struttura del gruppo corrispondente ed infine  $c$  la costante di accoppiamento ( $g_s, g, g'$  per rispettivamente interazione forte, elettromagnetica e debole). La derivata covariante è definita nel modo seguente:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a + ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a + ig' Q_Y B_\mu \quad (1.5)$$

La Lagrangiana di Higgs descrive il potenziale del campo di Higgs  $H$  per mezzo dei parametri  $\mu$  e  $\lambda$  e vi introduce una rottura spontanea di simmetria:

$$L_{Higgs} = - \left( -\mu^2 |H|^2 + \lambda |H|^4 \right) \quad (1.6)$$

Dopo la rottura di simmetria data dal potenziale di Higgs e sviluppando il campo di Higgs attorno al valore di aspettazione del vuoto  $v$ , tre dei quattro mediatori delle interazioni elettrodeboli acquistano massa. Tali masse sono introdotte in funzione di alcuni parametri della teoria, come indicato in Tabella 1.1:

$$\begin{aligned}
m_W &= gv/2 \\
m_Z &= \sqrt{g^2 + g'^2}v/2 \\
\frac{m_W}{m_Z} &= \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \sqrt{1 - \sin^2(\theta_W)} \\
m_H &= \sqrt{2\lambda}v \\
\sin(\theta_W) &= \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\
e &= g \sin(\theta_W)
\end{aligned}$$

Tabella 1.1: Massa dei bosoni di Gauge, del bosone di Higgs, di  $\sin(\theta_W)$  e della carica elettrica in funzione dei parametri della teoria.

Le masse delle particelle mediatrici dell'interazione debole ed il valore dell'angolo di Weinberg sono stati misurati indipendentemente da diversi esperimenti che utilizzavano canali di fisica differenti [3].

$$\sin^2(\theta_W) = 0.223 \pm 0.004 \quad (1.7)$$

$$M_W = (80.41 \pm 0.10) GeV/c^2 \quad (1.8)$$

$$M_Z = (91.187 \pm 0.008) GeV/c^2 \quad (1.9)$$

$$\frac{M_W}{M_Z} \Rightarrow 0.223 \pm 0.002 \quad (1.10)$$

La quarta equazione mostra come le misure sperimentali siano tra loro coerenti, ed in accordo con quanto previsto dal Modello Standard.

La terza parte della Lagrangiana (1.2) descrive il termine che fornisce la massa ai campi fermionici, risultante dall'accoppiamento dei fermioni al campo di Higgs e dalla rottura di simmetria.

$$L_{Yukawa} = -[\bar{e}_{iR}(m_e)_{ij}e_{jL} + \bar{d}_{iR}(m_d)_{ij}d_{jL} + \bar{u}_{iR}(m_u)_{ij}u_{jL}] + \text{HC} \quad (1.11)$$

Gli autostati di massa dei fermioni sono collegati a costanti di accoppiamento di Yukawa:

$$(m_X)_{ij} = -(y_X)_{ij}(v/\sqrt{2}) \quad (1.12)$$

dove  $X=e, d, u$ , con l'esclusione dei neutrini poiché non esistevano evidenze sperimentali per la loro massa.

Sperimentalmente si osservano particelle strane, ad esempio i mesoni K, decadere in stati privi di stranezza. Questo fenomeno è riprodotto all'interno del MS attraverso la matrice unitaria  $V_{CKM}$ , detta di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, in cui siano presenti il mescolamento tra diverse famiglie di quark. La lagrangiana assume la seguente espressione:

$$L = -\frac{g}{\sqrt{2}}[\bar{u}_{iL}\gamma^\mu(V_{CKM})_{ij}d_{jL}W_\mu^+ + \bar{d}_{iL}\gamma^\mu(V_{CKM})_{ij}^*u_{jL}W_\mu^-] \quad (1.13)$$

Fino a pochi anni fa non era stato osservato alcun mescolamento tra leptoni e le misure dirette della massa dei  $\nu$  davano risultati compatibili con 0. Pertanto il MS è stato costruito con  $\nu$  senza massa e senza l'analogia matrice di mescolamento. L'interazione debole di corrente carica nei leptoni si scrive quindi:

$$L = -\frac{g}{\sqrt{2}}[\bar{\nu}_{iL}\gamma^\mu e_{jL}W_\mu^+ + \bar{e}_{iL}\gamma^\mu \nu_{jL}W_\mu^-] \quad (1.14)$$

In questa teoria è evidente come la corrente leptonica sia una quantità conservata nell'interazione anche singolarmente per ogni sapore. Una prima conseguenza è che il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  è proibito.

### 1.1.1 Interazione del muone nel MS

La Lagrangiana del MS contiene 3 accoppiamenti per il leptone  $\mu$ , l'interazione elettromagnetica, debole e con il campo di Higgs [2].

$$L = e\bar{\mu}\gamma^\mu\mu A_\mu - \frac{g}{\sqrt{2}}[\bar{\nu}_{\mu L}\gamma^\mu\mu_L W_\mu^+ + \bar{\mu}_L\gamma^\mu\nu_{\mu L}W_\mu^-] - \sqrt{g^2 + g'^2} \times \\ \times \left[ \bar{\mu}_L\gamma^\mu \left( -1/2 + \sin^2(\theta_W) \right) \mu_L + \bar{\mu}_R\gamma^\mu \sin^2(\theta_W) \mu_R \right] Z_\mu^0 - \frac{m_\mu}{v} \bar{\mu}\mu H \quad (1.15)$$

dove  $\theta_W$  è l'angolo di Weinberg.  $\theta_W$  e la carica elettrica  $e$  sono definiti attraverso i parametri della teoria, Tabella 1.1, i loro valori devono essere determinati sperimentalmente.

Un muone non è una particella stabile, ma decade attraverso interazione debole in elettrone più neutrini,  $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ , nella maggior parte dei casi,  $\approx 100\%$  [3]. L'interazione che descrive tale decadimento è data a ordine albero dal muone che emette un  $W^\pm$  virtuale divenendo neutrino muonico mentre il bosone virtuale decade a sua volta in un elettrone ed il neutrino associato. La misura sperimentale della vita media del muone è:

$$\tau = 2.19703 \pm 0.00004 \quad \mu\text{s} [3]. \quad (1.16)$$

Tale processo era già stato calcolato attraverso la teoria di Fermi delle interazioni deboli, la quale prevedeva una interazione puntuale tra le particelle secondo la lagrangiana:

$$L_{Fermi} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}[\bar{\mu}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)\nu_\mu\bar{e}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)\nu_e + \bar{\nu}_e\gamma^\mu(1 - \gamma^5)e\bar{\mu}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)\nu_\mu] \quad (1.17)$$

La 1.15 è riconducibile alla  $L_{Fermi}$  nel limite di quadrimpulsi trasferiti piccoli rispetto alla massa dei mediatori dell'interazione. Confrontando i risultati delle due teorie si definisce la relazione tra il parametro  $g$  del modello standard e la costante di Fermi  $G_F$ :

$$G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}m_W^2} \quad (1.18)$$

La migliore stima della costante di Fermi si ottiene proprio dalla misura della vita media del muone.

Il secondo canale di decadimento del muone è il decadimento radiativo:  $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$ , la cui probabilità è  $1.4 \pm 0.4\%$  quando  $E_\gamma > 10$  MeV[4]. Si osserva un terzo canale di decadimento:  $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}e^+e^-$  con probabilità ancora minore (BR =  $3.4 \pm 0.4 \times 10^{-5}$ ) [3].

## 1.2 Modifiche apportate dalle oscillazioni del neutrino

Come detto alla fine della sezione 1.1, la versione minimale del MS non prevede il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  perché violerebbe la conservazione del sapore leptonic. Al contrario, negli ultimi anni si sono consolidate evidenze sperimentali in favore del mescolamento dei neutrini attraverso il fenomeno delle oscillazioni.

Gli esperimenti sono molteplici e in genere rivelano una diminuzione del flusso dei neutrini di un determinato sapore, di una determinata energia, ad una certa distanza dalla sorgente. Le sorgenti sono molteplici: reattori nucleari (Chooz [5], KamLAND[6]), acceleratori (K2K[7]) e il Sole (SuperKamiokande[8], SNO[9]) o raggi cosmici (SuperKamiokande, MACRO[10]). Tale diminuzione di flusso si spiega come una oscillazione di sapore del neutrino: gli autostati di massa sono diversi da quelli di interazione. L'osservazione delle oscillazioni di neutrini implica che siano dotati di massa e che, in analogia al settore dei quark, esista una matrice di mescolamento tra le famiglie leptoniche.

Le oscillazioni sono quindi una manifesta violazione della conservazione del sapore leptonic, mentre non ci sono evidenze sperimentali della violazione del numero leptonic totale. In modo analogo a quanto fatto per i quark si modifica la teoria introducendo nella Lagrangiana una matrice di mescolamento. La matrice di mescolamento, detta di Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata, è definita dalla relazione:

$$\nu_\ell = \sum_k (V_{PMNS})_{\ell k} \nu_k \quad (1.19)$$

dove  $\ell = e, \mu, \tau$  (autostati di sapore),  $k = 1, 2, 3$  (autostati di massa).

Scrivendo l'evoluzione temporale di un autostato di sapore con l'approssimazione di massa piccola rispetto all'energia la probabilità di transizione per un neutrino di energia E a distanza L dalla sorgente è (in uno schema a due stati):

$$P(\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left( 1.27 \frac{\Delta m^2 (eV^2) L(m)}{E(MeV)} \right) \quad (1.20)$$

In questa estensione minimale del MS il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  diventa possibile con un diagramma a loop vedi Figura 1.1, dove il bosone  $W$  viene emesso dal  $\mu$  e riassorbito dal  $\nu_e$  scaturito dall'oscillazione del  $\nu_\mu$ .

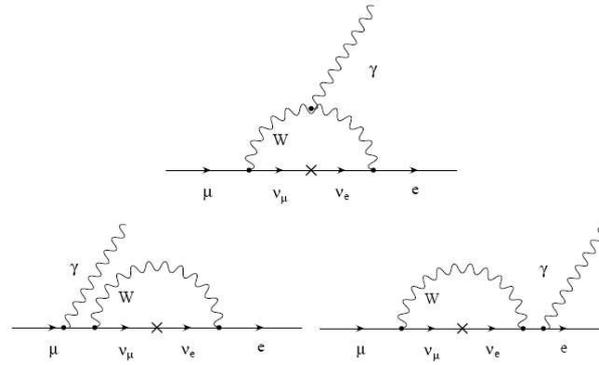


Figura 1.1: Diagrammi di Feynmann per il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  all'interno del MS esteso.

Il processo  $\mu \rightarrow e\gamma$  può essere calcolato e la sua larghezza di decadimento è [11]:

$$\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) = \frac{1}{16} \frac{G_F^2 m_\mu^5}{128\pi^3} \frac{\alpha}{\pi} \left( \frac{m_1^2 - m_2^2}{M_W^2} \right)^2 \sin^2(\theta) \cos^2(\theta) \quad (1.21)$$

dove si è utilizzata l'uguaglianza  $\sin^2(\theta) \cos^2(\theta) = \sum_i |V_{ei}^2 V_{\mu i}|^2$ . Per calcolare la frazione di decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  la si deve normalizzare per la larghezza totale ( $G_F^2 m_\mu^5 / 192\pi^3$ ), ottenendo quindi [2]

$$B(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) = 5 \times 10^{-48} [\Delta m^2 (eV)^2]^2 \sin^2(\theta) \cos^2(\theta) \quad (1.22)$$

Inserendo in 1.22 i valori misurati dall'esperimento KamLAND [6],  $\Delta m_{12}^2 = 6.9 \times 10^{-5} eV^2$  e  $\sin(2\theta) = 0.91$ , si ottiene un  $B \approx 10^{-55}$ . Un livello simile di sensibilità non è raggiungibile da alcun esperimento.

D'altra parte vi sono delle teorie che prevedono una probabilità di decadimento prossima all'attuale limite sperimentale. Tali teorie sono le teorie SUSYGUT.

### 1.3 Teorie SUSYGUT

Nonostante il MS sia in grado di predire ottimamente tutti i risultati ottenuti in esperimento resta ancora una teoria insoddisfacente, soprattutto per motivi di natura teorica. Il MS ha bisogno dell'introduzione un gran numero di parametri *ad hoc* lasciando però irrisolte alcune questioni fondamentali[12]:

1. si introducono tre campi di Gauge con relative costanti di accoppiamento da ricavarsi sperimentalmente. Una teoria fondamentale deve essere invece capace di predire tali valori;
2. i quark ed i leptoni sono organizzati in tre doppietti in una scala gerarchica senza giustificare il numero di famiglie. In più i coefficienti delle matrici di mescolamento (sezioni 1.1 e 1.2) non sono predicibili dalla teoria ma devono essere misurati sperimentalmente;
3. la teoria non fornisce alcuna giustificazione riguardo all'ampio spettro di massa dei leptoni;
4. il valore di aspettazione nel vuoto del campo di Higgs è introdotto *ad hoc*; inoltre il calcolo delle correzioni alla sua massa contiene termini divergenti con loop fermionici, Figura 1.2;
5. La gravità non è inclusa all'interno del modello.

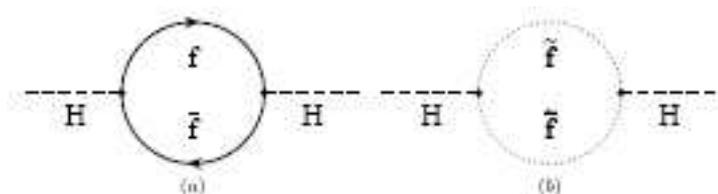


Figura 1.2: Diagrammi di Feynmann per le correzioni al termine di massa del bosone di Higgs:(a) diagramma divergente all'interno del MS; (b) diagrammi introdotti all'interno delle teorie SUSY.

Per tali motivi il MS è considerato un'ottima base di partenza per elaborare una teoria che sia in grado di esplorare la fisica alla scala di energia superiore a 100 GeV.

Il modo con cui si riesce teoricamente a curare la divergenza nel calcolo della massa del bosone di Higgs è di introdurre una nuova simmetria e nuove super-particelle<sup>1</sup> in grado di annullare le divergenze presenti. Tale simmetria è chiamata Supersimmetria. Sparticelle e particelle hanno gli stessi numeri quantici interni e, nel limite di Supersimmetria non rotta, hanno la stessa massa, mentre differiscono per 1/2 nel valore dello spin. In questo modo i fermioni hanno corrispondenti bosoni e viceversa come mostrato in Tabella 1.2.

Il termine di correzione alla massa dell'Higgs acquista per ogni addendo dovuto ad un loop con un fermione il contributo della sparticella corrispondente che, essendo bosone, ha segno opposto

<sup>1</sup>Il termine super-particella si abbrevia usualmente in sparticella. Ad esempio il partner supersimmetrico dell'elettrone è il selettrone.

Particelle MS	Spin	Particelle SUSY	spin
quark(q)	1/2	squark(sq)	0
leptoni(l)	1/2	sleptoni(sl)	0
gluoni(G)	1	gluino	1/2
$W^\pm, Z^0, \gamma$	1	chargino $\tilde{\chi}_i^\pm (i = 1 - 2)$	1/2
bosone di Higgs H	0	neutralino $\tilde{\chi}_i^0 (i = 1 - 4)$	1/2

Tabella 1.2: Particelle SUSY associate a quelle del MS nell'estensione minimale Supersimmetrica minimale del MS (MSSM).

$$\delta m_H^2 \approx \sum_i g_i^2 (m_{B_i}^2 - m_{F_i}^2) \quad (1.23)$$

dove  $g_i$  è la comune costante di accoppiamento con il campo di Higgs, mentre  $F_i$  e  $B_i$  sono particella e sparticella appartenenti allo stesso supermultipletto.

Questa simmetria è chiaramente rotta, l'energia a cui avviene tale rottura è legata alla massa del bosone di Higgs. Le teorie supersimmetriche prevedono anche l'esistenza di particelle supersimmetriche stabili, debolmente interagenti con la materia, che potrebbero essere i costituenti della materia oscura.

Le teorie di Grande Unificazione sono costruite in modo che il MS risulti un sottogruppo di una teoria di Gauge più ampia capace di descrivere la fisica ad energie più elevate. In questo schema le costanti di accoppiamento del MS sono dipendenti da una nuova unica costante di accoppiamento  $g_G$ ; ad esempio, si riesce a dedurre il valore di  $\sin(\theta_W)$  [12]. Tra le teorie esistenti quella che introduce il gruppo di Gauge minimale è la teoria SU(5). Esiste anche la teoria SO(10), scrivibile come SU(5)  $\times$  U(1), dove si introduce anche il campo dato dal neutrino destro-giro.

Le estensioni Supersimmetriche di teorie di Grande Unificazione, teorie SUSYGUT, sono quindi validi candidati per estendere il MS fino alla scala della massa di Planck.

Nell'ambito di questa teorie il processo  $\mu \rightarrow e\gamma$  nasce da loop di correzioni radiative con particelle supersimmetriche, come riportato in Figura 1.3. Il mescolamento tra gli sleptoni può nascere da termini fuori diagonale della loro matrice di massa [13, 14, 15]. In teorie che contengono neutrini destrorsi pesanti e il meccanismo 'see saw', introdotte per giustificare la scala di massa ai neutrini, si ottiene un ulteriore contributo al processo  $\mu \rightarrow e\gamma$ , stimabile dalla matrice di mixing dei neutrini.

L'intervallo di predizioni sul BR( $\mu \rightarrow e\gamma$ ) delle teorie SUSYGUT coprono alcuni ordini di grandezza, dipendendo dal modello e dai parametri di ciascuna.

In particolare nell'ambito della SU(5) SUSYGUT il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  è atteso con valori del BR dell'ordine di  $10^{-12} \div 10^{-14}$ .

In Figura 1.4 è mostrata la dipendenza de  $BR(\mu \rightarrow e\gamma)$  in funzione di alcuni parametri della teoria. Nell'ambito di altri modelli, ad esempio SO(10) SUSYGUT, l'intervallo di predizioni risulta ancora più favorevole.

Lo studio di questo decadimento potrebbe portare quindi ad evidenze di fisica oltre il MS.

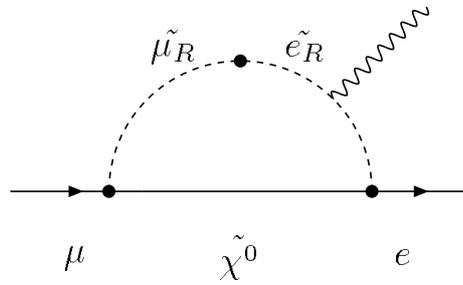


Figura 1.3: Diagramma di Feynmann per il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  all'interno di SU(5) SUSYGUT.

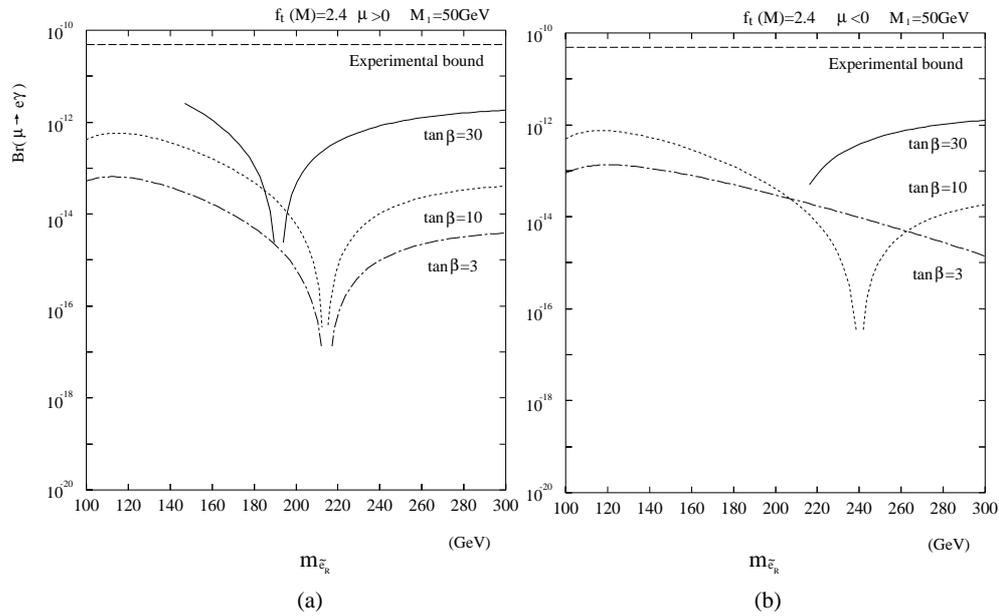


Figura 1.4: Previsioni sulla B di  $\mu \rightarrow e\gamma$  per tipici parametri della teoria SU(5) SUSYGUT in funzione della massa del selettone destro-giro e di  $\tan\beta = \langle H_2^0 \rangle / \langle H_1^0 \rangle$ .

## Capitolo 2

# Il Decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$

### 2.1 Stato della ricerca del decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$

La ricerca del decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  ha inizio nella metà del secolo scorso in seguito alla scoperta del muone [16]. La misura di tale larghezza di decadimento è stata utilizzata in diversi esperimenti come test di validità delle teorie che hanno contribuito successivamente alla costruzione del MS.

La sensibilità raggiungibile da questo genere di esperimenti è anche limitata dall'intensità del fascio di muoni utilizzato. Il primo fascio utilizzato era costituito di una fonte naturale: i raggi cosmici. In seguito, la realizzazione di fasci di crescente intensità agli acceleratori ha permesso di migliorare la sensibilità fino al limite attuale. Un'altra caratteristica importante dei fasci è il parametro  $\delta t/\Delta t$ , dove con  $\delta t$  si indica l'intervallo di tempo in cui il fascio è acceso e con  $\Delta t$  il tempo totale del fascio. In Figura 2.1 è riportato un grafico che mostra in funzione del tempo, l'andamento dei limiti sperimentali sul  $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)$ , mentre in Tabella 2.1 sono elencati i parametri relativi ai fasci utilizzati negli esperimenti condotti negli ultimi 30 anni.

L'utilizzo di fasci di crescente intensità deve essere accompagnato da un significativo sviluppo delle tecniche di rivelazione al fine di migliorare la capacità di reiezione dei fondi. Diviene quindi sempre più importante utilizzare rivelatori all'avanguardia. In Tabella 2.2 sono elencati per gli esperimenti già menzionati e le risoluzioni dei rivelatori da essi utilizzati.

L'obiettivo dell'esperimento MEG è quello di ricercare il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  che viola il sapore leptonic con una sensibilità di  $\approx 4 \times 10^{-14}$  corrispondente, in caso di fondo nullo e di non osservazione del decadimento, ad un limite superiore sul BR di  $\approx 1 \times 10^{-13}$ . Questo risultato rappresenterebbe un progresso di due ordini di grandezza rispetto al limite attuale [24].

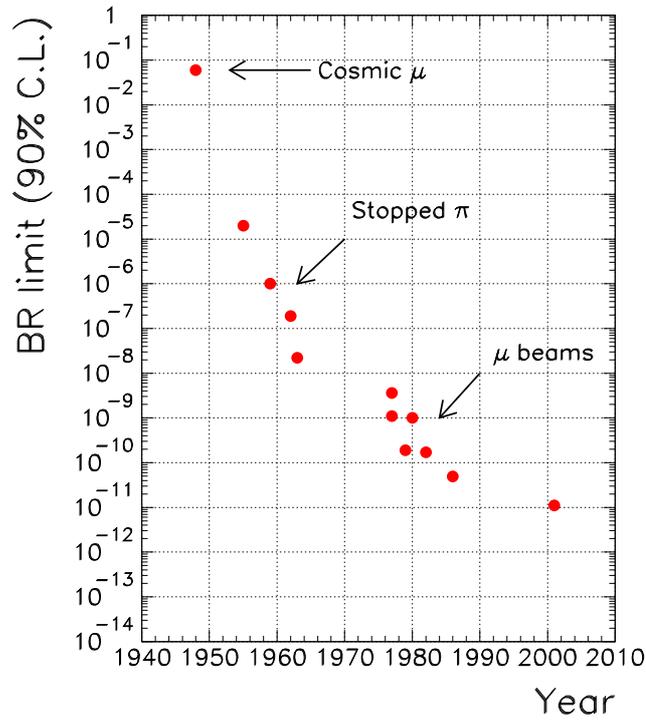


Figura 2.1: Andamento temporale dei limiti sul decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  con l'indicazione sul tipo di fascio di  $\mu$  utilizzato.

Luogo	Anno	Intensità del Fascio( $\mu/sec$ )	$\delta t/\Delta t$	Limite Superiore	Referenza
TRIUMF	1977	$2 \times 10^5$	-	$< 3.6 \times 10^{-9}$	[17]
SIN	1980	$5 \times 10^5$	30%	$< 1.0 \times 10^{-9}$	[18]
LANL	1982	$2.4 \times 10^6$	6.4%	$< 1.7 \times 10^{-10}$	[19]
CrystalBox	1986	$3 \times 10^5$	5÷10%	$< 4.9 \times 10^{-11}$	[20]
MEGA	1999	$1.5 \times 10^7$	6%÷9%	$< 1.2 \times 10^{-11}$	[21, 22]

Tabella 2.1: Esperimenti nella ricerca di  $\mu e\gamma$  negli ultimi 30 anni: caratteristiche del fascio utilizzato e risultati ottenuti.

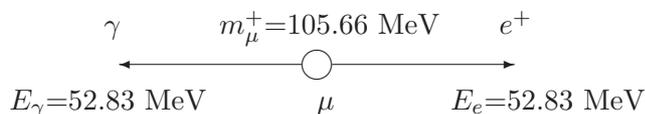
Luogo	Anno	$\Delta E_e$	$\Delta E_\gamma$	$\Delta t_{e\gamma}$	$\Delta\theta_{e\gamma}$	Limite Superiore	Riferimento
TRIUMF	1977	10%	8.7%	6.7 ns	-	$< 3.6 \times 10^{-9}$	[17]
SIN	1980	8.7%	9.3 %	1.4 ns	-	$< 1.0 \times 10^{-9}$	[18]
LANL	1982	8.8%	8%	1.8 ns	37 mrad	$< 1.7 \times 10^{-10}$	[19]
CrystalBox	1986	8%	8%	1.8 ns	87 mrad	$< 4.9 \times 10^{-11}$	[20]
MEGA	1999	1.2%	4.5%	1.6 ns	15 mrad	$< 1.2 \times 10^{-11}$	[21, 22]

Tabella 2.2: Esperimenti nella ricerca di  $\mu e\gamma$  negli ultimi 30 anni: risoluzioni sperimentali ottenute ed i limiti superiori sui BR.

## 2.2 Segnatura del decadimento ed i fondi

Nel sistema di riferimento del centro di massa, il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  si presenta con caratteristiche cinematiche definite e semplici:

1. particelle uscenti hanno energia definita ed egual modulo dell'impulso;
2. le particelle sono emesse collinearmente in versi opposti;
3. sono emesse contemporaneamente.



Per sfruttare convenientemente questa semplice cinematica tutti gli esperimenti hanno arrestato il fascio di muoni positivi<sup>1</sup> su di un bersaglio ed osservato i prodotti di decadimento nel sistema del laboratorio. Un evento di segnale presenterà quindi un positrone ed un fotone di egual impulso, emessi collineari ed in coincidenza temporale.

Per questa segnatura si possono individuare due categorie di eventi di fondo:

1. fondo fisico
2. fondo accidentale

Prima di passare alla discussione dei fondi sperimentali è utile definire alcuni simboli che saranno utilizzati. Si indica con  $\Delta x$  la risoluzione sperimentale FWHM nella misura della

<sup>1</sup>Non è possibile utilizzare un fascio di muoni negativi a causa della grande sezione d'urto di cattura all'interno della materia, verranno utilizzati quindi solamente fasci di muoni positivi.



variabile  $x$ , con  $\partial x$  la finestra sperimentale di selezione degli eventi di segnale, corrispondente al 90% di probabilità di contenere il segnale ( $\partial x = 1.4\Delta x$  nell'ipotesi di risoluzioni gaussiane), e  $\delta x = \partial x/2$ .

### 2.2.1 Fondo fisico

Il fondo fisico è costituito dal decadimento radiativo del muone,  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$  nel caso in cui il positrone ed il fotone siano emessi quasi nella stessa direzione e versi opposti con i neutrini che hanno poca energia [2]. Lo spettro dei fotoni provenienti dal decadimento radiativo è presentato in Figura 2.2.

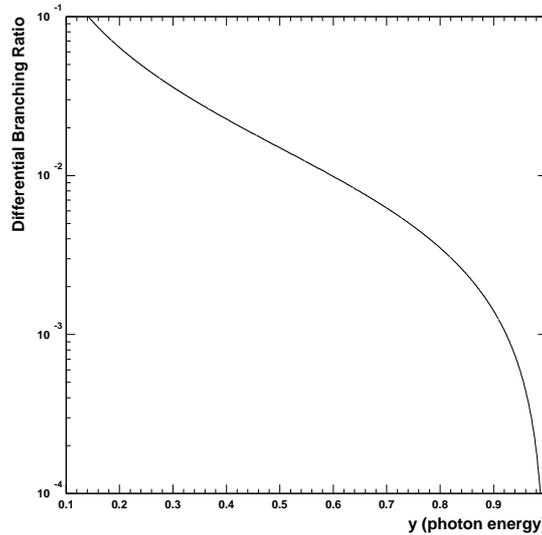


Figura 2.2: Spettro del fotone proveniente dal decadimento radiativo.

La larghezza differenziale del decadimento radiativo viene solitamente espressa in funzione di  $x = 2E_e/m_\mu$ ,  $y = 2E_\gamma/m_\mu$ ,  $z = \pi - \theta_{e\gamma}$ . Per valori di  $x = 1$ ,  $y = 1$  e  $z = 0$ , corrispondenti alla regione di segnale, la larghezza di decadimento si annulla; d'altra parte le finite risoluzioni sperimentali introducono eventi di fondo che in ultima analisi limitano la sensibilità raggiungibile.

Date le risoluzioni sperimentali, integrando la larghezza di decadimento differenziale tra  $1$  e  $1 - \delta x$ ,  $\delta y$  si valuta la probabilità di confondere un evento di fondo con uno di segnale. La Figura 2.3 mostra l'andamento di tale probabilità in funzione di  $\delta x$  e  $\delta y$ , sotto l'ipotesi di  $\delta z \leq 2\sqrt{\delta x \delta y}$ . Si può inoltre notare che per avere accesso ad una sensibilità di  $10^{-15}$  è

necessario disporre di un apparato sperimentale con risoluzioni sia sul positrone che sul fotone dell'ordine di 0.01.

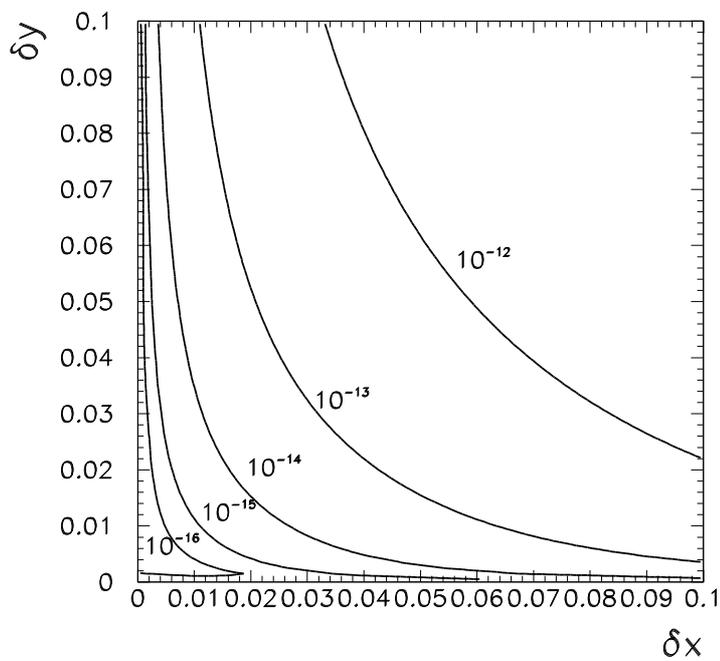


Figura 2.3: Frazione di decadimenti  $\mu \rightarrow e\nu\nu\gamma$  scambiati per  $\mu \rightarrow e\gamma$  in funzione delle risoluzioni nella misura dell'energia del positrone e del fotone.

### 2.2.2 Fondo accidentale

Un evento di fondo si definisce accidentale quando il fotone e il positrone non provengono dal decadimento di un unico  $\mu$ . La coincidenza temporale e la collinearità spaziale sono, appunto, accidentali. L'utilizzo di un fascio puro di muoni garantisce che l'unica sorgente di positroni è il decadimento stesso di un muone. Stesso discorso però non vale per i fotoni. Difatti tipicamente nell'area sperimentale si possono identificare diversi contributi di fotoni di alta energia:

1. il decadimento radiativo del muone;
2. l'interazione di positroni nel rivelatore, con annichilazione in volo o radiazione di frenamento;
3. l'interazioni di neutroni con i materiali circostanti.

Ciascuno dei contributi elencati è proporzionale al flusso di muoni sul bersaglio.



La probabilità che un fotone con energia compresa tra  $E_{th}$  e  $m_\mu/2$  investa il calorimetro elettromagnetico è mostrato in Figura 2.4. La probabilità di un evento di fondo si indica con  $B_{acc}$  ovvero il rapporto tra il numero di eventi accidentali interpretati come eventi  $\mu \rightarrow e\gamma$  rispetto al numero di decadimenti totali osservati. In funzione dell'intensità istantanea del fascio di muoni  $R_\mu$ , delle probabilità  $f_e$  e  $f_\gamma$  che i prodotti di decadimento abbiano energia nell'intervallo  $[m_\mu/2 - \delta E ; m_\mu/2]$  e delle finestre di selezione per coincidenza temporale  $\delta t_{e\gamma}$  e collinearità spaziale  $\delta\theta_{e\gamma}$ , tale probabilità può essere espressa [2]:

$$B_{acc} = R_\mu f_e f_\gamma \delta t_{e\gamma} \left( \frac{\delta\omega_{e\gamma}}{4\pi} \right)^2 \quad (2.1)$$

Si ottiene quindi che la frequenza di eventi accidentali può essere scritta come:

$$R_{acc} = R_\mu \times B_{acc} \quad (2.2)$$

e aumenta quadraticamente con l'intensità del fascio, divenendo preponderante per fasci intensi di  $\mu$ .

Utilizzando come variabili di integrazione normalizzate  $x = 2E_e/m_\mu$ ,  $y = 2E_\gamma/m_\mu$  negli intervalli  $1 - \delta x \leq x \leq 1$  e  $1 - \delta y \leq y \leq 1$ , data la forma degli spettri, si ha che:

$$B_{acc} = \frac{\alpha}{2(2\pi)^3} R_\mu \delta x (\delta y)^2 \delta\omega_{e\gamma}^2 \delta t_{e\gamma} (\ln(\delta y) + 7,33) \quad (2.3)$$

Per eliminare il fondo accidentale è dunque necessario disporre di apparati con le migliori risoluzioni possibili, in particolare gioca un ruolo cruciale la risoluzione nella misura dell'energia del fotone.

### 2.3 La sensibilità di singolo evento

Il numero medio di eventi  $\mu \rightarrow e\gamma$  attesi in esperimento è pari a:

$$N_e = R_\mu T \frac{\Omega}{4\pi} \epsilon_e \epsilon_\gamma \epsilon_{sel} B(\mu \rightarrow e\gamma) \quad (2.4)$$

dove  $R_\mu$  indica l'intensità del fascio in esperimento,  $T$  il tempo vivo di presa dati,  $\Omega$  l'angolo solido coperto dall'apparato, con  $\epsilon_e$  e  $\epsilon_\gamma$  la probabilità che positrone e fotone raggiungano i rispettivi rivelatori ed  $\epsilon_{sel}$  l'efficienza di selezione del segnale.  $\epsilon_e$  e  $\epsilon_\gamma$  sono legate alla geometria del rivelatore ed ai materiali utilizzati, mentre l'efficienza di selezione è legata alle risoluzioni sperimentali. La sensibilità di singolo evento (SES) è definita come il rapporto di decadimento  $B(\mu \rightarrow e\gamma)$  per il quale il numero di eventi medio atteso è uguale ad uno. Invertendo quindi la relazione per  $N_e = 1$ , si ottiene:

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{1}{R_\mu T (\Omega/4\pi)} \times \frac{1}{\epsilon_e \epsilon_\gamma \epsilon_{sel}} \quad (2.5)$$

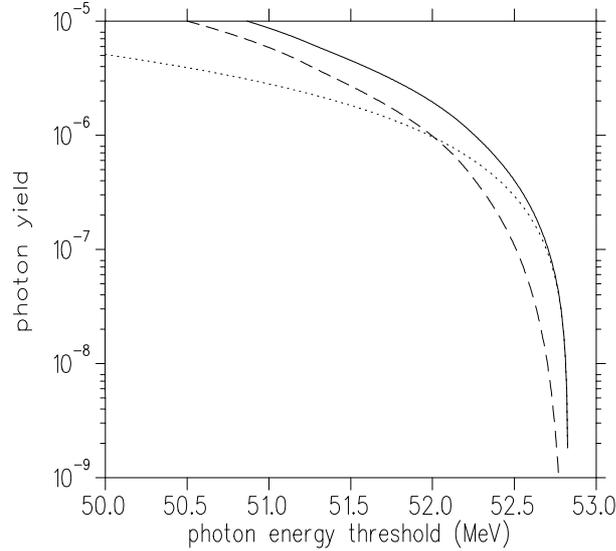


Figura 2.4: Spettri integrati dei fotoni dal valore di soglia all'end-point': la linea tratteggiata indica il decadimento radiativo, la linea a punti l'annichilazione di positrone in volo, la linea continua la somma delle due.

## 2.4 Fondi e sensibilità dell'esperimento MEG

Mediante una simulazione dell'apparato con metodi Monte Carlo sono state stimate le risoluzioni dei singoli rivelatori dell'apparato MEG, indicate in Tabella 2.3.

	FWHM
$\Delta E_e$	0.7 ÷ 0.9%
$\Delta E_\gamma$	4%
$\Delta\theta_{e\gamma}$	17 ÷ 20.5 mrad
$\Delta t_{e\gamma}$	0.15 ns

Tabella 2.3: Valori attesi delle risoluzioni sperimentali espressi in FWHM dell'esperimento MEG.

In riferimento alle considerazioni del paragrafo 2.2.1, utilizzando le risoluzioni sperimentali indicate e applicando finestre di selezione degli eventi che preservino il 90% del segnale, il fondo fisico risulta limitato ad un BR di  $\approx 4 \times 10^{-15}$ .

Il fondo accidentale può essere stimato in base alla relazione 2.3. Dalle risoluzioni indicate, e considerando finestre di selezioni che accettino il 90% del segnale si ottengono  $\delta x \approx 0.6\%$ ,  $\delta y \approx 3.5\%$ ,  $\delta\omega_{e\gamma} \approx 1.5 \times 10^{-4}$  sr e  $\delta t_{e\gamma} \approx 0.15$  ns. Utilizzando un fascio che porti a decadere  $R_\mu \approx 3 \times 10^7$   $\mu/s$  sul bersaglio si può infine stimare un fondo accidentale di  $B_{acc} \approx 3 \times 10^{-14}$ .

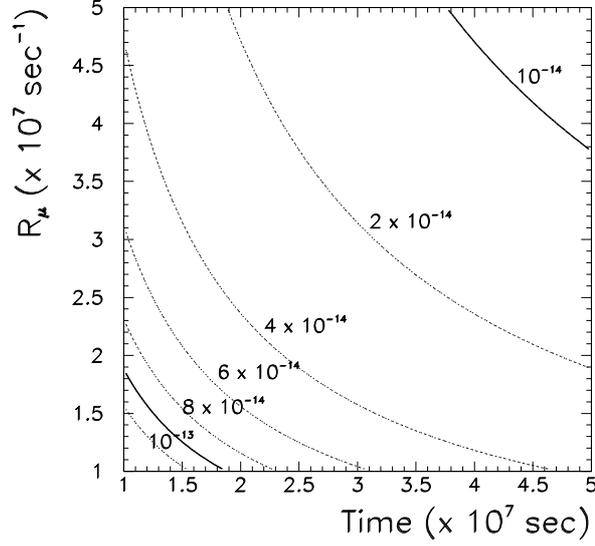


Figura 2.5: Sensibilità di singolo evento in funzione dell'intensità del fascio di muoni e del tempo vivo di presa dati dell'esperimento.

In base alla relazione 2.5 la SES di MEG risulta pari a  $B(\mu \rightarrow e\gamma) \approx 3.8 \times 10^{-14}$  utilizzando  $\frac{\Omega}{4\pi} = 0.1$ ,  $\epsilon_e = 0.9$ ,  $\epsilon_\gamma = 0.6$ ,  $\epsilon_{sel} = 0.7$ ,  $R_\mu = 3 \times 10^7$ ,  $T = 2.6 \times 10^7$ .

Il valore della sensibilità di singolo evento non definisce il valore della sensibilità dell'esperimento. Tale valore si calcola utilizzando la teoria della probabilità [23].

Per il calcolo utilizziamo i parametri definiti nel calcolo della SES e effettuiamo il calcolo nell'ipotesi in cui non sia osservato alcun evento riconducibile ad un decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$ . La distribuzione del numero di eventi osservati in esperimento segue la distribuzione poissoniana, il cui valore medio  $\mu$  è la quantità che si vuole misurare. Date le considerazioni effettuate nella sezione 2.3 si può scrivere che:

$$\mu = B_{\mu \rightarrow e\gamma} R_\mu T \epsilon_e \epsilon_\gamma \epsilon_{sel} \frac{\Omega}{4\pi} \quad (2.6)$$

dal il valor medio  $\mu$  si estrapola  $B_{\mu \rightarrow e\gamma}$ .

In base alle valutazioni dei fondi effettuate ci aspettiamo circa 0.5 eventi di fondo in due anni di presa dati. Utilizzando un approccio frequentistico, basato sulle prescrizioni di Feldman e Cousins [25], nel caso non sia osservato alcun evento di segnale è:

$$B_{\mu \rightarrow e\gamma} < 0.8 \times 10^{-13} \quad @90\%C.L. \quad (2.7)$$

Utilizzando lo stesso schema, supponendo di osservare tre eventi in esperimento, si ottiene sempre al 90% di C.L. che il valore di  $B_{\mu \rightarrow e\gamma}$  appartiene all'intervallo:

$$3 \times 10^{-14} < B_{\mu \rightarrow e\gamma} < 3.5 \times 10^{-13} \quad @90\%C.L. \quad (2.8)$$

Infine in Figura 2.6 sono riportati gli intervalli al 90% di confidenza per la variabile  $\mu$  in funzione del numero di eventi  $k$  rilevati in esperimento in presenza di 0.5 eventi di fondo.

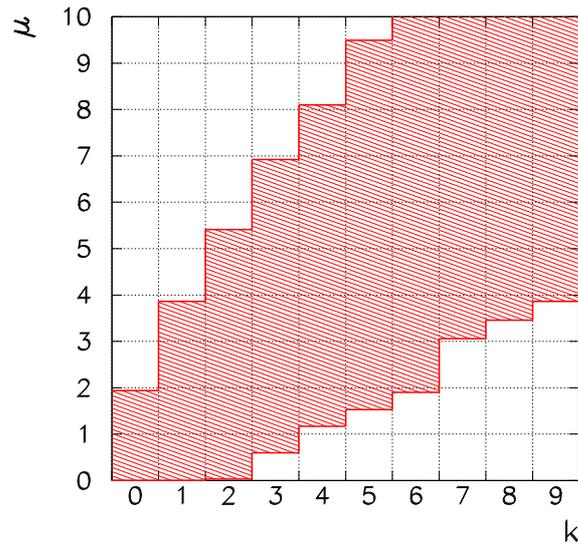


Figura 2.6: Banda al 90% di livello di confidenza per la variabile  $\mu$ , in funzione del numero di eventi rilevato  $k$  in presenza di 0.5 eventi di fondo.



## Capitolo 3

# L'Apparato Sperimentale

La ricerca di un processo raro, come è  $\mu \rightarrow e\gamma$ , richiede una misura estremamente precisa delle variabili cinematiche. Come osservato nel capitolo precedente questa richiesta diviene sempre più stringente all'aumentare dell'intensità dei fasci ove si voglia tenere il fondo accidentale sotto controllo. Per ognuno dei prodotti di decadimento è previsto un sistema di rivelazione dedicato: il fotone è rivelato attraverso la sua interazione con un calorimetro a Xenon liquido (LXe), mentre il positrone viene tracciato all'interno di uno speciale magnete chiamato COBRA per mezzo di camere a deriva e rivelato infine su di un rivelatore chiamato 'Timing Counter' (TC) posizionato all'esterno del tracciatore. Il sistema di tracciatura definisce direzione di emissione ed impulso dell' $e^+$  mentre il TC ne misura il tempo di volo. Come si vede dagli schemi riportati in Figura 3.1 e 3.2, il rivelatore non copre completamente l'angolo solido attorno al bersaglio, ma solo un valore di circa il 10%, sia per ragioni di ottimizzazione dei vari rivelatori che ragioni economiche. I segnali dei rivelatori sono collegati al sistema di acquisizione pilotato dal sistema di Trigger del quale parlerò in dettaglio nei prossimi capitoli.

Il sistema di riferimento cartesiano dell'esperimento ha l'origine ( $x = y = z = 0$ ) al centro del bersaglio dove vengono arrestati i muoni, l'asse  $z$  è diretto lungo la direzione del fascio,  $y$  è diretto verso l'alto ed il calorimetro è situato nel semispazio a  $x < 0$ .

### 3.1 I concetti dell'esperimento MEG

La sensibilità rispetto alla misura di un decadimento raro, come definito nella equazione 2.5, è inversamente proporzionale al numero di decadimenti a patto di mantenere l'incidenza del fondo al di sotto del segnale. Avendo a disposizione un fascio di intensità  $R_\mu \approx 10^7 \div 10^8$   $\mu/s$  per un tempo vivo di osservazione tipico di un anno ( $10^7$  s), supponendo un'efficienza di rivelazione del 10%, è possibile osservare  $\mathcal{O}(10^{13} \div 10^{14})$  decadimenti e quindi si possono raggiungere sensibilità di  $\mathcal{O}(10^{-13} \div 10^{-14})$ .

Una valutazione accurata va fatta nella scelta del fascio. Come introdotto nella sezione 2.1

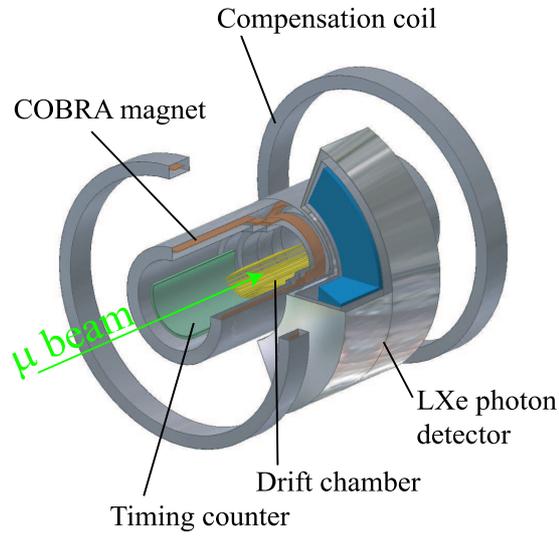


Figura 3.1: Vista tridimensionale dei rivelatori usati nell'esperimento MEG.

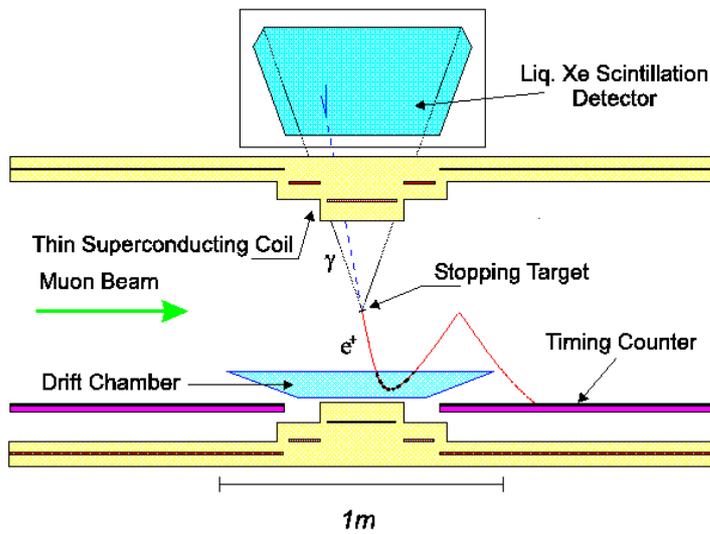


Figura 3.2: Vista schematica dei rivelatori usati nell'esperimento MEG.

un fascio si caratterizza con la sua intensità e il rapporto tra periodo di fascio acceso e periodo totale di fascio  $\delta t/\Delta t$ . A parità di intensità media è possibile utilizzare sia fasci a corrente continua ( $\delta t/\Delta t = 1$ ) che fasci impulsati ( $\delta t/\Delta t \ll 1$ ); l'intensità di picco in una configurazione impulsata risulta maggiore che in una continua e pertanto aumenta il fondo accidentale. Dato che il fondo predominante in questo esperimento è proprio il fondo accidentale (sezione 2.2.2) e che il suo BR equivalente aumenta linearmente con l'intensità di picco del fascio, è evidente il vantaggio nell'utilizzare un fascio in continua.

Per portare il limite per il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  al di sotto dei limiti attuali è richiesto il fascio di muoni in continua più intenso disponibile al mondo: tale fascio si trova al Paul Scherrer Institute (PSI) a Villigen, Svizzera.

### 3.2 Fascio e Bersaglio

Un fascio di protoni da 590 MeV ed intensità 1.8 mA, accelerato con un ciclotrone, è trasportato su due bersagli in sequenza. Essi sono a forma di tronco di cono di semiapertura  $\alpha$  composti di grafite ed inclinati dello stesso angolo  $\alpha$  rispetto all'asse del fascio, vedi Figura 3.3. Essi hanno spessori diversi, rispettivamente 7 mm per il bersaglio sottile, chiamato M-target, e 40 o 60 mm per il bersaglio spesso, chiamato E-target. I bersagli sono raffreddati per emissione di radiazione e sono mantenuti in rotazione per gli stress termici.

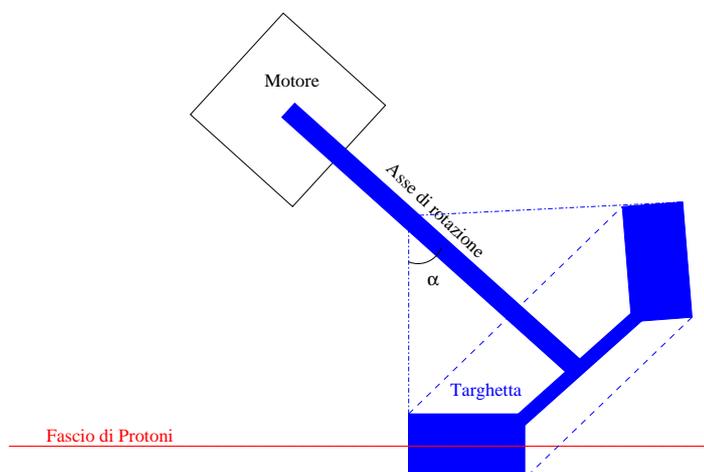


Figura 3.3: sezione schematica del bersaglio E per il fascio di protoni.

I protoni incidendo producono soprattutto neutroni e pioni, dato che l'energia disponibile è sotto la soglia di produzione di mesoni  $K$ . I  $\pi$  a loro volta decadono sia in volo che all'interno dei bersagli producendo muoni ed elettroni. Dai due bersagli si diramano sette linee di fascio disponibili simultaneamente.



I muoni provenienti dai decadimenti dei  $\pi$  in quiete sulla superficie del bersaglio, chiamati in gergo 'surface muons', hanno impulso di 29 MeV/c e sono totalmente polarizzati.

La collaborazione MEG ha deciso di utilizzare la linea di fascio  $\pi E5$ , quella con la più alta accettazione di 'surface muons' del PSI [26, 27].

I valori attesi di flussi di  $\mu$  e  $\pi$  sulla linea  $\pi E5$  in funzione dell'impulso delle particelle, insieme ad alcuni valori sperimentali, sono presentati in Figura 3.4; per il valore di impulso di 29 MeV/c è ben visibile l'incremento di flusso dei  $\mu^+$  dati da 'surface muons'. Le caratteristiche della linea di fascio sono riportate in Tabella 3.1.

Prima di incidere sul bersaglio dell'esperimento il fascio deve essere ripulito dai positroni che accompagnano i muoni (numericamente 10 volte più abbondanti). Inoltre l'impulso dei muoni, 29 MeV/c, deve essere ridotto in modo da poterli arrestare su un bersaglio sottile.

Il trasporto e la purificazione del fascio è stato studiato per due versioni della linea di fascio  $\pi E5$  dette  $\pi E51$  e  $\pi E52$ . Le proprietà delle linee di fascio sono state studiate utilizzando un simulatore dell'ottica del fascio (TRANSPORT [28]) e un programma di tracciatura del fascio (TURTLE [29]) prima di misurarne sperimentalmente il flusso, la contaminazione e la dimensione trasversa [30]. Questi studi hanno portato alla scelta della versione  $\pi E51$ , dove sono stati inseriti ulteriori elementi elettromagnetici tra la fine della linea di fascio e il magnete COBRA come mostrato in Figura 3.5:

- un tripletto di quadrupoli;
- un separatore elettrostatico che opera come selettore di velocità e crea una separazione spaziale tra muoni ed elettroni pari a 11 cm ad una distanza di circa 2 m dal bersaglio, equivalente  $7\sigma$ , dove  $\sigma$  è l'rms combinato delle due distribuzioni in posizione come mostrato in Figura 3.6;
- un secondo tripletto di quadrupoli è inserito dopo il suddetto filtro per rifocalizzare il fascio;
- un solenoide di trasporto (B.T.S.) utilizzato come giunzione tra l'ultimo quadrupolo ed il magnete COBRA. All'interno è inserito il degradatore per ridurre l'impulso dei muoni nel fascio.

Il bersaglio è posizionato con un angolo di  $22^\circ$  rispetto al fascio in modo da ottimizzare l'arresto dei muoni minimizzando lo spessore attraversato dai positroni di decadimento. Per lo stesso motivo il bersaglio è immerso in una atmosfera di He.

Utilizzando il codice GEANT [31] sono stati simulati tre possibili materiali con cui realizzare il bersaglio. Nella Tabella 3.2 si riportano gli spessori di materiale attraversato dai muoni prima di arrestarsi e relative dispersioni in rms. La scelta è ricaduta sul polietilene.

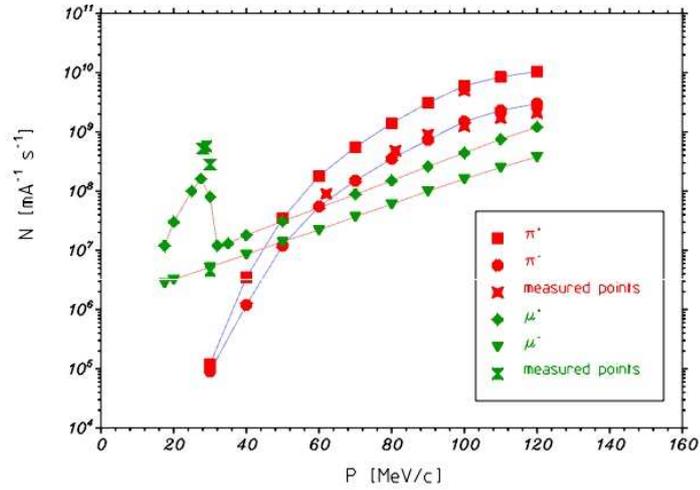
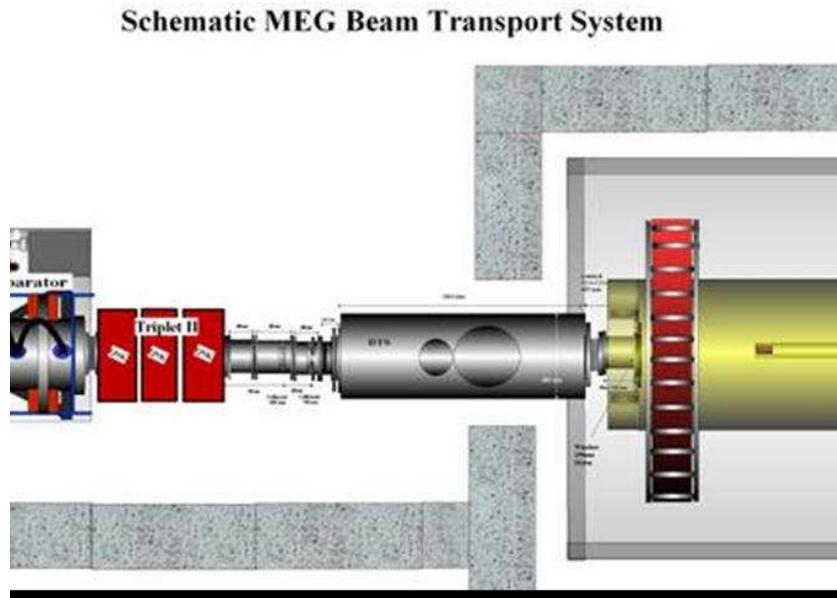
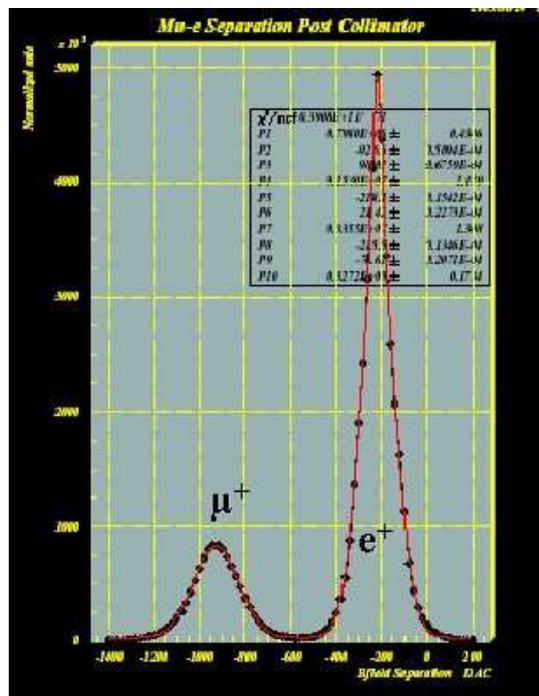


Figura 3.4: Flusso di muoni e pioni sulla linea di fascio  $\pi E5$  in funzione dell'impulso.

Lunghezza della linea di fascio	10.4 m
Intervallo di impulsi	20-120 MeV/c
Risoluzione in impulso	2%
Angolo solido	150 msr
Sezione del fascio(FWHM)	$15 \times 20 \text{ mm}^2$
Divergenza angolare orizzontale(FWHM)	450 mrad
Divergenza angolare verticale(FWHM)	120 mrad

Tabella 3.1: Proprietà della linea d fascio  $\pi E5$ .

Figura 3.5: Schema della linea di fascio di muoni nell'area  $\pi E5$ .Figura 3.6: Separazione spaziale tra muoni e positroni in unità arbitraria misurata nell'area sperimentale  $\pi E5$  a due metri dal separatore elettrostatico.

Materiale simulato	R( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_R(\mu\text{m})$
Polietilene $(\text{CH}_2)_n$	1100	86
Mylar $(\text{C}_5\text{H}_4\text{O}_2)_n$	870	71
Kapton $(\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{N}_2\text{O}_5)_n$	870	71

Tabella 3.2: Valore di spessore medio di materiale attraversato da muoni prima di arrestarsi (R) e relative dispersioni in rms ( $\sigma_R$ ) dei tre materiali considerati per il bersaglio.

È stato scelto uno spessore di bersaglio pari a 5 volte la dispersione dei  $\mu$ , che moltiplicato per  $\sin(22^\circ)$  dà  $\approx 180\mu\text{m}$  di polietilene. Il restante materiale necessario ad arrestare i muoni è inserito all'interno dell'assorbitore posizionato al centro del B.T.S. .

In queste condizioni il fascio ha una intensità massima di  $2.0 \times 10^8 \mu/\text{sec}$  e può essere focalizzato su un'ellisse di dimensioni calcolate di  $\sigma_x = 5.5\text{mm}$  e  $\sigma_y = 6.5\text{mm}$ . Il multiplo scattering nel materiale presente sulla linea di volo dei  $\mu$  dal B.T.S. fino al bersaglio (degradatore, finestra a vuoto della linea di fascio, atmosfera ad elio) porta le dimensioni trasverse a 10 mm per entrambi gli assi.

### 3.3 Il rivelatore per Positroni

Il sistema di rivelazione per i positroni è composto principalmente di due parti: uno spettrometro magnetico ed un sistema di contatori ('Timing Counter') per la misura del tempo di volo. Due sezioni schematiche del rivelatore per positroni sono riportate in Figura 3.7. Nelle prossime sottosezioni descriverò sommariamente questi rivelatori.

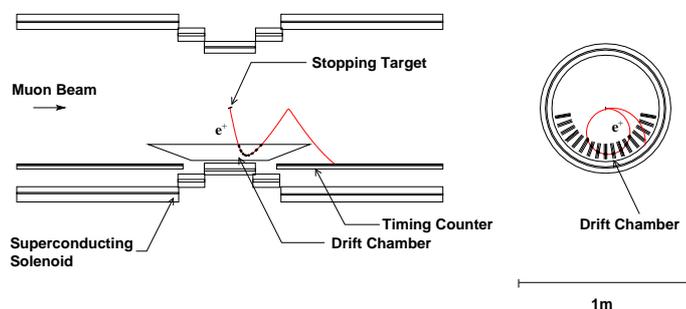


Figura 3.7: Vista schematica del rivelatore per positroni a sinistra nel piano  $r - z$  ed a destra nel piano  $r - \varphi$ .



### 3.3.1 Lo spettrometro magnetico

#### Problematiche generali

Per lo spettrometro è adottato un campo solenoidale disomogeneo a simmetria cilindrica, con asse di simmetria lungo  $z$ , con intensità decrescente per  $|z|$  crescente. Questa configurazione di campo presenta, rispetto al campo uniforme un duplice vantaggio:

- a) un positrone emesso con angolo prossimo a  $90^\circ$  rispetto all'asse del campo magnetico sarebbe rapidamente espulso dalla regione delle camere (Figura 3.8a). Al contrario in un campo uniforme esso attraverserebbe più volte il tracciatore, aumentando così l'occupazione (Figura 3.8b);
- b) il gradiente di campo può essere scelto in modo che il raggio del punto di inversione della traiettoria di un positrone emesso dipenda solo dall'impulso totale e non da quello trasverso nell'intervallo angolare di accettazione dell'esperimento (Figura 3.9b). Da qui il nome COBRA: COstant Bendig Radius. Questo semplifica la ricerca di tracce ad alto impulso.

#### Il magnete COBRA

COBRA è un magnete superconduttore in grado di generare un campo assiale che è massimo al centro, 1.28 T, e decresce lungo l'asse del fascio come mostrato in Figura 3.10. Esso è costituito di cinque bobine superconduttrici di tre raggi differenti posizionate simmetricamente rispetto al bersaglio. Due bobine resistive in configurazione di Helmholtz sono posizionate nelle zone più esterne per minimizzare il campo residuo nella zona del calorimetro, da cui dipende il corretto funzionamento dei suoi fotomoltiplicatori (PMT). Infatti come si evince dalla Figura 3.11 un campo con una componente parallela all'asse dei PMT di 150 Gauss o con una perpendicolare di 50 Gauss potrebbe dimezzare l'ampiezza del segnale di uscita. Con l'introduzione delle bobine di compensazione, il campo nel calorimetro inferiore a 50 Gauss, vedi Figura 3.12.

Il campo magnetico di COBRA è stato misurato 'in situ' su una mappa di oltre 25000 punti con una sonda Hall unidimensionale, intercalibrata con una sonda NMR. È stato misurato un accordo rispetto al calcolo teorico del profilo del campo entro  $\sigma = 0.2\%$  su tutto il volume. Inoltre è stata verificata la stabilità del campo con sonda NMR su una settimana di periodo di accensione riscontrando differenze inferiori a 20 ppm.

#### Le camere a deriva

La misura dell'impulso del positrone viene effettuata attraverso 16 camere a deriva trapezoidali formate da due camere a fili sbalzate in modo da risolvere l'ambiguità destra sinistra. Queste

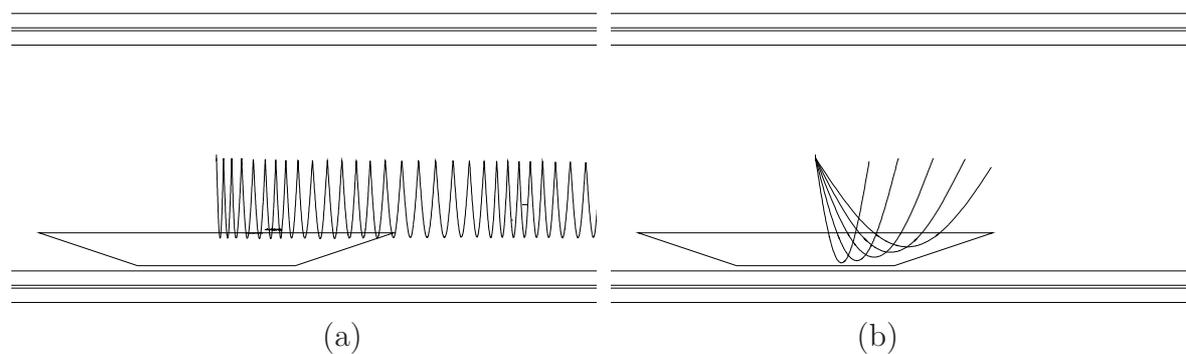


Figura 3.8: Traiettorie di positroni in un campo magnetico uniforme: (a) (sul piano  $r - z$ ) positrone emesso con un angolo di  $88^\circ$  rispetto alla direzione del campo; in (b) positroni con impulso di  $52.8 \text{ MeV}/c$  emessi a diversi angoli mostrano come il punto di inversione della traiettoria dipende dall'angolo di emissione.

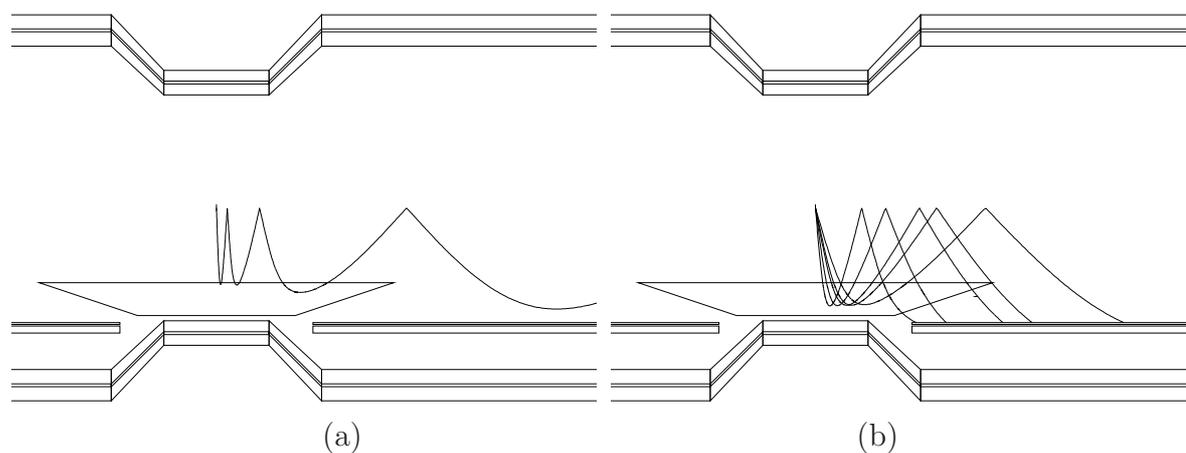


Figura 3.9: Vantaggi con un campo magnetico dotato di gradiente: in (a) (sul piano  $r - z$ ) una particella emessa a  $88^\circ$  viene rapidamente estratta dalla zona occupata dalle camere; in (b) particelle monocromatiche emesse a angoli diversi mostrano come, all'interno dell'accettazione angolare dell'esperimento la posizione radiale del primo punto di inversione non dipende dall'angolo.

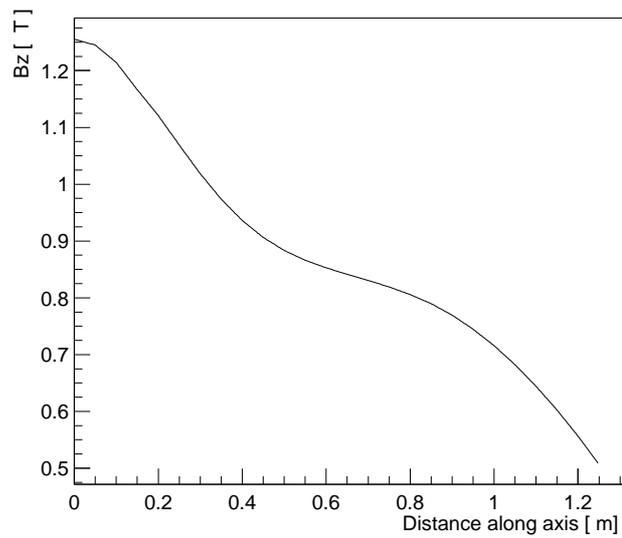


Figura 3.10: Intensità del campo magnetico lungo l'asse z.

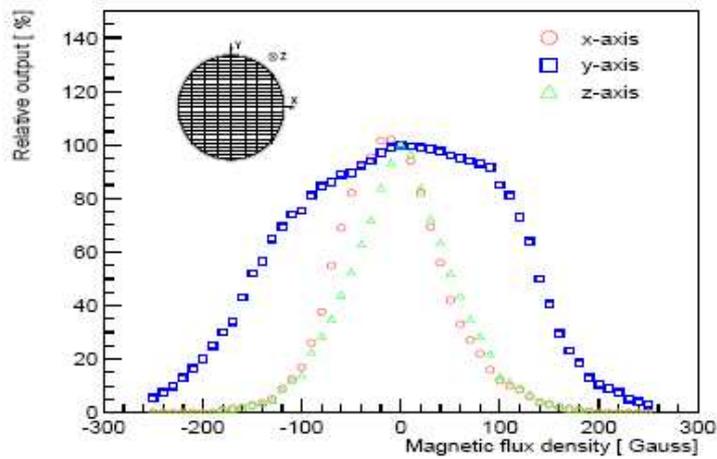


Figura 3.11: Risposta dei fototubi al variare dell'intensità e della direzione del campo magnetico nel quale sono immersi.

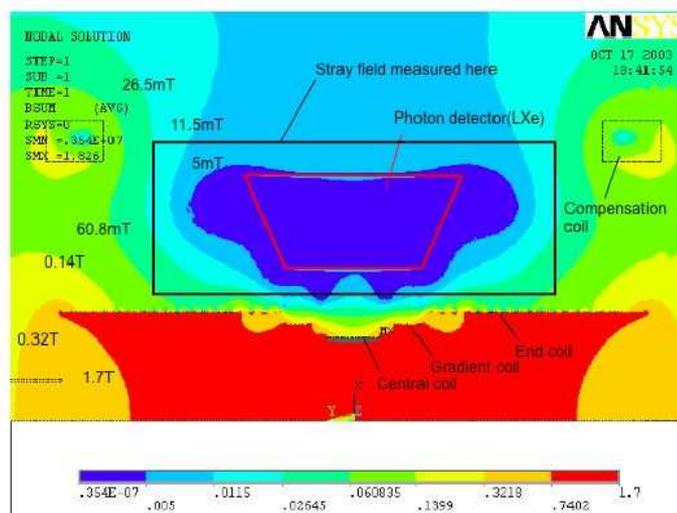


Figura 3.12: Campo magnetico residuo nella zona occupata dal calorimetro.

sono posizionate radialmente ad intervalli di  $10^\circ$  l'una dall'altra. L'area sensibile è posta nell'intervallo  $19.3 \text{ cm} < r < 27 \text{ cm}$  e per  $|z| < 50 \text{ cm}$  in relazione al raggio interno e per  $|z| < 21.9 \text{ cm}$  per il raggio esterno. La distanza tra le camere ed il bersaglio dei  $\mu$  riduce l'affollamento delle camere con positroni di Michel di basso impulso. Nel caso di positroni da  $52.8 \text{ MeV}$  la copertura angolare di questa geometria è  $|\cos(\theta)| < 0.35$  e  $-60^\circ < \varphi < 60^\circ$ . Il volume delle camere è riempito con una miscela di gas costituita da He e  $\text{C}_2\text{H}_6$  in pari concentrazione. Tale miscela è stata scelta per favorire la perdita di energia per ionizzazione ( $\approx 65 \text{ e}^-/\text{cm}$  al minimo di ionizzazione) e ridurre la diffusione multipla ( $X_0 \cong 650 \text{ m}$ ).

La configurazione di ogni camera, Figura 3.13, permette di misurare contemporaneamente la coordinata  $r$  dalla differenza dei tempi di deriva tra i fili e il tempo assoluto dalla loro media, essendo la risoluzione sul tempo di deriva  $\approx 5 \text{ ns}$ . Considerando che la velocità di deriva nel gas è circa  $4 \text{ cm}/\mu\text{s}$  per un campo elettrico di  $\cong 1.5 \text{ KV}/\text{cm}$ , si può stimare una risoluzione sulla coordinata radiale  $\delta r \approx 150 \div 200 \mu\text{m}$ .

La resistività dei fili introduce una dipendenza dalla carica alle estremità della posizione assiale. Una prima, grossolana ( $\sigma = 1 \text{ cm}$ ) stima della coordinata  $z$  si può ottenere dal rapporto delle due cariche. Per ottenere una migliore risoluzione un sottile strato di alluminio è depositato sui fogli catodici in modo da produrre delle 'Vernier pad'. La distribuzione della carica indotta sulle 'Vernier pad' permette di migliorare la misura di  $z$  fino ad una risoluzione di circa  $300 \mu\text{m}$ .

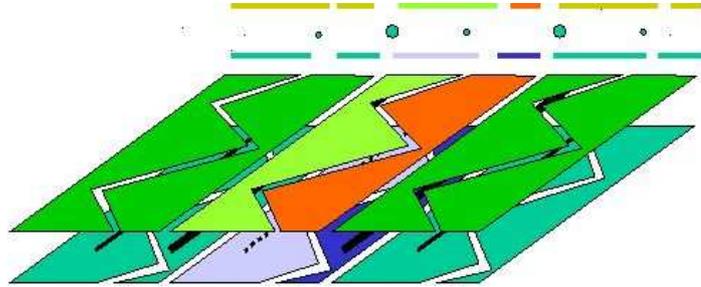


Figura 3.13: Disegno di Vernier sui fogli catodici di tre celle a drift. Nella parte alta della figura è data nella sezione trasversa dove si mostra anche la posizione relativa dei fili.

### Prestazioni attese

Le risoluzioni attese dall'apparato di tracciatura sono state investigate attraverso una simulazione basata su GEANT 3.21. I risultati della simulazione sono stati utilizzati per provare le prestazioni di diversi metodi per la ricostruzione di tracce di positroni da 52.8 MeV ottenendo risoluzione  $\Delta p/p = 0.9\%$  in impulso e di 12 mrad FWHM per l'angolo di emissione. Il vertice del decadimento del  $\mu$  sul bersaglio può essere ricostruita con una risoluzione di 2.5 mm FWHM.

### 3.3.2 Il 'Timing Counter'

Il ruolo del 'Timing Counter' (TC) è di fornire la misura del tempo di emissione dei positroni. Il rivelatore è costituito di due parti identiche a forma di settore cilindrico il cui asse di simmetria coincide con l'asse  $z$ . Le due sezioni sono poste simmetricamente rispetto alla posizione del bersaglio e distano 31 cm dall'asse  $z$ , coprono  $145^\circ$  in  $\varphi$  e l'intervallo  $25 \leq |z| \leq 95$  cm. Ciascuna è costituita da 15 barre, di scintillatore plastico BC404, di sezione quadrata ( $l=4$  cm), lunghe 80 cm ed allineate all'asse di simmetria; in Figura 3.14 è riportata una ricostruzione dell'apparato, mentre in Figura 3.15 è riportata la sua collocazione sperimentale. Data la geometria del campo magnetico si ha che i positroni emessi con  $|\cos(\theta)| \leq 0.35$  incidono sul TC dopo aver completato  $\approx 1.5$  giri sul piano  $r - \varphi$ . Le barre di scintillatore sono lette agli estremi da due PMT di tipo 'fine mesh' per poter operare in campo magnetico. Anche in questo caso l'orientazione dei PMT rispetto a  $\vec{B}$  è tale da minimizzare la dispersione, indotta dal campo, del tempo di transito della catena dinodica, vedi Figura 3.16.

Ogni sezione è rivestita all'interno da 256 fibre scintillanti, orientate lungo la coordinata azimutale, di sezione quadrata con lato 0,5 cm lette da una matrice di fotodiodi a valanga (APD). Combinando la lettura delle fibre con l'indice delle barre, è possibile ottenere una ricostruzione stereo del punto di impatto del positrone sul TC utile, come si vedrà nel capitolo seguente, a determinare la direzione relativa del positrone e del fotone a livello di trigger.

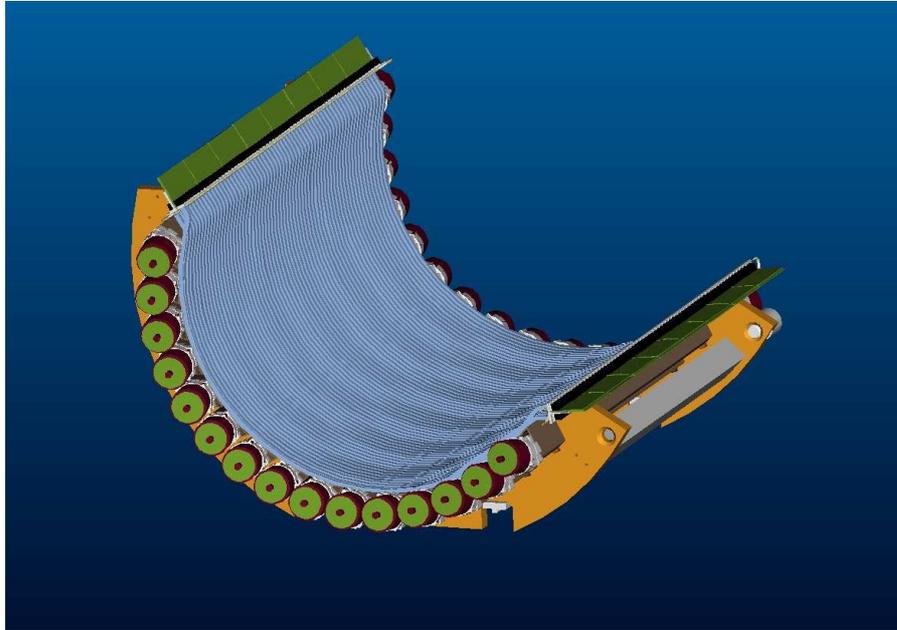


Figura 3.14: Vista tridimensionale del Timing Counter.

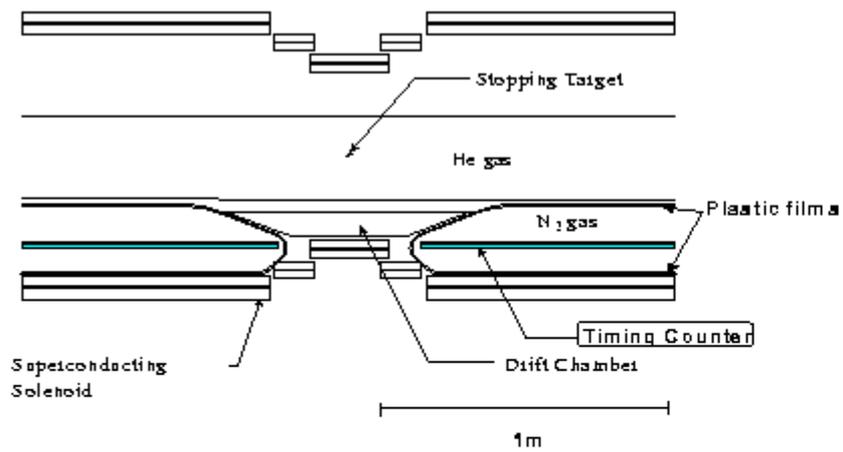


Figura 3.15: Vista schematica del Timing Counter.

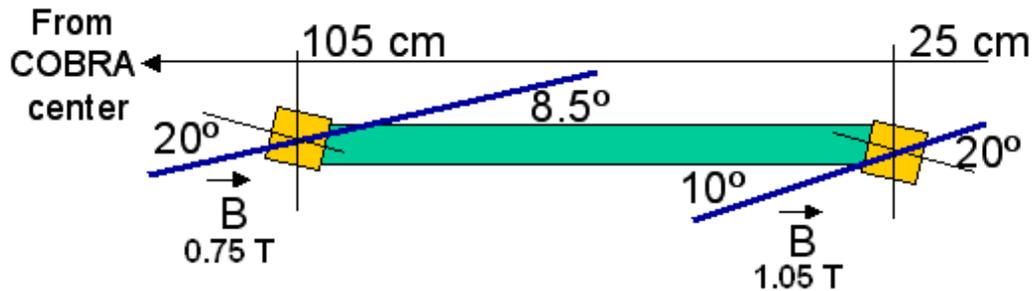


Figura 3.16: Schema di una barra del TC con relativi PMT di lettura.

La risoluzione richiesta (100 ps FWHM) è stata ottenuta esponendo le 15 barre della prima sezione al fascio di elettroni disponibile alla BTF di Frascati. Sono state effettuate misure con il passo di 10 cm su ognuna delle barre, per un totale di 105 punti, ottenendo quasi sempre una risoluzione migliore rispetto a quella di progetto, come mostrato in Figura 3.17. Il contributo alla misura temporale della diffusione multipla subita dai positroni all'interno del sistema di tracciatura è stato studiato con metodi Monte Carlo e risultata essere trascurabile ( $\approx 20$  ps).

I PMT hanno un tempo di vita limitato se immersi in atmosfera con alta concentrazione di He. Per questo motivo il TC sarà isolato dal tracciatore attraverso un involucro di materiale plastico, all'interno del quale verrà flussato azoto.

### 3.4 Rivelatore per i Fotoni: il Calorimetro a Xenon liquido

L'esperimento MEG ha scelto di adottare, per la rivelazione del fotone, una tecnica calorimetrica innovativa, basata sulla scintillazione dello Xe liquido, in grado di combinare un'efficiente resa di luce, tipica dei cristalli inorganici, con una rapidità di risposta prossima a quella degli scintillatori organici. Il disegno e la caratterizzazione di questo calorimetro costituiscono uno dei principali compiti del gruppo di Pisa [32, 33, 34].

#### 3.4.1 Scintillazione in Xe

Tra i gas nobili, lo Xe presenta il vantaggio di una più alta temperatura di ebollizione (pari a 165 K a 1 atm, la più alta tra i gas nobili) e di un alto numero atomico ( $Z=54$ ) che, abbinato ad una maggiore densità in fase liquida ( $\rho=2.95$  g/cm<sup>3</sup>) ne fa un eccellente radiatore ( $X_0=2.77$  cm). Per questi motivi un calorimetro a Xe liquido può essere progettato con dimensioni notevolmente compatte. Le proprietà salienti dello Xe sono riportate in Tabella 3.3.

Il LXe ha proprietà importanti come mezzo di scintillazione. Il numero di fotoni di scintillazione emessi per unità di energia depositata è paragonabile ai cristalli scintillatori (ad esempio NaI), che è indispensabile per ottenere una ottima risoluzione in energia. Inoltre, il breve

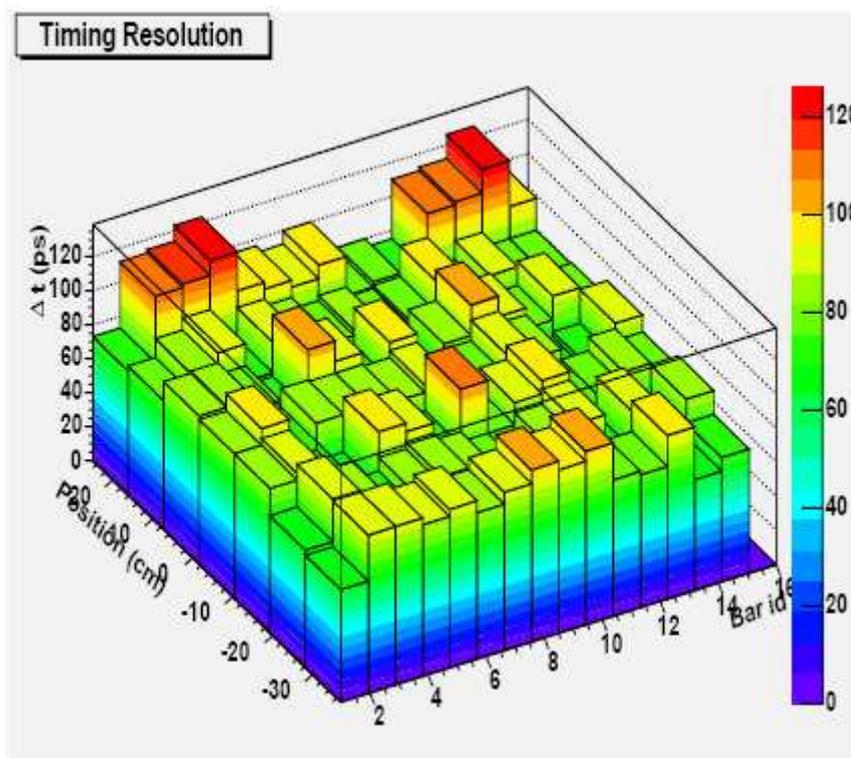


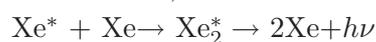
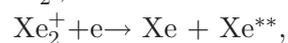
Figura 3.17: Risoluzione sperimentale per la misura del tempo per le 15 barre di una delle sezioni del TC misurate in 7 punti differenti per ogni barretta.

tempo di emissione lo rende preferibile a questi ultimi; da un lato esso infatti garantisce una risoluzione temporale in linea con le richieste dell'esperimento, dall'altro riduce significativamente la probabilità di 'pile-up', che costituisce un elemento rilevante in un esperimento ad alto affollamento come MEG.

L'emissione avviene nel VUV con lunghezza d'onda pari a  $178 \pm 13$  nm. Il meccanismo di scintillazione coinvolge atomi eccitati di Xe ( $\text{Xe}^*$ ) e ioni  $\text{Xe}^+$  e può essere descritto come segue:



oppure



dove  $h\nu$  è un fotone ultravioletto emesso per diseccitazione dell'eccimero  $\text{Xe}_2^*$ . L'energia rilasciata nel decadimento dell'eccimero è sensibilmente minore rispetto alla differenza di energia

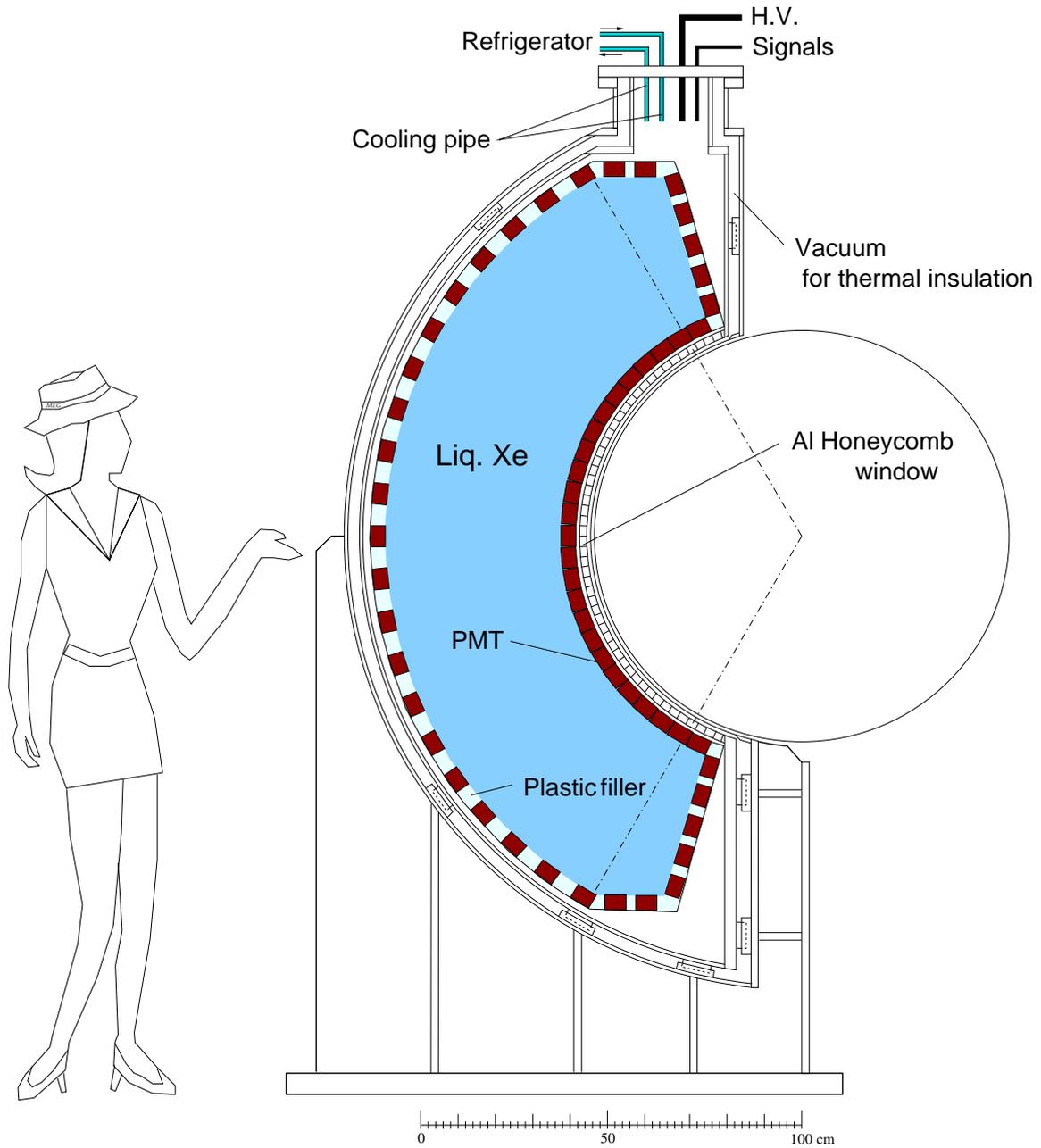


Figura 3.18: Vista schematica del calorimetri a LXe.

Densità	2.95 g/cm <sup>3</sup>
Temperatura di ebollizione e liquefazione (1 atm)	165 K, 161 K
Energia depositata per fotone di scintillazione( $\gamma/\alpha$ )	24 eV/19 eV
Lunghezza di radiazione	2.77 cm
Tempo do decadimento	4.2 ns, 22 ns, 45 ns
Lunghezza d'onda del picco di emissione	178 nm
Lunghezza di assorbimento per luce di scintillazione	> 100 cm
Lunghezza di attenuazione	$\approx$ 40 cm
Indice di rifrazione	1.6 $\div$ 1.72

Tabella 3.3: Proprietà del LXe.

tra lo stato fondamentale ed il primo eccitato dell'atomo di Xe ed inoltre l'eccimero non esiste nello stato fondamentale ma solo nel livello eccitato. Conseguentemente lo Xe è trasparente alla sua frequenza e la lunghezza di assorbimento dei fotoni può essere  $\gg 1$  m.

Tuttavia la presenza di pur piccole concentrazioni di impurità può indurre un assorbimento della luce tale da compromettere l'uniformità di risposta del calorimetro, con conseguenze anche drammatiche sulla risoluzione in energia. In particolare le molecole di ossigeno (O<sub>2</sub>) e di vapore acqueo (H<sub>2</sub>O) presentano spettri di assorbimento non nulli attorno alla lunghezza d'onda di emissione dello Xe, come risulta dalle Figure 3.19 e 3.20. È stato calcolato che la contaminazione da parte di tali molecole dovrà essere mantenuta sotto qualche decina di parti per miliardo per non avere distorsioni rispetto alla migliore risoluzione ottenibile. È stato quindi progettato un sistema di purificazione dello Xe che, attraverso il ricircolo in fase liquida, elimini eventuali eccessi di impurità presenti nel liquido. D'altro canto, la lunghezza di assorbimento verrà continuamente monitorata durante la fase di presa dati come vedremo tra breve.

### 3.4.2 Geometria e prestazioni del rivelatore

La Figura 3.18 mostra come anche il disegno del calorimetro rispetti la simmetria cilindrica dell'apparato, in modo che fotoni prodotti nel bersaglio incidano perpendicolarmente sulla superficie interna. Il volume di 0.8 m<sup>3</sup> è letto da circa 850 PMT Hamamatsu R9299 [35] sensibili alla luce ultravioletta. La densità dei fototubi è maggiore sulla faccia interna dato che i fotoni interagiscono, in media, molto vicino alla faccia di ingresso e lì rilasciano gran parte della loro energia. Il rivelatore copre un intervallo angolare  $|\cos(\theta)| < 0.35$  e 120° in  $\varphi$ , corrispondente a circa il 10% dell'angolo solido.

Le risoluzioni attese per un fotone di 52.8 MeV sono di 150 ps FWHM per la misura temporale,  $\approx$  4% per la misura di energia (Figura 3.21).

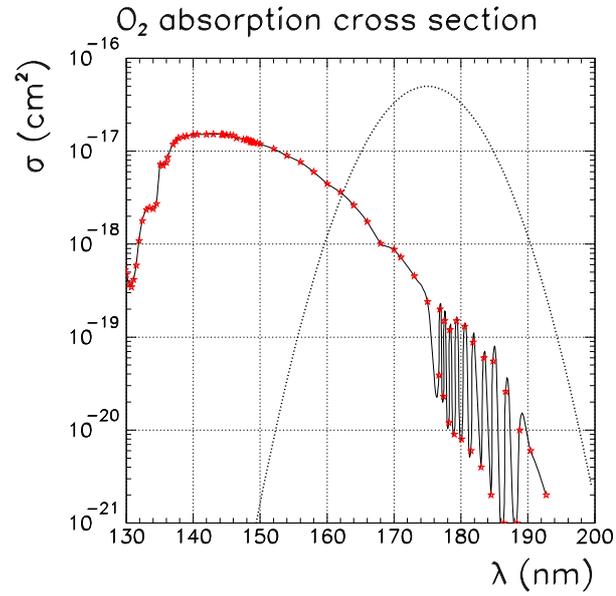


Figura 3.19: sezione d'urto di assorbimento per O<sub>2</sub> con sovrapposto lo spettro di scintillazione dello Xe liquido (in scala arbitraria)

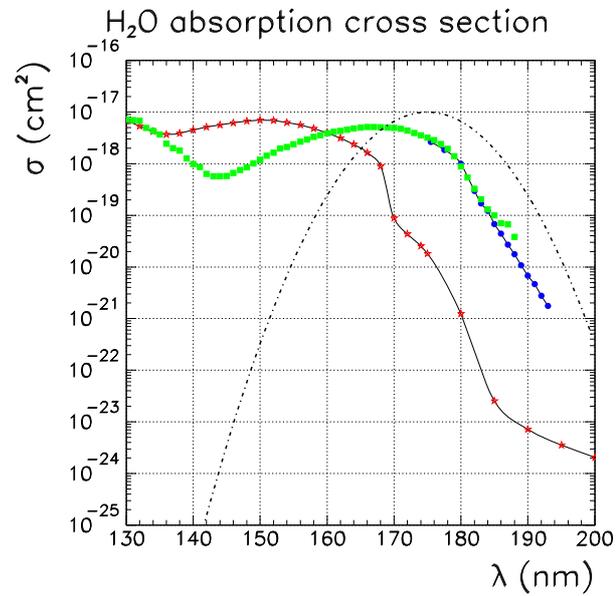


Figura 3.20: sezione d'urto di assorbimento per H<sub>2</sub>O (stelle rosse=liquido, quadrati blu=vapore) con sovrapposto lo spettro di scintillazione dello Xe liquido (in scala arbitraria).

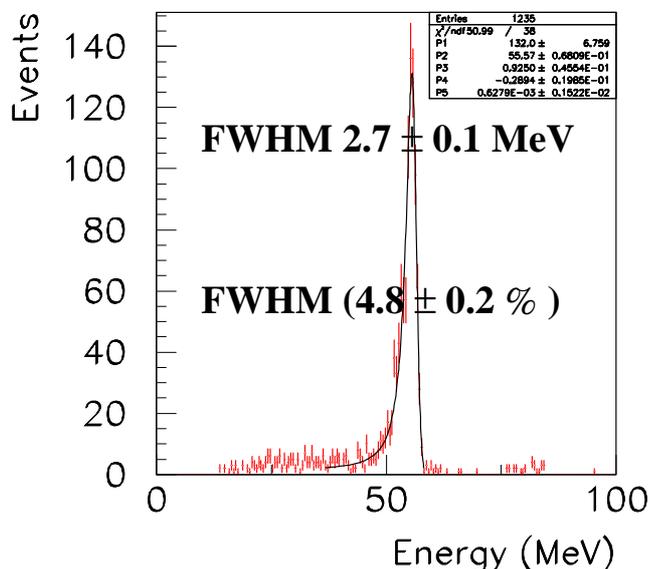


Figura 3.21: Energia ricostruita su fotoni da 55.5 MeV utilizzando un prototipo del calorimetro chiamato ‘Large Prototype’.

### 3.4.3 Calibrazione e monitoraggio del calorimetro

Durante la fase di presa dati saranno monitorate la stabilità e le prestazioni del calorimetro. Per questo saranno acquisiti eventi di calibrazione con depositi di energia in posizioni note, unitamente ad eventi generati mediante sorgenti di luce (laser o LED).

#### Sorgenti $\alpha$ per misurare le QE dei PMT

La conoscenza delle efficienze quantiche (QE) dei PMT è necessaria per la ricostruzione dell’energia [36]. Le QE sono state misurate relativamente ad un gruppo di PMT di riferimento prima del loro utilizzo in esperimento e queste misure sono state utilizzate per disporre i PMT dentro al calorimetro.

Il monitoraggio delle QE sarà ottenuto utilizzando sorgenti  $\alpha$  depositate su cinque fili di diametro circa  $50 \mu\text{m}$ . I fili sono posti parallelamente alla direzione del fascio ed ancorati alle facce laterali del calorimetro. Le particelle  $\alpha$  provenienti dal decadimento hanno energia nota e la depositano interamente all’interno del calorimetro in una regione  $\approx 40 \mu\text{m}$  intorno alla sorgente. Di conseguenza l’energia dell’evento e la sua collocazione nello spazio sono note e facilmente simulabili.

Un confronto del numero di fotoelettroni per PMT ottenuti attraverso simulazioni Monte Carlo e il numero reale registrato in un evento di particella  $\alpha$  fornisce una stima della efficienza quantica. La variazione del numero di fotoelettroni in funzione della distanza tra il PMT e le

varie sorgenti  $\alpha$  consente inoltre di stimare l'assorbimento della luce all'interno del calorimetro, con conseguente monitoraggio delle impurezze disciolte nello Xe.

È stato scelto un classico emettitore  $\alpha$ ,  $^{241}\text{Am}$ , che fornendo  $\alpha$  da 5.44 MeV ben si adatta alle esigenze sperimentali. L'attività individuale di ogni singola sorgente è  $\cong 1000$  Bq. L'Americio è impiantato sulla superficie di una foglia di oro che poi è avvolto, e fissato per compressione, attorno ai fili da  $50\ \mu\text{m}$  (Figura 3.22).



Figura 3.22: Sorgente di Americio inserita su di un filo di diametro di  $100\ \mu\text{m}$ .

### Calibrazione attraverso LED

All'interno del calorimetro sarà installato un sistema di LED in grado di illuminare completamente i PMT così da determinarne il guadagno. L'emissione sarà stimolata durante il periodo di calibrazione variando l'intensità luminosa su alcuni valori predefiniti. Con questa procedura la varianza delle distribuzioni di carica di un PMT risulta proporzionale al suo guadagno  $g$  secondo la relazione:

$$\sigma^2 = g(q - q_0) + \sigma_0^2 \quad (3.1)$$

dove  $q$  è la carica del segnale,  $q_0$  è il piedistallo e  $\sigma_0$  è la varianza del piedistallo.

I guadagni sono determinati con un'incertezza inferiore al 4% da cui si può stimare un contributo alla risoluzione in energia del calorimetro inferiore all'1%.

### Calibrazione con acceleratore C-W

Un metodo ottimale per la calibrazione in energia del calorimetro si può ottenere attraverso l'utilizzo di un acceleratore Cockroft-Walton di protoni [36].

La reazione  $p + \text{Li} \rightarrow \text{Be} + \gamma$  ha una risonanza per  $E_p = 440$  KeV, con una larghezza di risonanza pari a  $\Gamma \approx 15$  KeV. Il fotone emesso ha una energia di 17.6 MeV, solo di un fattore tre inferiore all'energia di un fotone di segnale e ben tre volte superiore all'energie delle  $\alpha$ . Il segnale indotto nella reazione è particolarmente pulito in quanto solo  $\gamma$  emergono dal bersaglio

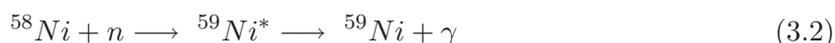
Li, mentre  $\alpha$ , protoni o ioni si arrestano nel bersaglio e l'energia dei protoni è sotto soglia per la produzione di neutroni.

Il bersaglio di fluoruro di Litio è fissato all'estremità della linea del fascio dei  $p$  che, durante la calibrazione, sarà inserita in modo automatizzato all'interno di COBRA nella posizione del bersaglio per i  $\mu$ .

Questo metodo permette una calibrazione uniforme su tutta la faccia di ingresso del calorimetro e sarà ripetuta giornalmente come controllo della risoluzione in energia.

### Righe di cattura dei neutroni termici

Un metodo alternativo, di rapido utilizzo ed a basso costo, è ottenibile inserendo una sorgente di AmBe al centro di una struttura contenente Nichel e  $\text{CH}_2$ . Una frazione dei neutroni emessi dalla sorgente sono termalizzati e catturati dal Nichel secondo la reazione



con produzione di fotoni da 9 MeV nel 52% dei casi [36].

La cattura su Nichel è tanto più efficiente quanto più la componente termica del flusso di neutroni è rilevante. È in studio la configurazione di Nichel e Polietilene che ottimizzi il segnale, si veda capitolo 8.

Tale apparato, purtroppo, non può essere inserito vicino al bersaglio a causa delle sue dimensioni pertanto sarà situato dietro la faccia posteriore del calorimetro sulla quale è predisposta una zona ad alta densità di PMT.

### Calibrazione attraverso decadimenti $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

L'utilizzo di pioni neutri è l'unico modo semplice per inviare fotoni con energia vicina a 50 MeV nel calorimetro [36]. Il  $\pi^0$  ha spin 0 e decade nel 98.8% dei casi in due fotoni monocromatici di energia pari a 67.49 MeV, emessi secondo una distribuzione angolare isotropa nel sistema di quiete del  $\pi^0$ .

I  $\pi^0$  possono essere prodotti dalla reazione di scambio carica di  $\pi^-$  su protone:



che avviene quando il  $\pi^-$  è a riposo nel laboratorio.

La linea di fascio  $\pi\text{E5}$  può essere regolata, variando corrente e polarità dei magneti, in modo da inviare  $\pi^-$  da 70 MeV/c su un bersaglio di idrogeno liquido che sostituisce il bersaglio sottile per i  $\mu$ . Una calibrazione di questo tipo non può essere effettuata durante la presa dati.

La reazione libera circa 4 MeV ed il pione uscente acquista una energia cinetica di circa 2.9 MeV per cui i fotoni da  $\pi^0$  non sono più monocromatici, la loro distribuzione in energia risulta piatta:



$$\frac{dN}{dE} = \frac{1}{2\beta\gamma(M_{\pi^0}/2)} \quad (3.4)$$

dove  $\beta$  è la velocità del  $\pi^0$  nel laboratorio e  $\gamma$  il corrispondente parametro di Lorentz. L'intervallo di variazione dell'energia del fotone è  $54.9 \leq E \leq 82.9$  MeV. La relazione tra l'energia e l'angolo  $\theta$  tra i fotoni dal decadimento del  $\pi^0$  risulta:

$$E_\gamma = \frac{M_{\pi^0}}{2}\gamma\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{2}{\gamma^2(1 - \cos(\theta))}}\right) \quad (3.5)$$

con  $\theta \geq 157^\circ$ , vedi Figura 3.23.

Questa relazione può essere convenientemente utilizzata per definire l'energia di un fotone ove si determini la direzione del secondo. È perciò necessaria la rivelazione di questo mediante un calorimetro ausiliario, costituito da una matrice  $3 \times 3$  di cristalli di NaI, da collocare da parte opposta al calorimetro LXe rispetto al bersaglio. Inoltre è opportuno disporre di un supporto mobile che, variandone in modo controllato la posizione (vedi Figura 3.24), permetta di generare fotoni su tutta la superficie di ingresso del LXe.

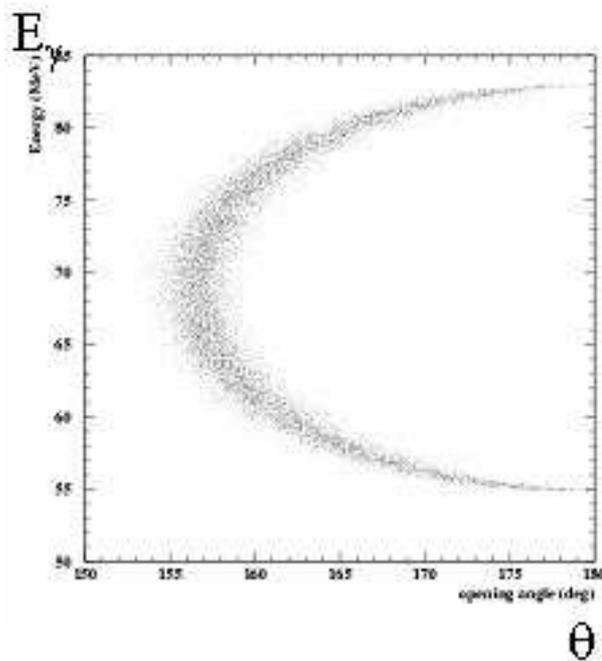


Figura 3.23: Scatter plot della energia dei fotoni in funzione dell'angolo compreso ottenuto attraverso una simulazione dell'apparato sperimentale.

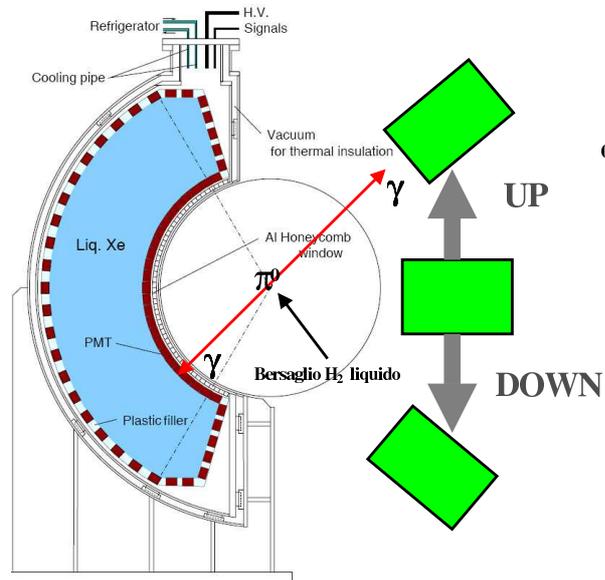


Figura 3.24: Schema della disposizione del calorimetro ausiliario e del bersaglio di idrogeno all'interno del rivelatore, nello schema l'asse  $z$  è entrante nel foglio e fotografia del supporto per il calorimetro ausiliario.



## Intercalibrazione tra calorimetro e TC attraverso laser

L'intercalibrazione del TC e del calorimetro per misure di coincidenza temporale avviene mediante l'utilizzo di un laser a Nb in grado di emettere luce a lunghezze d'onda pari a 532 nm (2<sup>a</sup> armonica, utile al TC) e a 266 nm (4<sup>a</sup> armonica utile per il LXe) per impulsi di durata di 10 ps. La frequenza di eccitazione del laser può essere scelta tra 100 e 1000 Hz. Il sistema di laser fornisce inoltre un segnale di sincronizzazione relativo all'eccitazione con un jitter inferiore a 5 ps. Il fascio del laser viene diviso ed inviato, attraverso cammini ottici di egual lunghezza e stabili nel tempo, sulla faccia di ingresso del calorimetro, sulle barre del TC e su uno scintillatore accoppiato ad un PMT di riferimento per la normalizzazione dell'intensità del fascio laser. La differenza temporale tra i fronti di salita dei segnali del calorimetro e del TC dà una misura dello sfasamento relativo dei due apparati nella misura del tempo. Un monitoraggio continuo di tale valore è un ulteriore controllo della capacità di ricostruire ed identificare eventi simultanei con la risoluzione temporale di progetto.

## 3.5 Il Sistema di Trigger e Acquisizione Dati

### 3.5.1 Introduzione al Sistema di Trigger

L'elevata intensità del fascio ed il conseguente affollamento dei rivelatori richiedono lo sviluppo di un sistema di Trigger in grado di elaborare i segnali dei rivelatori con la massima rapidità. Questo pone un limite all'utilizzo delle informazioni fornite dal tracciatore, dal momento che la deriva degli elettroni e la successiva formazione dei segnali anodici richiedono un tempo superiore alla latenza massima accettabile (circa 300÷350 ns). Per questo motivo all'interno degli algoritmi di trigger per gli eventi  $\mu \rightarrow e\gamma$  sono utilizzati il calorimetro ed il TC, mentre non si tiene conto dell'informazione delle camere a deriva.

Il sistema di trigger dell'esperimento MEG è costituito di tre tipi di schede chiamate Type1, Type2 e Ancillary. Il sistema di trigger riceve segnali analogici, li traduce in segnali digitali e li elabora attraverso algoritmi digitali implementati in logiche programmabili. Le schede elettroniche sono alloggiate all'interno di tre crate VME. Il trasferimento dei dati dalle schede alle memorie esterne avviene in parallelo sui tre crate ottenendo per ogni evento tre insiemi di dati indipendenti. La fusione degli insiemi di dati per la ricostruzione della visione d'insieme dell'evento sfrutta il numero d'ordine dell'evento definito all'interno di tutte le schede del sistema.

Oltre al trigger per la selezione di eventi  $\mu \rightarrow e\gamma$  sono previsti altri tipi di trigger dedicati alle calibrazioni e il monitoraggio dell'apparato secondo le procedure sopra descritte.

### 3.5.2 Il Sistema di Acquisizione Dati

Il sistema di Acquisizione Dati o DAQ è costituito da campionatori di forma d'onda (DRS) alloggiati in crate VME interfacciati a calcolatori del sistema 'on-line'. I segnali provenienti dai rivelatori sono individualmente campionati dal Domino Ring Sampler (DRS). Il DRS è un circuito analogico costituito da 1024 condensatori consecutivi abilitati in sequenza a campionare il segnale in ingresso ad una frequenza di 2 GHz. All'occorrenza di un segnale di trigger le cariche collezionate sui capacitori sono convertite in parole a 14 bit e registrate su calcolatori. Il campionamento a 2 GHz si rende necessario sia per ottenere una risoluzione temporale di 50 ps mediante un'interpolazione degli impulsi, sia per identificare e rigettare il 'il pile-up' di eventi nei rivelatori.

I DRS sono alloggiati in schede VME alloggiate in 5 crate ciascuno interfacciato con un calcolatore del sistema 'on-line'.



## Capitolo 4

# Strategia di selezione elettronica degli eventi

La riuscita di un esperimento di fisica delle alte energie, e quindi anche dell'esperimento MEG, non prescinde da un'efficiente selezione elettronica degli eventi, detta in gergo 'trigger'. Tale selezione concerne sia eventi relativi al segnale principale dell'esperimento, in MEG il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$ , che gli eventi di calibrazione necessari per monitorare le prestazioni dei rivelatori.

Un sistema di trigger deve essere in grado di selezionare gli eventi nel tempo minore possibile, necessita quindi di rivelatori con segnali rapidi che permettano una 'analisi in tempo reale'. La necessit  di utilizzare rivelatori con un tempo di risposta breve impone l'utilizzo esclusivamente del calorimetro elettromagnetico e del TC, apparati letti da PMT, per la ricostruzione delle variabili cinematiche. I segnali provenienti dalle camere a deriva, a causa del tempo necessario per la deriva degli elettroni all'interno del gas, non possono dunque essere utilizzati a livello di trigger. La strategia di selezione di eventi  $\mu \rightarrow e\gamma$  non impone condizioni su alcun estimatore del  $|\vec{p}_{e^+}|$ .

I due requisiti fondamentali per un sistema di Trigger sono la elevata sensibilit  sul segnale ed una efficiente reiezione del fondo, soprattutto per un esperimento come questo alla ricerca di un evento raro in condizioni di elevato affollamento.

### 4.1 Estimatori per la selezione degli eventi

In questa sezione saranno discusse gli estimatori delle variabili cinematiche utilizzate per effettuare la selezione degli eventi. Tali estimatori sono l'energia rilasciata nel calorimetro, il punto ed il tempo di conversione del fotone nel calorimetro e il punto di impatto ed il tempo di arrivo del positrone sul TC.

### 4.1.1 Energia rilasciata all'interno del calorimetro

L'estimatore della energia rilasciata all'interno del calorimetro si ottiene sommando le ampiezze dei segnali dai PMT, opportunamente pesate per la loro efficienza quantica e per la posizione nel calorimetro. La densità di superficie fotocatodica per le 6 facce del calorimetro non è omogenea, in particolare è maggiore sulla faccia di ingresso e minore sulle altre. La somma è effettuata utilizzando valori di impulso campionati con convertitore analogico-digitale.

Attraverso la simulazione Monte Carlo del calorimetro sono stati studiati i valori di efficienza e reiezione del fondo relativi alle selezioni che sfruttano l'estimatore costruito in questo modo. In Figura 4.1 è riportato il grafico che mostra l'efficienza di selezione di eventi da 52.8 MeV. L'efficienza è valutata su un campione di  $\gamma$  che rilasciano nel calorimetro un'energia superiore a 45 MeV ed effettuando un taglio a 45 MeV sull'estimatore dell'energia ottenendo un'efficienza del  $98.0 \pm 0.2\%$ . La Figura 4.2 mostra gli spettri per eventi da annichilazione di positroni in volo e decadimento radiativo registrati all'interno del calorimetro. Nella simulazione del decadimento radiativo sono stati generati fotoni con energia superiore a 30 MeV. Il fattore di reiezione per il fondo fisico è stato dunque rinormalizzato allo spettro del decadimento radiativo, vedi Figura 2.2, per energia del fotone superiore a 10 MeV, il risultato finale è  $f_\gamma = 8 \times 10^{-3}$ .

### 4.1.2 Direzione di emissione del $\gamma$

La direzione di emissione del fotone è definita a livello di trigger dalle coordinate  $(\theta, \varphi)$  del fotomoltiplicatore della faccia di ingresso con il segnale di ampiezza massima. Questo è equivalente ad assumere che il fotone è stato emesso al centro del bersaglio. La Figura 4.3 è riportata la differenza tra i valori di  $\theta$  e  $\varphi$  generati dalla simulazione e quelli individuati dal selezionare il PMT con il segnale massimo. Da questo si deduce che il 99% del segnale è contenuto nella finestra angolare  $|\Delta\varphi| < 3.5^\circ$  e il 99% entro  $|\Delta\theta| < 4.5^\circ$ .

### 4.1.3 Direzione di emissione del $e^+$ e correlazione con il $\gamma$

La direzione e il punto di emissione del positrone definiscono il suo punto di impatto sul TC. Una veloce ricostruzione della direzione di volo del positrone si ottiene sfruttando la segmentazione del TC. Difatti correlando temporalmente la barra di scintillatore (posta parallelamente alla coordinata  $z$ ) e il gruppo di fibre (posta lungo la coordinata  $\varphi$ ), si ottiene il punto di impatto del positrone  $I_{e^+}$  nel piano  $(z, \varphi)$  con una risoluzione di  $10^\circ$  in  $\varphi$  e 10 cm in  $z$  corrispondenti alle dimensioni delle barre e dei gruppi di fibre.

In Figura 4.4 sono mostrate le coordinate dei punti di impatto dei  $e^+$  sul TC, corrispondenti ad eventi  $\mu \rightarrow e\gamma$  con i fotoni emessi nell'angolo solido sotteso dal calorimetro. Le bande colorate corrispondono ai fotoni con direzione  $\varphi$  ricostruita costante e  $\theta$  qualunque, cioè i fotoni che hanno rilasciato il segnale massimo sui 9 PMT disposti lungo la fila a  $\varphi$  costante. Ciascuna banda colorata può essere selezionata con alta efficienza ( $\approx 99\%$ ) da opportuni gruppi di punti

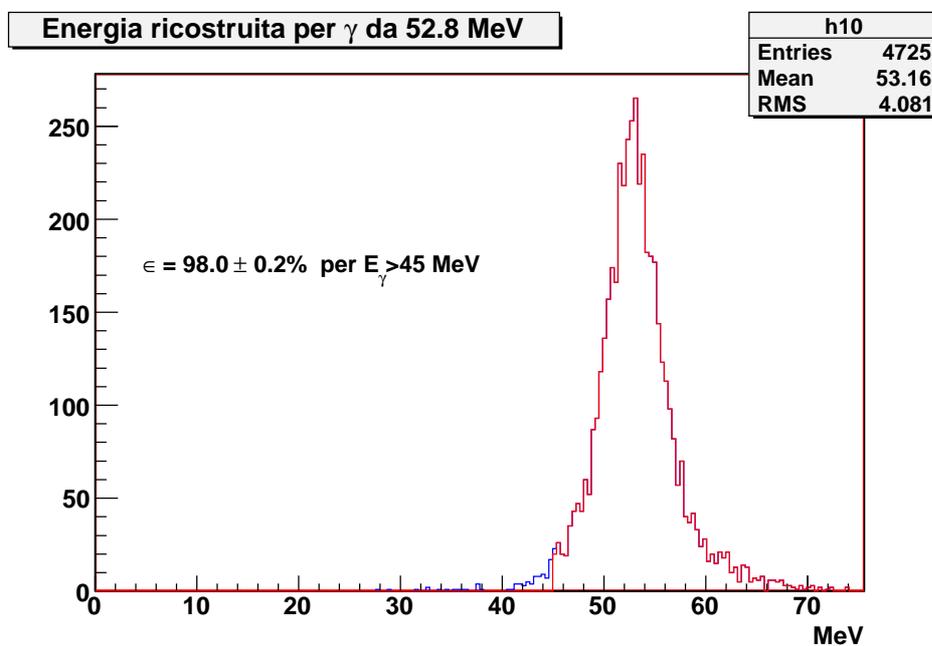


Figura 4.1: Efficienza di selezione per eventi di 52.8 MeV all'interno del calorimetro per eventi generati nel del volume fiduciale con energia depositata superiore a 45 MeV.

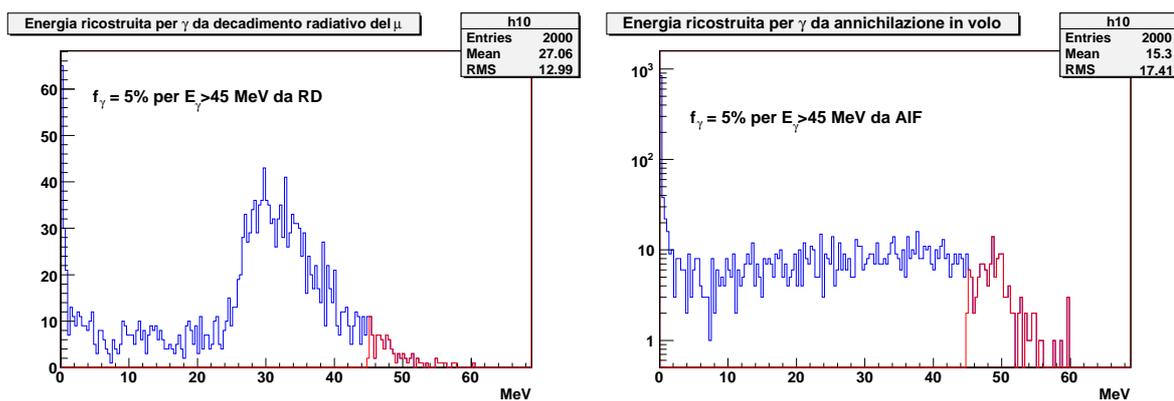


Figura 4.2: Contaminazione da eventi di fondo nella selezione di  $\gamma$  da decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  per indotti da decadimenti radiativi con  $E_\gamma > 30$  MeV (sinistra) e da eventi di annichilazione in volo (destra).

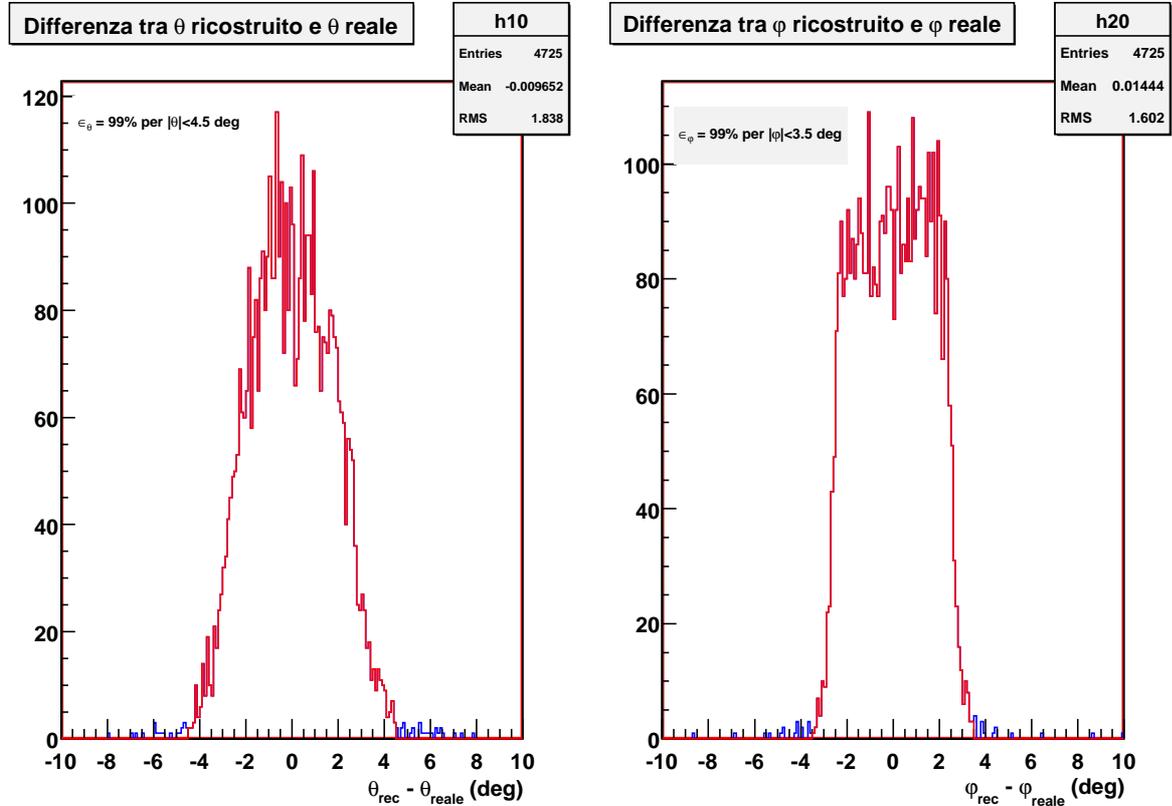


Figura 4.3: Differenza tra valore di angolo  $\theta$  ricostruito utilizzando il PMT che ha registrato carica massima e valore generato dalla simulazione MC. Ogni grafico è ottenuto imponendo un rilascio di almeno 45 MeV di energia all'interno del calorimetro.

di impatto  $I_{e^+}$ , ma non eccedenti una frazione  $(z, \varphi)$  del TC. Questo equivale ad affermare che la selezione fatta garantisce una reiezione sul fondo accidentale pari a  $f_{\varphi}=0.2$ .

Anche senza operare una selezione in  $\theta$ , corrispondente alla coordinata  $z$  di impatto sul TC, si ottiene un fattore di reiezione del fondo pari a  $f_{\theta} \approx 0.5$ , semplicemente richiedendo l'impatto sul TC a valle o a monte del bersaglio.

#### 4.1.4 Tempo di emissione del $\gamma$ e del $e^+$

Gli estimatori del tempo di emissione delle particelle sono ricostruiti per verificare la coincidenza temporale dei prodotti di decadimento candidati a provenire da  $\mu \rightarrow e\gamma$ .

Il tempo di emissione del  $\gamma$  ( $T_{\gamma}$ ) è stimato dal fronte di salita del segnale del PMT della faccia d'ingresso con il segnale più ampio. Date le caratteristiche del LXe con particolare riferimento alla velocità di emissione della luce di scintillazione e alla corta lunghezza di radiazione, l'esti-

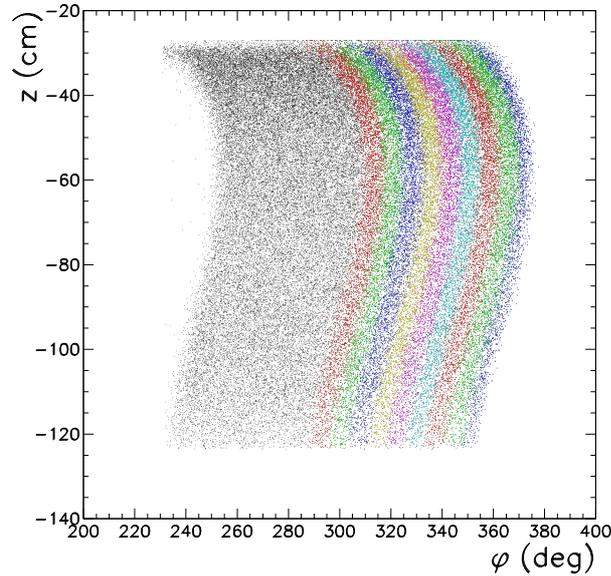


Figura 4.4: Punti di impatto dei positroni sul TC per eventi  $\mu \rightarrow e\gamma$  in coordinate  $(z, \varphi)$ . Ad ogni banda colorata corrisponde un intervallo di emissione dei  $\gamma$  di  $7.0^\circ$  in  $\varphi$  e senza alcun vincolo in  $\theta$ .

matore è atteso essere un ottimo riferimento per la coincidenza temporale. La distribuzione del ritardo con il quale è emesso il primo fotoelettrone del PMT con il segnale massimo è mostrata in Figura 4.5. La  $\sigma$  della distribuzione è ampiamente inferiore alle risoluzioni ottenibili dagli algoritmi operanti nel sistema di Trigger.

Gli scintillatori del TC sono letti da entrambi i lati da fotomoltiplicatori. Per ogni scintillatore è costruita la media aritmetica dei segnali dei due PMT. Il tempo del fronte di salita di questo segnale è assunto come estimatore del tempo di emissione del  $e^+$  ( $T_{e^+}$ ). La distribuzione del ritardo medio di emissione del primo fotoelettrone dei due PMT degli scintillatori del TC è presentato in Figura 4.5. Utilizzando una finestra conservativa di coincidenza temporale di  $\pm 10$  ns si ottiene  $\epsilon_T > 99\%$ .

#### 4.1.5 Definizione di soglie ed intervalli di confidenza

La selezione degli eventi è basata sulla discriminazione degli estimatori descritti. Sono previsti due livelli di discriminazione per i tre estimatori. L'estimatore dell'energia rilasciata nel calorimetro è discriminato attraverso una soglia ALTA ed una soglia BASSA con ovvio significato, allo stesso modo per la coincidenza spaziale e temporale sono previste una finestra LARGA e una STRETTA.

La definizione dei valori di discriminazione avverrà nella prima fase di presa dati, quando

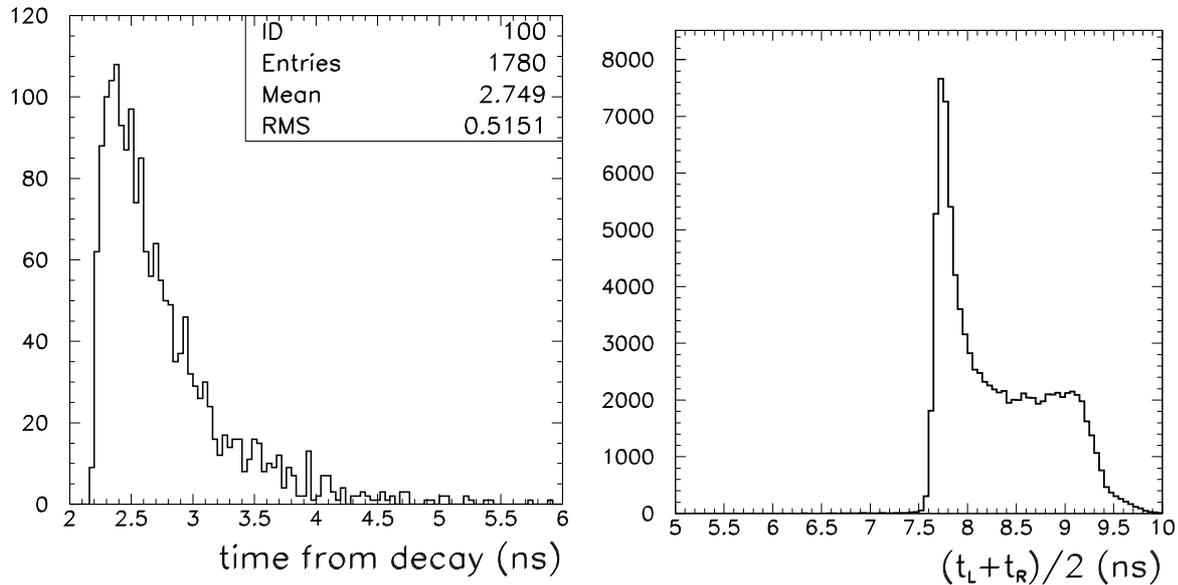


Figura 4.5: Distribuzione del tempo emissione del primo fotoelettrone per eventi  $\mu \rightarrow e\gamma$  all'interno del calorimetro per il PMT che vede la maggior parte di luce (a sinistra) e per il TC mediando sui due PMT (a destra).

un considerevole numero di eventi di calibrazione sarà usato per caratterizzare le risposte dei rivelatori.

## 4.2 Algoritmi di trigger implementati

Utilizzando lo schema di estimatori descritto nella sezione precedente sono stati sviluppati algoritmi per la selezione dei seguenti eventi:

1. evento di segnale  $\mu \rightarrow e\gamma$ ;
2. eventi per il controllo della selezione di eventi  $\mu \rightarrow e\gamma$ ;
3. eventi per la calibrazione ed il monitoraggio del calorimetro.

Nelle prossime sezioni discuterò le strategie previste per ognuno dei casi.

### 4.2.1 Il segnale $\mu \rightarrow e\gamma$ e gli eventi di controllo

La selezione degli eventi per la ricerca del segnale, trigger MEG, fa uso di tutti gli estimatori descritti (energia del fotone, correlazione angolare  $e^+\gamma$  e coincidenza temporale) nelle configu-

razioni più stringenti. Le Figure da 4.1 a 4.5 mostrano graficamente la ricostruzione di alcuni degli estimatori utilizzati all'interno degli algoritmi di trigger.

Variabile	Finestra di confidenza	Efficienza sul segnale
$E_\gamma$	$E_\gamma \geq 45 \text{ MeV}$	98%
Coincidenza Spaziale	$ \Delta\varphi  < 7.0^\circ$	99%
Coincidenza Temporale	$ \Delta T  \leq 10 \text{ ns}$	99%

Tabella 4.1: Efficienza relativa di trigger in funzione della soglia utilizzata.

Nome Trigger	Soglia Calorimetro	Finestra Spaziale	Finestra Temporale
MEG	ALTA	STRETTA	STRETTA
MEG-CHARGE	BASSA	STRETTA	STRETTA
MEG-DIRECTION	ALTA	LARGA	STRETTA
MEG-TIME	ALTA	STRETTA	LARGA

Tabella 4.2: Tabella riassuntiva dei trigger utilizzati per la selezione di eventi  $\mu \rightarrow e\gamma$ .

In Tabella 4.1 sono riportati le efficienze delle selezioni descritte.

Questi risultati permettono di valutare la frequenza di occorrenza del segnale di trigger MEG. Supponiamo di operare, per ragioni di cautela nella stima, con  $2 \times 10^8$  decadimenti di  $\mu$  al secondo ( $R_\mu$ ) un fattore 10 maggiore della frequenza ottimale di  $\mu$  stop che minimizza il fondo accidentale (sezione 2.2.2). La frequenza di eventi di  $e^+$  di Michel si può stimare in  $2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  ( $R_{TC}$ ). Il flusso di  $\gamma$  ( $R_\gamma$ ) nel calorimetro si trova come:

$$R_\gamma = R_\mu \times [P(\mu \rightarrow e\nu\nu\gamma | E_\gamma > 10 \text{ MeV})] \times f_\gamma \times \Omega/4\pi = 2.2 \times 10^3 \text{ s}^{-1} \quad (4.1)$$

il termine  $P(\mu \rightarrow e\nu\nu\gamma | E_\gamma > 10 \text{ MeV})$  nella relazione 4.1 è la probabilità di decadimento radiativo del  $\mu$  con energia del fotone superiore a 10 MeV ( $1.4 \times 10^{-2}$ ) [4].

La frequenza di Trigger sarà quindi data dal prodotto della frequenza di eventi nel calorimetro e nel TC moltiplicati per i fattori di reiezione sulla coincidenza spaziale e per la finestra di coincidenza temporale (20 ns). Dal calcolo si ottiene:

$$R_{trigger} = R_\gamma \times R_{TC} \times f_\theta \times f_\varphi \times 2\Delta T \approx 9 \text{ s}^{-1} \quad (4.2)$$

Rilasciando le condizioni stringenti ed applicando quella più lasca per ciascuno dei tre estimatori si ottengono i trigger MEG-CHARGE, MEG-DIRECTION e MEG-TIME, vedi Tabella 4.2. L'acquisizione di questi eventi è essenziale per misurare l'efficienza di selezione di ciascun estimatore e studiare possibili effetti sistematici della selezione.



### 4.2.2 Eventi per la calibrazione e monitoraggio dell'apparato sperimentale

In questa sezione sono esposti gli algoritmi di selezione per gli eventi di calibrazione previsti all'interno dell'apparato sperimentale.

#### Intercalibrazione calorimetro-TC attraverso decadimenti radiativi

L'intercalibrazione della risposta temporale del calorimetro elettromagnetico e del TC è ottenuta sfruttando il decadimento radiativo del muone. Questa calibrazione non richiede l'impiego di apparati ausiliari ed è sempre disponibile naturalmente durante la fase di presa dati. Gli estimatori utilizzati per selezionare questi eventi sono l'energia rilasciata nel calorimetro ed il tempo di emissione, mentre viene impiegato l'estimatore dell'angolo tra le direzioni di emissione dei prodotti di decadimento. Le condizioni di selezione sono riportati in Tabella 4.3.

Nome Trigger	Soglia Calorimetro	Finestra Temporale
RAD-MU NARROW	BASSA	STRETTA
RAD-MU WIDE	BASSA	LARGA

Tabella 4.3: Tabella riassuntiva dei trigger utilizzati per la selezione di eventi  $\mu \rightarrow e\nu\nu\gamma$ .

#### Trigger di Calorimetro

La selezione di eventi MEG è fortemente dipendente dalla selezione di energia rilasciata nel calorimetro. Assume quindi estrema rilevanza la conoscenza dettagliata ed estesa della distribuzione dei rilasci di energia nel calorimetro, specialmente nella regione del segnale.

Sono stati pertanto definiti criteri di selezione che utilizzano esclusivamente l'estimatore di energia confrontato con due soglie differenti che danno luogo a trigger differenti, si veda Tabella 4.4.

Nome Trigger	Soglia
LXS-LOW	BASSA
LXS-HIGH	ALTA

Tabella 4.4: Tabella riassuntiva dei trigger utilizzati per la selezione di eventi di alta energia all'interno del calorimetro.

#### Trigger di particella $\alpha$

Come discusso in 3.4.3, gli eventi di particella  $\alpha$  hanno lo scopo di fornire la calibrazione delle efficienze quantiche dei PMT del calorimetro, ma eventi  $\alpha$  verranno acquisiti anche durante la

normale presa dati per monitorarle con continuità. L'algoritmo di trigger sfrutta la disposizione delle sorgenti all'interno del calorimetro: vengono utilizzati gruppi di 32 PMT situati sulle facce laterali del calorimetro attorno ad i punti di ancoraggio dei fili delle sorgenti. L'utilizzo all'interno dell'algoritmo di trigger di un numero limitato di PMT è consentito dalla caratteristiche dell'evento stesso, difatti è spazialmente ben localizzato, vicino alla sorgente, ed ha rilascio di energia ben definito pari a 5.44 MeV.

L'algoritmo implementato nel nostro sistema di Trigger prevede le seguenti condizioni:

1. non superamento della soglia bassa per l'estimatore dell'energia;
2. superamento di una appropriata soglia sull'energia raccolta da uno dei cinque gruppi di PMT posizionati attorno ai fili;
3. analisi della forma di impulso.

Due categorie di eventi rilasciano nel calorimetro energia vicina a quella rilasciata dalle  $\alpha$ : fotoni da decadimento radiativo dei  $\mu$  e fotoni indotti dalla cattura in Xe dei neutroni termici.

Il flusso dei neutroni termici nella sala sperimentale è stato misurato in  $1.8 \pm 0.3 \text{ n}/(\text{cm}^2 \text{ s})$  in condizioni analoghe rispetto alla fase di presa dati. Il cammino libero medio in Xe di un neutrone termico è pari a circa 3 cm, per cui la probabilità di cattura è assunta essere 1. Moltiplicando il flusso di neutroni per la superficie del calorimetro si ottiene una frequenza di conteggio di  $\approx 8 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ .

La probabilità di un decadimento radiativo del  $\mu$  nel quale il fotone abbia una energia tra 1 e 5 MeV, è circa l'1.5%. Dati  $3 \times 10^7 \mu/\text{s}$ , un'accettanza geometrica pari al 10%, entreranno nel calorimetro  $\approx 4 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$  fotoni tra 1 e 5 MeV provenienti da decadimento radiativo, confrontabile con il primo. Si ottiene quindi una frequenza totale di eventi di fondo di circa  $10^5 \text{ s}^{-1}$ .

Tale valore è maggiore dell'attività delle sorgenti presenti all'interno del calorimetro ( $\approx 1 \text{ KBq}$  per ogni sorgente), quindi in fase di trigger sarà fondamentale riuscire a distinguere tra eventi  $\alpha$  ed eventi di fondo  $\gamma$  mantenendo una alta efficienza di selezione. Ciò è possibile grazie alla capacità di discriminazione  $\alpha/e$  dello Xenon liquido. Il decadimento dell'Americio produce particelle  $\alpha$  di basso impulso che, interagendo con lo Xe, hanno maggiore probabilità di creare atomi  $\text{Xe}^*$  rispetto a ionizzare lo Xe. Quindi l'energia persa dalla particella  $\alpha$  si trasforma in fotoni di scintillazione prevalentemente attraverso la prima catena di diseccitazione descritta in sezione 3.4.1. D'altra parte gli elettroni degli sciami elettromagnetici indotti nello Xe, essendo particelle con  $\beta \approx 1$ , hanno alta probabilità di ionizzare lo Xe ed innescano soprattutto la seconda catena di diseccitazione. I due processi sono caratterizzati da vite media  $\tau$  che differiscono di un fattore 3 e quindi producono impulsi sostanzialmente diversi, vedi Figura 4.6.

Utilizzando il Large Prototype (LP) sono state acquisite le due forme d'onda utilizzando le schede elettroniche del sistema di Trigger. Con procedure di minimizzazione è stata ricercata

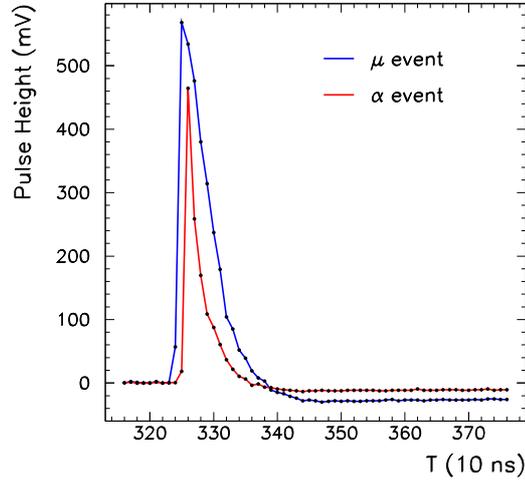


Figura 4.6: Forma d'onda in caso di evento  $\alpha$ , in rosso, e di cosmico, in blu. Da notare come il tempo di diseccitazione sia minore per gli eventi  $\alpha$ .

la funzione del tipo  $C_1 + C_2 e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} \theta(t-t_0)$  che meglio si adatta alle forme d'onda campionate (in gergo procedura di fit) per eventi  $\alpha$  e  $\gamma$ . Il risultato del fit, riportato in Figura 4.7 (a sinistra eventi  $\alpha$ , a destra eventi  $\gamma$ ), conferma che i due eventi si presentano con forme d'onda sensibilmente differenti, il parametro P4 è il tempo di diseccitazione nei due casi.

A livello di trigger il fit di una curva comporterebbe una tempo di esecuzione troppo grande e non può quindi essere effettuato. D'altra parte, con un'approssimazione di circa il 15%, si ha che l'integrale della curva scala linearmente con l'altezza di impulso con coefficiente di proporzionalità  $\tau$ . Quindi il rapporto  $Q/A$  di una forma d'onda può distinguere tra evento di fondo ed evento di particella  $\alpha$ .

In Figura 4.8 sono presentati eventi acquisiti nel LP in funzione della carica raccolta sull'ordinata e l'altezza di impulso sull'ascissa. La retta tracciata è individuata per un rapporto  $Q/A=4$ . Il rapporto degli stessi dati è riportato su l'istogramma di Figura 4.9. L'istogramma è stato fittato con una doppia gaussiana di parametri:

$$\begin{aligned} \langle Q/A \rangle_{\alpha} &= 2.82 & \sigma_{\alpha} &= 0.40 \\ \langle Q/A \rangle_{\gamma} &= 5.43 & \sigma_{\gamma} &= 0.54 \end{aligned}$$

I due picchi sono distanti 3.8 deviazioni standard. Fissando un taglio per  $Q/A < 4$  si può stimare in modo conservativo una efficienza di selezione  $\epsilon > 96\%$  per eventi  $\alpha$  con un fattore

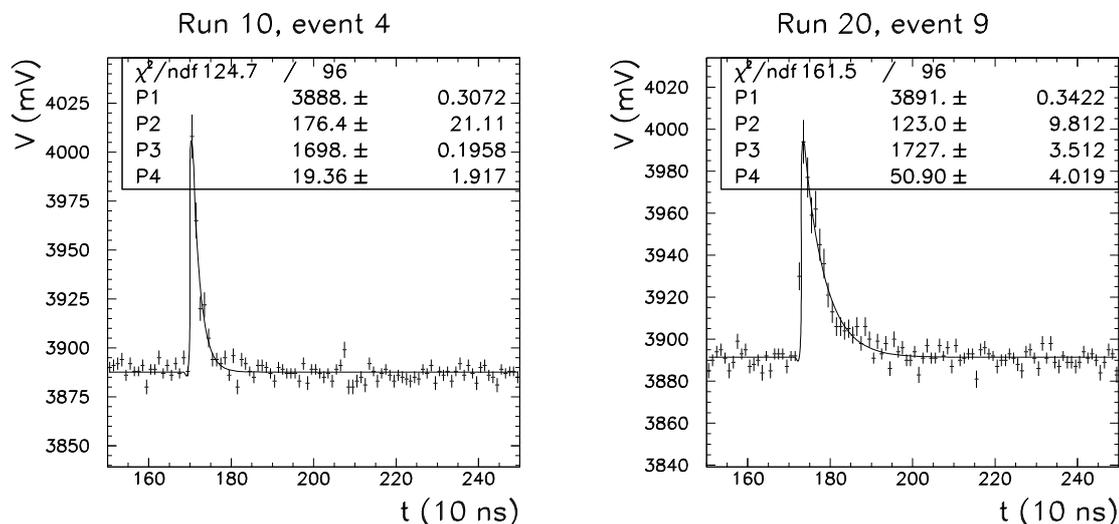


Figura 4.7: Forma d'onda acquisite attraverso il sistema di Trigger per eventi  $\alpha$ , a sinistra, ed eventi di fotoni, a destra. Sono evidenti le differenze sui valori della costante di diseccitazione (P4) nei due casi.

di reiezione pari a 0.07 sul fondo. Una stima più esatta sarà ottenuta attraverso la simulazione Monte Carlo del calorimetro finale.

### Evento di $\pi^0$

Come discusso in 3.4.3, la calibrazione del calorimetro in un intervallo di energia prossimo a quello del segnale sarà effettuato utilizzando il decadimento dei mesoni  $\pi^0$  in due fotoni. Un fotone inciderà sul calorimetro a LXe mentre l'altro sarà assorbito su di un calorimetro ausiliario.

La selezione di eventi da  $\pi^0$  è ottenuta richiedendo un rilascio di energia di almeno 45 MeV sia sul calorimetro LXe che sul calorimetro NaI. L'estimatore dell'energia rilasciata nel calorimetro ausiliario è ottenuto sommando le altezze di impulso dei 9 cristalli di NaI di cui è composto, con la condizione che il cristallo centrale abbia l'impulso maggiore. Questa ulteriore condizione è richiesta per selezionare eventi con buon contenimento d'energia nel calorimetro ausiliario. La generazione del trigger di  $\pi^0$  richiede inoltre la coincidenza temporale dei segnali da LXe e NaI entro la finestra LARGA.

### Trigger su eventi di neutroni

Anche in questo caso, come per il trigger di eventi  $\alpha$  si sfrutta la localizzazione degli eventi da neutrone. L'algoritmo implementato in questo caso prevede il confronto tra la somma dei

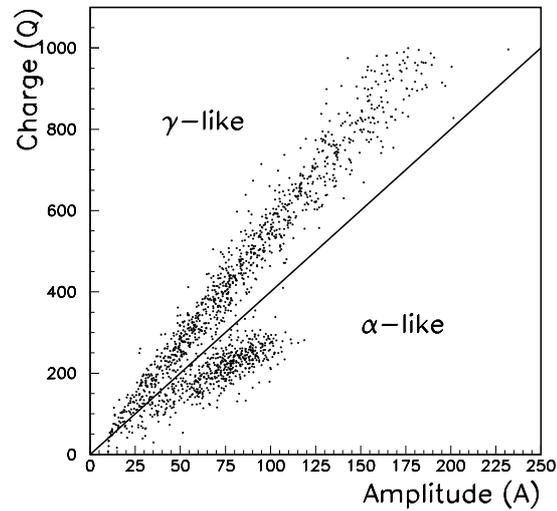


Figura 4.8: Grafico dell'altezza di impulso verso la carica complessiva per eventi  $\gamma$  ed  $\alpha$ . Da notare come gli eventi siano distribuiti in due regioni indipendenti che ne identificano la natura.

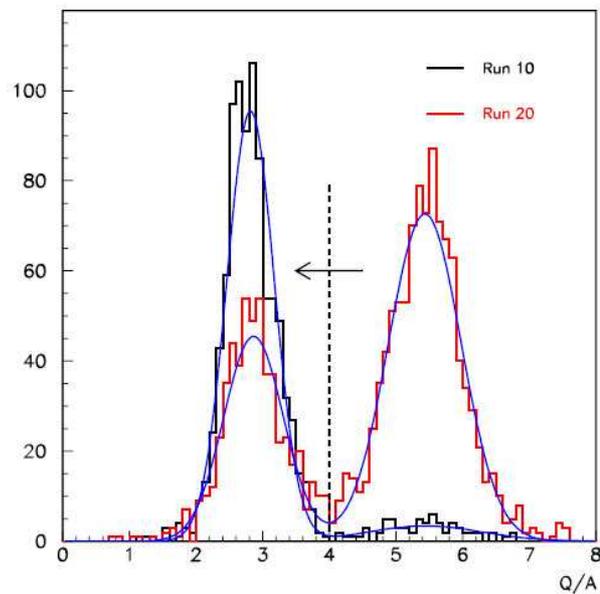


Figura 4.9: Fit del rapporto Q/A per eventi  $\gamma$  e  $\alpha$ , da notare come i picchi delle due curve risultino ben separati. Il Run 10 è un'acquisizione a fascio spento, campione 'puro' di  $\alpha$ ; il Run 20 è un'acquisizione a fascio acceso, campione con forte predominio di eventi  $\gamma$ .

valori di altezza di impulso campionate dei PMT della parte centrale della faccia posteriore del calorimetro con una apposita soglia. Inoltre si richiede che l'estimatore delle energia totale del calorimetro sia inferiore alla soglia BASSA definita nel trigger MEG-CHARGE.

### **Trigger su eventi di LED**

Un sistema di LED sarà installato all'interno del calorimetro per misurare e monitorare i guadagni dei fotomoltiplicatori. L'accensione del sistema di LED è ottenuto con un impulsatore esterno, il cui segnale di sincronismo è monitorato continuamente dal sistema di trigger ed usato per generare il trigger LED. Non è operato alcun controllo sulla risposta del calorimetro.

### **Trigger su eventi di laser**

Gli eventi indotti dal laser sono fondamentali per l'intercalibrazione temporale ed il monitoraggio delle singole barre del TC tra loro e rispetto al calorimetro. Il fascio laser, attraverso eguali cammini ottici, è inviato ai due rivelatori e ad uno scintillatore ausiliario. Il segnale dello scintillatore ausiliario dà una misura dell'intensità del fascio laser indipendentemente dalla risposta dei rivelatori. La condizione di trigger viene soddisfatta quando il segnale dello scintillatore ausiliario supera una determinata soglia in altezza di impulso in modo da acquisire eventi in cui il fascio laser sia sufficientemente intenso.

### **Trigger su tracce all'interno delle camere a deriva**

Durante la fase di test delle camere a deriva e durante la fase di presa dati dell'esperimento è necessario verificare il corretto funzionamento del sistema di tracciatura assieme al corretto allineamento delle camere. Come descritto nella sezione 3.3 il sistema di tracciatura si compone di 16 camere ognuna dotata di 18 fili. I segnali provenienti dai fili delle camere vengono sommati assieme in due gruppi: i segnali dei 9 fili più vicini al bersaglio, parte bassa della camera, ed i segnali dei 9 fili più lontani, parte alta.

La condizione di trigger è soddisfatto quando una traccia interessa almeno tre camere consecutive con almeno una parte alta colpita.

### **Trigger casuali di piedistallo**

Infine è stato previsto un generatore di trigger per acquisire forme d'onda di piedistallo per studiare il rumore elettronico e la frequenza di affollamento accidentale. La logica di trigger prevede che ad intervalli 'pseudocasuali' di tempo venga generato un impulso di trigger senza alcuna richiesta specifica.



### 4.3 Flessibilità del Sistema

Le selezioni descritte sono state programmate all'interno di circuiti di logica programmabile in modo da poter affinare le selezioni e far fronte ad eventuali necessità non previste. Nei capitoli successivi saranno presentate le schede elettroniche del sistema di Trigger e le caratteristiche principali degli algoritmi implementati all'interno delle schede.

## Capitolo 5

# L'albero di Trigger

Il sistema di Trigger dell'esperimento MEG è costituito di circuiti elettronici sui quali possono essere eseguiti gli algoritmi di selezione descritti nel capitolo precedente. Non esistono in commercio circuiti che soddisfino le esigenze specifiche dell'esperimento, il sistema elettronico deve essere progettato, disegnato e prodotto.

La prima scelta da operare riguarda il modo di trattare il segnale:

- l'approccio analogico garantisce un minore tempo di analisi;
- l'approccio digitale, unito all'utilizzo di circuiti integrati programmabili rende il sistema flessibile ed adattabile alle esigenze sperimentali.

La scelta della collaborazione MEG è stata quella di campionare i segnali dei PMT con convertitori digitali di ampiezze (FADC) e di utilizzare le forme di impulso in forma digitale per l'esecuzione degli algoritmi 'Field Programmable Gate Arrays' (FPGA).

La memoria dei campionatori DRS, che costituiscono il sistema di acquisizione dati, ha una profondità temporale di 512 ns; questo impone al sistema di Trigger una latenza per la selezione degli eventi non superiore a 400 ns. La tecnologia elettronica digitale fornisce una vasta gamma di scelta di circuiti integrati (FADC, FPGA e trasmettitori) necessari ad una scheda di trigger che possono lavorare ad una frequenza di 100 MHz. Questa frequenza è sufficientemente elevata da garantire una digitalizzazione adeguata delle forme d'onda ed una latenza non superiore a quella richiesta. Inoltre un sistema che sfrutta FPGA ha il vantaggio di essere adattabile alle esigenze sperimentali, permettendo inoltre l'implementazione di nuovi algoritmi.

Il sistema di Trigger è stato progettato per utilizzare due tipi diversi di schede elettroniche chiamate Type1 e Type2 interconnesse in una struttura ad albero, schematizzate in Figura 5.1. Le schede Type1 ricevono i segnali analogici, li campionano a 100 MHz, eseguono una prima analisi ed inviano l'informazione alle schede Type2. Le schede Type2 combinano le informazioni provenienti dalle schede Type1 ed inviano i dati elaborati ad una scheda Type2 finale, che avendo una visione complessiva dell'evento, sono in grado di generare il segnale di TRIGGER.

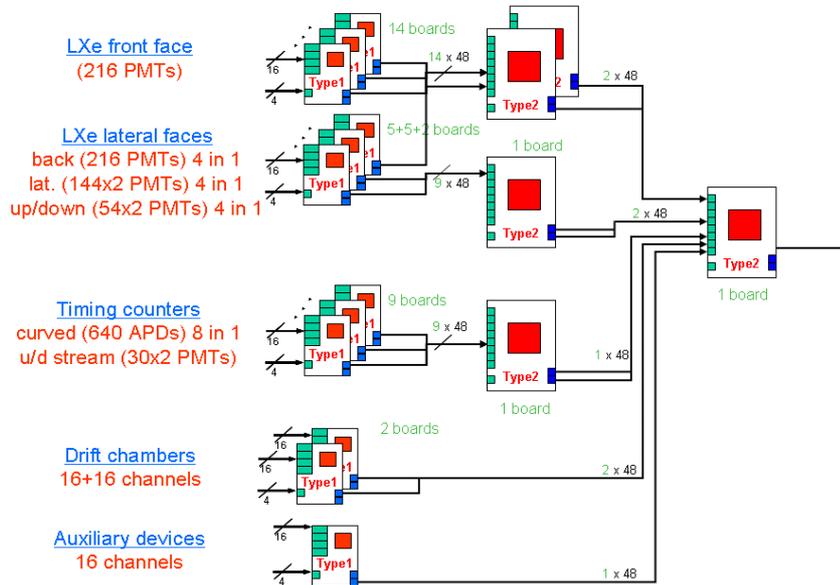


Figura 5.1: Schema grafico del sistema di Trigger.

Il flusso di segnali dai rivelatori è continuo, così come lo scambio di dati tra Type1 e Type2. La trasmissione dei dati tra le schede avviene in modo sincrono, richiede quindi di poter definire con precisione la fase relativa dei segnali di clock tra la scheda che trasmette i dati e quella che li riceve. Inoltre il tempo del fronte di salita di un impulso deve essere determinato in modo assoluto, indipendentemente dalla scheda su cui è calcolato; tutte le schede devono quindi marciare in modo sincrono e con la stessa origine dei tempi. Questo suggerisce la necessità di sviluppare dei circuiti elettronici di supporto al sistema di Trigger che distribuiscono un'onda quadra di buona qualità, alla cui fase sono agganciate tutte le schede Type1 e Type2, ed un segnale di sincronizzazione, al quale è riferita la misura dei tempi. Per questi motivi è stata realizzata una terza scheda, detta Ancillary. Questa distribuisce alle schede dell'albero il segnale di clock e di sincronizzazione, e due segnali di controllo alle schede dell'albero con uno 'Skew' inferiore al ns per tutti i segnali.

Il sistema è composto di 40 schede Type1, 5 Type2 e 4 Ancillary. In questo capitolo saranno descritte le varie schede fornendo per ognuna una breve descrizione dell'Hardware. Gli algoritmi implementati all'interno delle FPGA sono descritti in un capitolo a parte.

## 5.1 La Scheda Type1

La scheda Type1 è realizzata nello standard VME a 6 unità. La scheda è formata di 10 piani di materiale conduttore, intervallato da isolante, sui quali sono incise le piste, si veda Figura 5.2 dove ogni colore denota un piano differente.

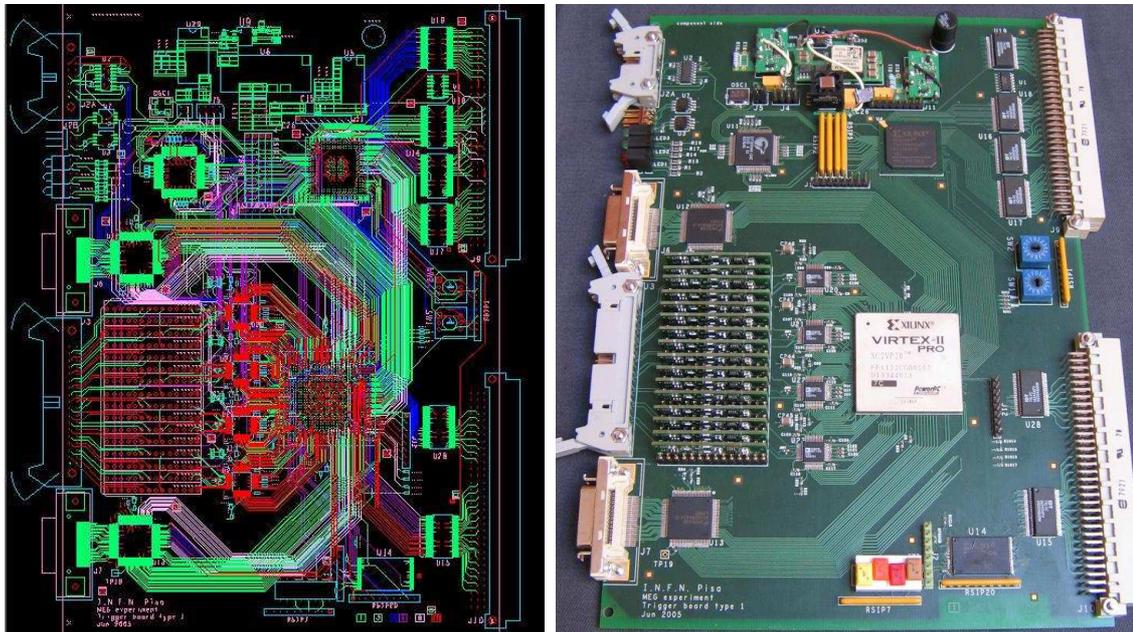


Figura 5.2: PCB e fotografia della scheda di Type1.

Il ruolo della scheda all'interno del sistema di Trigger è quello di ricevere i segnali analogici dai rivelatori, renderli digitali e dopo avervi applicato semplici algoritmi trasferirli alla scheda successiva. Ognuno dei passi utilizza specifici circuiti integrati presenti sulla scheda.

I 16 segnali analogici ricevuti sulla scheda attraverso schede di Front-End (vedi sezione 5.1.1), sono campionati da 8 Flash ADC (FADC) AD9218 [37] con una precisione a 10 bit su di un intervallo di  $0 \div 1$  V ad una frequenza di 100 MHz. Ogni AD9218 alloggia due campionatori indipendenti.

I dati digitali sono ricevuti all'interno di un FPGA Xilinx VIRTEX-II PRO XC2VP20 [39, 40, 41]. All'interno dell'FPGA i dati vengono contemporaneamente memorizzati su 8 memorie cicliche a 32 bit e ne viene fatta una preselezione in funzione del tipo di algoritmo implementato sulla scheda.

I dati elaborati sono inviati alla successiva scheda Type2 attraverso due serializzatori LVDS DS90CR481 [38], una breve descrizione dello standard LVDS è riportata in appendice A. Il rate di trasferimento di un serializzatore è pari a 4.8 Gbit/s.

Il segnale di CLK a 20 MHz distribuito dalla scheda Ancillary è ricevuto all'interno della scheda da un Roboclock CY7B994V [42]. Il Roboclock è in grado di moltiplicare la frequenza in ingresso fino ad un fattore 12, nel nostro caso 5, e di sfasare il segnale su 9 fasi diverse, che a 100 MHz corrispondono a 9 fasi da 1 ns. Infine in uscita rende disponibili 16 copie del segnale distribuiti a tutti i componenti della scheda.

L'interfaccia VME è gestita da un CPLD Xilinx XC2C384 [39]. Tramite il CPLD è possibile



effettuare le operazioni di scheda:

- inizializzazione del Roboclock;
- lettura e scrittura delle memorie e dei registri degli FPGA;
- configurazione dell'FPGA;

Lo spazio di memoria delle schede Type1 può essere acceduto tramite indirizzamento VME a 32 bit. Gli 8 bit più significativi della parola di indirizzo sono riservati per distinguere le varie schede, e sono semplicemente modificabili tramite due selettori manuali esadecimale.

Un banco di alimentazione fornisce le tensioni a tutta la scheda: 3.3 V, 2.5 V, 1.8 V e 1.5 V. Infine sul pannello frontale della scheda sono presenti 6 LED il cui stato è identificativo del modo di funzionamento della scheda.

### 5.1.1 Le schede di Front-End

Le schede di Front-End ricevono i segnali dai rivelatori, sia single-ended che differenziali, su driver AD8138 [43] che li converte in segnali differenziali per la digitizzazione dei FADC. I segnali all'interno delle schede di Front-End vengono disaccoppiati capacitivamente e ne viene controllato il valore di piedistallo per mezzo di DAC AD5300 [44] in modo da sfruttare a pieno l'intervallo dinamico dei FADC.

### 5.1.2 Il Cablaggio dei segnali sulle schede Type1

La direzione di volo ed il tempo del fotone sono estratte dai segnali della faccia frontale del calorimetro mentre tutti i PMT, inclusi quelli sulle facce laterali, sono utilizzati solo per l'estimatore dell'energia rilasciata. Per gli scopi del sistema di Trigger non si ha alcuna perdita di informazione se i PMT delle facce laterali non sono letti singolarmente ma è utilizzata solo la somma analogica di quattro di essi. La somma analogica dei segnali di 4 PMT è operata dal sistema di 'splitter' attivi che distribuiscono i segnali al sistema di Trigger ed al sistema di acquisizione. Con questo accorgimento si riduce da 836 a 371 il numero di canali da elaborare, mantenendo la latenza del trigger entro i 400 ns e contenendo i costi del sistema. La selezione di eventi  $\alpha$  utilizza l'informazione dei PMT delle facce laterali posti attorno ai fili, quindi richiede un adeguato cablaggio delle connessioni relative alle facce laterali del calorimetro. È stata pertanto elaborata una mappa delle connessioni tra i PMT e le schede di Trigger per le esigenze del sistema. Lo schema è riportato in Figura 5.3.

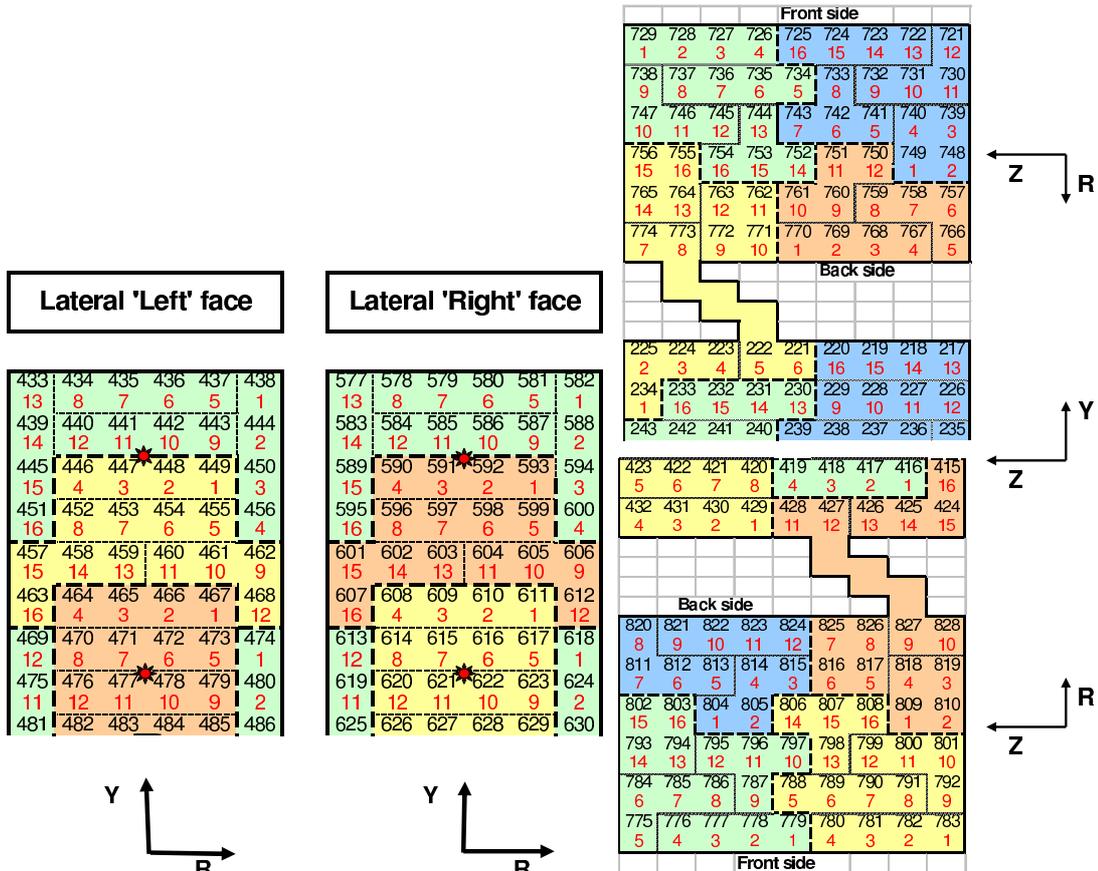


Figura 5.3: Schemi per il cablaggio delle facce laterali del calorimetro: ogni coppia di numeri identifica un fotomoltiplicatore; i numeri in rosso identificano il canale di ingresso per la scheda di Splitter mentre il numero in nero la posizione assoluta dei PMT nel calorimetro. I PMT circondati dalla linea tratteggiata spessa, e del medesimo colore, sono ricevuti sulla stessa scheda di Splitter. La linea tratteggiata sottile identifica i gruppi di 4 PMT i cui segnali sono sommati ed inviati ad un singolo ingresso del sistema di Trigger. Le stelle indicano la posizione di ancoraggio dei fili, i 16 PMT che circondano tali fili sono utilizzati per generare i trigger di  $\alpha$ .

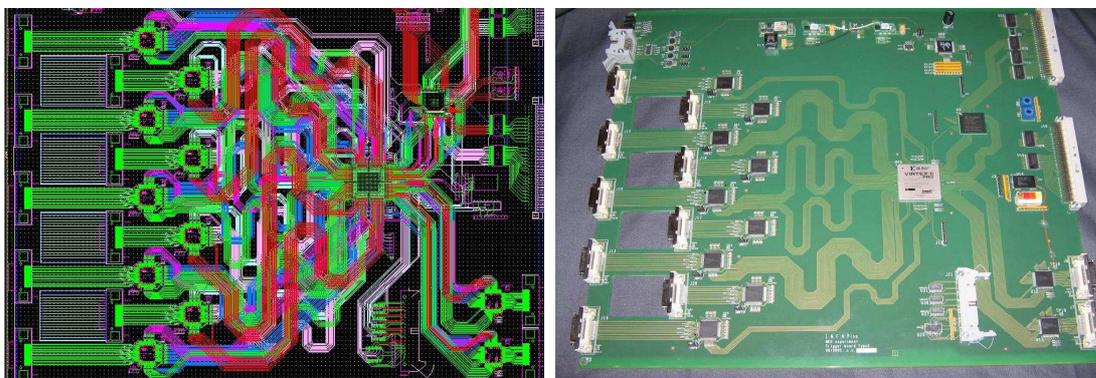


Figura 5.4: PCB e fotografia della scheda Type2.

## 5.2 La scheda Type2

Le schede Type2 hanno il compito di sintetizzare le informazioni provenienti dalle schede Type1, applicare i criteri di selezione descritti nel capitolo precedente e generare il segnale di TRIGGER che pilota il sistema di Trigger stesso e l'acquisizione dati.

La scheda Type2 è realizzata nello standard VME a 9 unità in modo da avere a disposizione spazio sul pannello frontale per alloggiare 9 connettori per la ricezione dei dati. La scheda è formata di 12 piani di materiale conduttore, intervallato da isolante, sui quali sono incise le piste; si veda Figura 5.4 dove ogni colore denota un piano differente.

Ogni scheda Type2 riceve al più 9 connessioni in ingresso su deserializzatori LVDS DS90CR482 [38] a 48 bit per un totale di 4.8 Gbit/s per ognuno dei ricevitori. Le piste che connettono i ricevitori all'FPGA sono state tracciate mantenendo le impedenze differenziali delle piste a  $100 \Omega$  e imponendo che il ritardo relativo dei segnali sulle piste sia inferiore a  $\approx 100$  ps.

I dati sono memorizzati ed elaborati su FPGA Xilinx VIRTEX-II PRO XC2VP40 [40, 41] e, nel caso di schede Type2 intermedie (Figura 5.1), sono trasmessi su due serializzatori LVDS DS90CR481 per la scheda Type2 successiva.

In analogia alla scheda Type1, l'interfaccia VME è gestita attraverso un CPLD Xilinx modello XC2C384, come pure il Roboclock CY7B994V. Come sulle schede Type1 due selettori manuali esadecimale definiscono gli 8 bit più significativi della parola a 32 bit di indirizzamento.

Con lo stesso schema della scheda Type1, la scheda Type2 alloggia un sistema di 6 LED per la lettura dello stato di funzionamento della scheda ed un identico banco di tensioni.

La scheda Type2, dovendo pilotare il DAQ, possiede un connettore attraverso il quale fornisce al sistema di acquisizione dati i segnali di TRIGGER, il numero dell'evento ed il codice del tipo di Trigger rilasciato. I segnali sono distribuiti con lo standard LVDS.

### 5.3 La scheda Ancillary

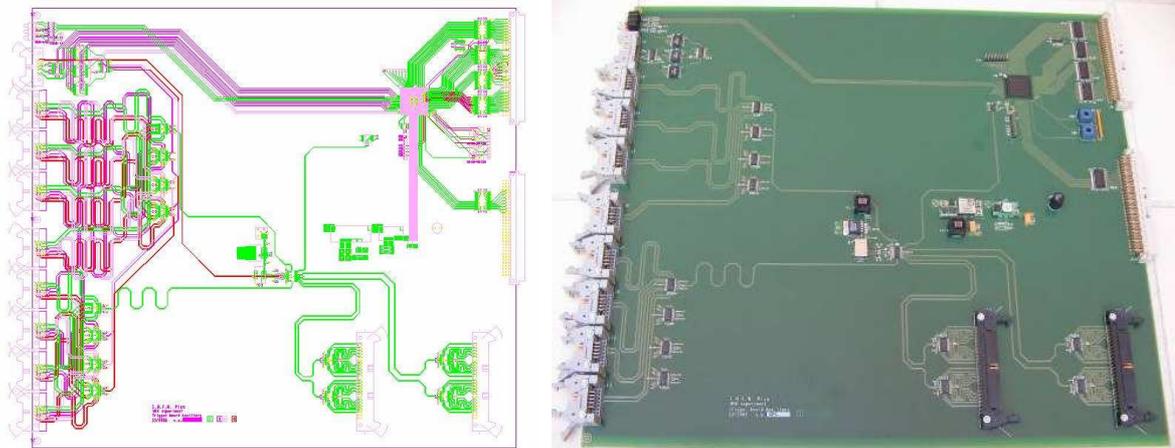


Figura 5.5: PCB e fotografia della scheda Ancillary

La scheda di Ancillary è realizzata nello standard VME a 9 unità ed è composta di 6 strati di conduttore.

Un componente fondamentale montato su questa scheda è un oscillatore SARONIX SEL3935 a 19.44 MHz [45] che produce il segnale denominato CLK. La SARONIX garantisce un ‘jitter’ massimo di 30 ps su un intervallo di 100'000 periodi ed una variazione massima della frequenza di 100 ppm in ogni condizione d’uso. Tale livello di stabilità del segnale non è essenziale per le prestazioni del sistema di Trigger ma risulta fondamentale per le misure temporali dell’esperimento. Infatti copie del segnale CLK sono prodotte con fan-out LVDS MAX9153 [46], prodotti dalla MAXIM, anch’essi con ottime prestazioni: aggiungono un ‘jitter’ di soli 13 ps picco picco sulle 10 uscite e mantengono lo ‘skew’ tra le uscite inferiore a 60 ps picco picco. Queste copie del segnale CLK sono inviate direttamente a tutti i campionatori DRS del DAQ, in modo che ciascun campionamento dei segnali possa essere temporalmente associato ad un riferimento comune<sup>1</sup>.

Oltre a distribuire il segnale CLK al sistema di Trigger ed al DAQ una scheda Ancillary riceve in ingresso i segnali di TRIGGER e di START dalla scheda Type2 finale ed il segnale di sincronizzazione da un registro VME. Questa scheda in uno schema gerarchico fornisce i tre segnali di controllo del Trigger ad altre tre schede ‘figlie’, in modo da triplicare le copie dei segnali di controllo. Sullo stadio di ricezione delle schede Ancillary sono montati tre generatori di ritardi 3d3418 [47] che consentono di ritardare il segnale con una precisione di 0.25 ns utili

<sup>1</sup>La distribuzione dei segnali CLK è fatta con cavi ‘twisted pair’ schermati. Il ‘jitter’ dei cavi è stimato essere di poco superiore a quello dei fan-out, ed è dipendente dal tipo e dalla lunghezza del cavo, e dalle condizioni ambientali. La determinazione del ‘jitter’ dei cavi sarà effettuata dopo il completo cablaggio dell’elettronica.

per correggere le differenze di percorso di tali segnali all'interno delle schede Type1 e Type2. Ogni scheda Ancillary produce 16 copie di questi segnali e 20 copie del segnale di CLK per il DAQ su due appositi connettori.

Anche per questa scheda è installato un CPLD per l'interfaccia con il VME. L'indirizzamento è gestito in modo simile alle altre schede, la parte alta è definita attraverso due selettori esadecimali. Le tensioni di alimentazione sulla scheda sono: 3.3 V, 1.8 V e '3.3 V filtrato' prodotto con un regolatore di tensione reg104-33 [48], stabile al 2% ed utilizzato solo per l'oscillatore SARONIX.

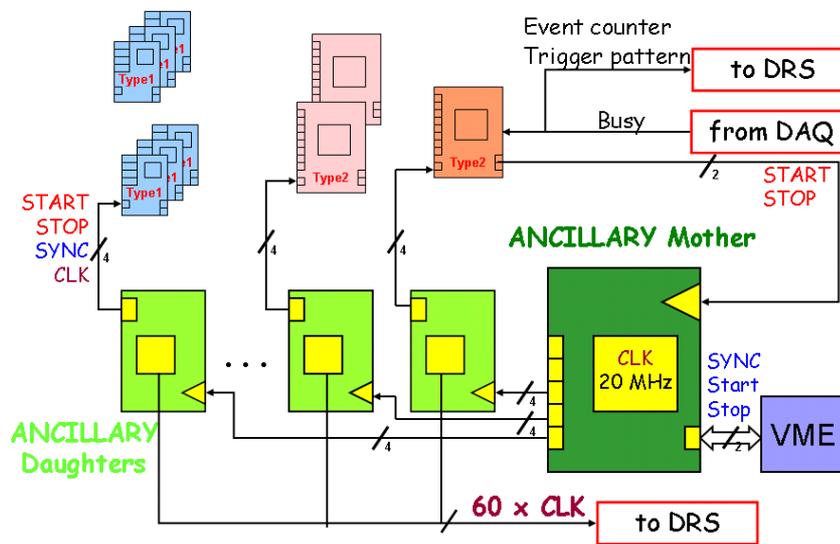


Figura 5.6: Schema grafico delle connessioni tra le schede di Ancillary, il trigger ed il DRS.

## Capitolo 6

# Struttura degli algoritmi di trigger

Gli algoritmi di selezione degli eventi descritti nei Capitoli precedenti devono essere tradotti in opportuni file di configurazione degli FPGA, detti Firmware. Sul mercato sono disponibili alcuni pacchetti software per la programmazione del Firmware. Avendo scelto gli FPGA Xilinx, e non prevedendo di eseguire gli algoritmi su Hardware diverso, è stato selezionato il software ISE 6.03 della Xilinx stessa. Gli algoritmi di trigger sono stati implementati in ISE 6.03 utilizzando un linguaggio di tipo schematico sfruttando quanto possibile le funzioni primitive disponibili sugli FPGA. Questa scelta ha reso il progetto, allo stato attuale, vincolato all'Hardware Xilinx, ma certamente ottimizzato e compatto.

Il Firmware per le schede Type1 e Type2 è diviso logicamente in due blocchi: un blocco in cui avviene la memorizzazione ed il processamento dei dati ed un blocco che gestisce l'interfaccia VME, i segnali di controllo ricevuti dalle schede Ancillary ed i registri di configurazione. Le operazioni di entrambi sono sincronizzate attraverso un'onda quadra a 100 MHz, segnale CLK. La struttura del Firmware è rappresentata in Figura 6.1. I dati provenienti dai FADC fluiscono attraverso le schede Type1 e Type2 prima di essere combinati nella Type2 finale per formare il segnale di trigger. Tutti gli FPGA hanno un blocco di memorizzazione per i segnali in ingresso ed uno per i dati in uscita, i quali sono registrati continuamente ed in modo ciclico durante la normale acquisizione dati. È tuttavia prevista la possibilità di interrompere il normale flusso di dati sulle memorie e di programmarne il contenuto mediante cicli di scrittura VME. In questa modalità operativa i dati reali provenienti dai FADC sono ignorati, ed agli algoritmi è inviato il contenuto delle memorie precedentemente caricate con eventi simulati. Ciò risulta particolarmente utile nella ricerca di eventuali errori, sia nell'esecuzione degli algoritmi che nella trasmissione dei dati tra le varie schede.

Ogni scheda del sistema di Trigger opera in due modalità, controllate dal segnale RUNMODE. In modalità di acquisizione, corrispondente a RUNMODE alto, i dati fluiscono attraverso il sistema, gli algoritmi ricercano eventi da selezionare e l'accesso VME è inibito. In modalità di controllo, corrispondente al segnale RUNMODE basso, i dati sono stabili nelle memorie

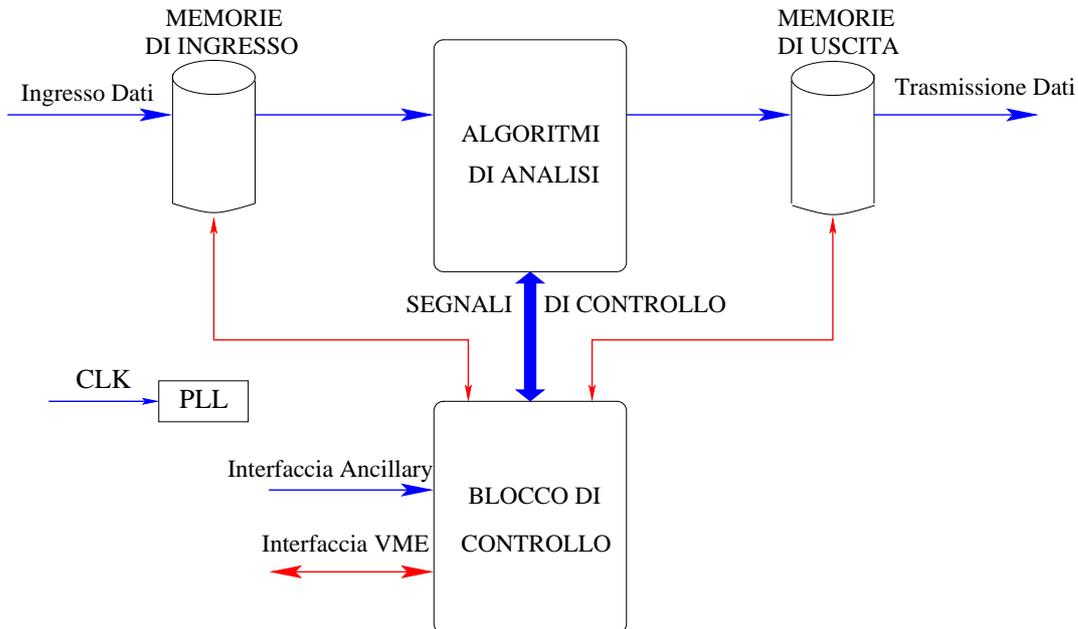


Figura 6.1: Schema della struttura del Firmware implementato sugli FPGA. La programmazione si compone di due blocchi principali: analisi, memorizzazione e trasmissione dei dati; gestione segnali di controllo ed interfaccia VME.

cicliche, gli algoritmi non sono operati ed è possibile il controllo delle schede da VME.

La transizione da modalità di controllo a modalità di acquisizione avviene in modo sincrono su tutto il sistema quando il programma di acquisizione genera il segnale di START, la transizione da modalità di acquisizione a modalità di controllo avviene quando la scheda Type2 finale genera il segnale di TRIGGER.

All'interno del blocco di controllo sono definiti tutti i valori dei parametri utilizzati nell'analisi. Infine il blocco di controllo, attraverso l'interfaccia VME, ha accesso in lettura ed in scrittura alle memorie cicliche della scheda.

Il blocco di analisi dati differisce da scheda a scheda in funzione della collocazione all'interno dell'albero ed alla natura dei dati da analizzare.

## 6.1 La memorizzazione dei segnali

Come già detto i dati ingresso ed in uscita dalla scheda sono memorizzati su memorie RAM da 16 KBit disponibili sugli FPGA. Ogni blocco è a doppio accesso, uno dei quali raccoglie i dati provenienti dai rivelatori mentre l'altro può essere convenientemente utilizzato per la programmazione da VME. La logica di controllo delle memorie è riportata in Figura 6.2.

Per uniformare la programmazione è stato scelto di utilizzare lo stesso tipo di configurazione

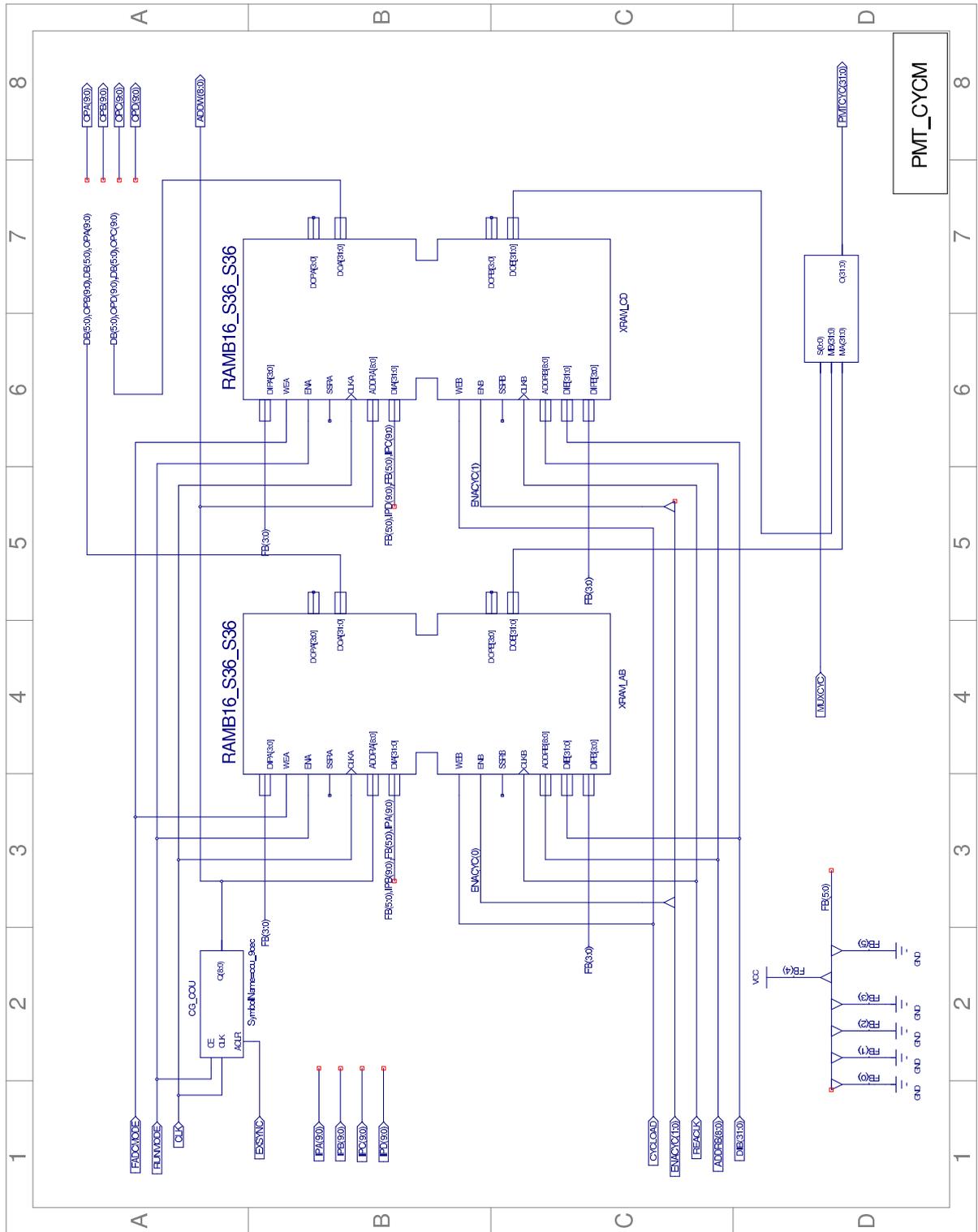


Figura 6.2: Programmazione delle memorie di ingresso della scheda Type1 implementata all'interno degli FPGA in linguaggio schematico.



per le memorie di tutte le schede, basandosi sulle esigenze della scheda Type1. La scheda Type1 ogni 10 ns campiona i segnali analogici forniti dai rivelatori attraverso FADC a 10 bit e i dati campionati devono essere memorizzati all'interno degli FPGA.

Lo schema di memorizzazione deve garantire da una parte una sufficiente profondità temporale, dall'altra l'utilizzo di un numero ragionevole di blocchi RAM in modo da non esaurire le risorse a disposizione. Il numero di celle di memoria, proporzionale alla profondità temporale, è definito dall'estensione del dato che si vuole memorizzare. Registrando parole a 16 bit su di memoria da 16 KBit si avrebbero a disposizione 1024 celle di memoria, 512 nel caso di parole a 32 bit, per una profondità temporale corrispondente, rispettivamente, di 10.24  $\mu$ s e 5.12  $\mu$ s.

All'interno degli algoritmi è stato scelto di memorizzare due canali all'interno della stessa memoria in una parola a 32 bit. Nel caso si utilizzino dati reali, viene fissato ad 1 lo stato del bit 26 della parola in modo da poterli distinguere dai dati simulati. L'indirizzo ciclico della cella di ciascuna memoria è definito da un contatore a 9 bit. Questo contatore è registrato dal CLK ed abilitato dal segnale RUNMODE.

I dati in uscita dalle schede Type1 e dalle schede Type2 sono composti di parole a 48 bit vincolati alla capacità dei trasmettitori LVDS installati sulle schede. La registrazione di queste parole è effettuata su due memorie identiche a quelle di ingresso alle schede Type1; su una memoria sono memorizzati i 32 bit meno significativi, sull'altra i 16 più significativi.

## 6.2 Implementazione degli algoritmi di selezione

In queste sezione descriverò l'implementazione logica di alcune sezioni degli algoritmi di selezione del sistema di Trigger. In particolare descriverò la logica di sottrazione in tempo reale del piedistallo, l'utilizzo delle 'Look Up Table', il calcolo dell'estimatore del tempo di un impulso.

In Appendice B sono riportati altri esempi di programmazione in linguaggio schematico degli algoritmi.

### 6.2.1 La sottrazione del piedistallo

Dopo la scrittura sulle memorie di ingresso, i dati sono soggetti alla sottrazione in tempo reale del piedistallo, calcolato in base alla media di 4 campionamenti registrati N periodi del segnale CLK prima del campionamento corrente secondo il codice schematico riportato in Figura 6.3. Questo si ottiene inserendo i dati, corrispondenti alle altezze di impulso campionate, all'interno di una catena di N registri in 'cascata' con transizione sul fronte di ogni segnale CLK. Ad ogni impulso di CLK, la media degli ultimi 4 registri della catena viene aggiornata ed infine sottratto al dato del campionamento corrente. L'inserimento dei dati sulla catena viene interrotto non appena due campionamenti consecutivi eccedano il piedistallo corrente di un valore superiore

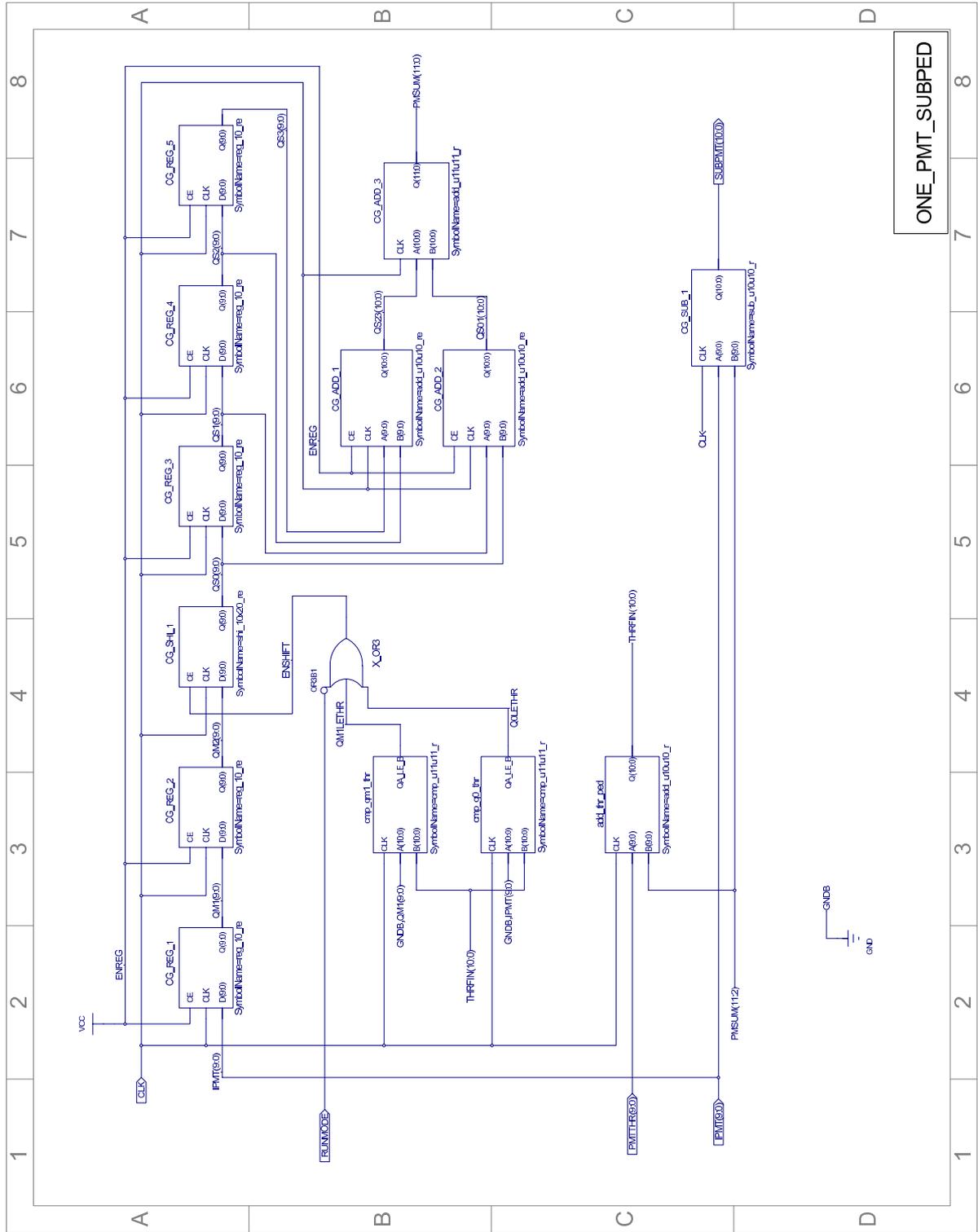


Figura 6.3: Logica di sottrazione di piedistallo dei segnali.



ad una soglia predefinita. In questo modo non si introducono segnali fisici all'interno della catena, preservando la sottrazione di valori errati di piedistallo.

L'algoritmo è critico nella definizione della lunghezza  $N$  della catena dei registri. Utilizzando  $N$  registri e calcolando la media sugli ultimi 4 campionamenti presenti sulla catena l'estimatore del piedistallo è ricostruito su segnali distanti temporalmente  $\approx 10 * (N - 1)$  ns dal dato in ingresso. Una componente di rumore sinusoidale con semiperiodo pari al valore sopraindicato è amplificata da parte dell'algoritmo. In Figura 6.4 è riportato il risultato delle sottrazione del piedistallo su forme d'onda simulate.

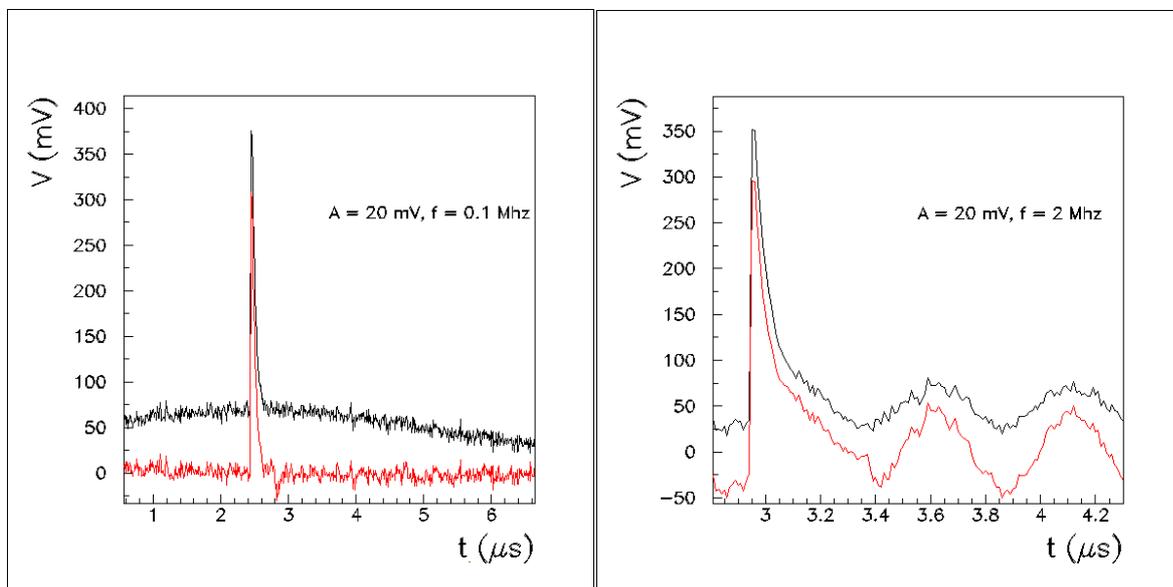


Figura 6.4: Risultato dell'algoritmo di sottrazione del piedistallo dove la media è calcolata sugli ultimi 4 campionamenti di una catena di 26 registri. In nero è riportata la forma d'onda in ingresso, in rosso la forma d'onda a piedistallo sottratto.

La simulazione è effettuata su impulsi fisici sovrapposti a rumore bianco ed ad un segnale sinusoidale di ampiezza 20 mV e di frequenza 100 KHz, grafico di sinistra, e 2 MHz, grafico di destra. Il risultato dimostra come l'algoritmo di sottrazione del piedistallo elimini completamente il rumore con frequenze inferiori ad 1 MHz, mentre per valori intorno a 2 MHz si ottiene l'amplificazione di un fattore due del rumore.

La definizione dei parametri finali dell'algoritmo sarà effettuata durante la prima fase di presa dati quando saranno disponibili i primi segnali. In quel momento sarà possibile effettuare un'analisi dello spettro di rumore sulle linee analogiche in ingresso individuando i principali contributi e definendo di conseguenza il valore  $N$ .

### 6.2.2 Le 'Look Up Table'

L'esecuzione di moltiplicazioni e di divisioni tra numeri interi, o anche la valutazione di funzioni relativamente complesse di interi, è certamente possibile all'interno di algoritmi operanti in FPGA, mantenendo la precisione massima sull'operazione. Ad esempio il prodotto di un intero a M bit con un intero a N bit ha come risultato un intero a M+N bit ma il risultato è disponibile con un ritardo di diversi cicli di clock.

Quando l'applicazione ha richieste stringenti sui tempi di esecuzione degli algoritmi, come nel caso di MEG, dove il ritardo nel segnale di trigger non deve essere superiore a 400 ns, oppure quando è necessario valutare funzioni non analitiche, è possibile velocizzare e semplificare il progetto utilizzando valori tabulati delle funzioni. Le tabelle con i valori tabulati sono immagazzinati in blocchi di memoria che prendono il nome di 'Look Up Table' o 'LUT'.

Una LUT è una memoria di sola lettura le cui linee di indirizzo sono connesse alle linee del dato che si vuole processare, il contenuto della cella puntata dal dato è il valore della funzione che si vuole ottenere. La RAM utilizzata è identica alle memorie sulle quali vengono memorizzati i dati, memorie a 16 KBit a doppio accesso. Una parte è dedicata al processamento dei dati, mentre l'altra ne consente la configurazione mediante operazioni di lettura e di scrittura tramite l'interfaccia VME. Il numero di bit riservati al dato in ingresso ed al dato processato dipendono dalla capacità della memoria e sono tra loro strettamente correlati. La capacità massima di una singola RAM presente sugli FPGA è di  $2^{14}$  bit, il numero N di bit riservati al dato processato è dunque  $2^{14-n}$  dove  $n$  è il numero di bit di indirizzamento. In particolare con un indirizzamento a 14 bit è possibile immagazzinare dati ad un solo bit. Per questo motivo, limitandosi a funzioni booleane, il numero di RAM necessario per dati a M bit è  $2^{M-14}$ . In alternativa si operano troncamenti ed arrotondamenti del dato, selezionando un numero di bit minore.

La LUT è utilizzata sovente all'interno degli algoritmi di selezione. Ogni PMT all'interno del calorimetro si caratterizza, oltre che per la collocazione nell'apparato, attraverso l'efficienza quantica ed il guadagno. Nella ricostruzione dell'estimatore dell'energia, per tenere conto di tali caratteristiche, sono utilizzate delle LUT su ogni singolo canale dove vengono calibrati secondo le caratteristiche di risposta<sup>1</sup>. Altre LUT sono utilizzate, ad esempio, nell'algoritmo di selezione per eventi  $\alpha$  per il calcolo del rapporto carica ampiezza ed il rapporto tra i segnali provenienti da i gruppi di PMT a  $z < 0$  e  $z > 0$  ciò che consente di individuare la sorgente interessata secondo lo schema riportato in Figura 6.5.

La LUT restituisce un dato a 4 bit, con valore tra 1 e 5 per identificare la sorgente e 0 se il dato non è compatibile con alcun evento da  $\alpha$ . I bit utilizzati per l'uscita sono 4, restano quindi disponibili 12 bit per l'indirizzamento divisi simmetricamente tra le due parole in ingresso.

---

<sup>1</sup>In questo caso per avere perdite di risoluzione sono utilizzate contemporaneamente due LUT configurate in modo opportuno

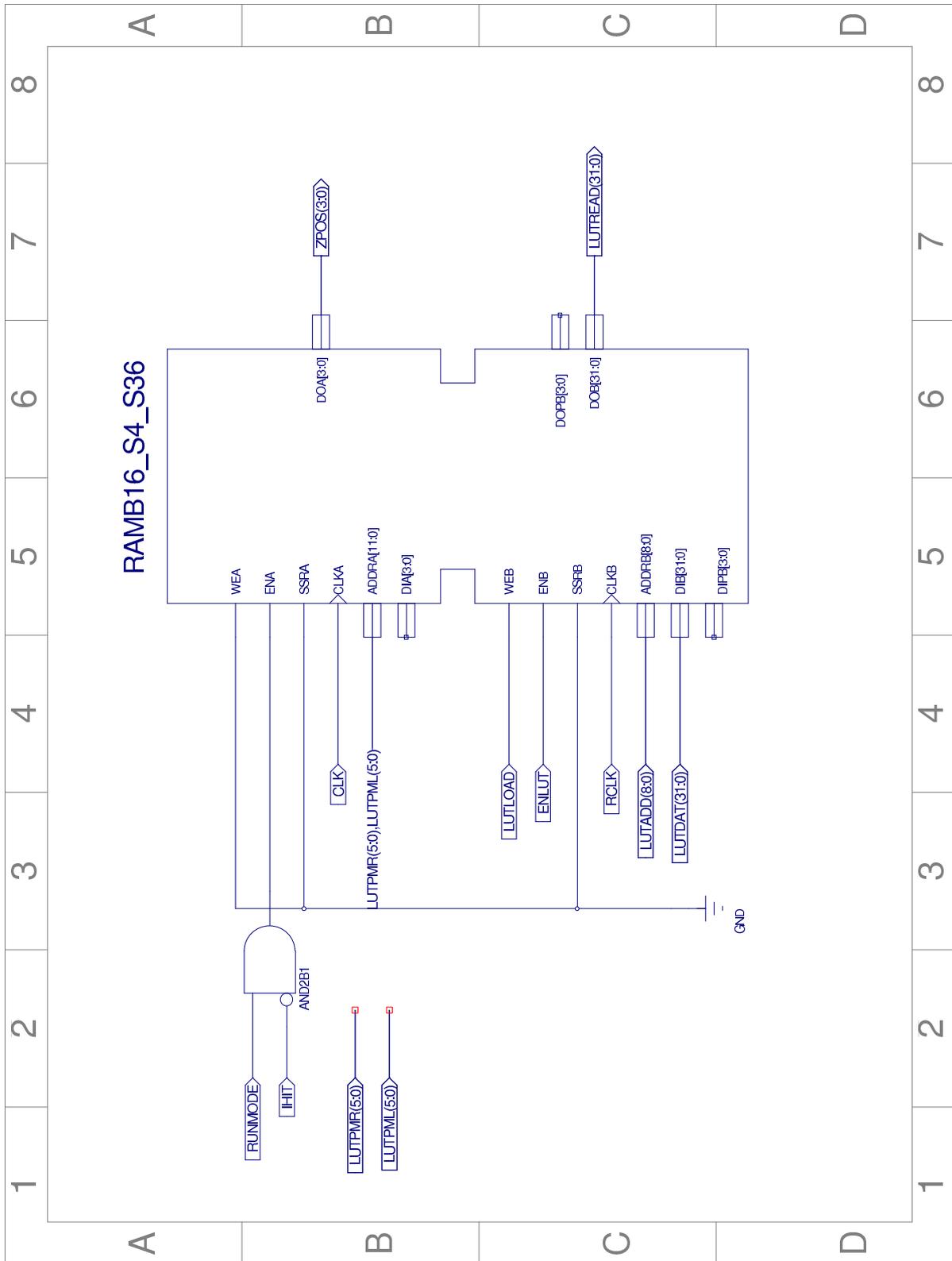


Figura 6.5: Logica per la ricostruzione dell'indice della sorgente in un evento  $\alpha$ .

Le altezze di impulso sono contenute in registri a 15 bit tra i quali se ne devono selezionare 6 da inviare alla LUT. L'efficienza di selezione è stata studiata mediante simulazione Monte Carlo. Il troncamento da 15 a 6 bit non è univoco e quindi dovrà essere scelto quello meglio preserva l'informazione per la LUT. La Figura 6.6 riporta la configurazione ottimale, ottenuta selezionando i bit dal 2 al 7 del dato in ingresso. Da notare come le sorgenti all'interno dello stesso filo, nonostante il troncamento, siano ben separabili quando il numero totale di fotoelettroni è superiore a 20.

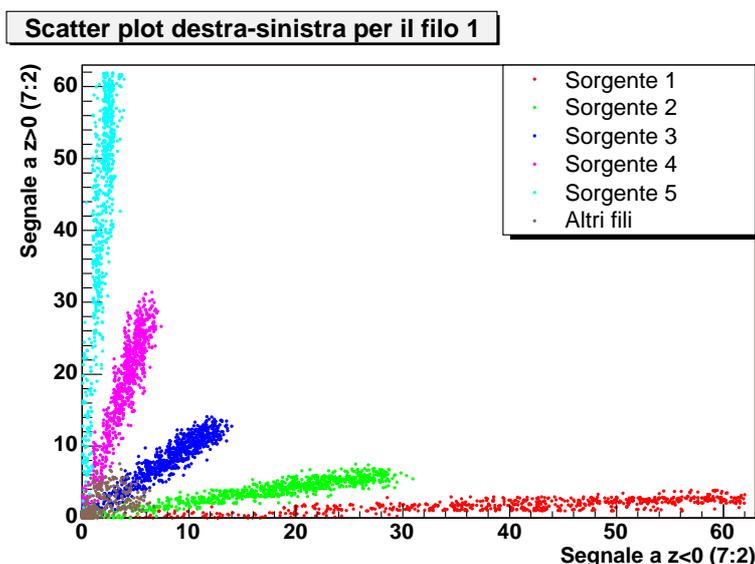


Figura 6.6: Scatter plot degli impulsi digitizzati e troncati alla (7:2) della parte destra verso la parte sinistra, ogni colore indica una sorgente diversa. Selezionando questo intervallo di bit la precisione sull'ampiezza del segnale è di 4 mV, pari a 2 fotoelettroni.

Inoltre le LUT sono utilizzate per verificare la collinearità spaziale di un positrone e di un fotone utilizzando la corrispondenza tra l'indice del PMT con la carica massima e gli indici di fibra e barra del TC.

### 6.2.3 L'estimatore del tempo

L'algoritmo opera utilizzando il campionamento corrente del segnale ed i due precedenti, ottenuti ponendo due registri in cascata, ed un valore di soglia per l'ampiezza del segnale. Quando il campionamento corrente  $N$  ed il precedente  $(N-1)$  superano il valore di soglia, mentre il campionamento  $(N-2)$  è inferiore alla soglia, viene registrato lo stato di una contatore ad 8 bit operante in modo sincrono con identici contatori presenti su tutte le schede Type1. I segnali dei PMT ricevuti dal sistema di Trigger sono limitati in banda passante a circa 50 MHz ed



avranno fronti di salita vicini a 20 ns, pertanto il valore del registro a 8 bit costituisce una misura del tempo del campionamento N con risoluzione di 10 ns e periodicità di 2.5  $\mu$ s.

Supponendo il fronte di salita del segnale crescente linearmente col tempo, è possibile determinare il tempo dell'evento con una accuratezza di 2.5 ns. Si valutano le differenze tra il campionamento N ed il campionamento N-1 (PMTN-PMTN1) e la differenza tra il campionamento N-1 e la soglia (PMTN1-TIMTHR). Il confronto tra questa due differenze permette di suddividere il periodo di 10 ns del segnale di clock in 4 intervalli da 2.5 ns, corrispondenti al tempo al quale il segnale eguaglia la soglia. In Tabella 6.1 sono riportati il numero di intervalli da 2.5 ns, NINTERV, da sommare con la condizione che li determina.

Condizioni	Valori			
$PMTN-PMTN1 \geq 4*(PMTN1-TIMTHR)$	VERO	FALSO	FALSO	FALSO
$2*(PMTN-PMTN1) \geq 4*(PMTN1-TIMTHR)$	VERO	VERO	FALSO	FALSO
$3*(PMTN-PMTN1) \geq 4*(PMTN1-TIMTHR)$	VERO	VERO	VERO	FALSO
NINTERV	3	2	1	0

Tabella 6.1: Tavola di verità per la ricostruzione del tempo con una precisione di 2.5 ns, NINTERV è il numero di intervalli da 2.5 ns da aggiungere all'estimatore del tempo.

Il tempo al quale il tempo eguaglia la soglia sarà allora una parola a 10 bit data da

$$t = T_{N-2} \times 4 + NINTERV \quad (6.1)$$

espresso in unità di 2.5 ns, sempre con periodicità 2.5  $\mu$ s.

L'algoritmo è stato controllato su forme d'onda simulate in presenza di rumore. In Figura 6.8 è riportato il ritardo tra il tempo elaborato dall'algoritmo ed il valore della simulazione, la differenza massima è di 10 ns.

### 6.3 Operazioni di controllo sulla frequenza di trigger

Il sistema di Trigger dell'esperimento può selezionare 16 tipi di eventi diversi. La selezione è operata dalla scheda Type2 finale del sistema, vedi Figura 5.1, la quale prevede due funzioni di controllo per regolare la generazione dei segnali di trigger:

1. l'abilitazione dei singoli segnali;
2. la demoltiplicazione delle frequenze dei segnali.

Ognuno dei 16 segnali di trigger può essere abilitato individualmente secondo l'esigenze dell'acquisizione dati.

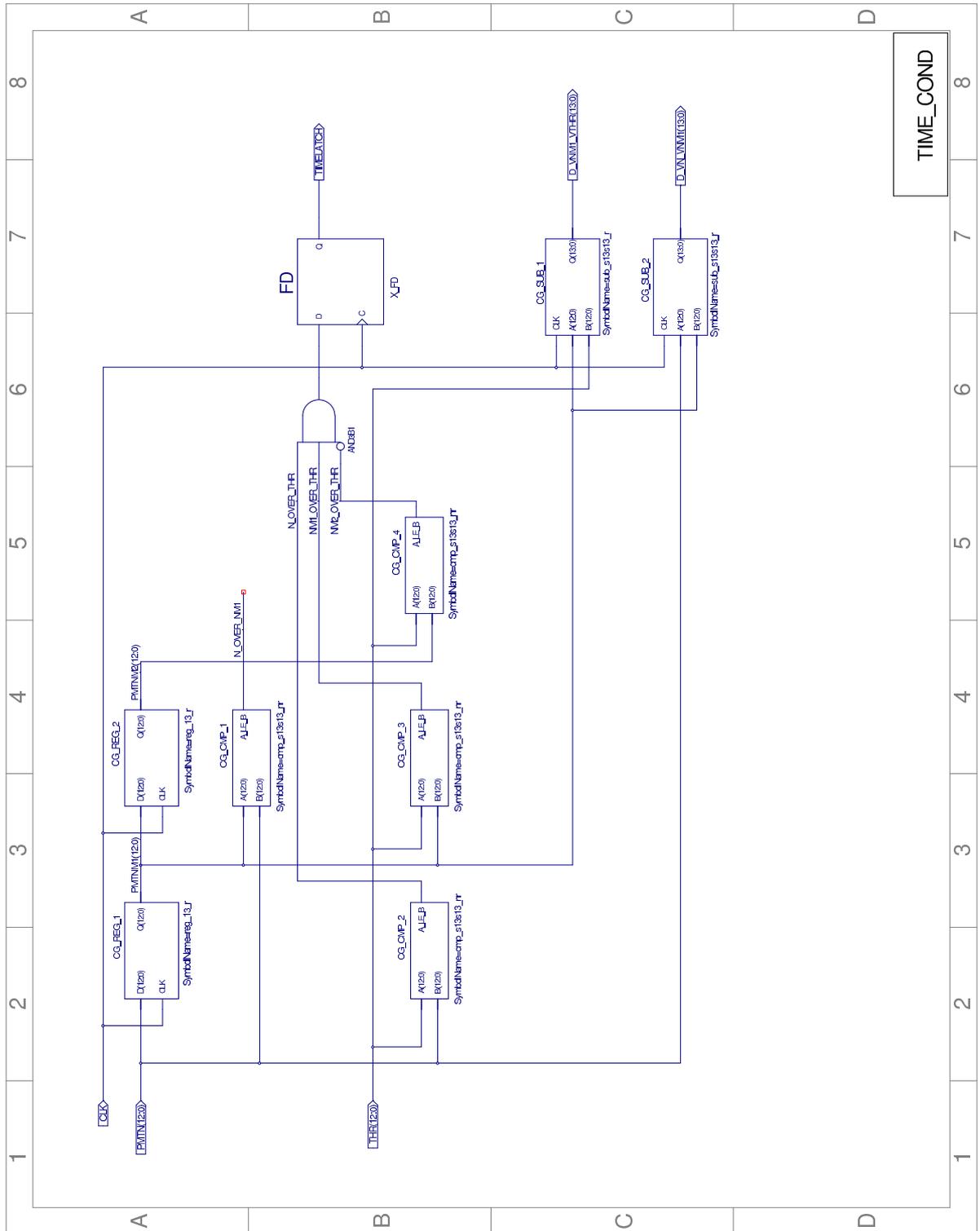


Figura 6.7: Parte della logica con la quale viene registrato il tempo di un evento, in questa parte si confronta la forma di impulso con una apposita soglia e si genera l'impulso di latch per il contatore che definisce il tempo dell'evento.

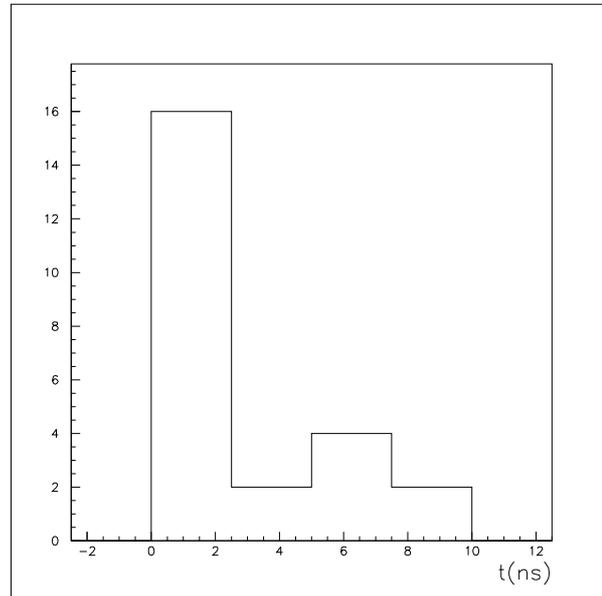


Figura 6.8: Grafico delle differenze temporali tra il tempo di una forma d'onda simulata ed il tempo ricostruito dall'analisi.

La frequenza di ogni segnale di trigger può essere demoltiplicata per un numero tra 1 e  $2^{32} - 1$ . Questa operazione è necessaria per inviare al sistema di acquisizione trigger in proporzioni differenti a seconda dell'occorrenza materiale dei vari eventi selezionati. In pratica i trigger abilitati nelle acquisizioni dati per la ricerca del segnale saranno riscaldati rispetto all'occorrenza del trigger MEG, che ovviamente ha fattore di demoltiplicazione pari a 1.

## 6.4 Misura del tempo vivo

La misura del tempo vivo è l'unico modo per calcolare il numero totale di decadimenti del  $\mu$  necessari per calcolare il BR e determinare la sensibilità finale ottenuta dall'esperimento (vedi sezione 2.3). Risulta inoltre utile misurare con la stessa tecnica il tempo totale per poter determinare il tempo morto. La misura di entrambi e l'assegnazione del numero d'ordine agli eventi è eseguita dalla scheda Type2 finale con tre contatori appositi; la logica è riportata in Figura 6.9.

I contatori hanno una profondità di 32 bit, che comporta una profondità temporale totale di circa 43 s nel caso il segnale di clock in ingresso sia il CLK a 100 MHz. Tale profondità risulta inadeguata per le esigenze sperimentali ed inoltre un'accuratezza di 10 ns risulta eccessiva. Il segnale CLK è dunque demoltiplicato di un fattore 1000 prendendo il bit più significativo di uscita di un contatore a 10 bit con conteggio finale predefinito a 1000 pilotato a 100

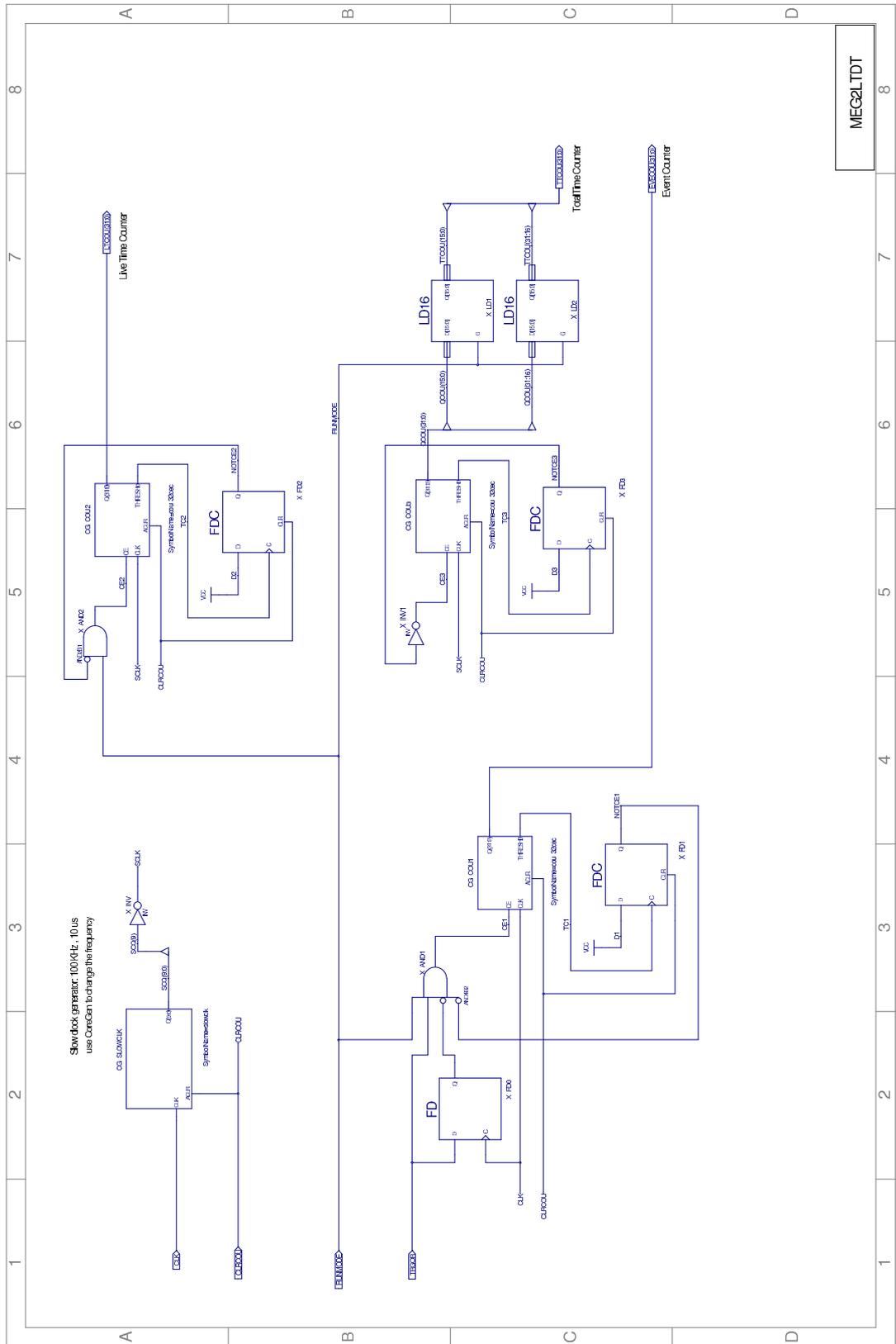


Figura 6.9: Programmazione dei contatori di tempo totale, tempo vivo e contatore degli eventi.



MHz. Questa operazione porta la profondità temporale dei contatori ad essere di circa 12 ore, confrontabile con la durata di un Run con un'accuratezza a  $10 \mu s$ .

Il contatore del tempo totale è formato di un contatore a 32 bit sempre abilitato, salvo in caso di saturazione. Lo stato del contatore viene registrato su ogni fronte di discesa del segnale RUNMODE così da renderlo disponibile per la lettura nella fase di controllo descritta all'inizio del capitolo.

Il contatore del tempo vivo è implementato allo stesso modo ma esso è abilitato quando il sistema è nello stato di acquisizione, cioè quando il segnale RUNMODE è attivo. Se il segnale RUNMODE è basso il contatore non è abilitato. Il valore del contatore fornisce quindi il tempo effettivo di acquisizione dati.

Il contatore del numero di eventi incrementa di una unità ogniqualvolta sia generato un'impulso di trigger da parte del sistema. Questo contatore è implementato su tutte le schede del sistema di Trigger in modo da poter verificare ad ogni evento che ogni scheda abbia il medesimo numero d'ordine che identifica ogni insieme di dati.

## 6.5 L'interfaccia con il DAQ

Il sistema di acquisizione dati (DAQ) è interfacciato con il sistema di Trigger attraverso un connettore 3M a 32 poli posto sulla scheda Type2 finale. Sul connettore sono distribuiti i segnali di controllo con cui il sistema di Trigger pilota il DAQ e i segnali attraverso i quali il DAQ interagisce con il sistema di Trigger.

Il sistema di Trigger fornisce al DAQ tre segnali:

1. il segnale di Trigger;
2. un codice indicativo dell'evento selezionato;
3. il numero d'ordine dell'evento, fornito dal contatore degli eventi.

Il codice dell'evento è utilizzato dal DAQ per differenziare gli algoritmi di trasferimento dati in funzione dell'evento selezionato. Ad esempio nel caso di evento  $\alpha$  nel calorimetro i dati relativi allo spettrometro magnetico, non rilevanti, non saranno trasferiti su memorie esterne. In questo modo si opera compressione sui dati e si rende più veloce l'operazione di trasferimento.

I digitizzatori principali dell'esperimento, i DRS (vedi sezione 3.5.2), sono alloggiati in schede elettroniche contenute in 5 crate VME. Ogni crate è interfacciato con un calcolatore e la fase di trasferimento dati avviene in parallelo sui 5 crate. Il numero dell'evento, distribuito dal sistema di Trigger al DAQ, è utilizzato per associare i segmenti di dati allo stesso evento. Il DAQ fornisce alla scheda Type2 finale quattro segnali attraverso i quali comunica il proprio stato od invia richieste al sistema di Trigger. Durante la fase di trasferimento dati il DAQ,

allo stesso modo del sistema di Trigger, non è in grado campionare nuovi dati e quindi ad un impulso di Trigger non sarebbe associato alcun dato da analizzare. Attraverso lo stato del segnale EXBUSY il DAQ comunica al sistema di Trigger la propria capacità di accettare nuovi eventi. Il DAQ può inoltre fornire il segnale di FOSTA che forza l'avvio della selezione degli eventi all'interno del sistema di Trigger. Il sistema di Trigger prevede il segnale INBUSY il cui stato è alto durante la fase di accesso in lettura o scrittura delle schede del sistema. Quando il segnale INBUSY è alto non è possibile riavviare la presa dati.

## 6.6 La latenza dei segnali

Il compito di un sistema di Trigger è di effettuare una efficiente selezione di eventi impiegando il minore tempo possibile. La scala dei tempi è definita, in questo caso, dalle profondità delle memorie del sistema di acquisizione. Il DAQ campiona le forme d'onda ad una frequenza di 2 GHz su memorie cicliche profonde 1024 campionamenti, corrispondenti ad una profondità temporale di 512 ns. Il compito del sistema di Trigger è quindi quello di generare il segnale di TRIGGER non oltre 380/400 ns dal fronte del segnale. È utile avere a disposizione almeno 100 ns precedente all'evento in modo da ottenere una ricostruzione ottimale del piedistallo prima del segnale.

Sono state effettuate simulazioni con lo scopo di sincronizzare i diversi segnali all'interno della scheda Type2 finale e di valutare la latenza nella selezione degli eventi. In questo calcolo occorre tenere in conto, oltre alla latenza indotta dagli algoritmi, altri ritardi dovuti alla conversione analogico-digitale effettuata dai FADC (40 ns) e alla trasmissione del bus LVDS (60 ns tra Type1 e Type2, 80 ns tra Type2 e Type2). Dai risultati ottenuti sulla prima versione del Firmware si ha che il segnale che comporta una latenza maggiore è quello relativo alla selezione di eventi  $\alpha$  pari a 440 ns, mentre il segnale per il trigger  $\mu \rightarrow e\gamma$  presenta una latenza pari a 400 ns. In Tabella 6.2 sono riportati i valore delle latenze per i principali estimatori degli algoritmi implementati nel sistema di Trigger.

Segnale	Type1	Type2	Intermedia	Type2 finale	Trasmissione	FADC	Totale
Energia	8		5	3	14	6	36
Angolo	8		5	2	14	6	35
Tempo	11		5	4	14	6	40
$\alpha$	18		3	3	14	6	44

Tabella 6.2: Latenza relativa, in periodi di CLK, alla ricostruzione degli estimatori nella prima versione del Firmware. Nel caso dell'estimatore dell'angolo e del tempo è riportata la latenza relativa a quello più lento.

I valori ottenuti risultano compatibili con i limiti imposti dal DAQ.



## Capitolo 7

# Caratterizzazione delle schede Type1 e Type2

Ogni scheda del sistema di Trigger deve essere sottoposta ad un'accurata verifica del suo funzionamento. È stato perciò definito un protocollo di caratterizzazione ed una procedura automatizzata di controllo di ciascuna con lo scopo di individuare ogni possibile malfunzionamento (sia esso imputabile ad un difetto di un componente integrato oppure dovuto ad un errore di montaggio). I singoli passi di questa procedura verranno discussi nelle prima due sezioni di questo capitolo rispettivamente per le schede Type1 e Type2. Infine è necessario verificare la sincronizzazione dell'intero sistema, dal momento che l'esecuzione di algoritmi differenti, anche su schede dello stesso tipo, può introdurre uno sfasamento. Lo stadio finale della procedura di validazione del sistema prevede pertanto la definizione dei ritardi relativi tra i segnali di controllo delle singole schede in modo da ripristinare il perfetto sincronismo, ciò che costituisce l'argomento del paragrafo conclusivo.

### 7.1 Test delle schede Type1

#### 7.1.1 Misura del 'crosstalk'

Le schede Type1 campionano e digitizzano le forme di impulso provenienti dai rivelatori. La ricezione del segnale rappresenta un problema rilevante per la scheda a causa di possibili 'crosstalk' dovuti alla mutua induzione di segnali sulle linee di trasmissione adiacenti. Questo costituisce un fattore critico per un esperimento di precisione come MEG in cui l'intervallo di variazione dei segnali dai rivelatori è assai ampio (da pochi mV fino ad ampiezze superiori a 1 V per i PMT del calorimetro LXe). In queste condizioni anche piccoli effetti di 'crosstalk' potrebbero indurre variazioni dell'ampiezza d'impulso dei segnali tali da perturbare significa-

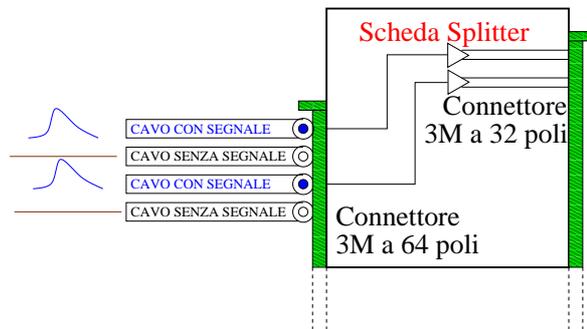


Figura 7.1: Connessione dei segnali dei rivelatori sulla scheda Splitter: tra due linee di trasmissione che portano segnale ne è interposta una priva per diminuire l'effetto dell'induzione di segnale.

tivamente le prestazioni dei rivelatori. È pertanto imposto un limite conservativo all'1% per il 'crosstalk' tra i canali adiacenti.

I segnali dei rivelatori sono distribuiti al sistema di Trigger da un sistema attivo di duplicazione di segnali, costituito da schede dette 'Splitter'. Lo stadio di ricezione dei segnali dei rivelatori sulle schede Splitter consta di un connettore 3M a 64 poli, secondo lo schema riportato in Figura 7.1. Le schede di Splitter forniscono alle schede Type1 i segnali dai rivelatori in standard differenziale attraverso dei cavi schermati di tipo 'twisted pair' lunghi 2m su cui sono distribuiti simultaneamente 16 canali.

I contributi al 'crosstalk' sono stati misurati separatamente sia per i cavi di connessione dai rivelatori agli Splitter, sia per i cavi di trasmissione dai segnali degli Splitter alle schede Type1.

Il primo è stato misurato utilizzando un cavo 'twisted pair', di tipo simile e di lunghezza identica (3m) a quelli che saranno utilizzati in esperimento. La misura è stata effettuata iniettando un segnale sinusoidale di ampiezza e frequenza variabile su una linea di trasmissione ed osservando, per ogni configurazione, il segnale indotto sulle linee vicine. Differenti configurazioni di misura sono state inoltre ottenute variando la geometria del cavo ed il valore di impedenza per le terminazioni delle linee di trasmissione adiacenti al segnale.

Per fissare la nomenclatura delle figure riportate, indico con 'second pair' la coppia adiacente a quella su cui è inviato il segnale e con 'third pair' quella successiva. I valori misurati sono stati ottenuti utilizzando una sonda differenziale Tektronix P6248( banda passante a 1.5 GHz) connessa ad un oscillografo Tektronix TDS3034 con banda passante di 300 MHz, più che sufficiente per i nostri scopi.

In primo luogo è stato osservato come la disposizione del cavo influisca sull'induzione di segnale tra le linee. Inviando un segnale sinusoidale a 50 MHz, è stata misurata l'induzione sulla 'third pair', sia in configurazione di cavo completamente steso, sia arrotolato su se stesso. Il risultato riportato in Figura 7.2 dimostra che il cavo steso garantisce effetti di induzione

minori rispetto al cavo arrotolato. Per questo motivo tutte le misure successive sono state condotte utilizzando la prima configurazione.

È stata studiata la variazione del ‘crosstalk’ variando solatamente l’ampiezza della sinusoide in ingresso di frequenza 50 MHz. La Figura 7.3 presenta la percentuale di segnale indotto come funzione dell’ampiezza nominale del segnale in ingresso. Come aspettato, il rapporto tra segnale reale e segnale indotto non dipende dall’ampiezza del primo.

Successivamente è stata misurata la dipendenza del ‘crosstalk’ dalla frequenza della forma d’onda in ingresso, abbiamo iniettato sulla linea di trasmissione un segnale sinusoidale di ampiezza pari a 800 mV per valori di frequenza tra 0.5 MHz e 80 MHz (frequenza massima ottenibile con il generatore di forme d’onda); d’altra parte la banda passante della catena di acquisizione del sistema di Trigger è limitata a 50 MHz. La misura è stata ripetuta modificando le terminazioni sulla ‘second pair’ e applicando uno schermo di carta stagnola al cavo. I risultati sono riportati in Figura 7.4. Occorre notare che, essendo un effetto di ‘crosstalk’, il rapporto tra segnale reale e segnale indotto aumenta con la frequenza del primo. Il segnale sulla ‘third pair’ risulta insensibile alle modifiche delle terminazioni della ‘second pair’ mentre lo schermo di carta stagnola approssimativo riduce sensibilmente il ‘crosstalk’ fino a valori inferiori allo 0.6 %. Il valore misurato risulta quindi compatibile con le richieste del sistema di Trigger.

Procedendo in maniera analoga è stata ottenuta una stima del ‘crosstalk’ indotto dalla catena di elettronica costituita dalla scheda Splitter e dalla sua connessione con la scheda Type1. All’ingresso del sistema sono stati inviati attraverso un cavo lungo 2m i segnali di un PMT immerso in Xenon liquido nella ‘Test Facility’ installata a Pisa [34]. Sono stati acquisiti circa 1500 eventi tra eventi indotti da LED e  $\mu$  cosmici.

L’analisi del ‘crosstalk’, basata sui segnali campionati dai FADC della scheda Type1, ha evidenziato un valore sul canale adiacente pari a 0.86% e compatibile con 0 per le piste non adiacenti. I risultati sono riportati in Figura 7.5.

### 7.1.2 Linearità del sistema di acquisizione

Una delle caratteristiche fondamentali di un sistema di campionamento è la sua linearità all’interno di un determinato intervallo in ampiezza di impulso detto ‘range’ dinamico. Tale comportamento è stato verificato per la catena di acquisizione (schede FE, FADC ed FPGA) della scheda Type1.

La misura è basata sul campionamento di impulsi di ampiezza tra 100 e 800 mV, essendo il ‘range’ dinamico dei FADC pari a 1 Volt. L’impulso utilizzato è di forma quadrata, frequenza 1 KHz e larghezza di impulso di 200 ns ed è inviato all’ingresso per i 16 canali della scheda Type1. Il segnale di START alla scheda era generato software attraverso un programma C dedicato alla misura, mentre il segnale di TRIGGER era generato da una scheda Ancillary con un ritardo di 300 ns, valore paragonabile alla latenza caratteristica del sistema di Trigger.

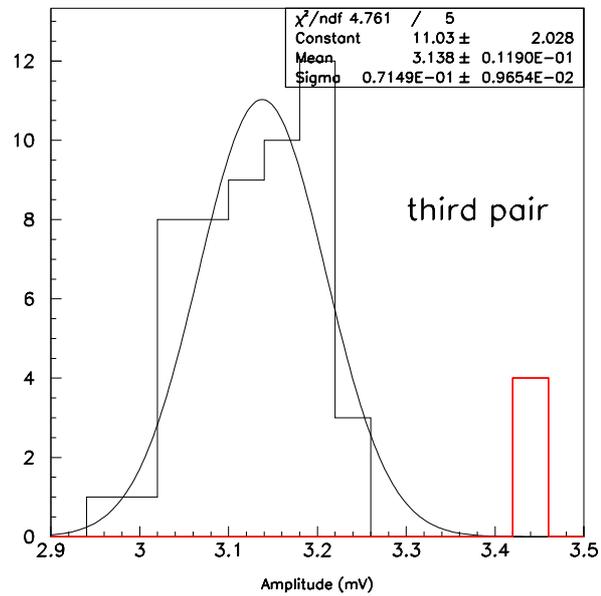


Figura 7.2: Ampiezza di impulsi indotti sulla 'third pair': in nero la distribuzione a cavo steso; in rosso il valore centrale a cavo arrotolato.

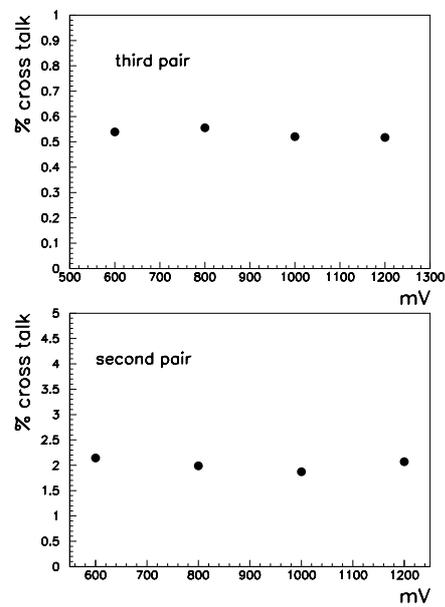


Figura 7.3: 'Crosstalk' indotto per frequenza pari a 50 MHz al variare dell'ampiezza di impulso.

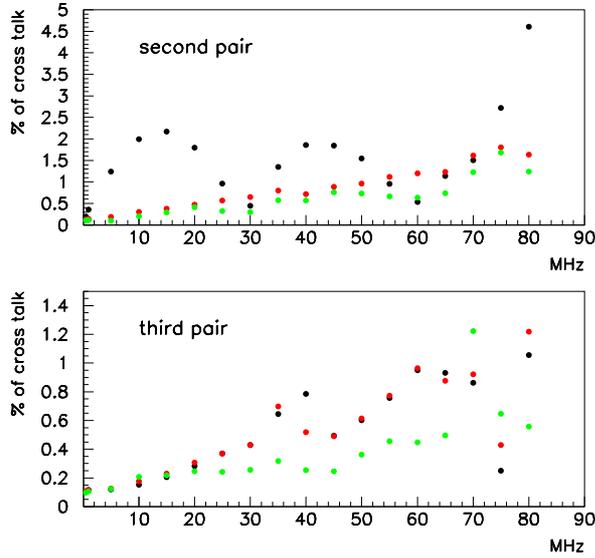


Figura 7.4: Andamento del segnale indotto al variare della frequenza e delle configurazioni: i valori in nero si riferiscono al ‘crosstalk’ sulla ‘third pair’ quando sulla ‘second pair’ è stata inserita una terminazione da 120 Ohm in uscita mentre è lasciata sconnessa in entrata, i valori in rosso si riferiscono alla configurazione in cui sulla ‘second pair’ è stata inserita anche in entrata una terminazione da 120 Ohm, i valori in verde sono stati ottenuti applicando uno schermo al cavo costituito da un avvolgimento carta stagnola.

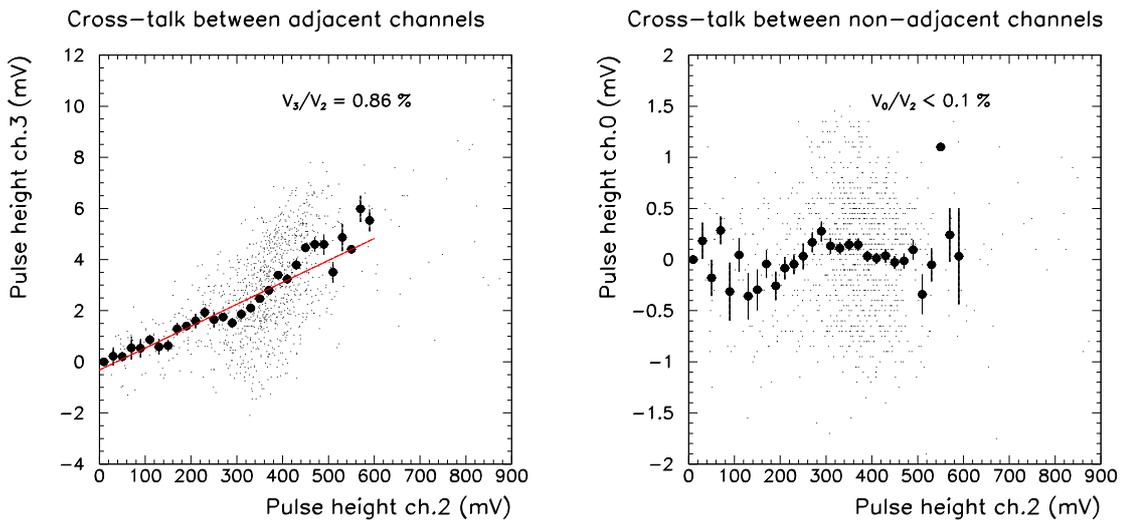


Figura 7.5: Segnale indotto nella catena Splitter-Type1.



Per ogni valore di altezza di impulso, e per ogni canale, sono stati acquisiti 1000 eventi. Per ogni insieme di misura è stato ricostruito il valore medio ottenuto dai campionamenti FADC interpolando i valori massimi dei 1000 impulsi registrati. La dispersione intorno alla media è inferiore ad un canale ADC per ogni punto acquisito. I valori medi sono stati riportati in un grafico ed interpolati con una retta, Figura 7.6.

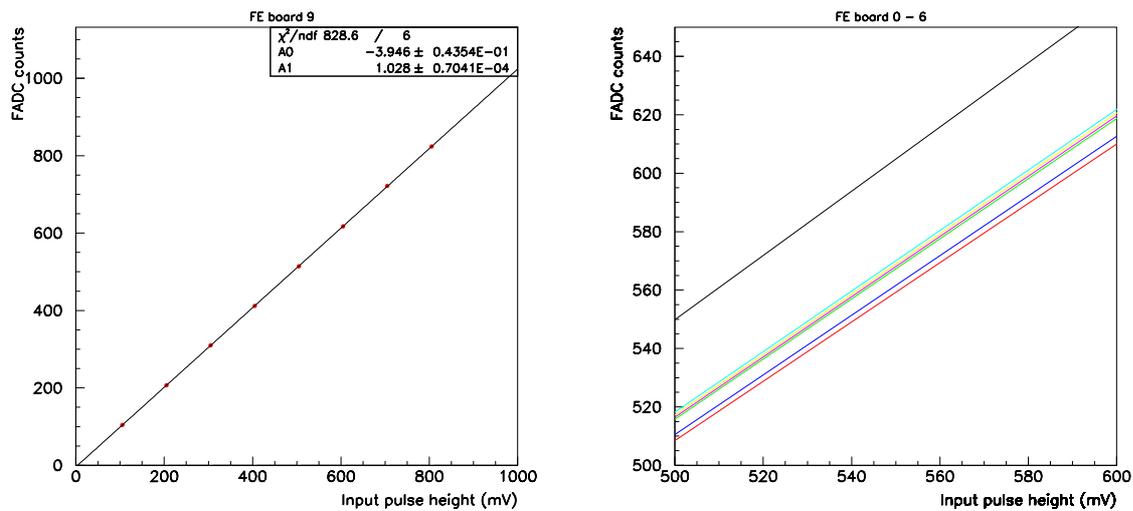


Figura 7.6: Risultati dei test sui FADC: a sinistra è riportato il fit sul canale 9, la funzione di fit è  $y=A_0+A_1x$ , mentre a destra sono riportate le reti di interpolazione i canali da 0 a 6.

In Figura 7.6, nel grafico di sinistra, si osserva la linearità di risposta dell'apparato. Da osservare come il coefficiente angolare della retta ottenuta dall'interpolazione dei dati sia molto vicino al rapporto tra il numero di canali del FADC (1024) ed il range dinamico. Per quantificare la non linearità del convertitore ADC è stata misurata la non linearità differenziale e la non linearità integrale. La non linearità differenziale misurata è pari all'1.8%, la non linearità integrale all'1.7%, entrambi compatibili con le specifiche dell'integrato [37].

### 7.1.3 Risposta in frequenza

In un sistema di digitizzazione di segnali analogici, la componente di più alta frequenza dei segnali deve essere al più pari alla metà della frequenza di campionamento, in accordo con il criterio di Nyquist. È quindi necessario applicare un filtro passa-basso, con frequenza di taglio non superiore a 50 MHz, ai segnali all'ingresso dei FADC.

La funzione di trasferimento della catena di acquisizione del sistema di Trigger dipende sia dalla risposta della scheda Splitter sia dal taglio delle schedine di FE. Le schede Splitter operano

un filtro passa-basso con frequenza di taglio 50 MHz. Utilizzando una sonda differenziale Tektronix P6248 limitata in banda a 1.5 GHz ed un oscillografo Tektronix TDS3034 limitato in banda a 300 MHz è stata misurata la risposta in frequenza delle schede Type1. È stato misurato il fattore di attenuazione indotto dalle schedine di FE su un segnale sinusoidale di ampiezza 750 mV picco picco con frequenza tra 5 KHz e 80 MHz; interpolando la curva ottenuta con la forma caratteristica di un filtro passa banda del primo ordine sono state ricavate le frequenze di taglio inferiore e superiore della catena elettronica, Figura 7.7. La frequenza di taglio inferiore è dovuta al disaccoppiamento capacitivo del segnale all'interno delle schedine di FE.

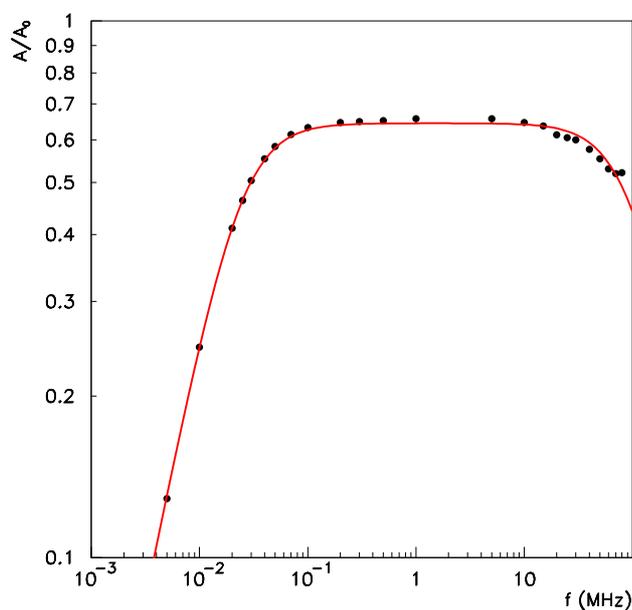


Figura 7.7: Plot di Bode della risposta in frequenza delle schedine di FE installate sulle schede Type1. La curva è caratterizzata da una frequenza di taglio inferiore di 24 KHz ed una superiore di 94 MHz.

La curva della forma

$$\frac{C}{\sqrt{(1 + (f/f_H)^2)(1 + (f_L/f)^2)}} \quad (7.1)$$

che meglio interpola i dati è caratterizzata da frequenza di taglio inferiore  $f_L$  di 24 KHz e frequenza di taglio superiore  $f_H$  di 94 MHz.



### 7.1.4 Acquisizione e tempo morto

All'occorrenza di un segnale di TRIGGER, le forme d'onda registrate nelle memorie del DAQ e del Trigger devono essere trasferite su disco attraverso interfaccia VME. La frequenza di acquisizione dati massima ottenibile dipende dalla velocità di lettura delle memorie.

Per il sistema di Trigger è stato misurato il tempo necessario per il trasferimento dei dati registrati. Il contenuto delle memorie ammonta a 18 KBit (16KBit per le memorie di ingresso + 2 KBit per quelle che registrano l'uscita dell'algoritmo) per ogni scheda Type1; il tempo morto richiesto per l'operazione di 'read-out' è di 0.5 ms.

Il trasferimento dati di schede VME inserite all'interno di uno stesso crate avviene in modo seriale. Dato che l'occupazione di schede Type1 di un crate è al più di 20 schede, il tempo necessario complessivo nell'operazione di trasferimento dati è di circa 10 ms.

In parallelo verranno memorizzati i dati campionati all'interno dei DRS. Ogni scheda contiene al suo interno 4 DRS, ciascuno dei quali campiona 9 segnali a 14 bit e registra le ampiezze campionate su memorie cicliche a 1024 celle. La quantità complessiva di dati da trasferire risulta quindi di circa 74 kByte per scheda, il che comporta, non utilizzando algoritmi di compressione sui dati, un tempo di un fattore 4 superiore a quello del sistema di Trigger. La procedura di trasferimento dati per il DAQ non è ancora ben definita; sono allo studio algoritmi di compressione dati tali da ottenere tempi di lettura confrontabili rispetto al sistema di Trigger. Assumendo che il tempo di acquisizione di un evento sia pari a quello del sistema di Trigger, si può ricavare la frequenza massima di trigger il tempo morto per mantenere al di sotto del 10% del tempo totale di acquisizione.

La frazione di tempo morto è data dalla probabilità che si verifichi almeno un evento durante il tempo di lettura delle memorie; quindi

$$P_{dead} = 1 - e^{-R_t \Delta t} \approx R_t \Delta t \quad (7.2)$$

dove  $R_t$  è la frequenza degli eventi di trigger, da cui si ottiene:

$$R_t = \frac{P_{dead}}{\Delta t} \leq \frac{0.1}{10 \text{ ms}} \leq 10 \text{ s}^{-1} \quad (7.3)$$

Il valore ottenuto risulta compatibile con la frequenza attesa per eventi di segnale.

## 7.2 Test delle schede Type2

### 7.2.1 Simulazione degli ingressi

Durante la fase di sviluppo del sistema di Trigger è necessario avere a disposizione metodi di indagine efficienti per verificare il corretto funzionamento della scheda. Un modo per verificare

il corretto funzionamento dell'algoritmo è quello di simulare i segnali in ingresso e verificarne l'uscita.

Per la scheda Type2 finale ho scritto un programma C in grado di simulare gli ingressi per i seguenti eventi:

- $\mu \rightarrow e\gamma$ ;
- segnali di calibrazione:
  - $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  con segnale sul calorimetro ausiliario;
  - segnale di LED.

In Figura 7.8 riporto i risultati di una particolare simulazione. I dati simulati sono risultati utili nella verifica degli algoritmi di selezione elaborati.

### 7.3 Procedura di test per le schede finali

Ogni scheda prodotta, prima di essere giudicata idonea per l'utilizzo in esperimento, è stata sottoposta ad una procedura di controllo. La procedura è composta da una parte che possiamo definire 'Hardware' ed una parte 'Software'. La procedura 'Hardware' prevede:

1. verifica del montaggio dei componenti;
2. misura delle impedenze sui banchi di alimentazione ed identificazione di eventuali cortocircuiti;
3. misura delle tensioni di alimentazione;
4. programmazione del CPLD e dell'FPGA.

Ogni scheda che ha superato la prima fase è stata sottoposta alla procedura 'Software'. Quest'ultima ha reso necessaria la stesura di un programma C per interfacciarsi con la scheda. Il programma esegue le seguenti operazioni:

1. programmazione dell'FPGA attraverso VME;
2. configurazione del Roboclock;
3. scrittura e riletture delle memorie cicliche;
4. verifica dell'interfaccia con la scheda Ancillary;
5. acquisizione di forme d'onda;



2005/11/11 12.44

Plot of Port A+C+D+E+F

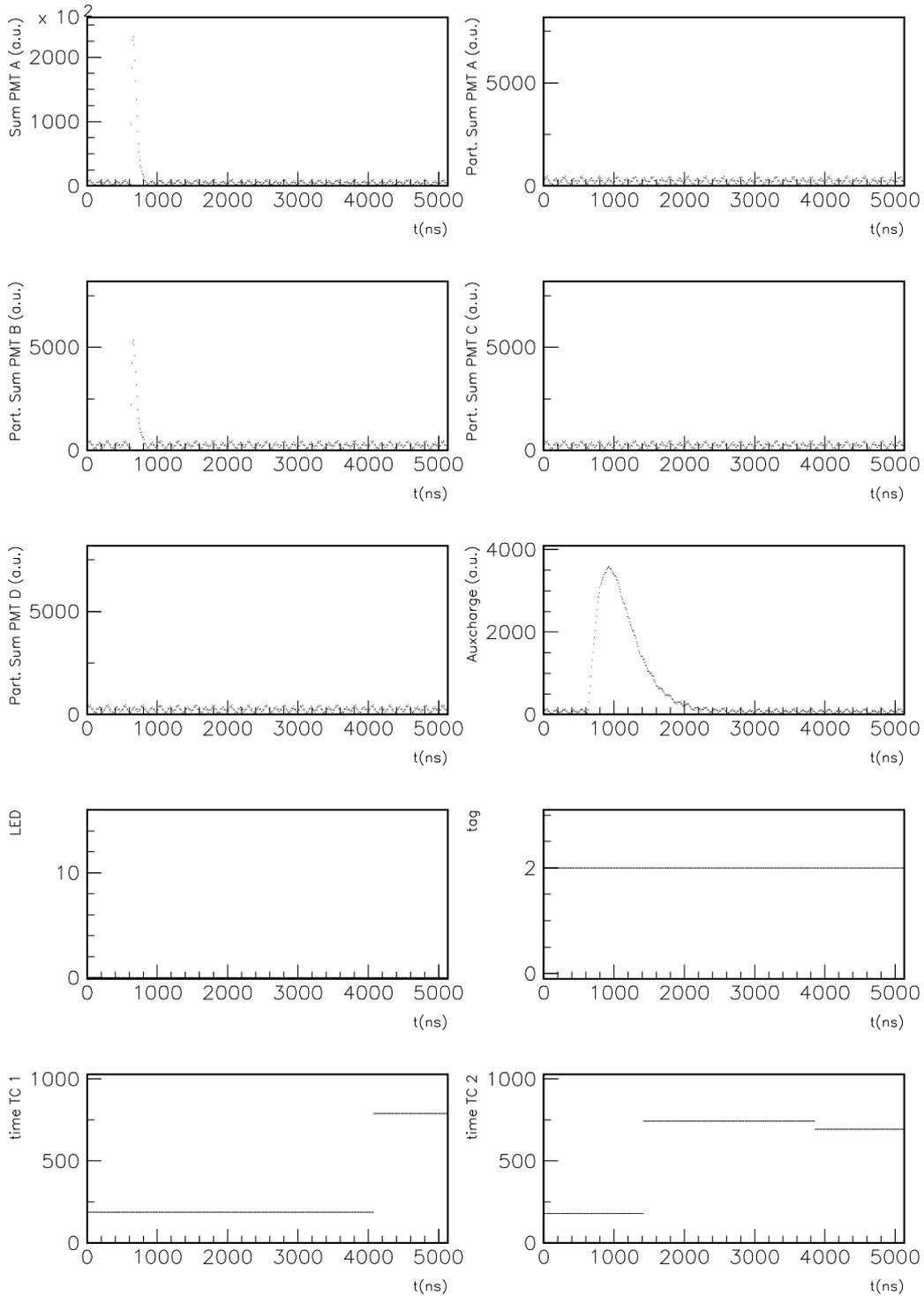


Figura 7.8: Risultati della simulazione degli ingressi dell'ultima scheda Type2.

6. verifica della trasmissione dati.

Ogni scheda è identificata mediante un numero di serie che la identifica. I risultati ottenuti durante i test delle schede, ad esempio il valore di impedenza di un banco di alimentazione, sono stati registrati all'interno di un archivio. In questo modo siamo a conoscenza delle caratteristiche di ogni scheda del sistema.

Durante la procedura di test sono state selezionate e montate le schedine di Front-End che verranno utilizzate in esperimento. Attraverso l'acquisizione di forme d'onda di impulsatori è stato possibile individuare le schedine malfunzionanti e sostituirle. Il test è stato effettuato sul totale delle schede prodotte che costituiscono il sistema di Trigger montato in esperimento.

## 7.4 Verifica dell'albero

Lo schema ad albero del sistema di trigger impone il perfetto sincronismo delle schede. Le operazioni critiche all'interno dell'albero sono il campionamento dei segnali in ingresso, lo scambio dei dati tra le schede e la sincronia rispetto ai segnali di controllo.

Il segnale di CLK a 19.44 MHz è distribuito con uno skew massimo di 100 ps a tutte le schede del sistema. D'altra parte tutte le operazioni interne ad una scheda e le operazioni di trasmissione non sempre possono lavorare in fase con il segnale distribuito dalla scheda Ancillary. Ad esempio il ritardo indotto dalle piste sui dati diretti al serializzatore LVDS, e dal deserializzatore alla FPGA della scheda successiva, è tale da non permettere la trasmissione dei dati in fase con il segnale di CLK. Lo scambio dei dati si ottiene agendo sul Roboclock installato sulle schede. Il Roboclock è capace di distribuire il segnale di CLK su di una fase arbitraria rispetto al segnale in ingresso. Sono stati effettuati numerosi test per definire gli sfasamenti per le varie schede ed ottenere il perfetto scambio dati.

La procedura utilizzata per la sincronizzazione dello scambio di dati tra le schede è la seguente:

1. utilizzo della configurazione che prevede il trasferimento dei dati memorizzati sulle memorie di uscita opportunamente caricate;
2. definizione dello sfasamento relativo tra il CLK del trasmettitore ed il CLK che controlla la scrittura delle memorie della scheda ricevitrice;
3. accensione per qualche secondo del segnale RUNMODE;
4. lettura delle memorie della scheda ricevitrice.

In questi modi è stato possibile definire le fasi relative da applicare nel trasferimento dati dalla scheda Type1 alla scheda Type2 intermedia, dalla scheda Type2 intermedia alla scheda



Type2 finale. Il test è stato effettuato assemblando un prototipo di albero costituito da 5 schede Type1, 2 schede Type2 e 2 schede Ancillary ottenendo il perfetto scambio di dati, Figura 7.9. La probabilità di errore sul trasferimento del singolo bit stimata è inferiore a  $10^{-10}$ .

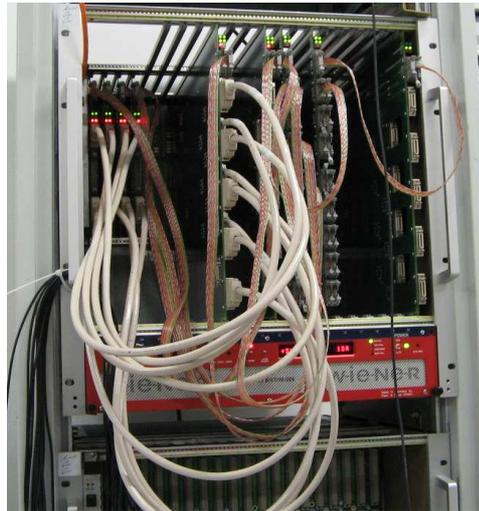


Figura 7.9: Fotografia del prototipo di albero montato: i cavi bianchi sono per la trasmissione dei dati, i cavi piatti colorati sono per i segnali distribuiti dalla scheda Ancillary.

L'obiettivo del test, oltre a verificare il corretto scambio dei dati era di misurare la latenza introdotta dalla trasmissione che è risultata essere di 60 ns per il trasferimento da Type1 e Type2 intermedia e di 80 ns per il trasferimento da Type2 intermedia e Type2 finale.

Una volta definite le fasi che garantiscono la perfetta trasmissione dei dati rimane da verificare che in tali condizioni non si perda la sincronia. La distribuzione dei segnali di START e di TRIGGER da parte delle schede Ancillary all'interno delle schede Type1 e Type2 genera un piccolo 'skew' tra segnali differenti tra scheda Type1 e scheda Type2. Tale sfasamento, in relazione alla fase del segnale di CLK imposta dallo scambio dati, introduce un ritardo di 10 ns nella generazione del segnale di STOP per le schede Type2 intermedie rispetto alle altre schede dell'albero. Agendo sui generatori di ritardo programmabili installati sulle schede Ancillary, è possibile correggere l'errore ed ottenere il perfetto sincronismo. È stata stimata una probabilità di errore inferiore a  $10^{-9}$ .

I valori ottenuti di sfasamento dei segnali di CLK per la trasmissione dei dati ed i ritardi impostati sui segnali all'interno delle schede Ancillary dipendono dal particolare algoritmo implementato. Ogni modifica alla programmazione delle FPGA comporta quindi una nuova procedura di sincronizzazione sulle schede.

## Capitolo 8

# Misura dello spettro da cattura di neutroni termici su Nichel

Nel mese di Luglio dell'anno 2006 è stato effettuato presso il PSI un test per l'ottimizzazione del bersaglio di polietilene e Nichel per i neutroni. Come già descritto nella sezione 3.4.3, l'esperimento MEG farà uso dei fotoni emessi dal Nichel a seguito della cattura di un neutrone termico per monitorare la stabilità del calorimetro elettromagnetico.

Oltre alla definizione dei parametri per la calibrazione, il test ha consentito di utilizzare per la prima volta una scheda Type1 su dati significativi e di verificarne il comportamento.

Nelle sezioni successive saranno illustrate da prima lo schema sperimentale e successivamente i risultati ottenuti.

### 8.1 L'apparato sperimentale

L'apparato sperimentale consiste di una sorgente di neutroni inserita in un bersaglio costituito di polietilene e Nichel e di un calorimetro a Ioduro di Sodio per la misura dei  $\gamma$  indotti dalla cattura di neutroni termici su Nichel.

Le sorgenti di neutroni utilizzate sono state due:

1. una sorgente di AmBe con attività pari a 25 kBq;
2. una sorgente di Cf con attività pari a 70 kBq.

Il bersaglio per la moderazione e la cattura dei neutroni è stato preparato in due configurazioni denominate Conf. Std., Figura 8.1, e Conf. A., Figura 8.2.

Combinando le sorgenti ed i bersagli si ottengono 4 configurazioni. Per ognuna è stata effettuata la misura relativa all'intensità della riga di 9 MeV da cattura di neutroni per valutare quale ottenesse un miglior rapporto segnale rumore.

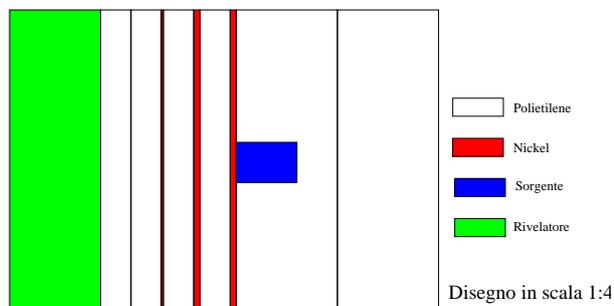


Figura 8.1: Schema denominato Conf. Std. per la moderazione e la cattura dei neutroni su Nichel. In bianco sono riportate le lastre di polietilene, in rosso le lastre di Nichel, in blu la posizione della sorgente ed in verde la posizione del rivelatore.

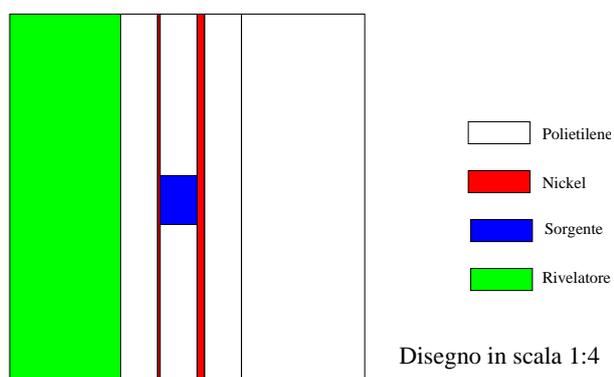


Figura 8.2: Schema denominato Conf. A. per la moderazione e la cattura dei neutroni su Nichel. I bianco sono riportate le lastre di polietilene, in rosso le lastre di Nichel, in blu la posizione della sorgente ed in verde la posizione del rivelatore.

Lo ioduro di sodio utilizzato per la rivelazione dei fotoni ha una forma cilindrica di raggio 38.9 cm ed altezza 39 cm. Il sistema di rivelazione è costituito di 7 fotomoltiplicatori disposti su una delle basi. Un PMT è disposto lungo l'asse del cilindro mentre gli altri sei attorno ad i vertici di un esagono inscritto.

I segnali provenienti dal calorimetro non sono inviati singolarmente alla scheda Type1 perché troppo deboli ma sono sommati assieme passivamente e successivamente amplificati e formati attraverso un amplificatore.

## 8.2 Programmazione della scheda Type1

Dato che all'interno del test sostenuto vi è un solo segnale da analizzare, l'apparato di Trigger necessita di una sola scheda Type1. Non sono utilizzate schede Type2 e schede Ancillary.

Il segnale di clock a 20 MHz è generato internamente dall'oscillatore installato sulla scheda sopperendo alla mancanza della scheda Ancillary. Inoltre per la misura è stato elaborato un Firmware apposito che possa gestire internamente i segnali di controllo.

Nella nostra configurazione sperimentale gli ingressi dei ricevitori LVDS per i segnali di controllo alla scheda Type1 distribuiti dalla scheda Ancillary sono sconnessi. Lo standard LVDS prevede come misura 'failsafe' che un ricevitore non connesso ad alcun segnale restituisca in uscita un segnale alto, l'FPGA quindi riconosce attivi contemporaneamente i segnali di START, TRIGGER e SYNC. In questa condizione la scheda non è operativa e pertanto è stata prevista la possibilità di disabilitare i segnali esterni, i segnali di START e SYNC possono essere generati anche attraverso accesso VME, mentre il segnale TRIGGER viene generato internamente all'FPGA.

L'algoritmo di selezione implementato è molto semplice, prevede essenzialmente che il segnale TRIGGER sia generato ogniqualvolta il valore di altezza di impulso superi una determinata soglia.

Infine all'interno della programmazione sono stati inseriti i contatori di tempo vivo, tempo totale e contatore degli eventi allo stesso modo che all'interno delle Type2, vedi sezione 6.4.

## 8.3 Risultati ottenuti

Per ogni coppia sorgente-bersaglio sono stati acquisiti spettri di segnale (sorgente inserita nel bersaglio), spettri di fondo senza sorgente nel bersaglio e spettri con il bersaglio privo di Nichel o polietilene. Dall'analisi comparativa dei risultati è stato possibile scegliere la configurazione ottimale del bersaglio da utilizzare in esperimento.

Osservando la Figura 8.3, sorgente Cf con Conf. Std., appare evidente come la presenza di Nichel all'interno del bersaglio introduca nello spettro eventi di segnale nella regione di energia dei 9 MeV (linea continua rossa) che scompaiono quando il bersaglio ne è privo (linea



tratteggiata nera). Lo spettro di fotoni da cattura di neutroni su Nichel, oltre alla riga dei 9 MeV, presenta anche una riga a 8.5 MeV. L'emissione di un  $\gamma$  da 8.5 MeV avviene nel 25.6 % dei casi. La risoluzione in energia del calorimetro utilizzato non permette la separazione delle due righe, per questo motivo il segnale dei 9 MeV nello spettro acquisito non si presenta con una riga bensì con una spalla.

In Figura 8.4 è riportato invece lo spettro della sorgente di AmBe con il bersaglio in Conf. Std.. Nel 60% dei casi l'emissione di un neutrone dalla sorgente è associata all'emissione di un  $\gamma$  da 4.4 MeV direttamente dalla sorgente. Questo segnale fornisce un ottimo riferimento in energia. L'analisi in energia della spalla dei 9 MeV è risultata compatibile con il riferimento dei 4.4 MeV.

Due parametri importanti da valutare nella scelta della configurazione e della sorgente sono il rapporto segnale rumore e la discesa della spalla dei 9 MeV.

Per quanto riguarda il rapporto segnale rumore si può vedere della Figura 8.4 come questo valore si attesti attorno a 20 valore che è risultato essere non dipendente dalla sorgente mentre favorisce la Conf. Std. rispetto alla Conf. A. D'altra parte dall'analisi degli spettri acquisiti si osserva che la sorgente di Cf restituisce una spalla sensibilmente più ripida, che garantisce un migliore riferimento in energia, rispetto a quella ottenuta attraverso la sorgente di AmBe.

Per queste ragioni la scelta per la configurazione sperimentale è ricaduta sulla sorgente di Cf con il bersaglio in Conf. Std..

In conclusione il test ha permesso di verificare le prestazioni di una scheda Type1 utilizzata simultaneamente come sistema di trigger ed acquisizione dati.

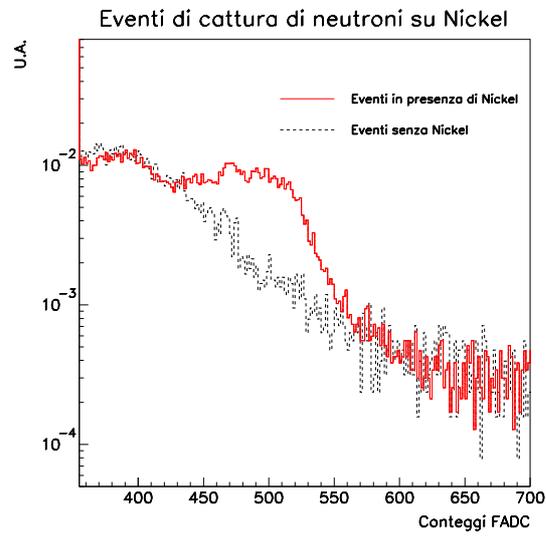


Figura 8.3: Evidenza della spalla dei 9 MeV in presenza o meno di Nickel.

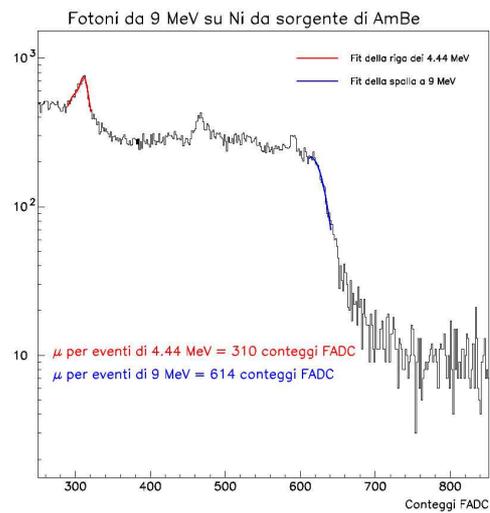


Figura 8.4: Posizione della spalla dei 9 MeV in confronto al picco del 4.4 MeV della sorgente di AmBe.



# Conclusioni

L'esperimento MEG si prefigge di ricercare il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$ , che viola la conservazione del sapore leptonico, con una sensibilità sul rapporto di decadimento,  $BR = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow X)}$ , di  $10^{-13}$ .

Il suddetto limite di sensibilità è di ben due ordini di grandezza inferiore al limite sperimentale attuale, ottenuto dalla collaborazione MEGA. Il raggiungimento di tale obiettivo è possibile solo utilizzando il più intenso fascio continuo di  $\mu$  oggi esistente al mondo ( $10^8 \mu/s$ ) e rivelatori che abbiano risoluzioni molto spinte nella misura delle variabili cinematiche caratteristiche del processo.

L'apparato dell'esperimento MEG dovrà registrare i decadimenti di oltre  $10^{13}$  muoni in condizioni di elevato affollamento. A questo scopo è stato progettato un sistema di Trigger che in tempo reale selezioni gli eventi di interesse.

Il sistema di Trigger dell'esperimento MEG è basato sulla digitizzazione delle forme di impulsi provenienti dai fotomoltiplicatori e sull'analisi in tempo reale delle forme d'onda con algoritmi implementati in FPGA. Questo approccio garantisce la selezione veloce degli eventi e lo rende flessibile ad eventuali nuove esigenze dell'apparato sperimentale. Il sistema utilizza due tipi di schede in uno schema ad albero: le schede Type1 digitizzano i segnali dei rivelatori, ne fanno una prima analisi ed inviano i dati elaborati alle schede Type2 che ricostruiscono l'evento generando il segnale di trigger.

La selezione degli eventi di segnale è basata sulla ricostruzione dell'energia del fotone, sull'accordo delle direzioni di emissione del fotone e del positrone e sulla coincidenza temporale con un'efficienza superiore al 90%. Non è utilizzato alcun estimatore del modulo dell'impulso del positrone.

La prima versione del Firmware è stata scritta e verificata attraverso forme d'onda simulate. Quest ha consentito di determinare le latenze nella formazione del trigger: nel caso di eventi di segnale l'algoritmo presenta una latenza massima di 400 ns compatibile alle esigenze del sistema di acquisizione.

Le 60 schede elettroniche del sistema sono state tutte controllate e validate secondo una procedura automatizzata in grado di evidenziare difetti legati a malfunzionamenti dei circuiti integrati o errori di montaggio. È stato inoltre effettuato un test su un prototipo di albero definendo la configurazione ottimale di lavoro.



Una scheda del sistema è stata utilizzata per acquisire lo spettro di emissione di un generatore di fotoni da 9 MeV che verrà utilizzato per la calibrazione del calorimetro elettromagnetico. La misura è stata eseguita configurando opportunamente una scheda affinché agisse come sistema di selezione degli eventi ed acquisizione dati.

Il sistema è interamente montato presso il PSI, laboratorio ospite dell'esperimento e l'accensione è prevista nel corrente mese di Ottobre.

## Appendice A

# Lo standard LVDS

La trasmissione dei segnali di controllo, di clock e dei dati tra le varie schede di trigger utilizza lo standard di trasmissione LVDS.

Il termine LVDS è un acronimo di Low Voltage Differential Signal (segnale differenziale a bassa tensione). Difatti in confronto ad altri standard differenziali, i segnali LVDS necessitano di una differenza in tensione di soli 350 mV centrata attorno ad 1.25 V.

Lo standard LVDS permette quindi sia un minore assorbimento di potenza, sia una grande rapidità di conversione, circa 1 ns di tempo di salita. Inoltre è indipendente da livelli di tensione utilizzati all'interno del circuito, il che lo rende più flessibile nel passaggio da un circuito all'altro. L'utilizzo di segnali differenziali comporta una reiezione del fondo comune alle linee di trasmissione.

La configurazione utilizzata all'interno delle schede è quella definita in gergo 'Point to Point'. In questa configurazione un trasmettitore è collegato ad un solo ricevitore. La configurazione prevede l'utilizzo di una terminazione a  $100\ \Omega$  sui ricevitori in modo da evitare il fenomeno della riflessione dei segnali. La configurazione è riportata in Figura A.1.

In questa configurazione come misura di 'failsafe' nel caso in cui il ricevitore abbia le linee di ingresso sconnesse restituisce in uscita un valore alto



Figura A.1: Schema grafico della configurazione 'Point to Point' dello standard LVDS.



## Appendice B

# Esempi di algoritmi di selezione

### B.1 Algoritmo per le facce laterali del calorimetro

Le facce laterali del calorimetro possono essere usate per selezionare i segnali indotti dalle sorgenti di particelle  $\alpha$  depositate sui fili inseriti all'interno del calorimetro. Come descritto nelle sezioni 5.1.2 e 4.2.2 ogni scheda Type1 riceve i segnali dai due gruppi di 16 PMT situati attorno alla posizione di ancoraggio di un filo su le due facce laterali del calorimetro ed ha quasi i dati necessari per generare da sola l'impulso di trigger. Il parametro chiave da ricostruire è la forma di impulso.

Il blocco di analisi dell'algoritmo si può dividere in due parti principali: la prima parte calcola la somma delle altezze di impulsi dei canali connessi alla scheda, la seconda parte invece ricostruisce la forma di impulso del segnale, discriminando gli eventi  $\alpha$  ed individuando la sorgente di emissione.

La selezione degli aventi  $\alpha$  si basa sul rapporto  $Q/A$ , la carica viene calcolata all'interno del blocco chiamato SUM PULSE, Figura B.1.

La logica implementata nel blocco è la seguente:

1. l'altezza di impulso totale è introdotto su di una catena di sette registri in cascata in modo da avere contemporaneamente il valore di otto campionamenti successivi;
2. il ClockEnable, chiamato ENSHIFT, dei registri è collegato in logica negata all'uscita di un oscillatore monostabile con durata di 80 ns ed abilitato dall'uscita dall'AND delle seguenti condizioni:
  - il segnale campionato sei periodi precedenti (A6) deve essere sopra un apposita soglia;
  - il segnale campionato sette periodi precedenti (A7) deve essere minore di A6;
  - il segnale campionato cinque periodi precedenti (A5) deve essere minore di A6.

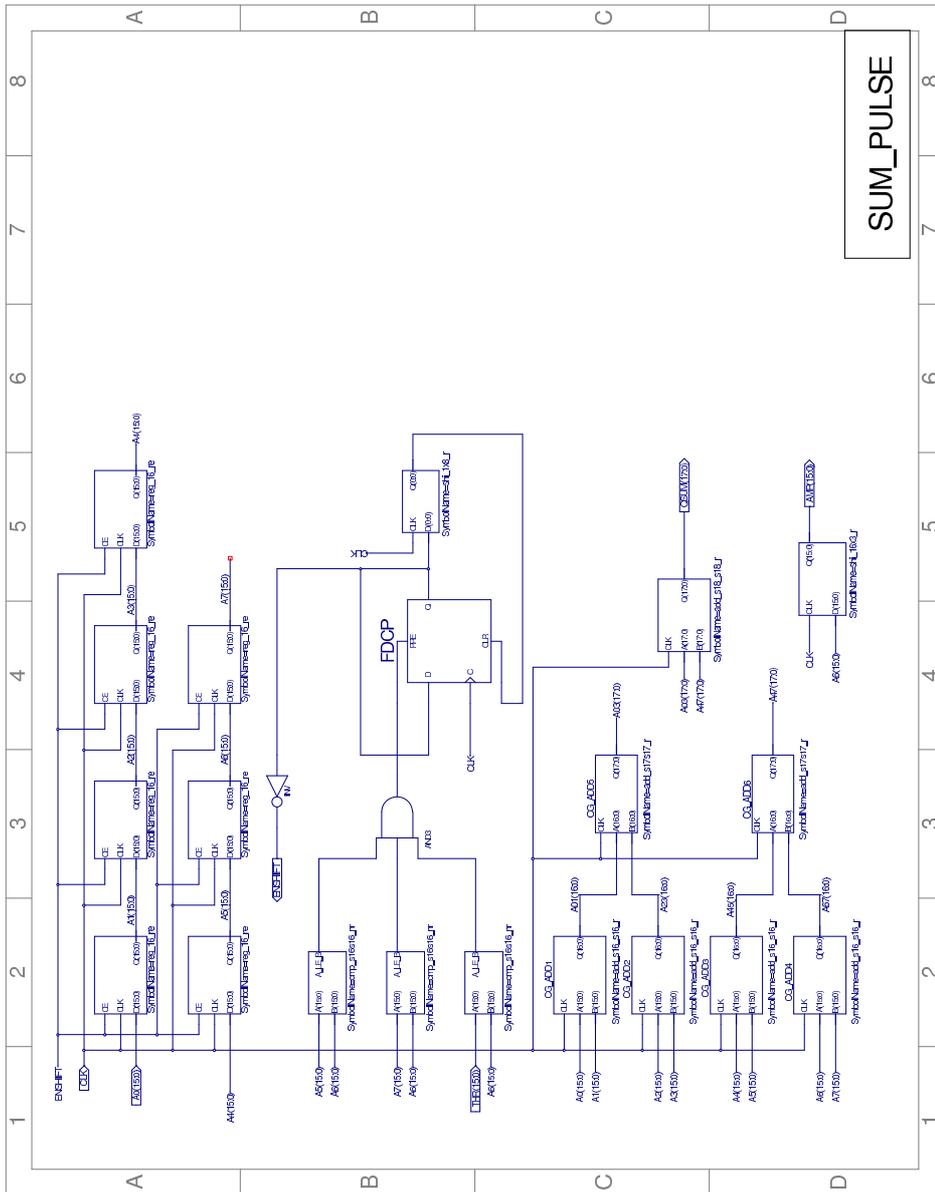


Figura B.1: Programmazione di SUM PULSE presente nella programmazione delle facce laterali del calorimetro, questo blocco ha il compito di ricostruire la carica totale in un evento di particella  $\alpha$ .

3. in parallelo si sommano le ampiezze di impulso campionate in modo da ottenere un valore approssimato proporzionale alla carica del segnale;
4. in parallelo viene memorizzato su un registro il campionamento A6 corrispondente al massimo del segnale, per il tempo necessario ad effettuare la somma, 3 periodi di CLK;
5. i segnali così elaborati sono ora disponibili all'esterno con il nome di QSUM(17:0) per la carica e APM(15:0) per l'ampiezza massima.

I valori di carica e di ampiezza massima, prima di essere inviati alla LUT che identifica segnali provenienti da  $\alpha$ , devono essere opportunamente ridotti nel numero di bit. Difatti i blocchi RAM presenti nell'FPGA hanno la capienza di  $2^{14}$  bit divisibili in parole di 1, 2, 4, 8 e 16 bit. Dato che un bit è sufficiente ad indicare se la forma di impulso è compatibile con una particella  $\alpha$  abbiamo a disposizione 14 bit di indirizzamento. Il dato di carica ricostruita è a 18 bit mentre l'ampiezza è a 16, devono essere selezionati i bit delle due parole contenenti l'informazione rilevante da essere inviati alla LUT. Ciascun dato è confrontato con un valore di soglia bassa ed uno di soglia alta. Se il dato è inferiore alla soglia bassa si passa il valore zero, se è superiore alla soglia alta si passa il valore della soglia alta, se compreso tra i due si passa il dato sottratto del valore di soglia bassa. Tale selezione sarà ottimizzata durante la prima fase di presa dati con acquisizione di soli eventi  $\alpha$  a fascio spento. I valori di carica ed ampiezza così ridotti sono infine inviati come indirizzo alla LUT.

Il trigger oltre a riconoscere un evento di particella  $\alpha$ , sarà anche in grado di definirne la sorgente, si veda sezione 6.2.2.

Questo algoritmo infine rende disponibile per la scheda Type2 successiva la somma di tutte le altezze di impulso, una somma in ampiezza di impulso dei 32 PMT attorno al filo associato alla scheda, l'indice di evento  $\alpha$  e una codifica della sorgente.

## B.2 Algoritmo per le barre del Timing Counter

Il compito delle schede che ricevono i segnali dal TC è di individuare il passaggio di un  $e^+$ , definendone posizione e tempo. In particolare in questa sezione discuto l'elaborazione dei dati provenienti dalle barre.

Le 30 barre di scintillatore del TC, 15 poste a  $z > 0$  e 15 poste a  $z < 0$ , sono lette da i due lati da PMT; in totale quindi il sistema di trigger riceve 60 segnali con quattro schede Type1. Per un efficiente algoritmo di trigger è richiesto che su ognuna delle due schede siano inviati i segnali da entrambi i PMT di barre consecutive. Una scheda Type1 dunque riceverà i segnali delle prime otto barre e l'altra delle ultima sette, l'ordinamento è inteso per  $\varphi$  crescente.

I dati in ingresso sono raggruppati per barra ed inviati ad un blocco chiamato SLAB HIT nel quale avviene la sottrazione del piedistallo e la ricalibrazione. Dopo queste procedure



standard inizia il cuore dell'algoritmo. Il riconoscimento di un urto di positrone di una barra avviene attraverso il confronto dei segnali dei PMT con una apposita soglia. Le uscite di tali comparatori, sono formate ad una durata di 80 ns ed inviate ad una porta AND che definisce un urto sulla barra con il segnale IHIT. La logica descritta è rappresentata in Figura B.2.

Per ogni barra colpita si calcola il tempo dell'urto con un algoritmo identico a quello descritto in sezione 6.2.3, mentre la coordinata  $z$  dell'urto è determinata attraverso una LOOK UP TABLE. La LUT è indirizzata con parole a 12 bit, composti da 6 bit significativi delle ampiezze d'impulso dei due PMT delle barre, e fornisce 8 valori di  $z$ , codificato in una parola a 4 bit. Per la programmazione della LUT è nuovamente necessaria una analisi di dati Monte Carlo e reali. Infine il blocco SLAB HIT restituisce in uscita un indice di impatto, un tempo di impatto ed una coordinata  $z$ .

Un positrone frequentemente rilascerà energia non solamente in un barra ma anche in due o tre consecutive, in pratica il positrone riesce ad uscire dalla prima barra che urta spessa solo 4 cm, ed entrare nelle successive. In questo caso quindi non vi sarà un solo indice di impatto pertanto l'algoritmo deve individuare la barra rilevante tra quelle colpite. Per far questo si sfrutta la geometria del problema. Difatti la direzione ed il verso di impatto del positrone sul TC è definita e nel caso di urti multipli su barre consecutive solo la prima barra lungo la direzione di volo del positrone è rilevante. Una esemplificazione di un evento con urti multipli è mostrato in Figura B.3. È ricostruita una parola a 8 bit gli indici delle barre urtate, ordinati secondo la traiettoria del positrone. Questo dato viene quindi inviato ad una LUT che ha il compito di cancellare le occorrenze consecutive e restituire gli indici e le relative molteplicità. Gli indici di barra e le rispettive molteplicità sono passati, assieme ai tempi e le  $z$  calcolate ad un modulo scritto in VERILOG. Quest'ultimo invia al più due indici di barra agli stadi successivi di analisi, sopprimendo i casi di più di due urti di positroni contemporanei sul TC entro 10 ns. Questa corrisponde ad una inefficienza stimata essere inferiore a  $10^{-3}$ .

### B.3 Logica di coincidenza temporale

All'interno della logica di trigger capita ripetutamente di dover ricercare la coincidenza temporale, all'interno di una finestra definita, di due eventi operando con contatori di tempo ciclici. In Figura B.4 è riportata la logica programmata all'interno della scheda Type2 finale.

I tempi da confrontare sono compensati per eventuali differenze temporali date dalle lunghezze dei cavi del LXe e del TC attraverso la somma di opportuni ritardi. In realtà ad uno dei due tempi viene sommato da una parte il ritardo più la larghezza della finestra di coincidenza temporale e dall'altra il ritardo a cui è sottratto il valore della finestra. Sono indicati con A tempo e con B+ e B- gli altri due. I dati mantengono la stessa estensione in bit del dato temporale iniziale, 10 bit privo di segno, sussiste quindi la possibilità che l'operazione di somma ecceda 1023. Queste informazioni sono memorizzate ed utilizzate attraverso i bit di CARRY

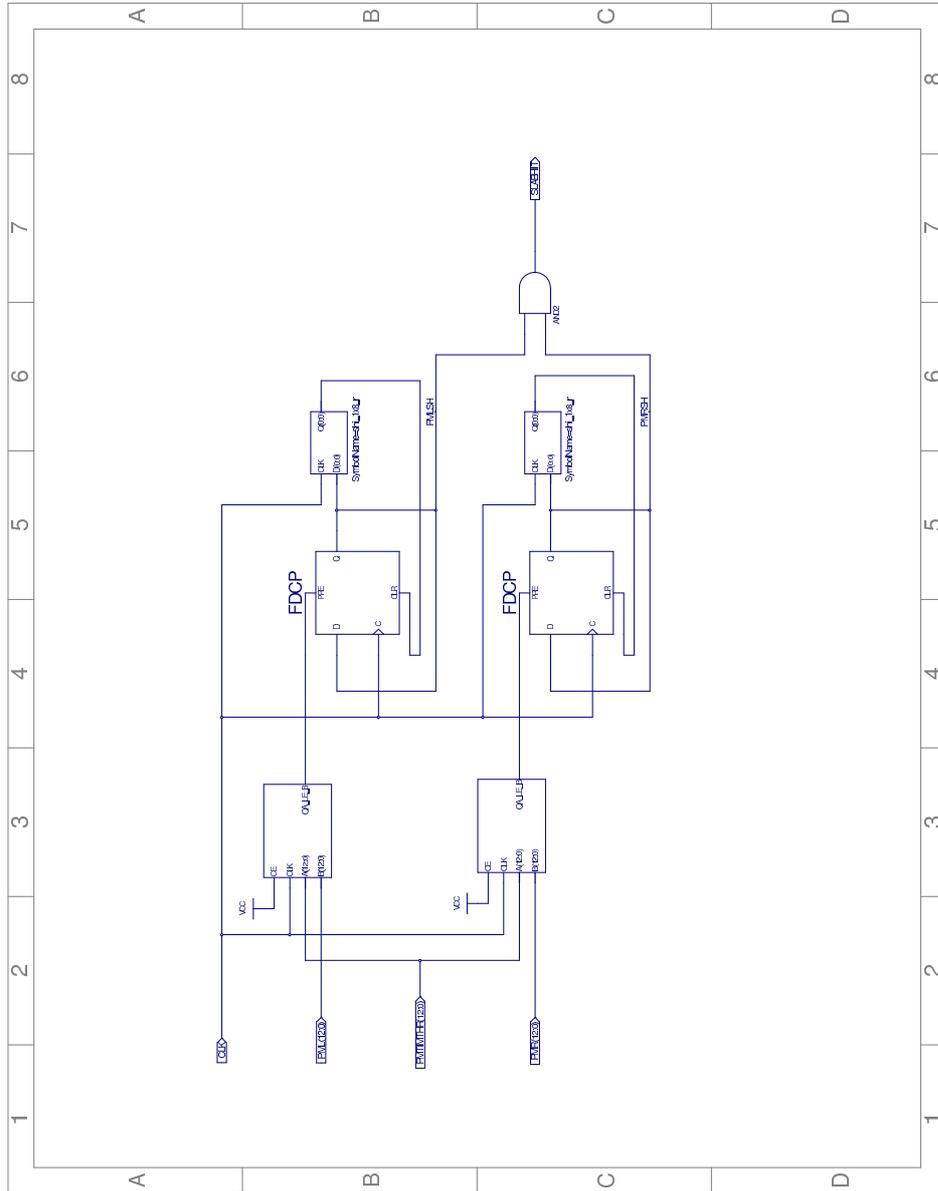


Figura B.2: Logica di riconoscimento di un urto su di una barra del TC.

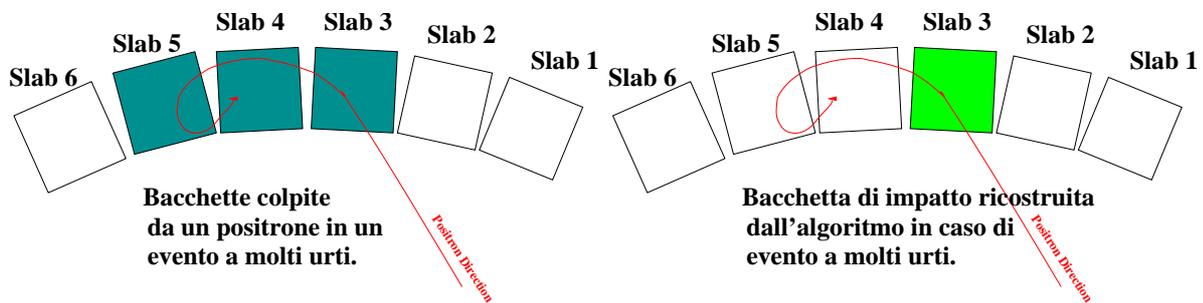


Figura B.3: Riassunto grafico dell'effetto di SLAB HITTED FINDER su di un evento ad urto multiplo.

OUT dei sommatore. Una volta effettuate le somme si può verificare la coincidenza temporale e ci troviamo di fronte a tre casi possibili:

1. le somme non hanno comportato alcun CARRY OUT, oppure lo hanno comportato sia per il tempo A che per B+ e B-;
2. le somme hanno comportato un CARRY OUT per il tempo B+;
3. le somme hanno comportato un CARRY OUT per il tempo A ed il tempo B+.

In ognuno dei tre casi la logica di ricerca della coincidenza cambia.

Se siamo nel caso 1 allora si avrà la coincidenza quando il tempo A sarà compreso tra B+ e B-.

Se siamo nel caso 2 allora si avrà la coincidenza quando il tempo A sarà maggiore di B-.

Se siamo nel caso 3 allora si avrà la coincidenza temporale il tempo A sarà minore di B+.

Le uscite di queste tre condizioni logiche sono quindi inviate in ingresso ad una porta OR la cui uscita identifica la coincidenza temporale.

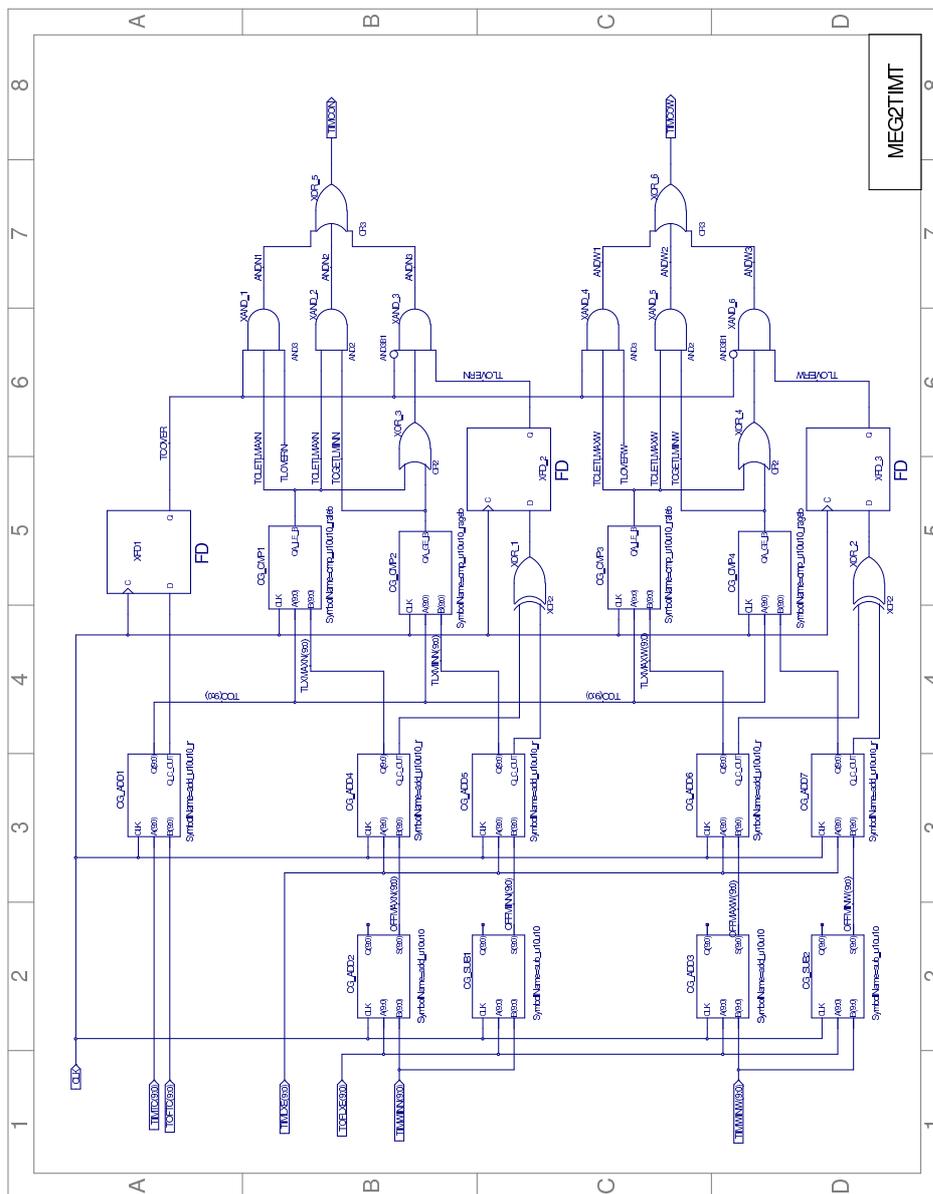


Figura B.4: Logica per il riconoscimento di eventi all'interno di una finestra temporale implementata nelle schede Type2. In particolare la figura si riferisce alla scheda Type2 finale.



# Ringraziamenti

Non è facile far comprendere in poche righe la riconoscenza che provo verso coloro che hanno reso possibile la stesura di questo elaborato.

Naturalmente i primi ringraziamenti vanno al gruppo MEG di Pisa, Alessandro Baldini, Carlo Bemporad, Fabrizio Cei, Marco Grassi, Donato Nicolò, Angela Papa, Roberto Pazzi e Giovanni Signorelli, che mi ha sempre fatto sentire parte di se. In particolare ringrazio Marco e Donato che mi hanno dedicato gran parte del tempo a loro disposizione dimostrando pazienza e disponibilità infinita. Mi hanno insegnato tutto quello che so nell'ambito dell'esperimento MEG e su come si deve scrivere una tesi... (questa ultima parte non è stata corretta, quindi anche voi potete capire il loro arduo compito). Menzione particolare deve essere spesa per Angela per le numerose disquisizioni sull'esperimento e la collaborazione nella misura effettuata al PSI, per Fabrizio per il fondamentale aiuto nell'utilizzo del MEG software e per Giovanni per essere riuscito nel corso dell'anno a non mandarmi a quel paese.

Ringraziamento speciale va all'aula laureandi: Giallucci, Mimille, Carnevoli (Tommasevoli?), Marianneri, Miscella e Niccolò; sicuramente la migliore aula della storia delle aulee laureandi! Assieme ad i componenti dell'aula laureandi è d'obbligo una citazione a Martina e Marco con i quali ho trascorso gran parte del tempo durante i 4 anni di estenuanti corsi accademici rendendoli più leggeri e sopportabili.

Ringrazio la mia famiglia, i miei genitori le mie sorelle, i miei nonni, i miei zii, le mie cugine/i, fidanzati... che hanno sempre creduto in me, probabilmente anche più di quel che dovrebbero, spero di non deluderli mai. Ringraziamento in particolare i miei genitori che mi hanno comprato la moto e Francesco che mi ha dato una grossa mano a convincerli.

Ringrazio Federico sei sempre stata la vita reale contrapposta alla vita accademica permettendo al mio cervello di ricaricare ogni volta le batterie e ripartire. Inoltre mi hai sempre sopportato e già questo...

Infine ringrazio Annalisa. In realtà non so bene cosa scrivere, lo sai che ti devo tutto degli ultimi 6 anni, mi hai sempre sostenuto ed aiutato più che hai potuto nonostante la tua innata repulsione per fisica.

Per ultimi ma solo in ordine cronologico, non di importanza, ringrazio tutti i miei amici, tra i quali non posso non citare Marco, Francesco ed Alberto.



# Bibliografia

- [1] F. Halzen A.D. Martin, ‘Quarks & Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physycs’, Wiley and Sons (1984).
- [2] Y. Kuno and Y. Okada, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 73, 151 (2001).
- [3] Particle Data Group, W.-M. Yao et al., *Journal of Physics*, G33, 1, (2006)  
<http://pdg.lbl.gov>
- [4] R. Crittenden et al., *Phys. Rev.* 121 (1961) 1823.
- [5] M. Apollonio et al. [CHOOZ Collaboration], ‘Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station’ *Eur. Phys. J.* **C27**, (2003) 331 [arXiv:hep-ex/0301017].
- [6] K.Eguchi et al., The KamLAND Collaboration, ‘First results from KamLAND: Evidence for Reactor anti-neutrino disappearance’, [arXiv:hep-ex/0212021].
- [7] The K2K Collaboration, E. Aliu et al., ‘Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-base experiment’ [arXiv:hep-ex0411038].
- [8] Y. Suzuki, Super-Kamiokande Collaboration, ‘Neutrino Oscillations At Super-Kamiokande’, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **81**, 133 (2000).
- [9] Q. R. Ahmad et al., SNO Collaboration, ‘Measurements of the charged of current interactions produced by  $^8\text{B}$  solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory’, [arXiv:nucl-ex/0106015].
- [10] G. Giacomelli, A. Margiotta and the MACRO Collaboration, ‘*MACRO results on atmospheric neutrinos*’, *Eur. Phys. J.* C36 (2004) 323.
- [11] F. Bohem and P. Vogel, *Physics of massive neutrinos*, Cambridge University Press (1992).
- [12] R. N. Mohapatra, ‘Unification and Supersymmetry: The Frontiers of Quark-Lepton Physics’, 2<sup>nd</sup> Edition, Springer-Verlag (1992).



- [13] R. Barbieri e L. J. Hall, ‘Signals for supersymmetric unification’, Phys. Lett. B **338**, 212, (1994) [arXiv:hep-ph/9408406].
- [14] R. Barbieri, L. J. Hall e A. Strumia, 1995a, Nucl. Phys. B **445**, 219.
- [15] R. Barbieri, L. J. Hall e A. Strumia, 1995b, Nucl. Phys. B **449**, 437. g
- [16] E. P. Hincks and B. Pontecorvo, Phys. Rev. Lett., Vol 73, 246 (1947).
- [17] P. Depommier et al., ‘A New Limit On The  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  Decay’, Phys. Rev. Lett. **39**, 1113 (1977).
- [18] A. van der Schaaf et al., ‘A Search For The Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ’, Nucl. Phys. A **340**, 249 (1980).
- [19] W. W. Kinnison et al., ‘A Search For  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ’, Phys. Rev. D **25**, 2846 (1982).
- [20] R. D. Bolton et al., ‘Search For The Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ’, Phys. Rev. Lett. **56**, 2461 (1986).
- [21] M. L. Brooks et al. [Mega Collaboration], ‘New limit for the lepton-family-number nonconserving decay  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ’, Phys. Rev. D **65** (2002) 112002 [arXiv:hep-ex/0111030].
- [22] MEGA Collaboration, ‘Search for the lepton-family-number nonconserving decay  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ’, Phys. Rev. D **65** (2002) 112002.
- [23] T. Del Prete, ‘Methods of Statistical Data Analysis in High Energy Physics’, 2002.
- [24] MEG Collaboration, ‘The MEG experiment: search for the  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  decay at PSI.
- [25] G. J. Feldman and D. Cousins, Unified approach to the classical statistical analysis of small signals, Phys. Rev. D **57** (1998) 3873.
- [26] A.E. Pifer et al., ‘A high stopping density  $\mu$  beam’, NIM 135 (1976) 39.
- [27] H-W. Reist et al., ‘Development of a low momentum ‘surface’ muon beam for LAMPF, NIM 153 (1978) 61.
- [28] TRASPORT - ‘A Computer Program for Designing Charged Particle Beam Transport Systems’, K. L. Brown et al., CERN, Yellow Report 73-16, (1973).
- [29] Deay TURTLE - ‘A Computer Program for Designing Charged Particle Beam Transport Systems, including Decay Calculations’, K. L. Brown and Ch. Iselin, CERNTellow Report 74-2 (1974).
- [30] T. Mori et al., ‘Search for the  $\mu \rightarrow e\gamma$  down to  $10^{-14}$  branching ratio’, proposal to PSI (1999).

- [31] GEANT - 'Detector Description and Simulation Tool', Application Software Group CERN, CERN Program Library Writeup W5013 (1993).
- [32] A. Papa, 'Misura del fotone di decadimento nell'esperimento MuEGamma mediante la nuova calorimetria a Xenon liquido', Tesi di laurea, Università di Pisa (2004).
- [33] Baldini et al., 'Liquid Xe scintillation calorimetry and Xe optical properties' [arXiv:physics/0401072].
- [34] G. Signorelli, 'A sensitive search for lepton-flavour violation: the MEG experiment and the new LXe calorimetry', PhD thesis, Scuola Normale Superiore di Pisa (2002).
- [35] HAMAMATSU Photonics, <http://www.hamamatsu.com>.
- [36] A. Baldini, C. Bemporad, F. Cei, M. Grassi, D. Nicolò, A. Papa, R. Pazzi, G. Signorelli, 'Considerations on the Calibration and Monitoring of the MEG experiment', 2005.
- [37] Analog Devices, AD9218, 10-bit 3V Dual A/D Converter, documentazione disponibile sul sito internet [WWW.ANALOG.COM](http://WWW.ANALOG.COM)
- [38] DS90CR481/DS90CR483 48-bit LVDS Channel Link SER/DES-65-112 MHz, documentazione disponibile sul sito internet [WWW.NATIONAL.COM](http://WWW.NATIONAL.COM)
- [39] Documentazione disponibile sul sito internet sul sito [WWW.XILINX.COM](http://WWW.XILINX.COM)
- [40] Xilinx, 'Virtex II Pro and Virtex II Pro X FPGA user's guide', UG12(v3.0) (2004) disponibile sul sito internet [WWW.XILINX.COM](http://WWW.XILINX.COM)
- [41] Xilinx, 'Virtex II Pro Platform FPGAs: Complete Data Sheet', DS083 (2004) disponibile sul sito internet [WWW.XILINX.COM](http://WWW.XILINX.COM)
- [42] Cypress, High-speed Multi-phase PLL clock Buffer, documentazione disponibile sul sito internet [WWW.DATASHEETCATALOG.COM](http://WWW.DATASHEETCATALOG.COM)
- [43] Analog Devices, AD8138, Low Distortion Differential ADC Driver, documentazione disponibile sul sito internet [WWW.ANALOG.COM](http://WWW.ANALOG.COM)
- [44] Analog Devices, AD5300, Rail to Rail Output 8-bit DAC, documentazione disponibile sul sito internet [WWW.ANALOG.COM](http://WWW.ANALOG.COM)
- [45] SaRonix, Crystal Clock Oscillator, disponibile sul sito internet [WWW.PERICOM.COM/SARONIX](http://WWW.PERICOM.COM/SARONIX)
- [46] Maxim, Low-Jitter 800 Mbps 10-Port LVDS Repeaters, disponibile sul sito internet [WWW.MAXIM-IC.COM](http://WWW.MAXIM-IC.COM)



- [47] Monolithic 8-bit programmable delay line, documentazione disponibile sul sito internet [WWW.DATADELAY.COM](http://WWW.DATADELAY.COM)
  
- [48] DMOS, 1A Low-Dropout Regulator, documentazione disponibile sul sito internet [FOCUS.TI.COM](http://FOCUS.TI.COM)