



UNIVERSITÀ DI PISA

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea Specialistica in Scienze Fisiche

Anno accademico 2006/2007

Tesi di Laurea Specialistica

Metodi di calibrazione e ricostruzione degli eventi nell'esperimento MEG

Candidato:
Luca Perrozzi

Relatore:
Dott. Fabrizio Cei

Indice

Introduzione	iii
1 Motivazioni teoriche e fenomenologia del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$	1
1.1 Il Modello Standard Minimale	1
1.1.1 Interazione del muone nel Modello Standard Minimale	5
1.2 Oscillazione dei neutrini	6
1.3 Unificazione e Supersimmetria	9
1.4 Il decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$	14
1.4.1 Stato della ricerca del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$	14
1.4.2 Segnatura del decadimento e fondi	15
1.4.3 La sensibilità sul singolo evento dell'esperimento MEG	18
1.4.4 Cenno alla strategia di analisi degli eventi: la "Likelihood Analysis"	21
2 L'apparato sperimentale	25
2.1 Fascio e Bersaglio	26
2.2 Rivelazione del Positrone	29
2.2.1 Lo spettrometro magnetico	29
2.2.2 Il "Timing Counter"	32
2.3 Rivelazione del fotone: il calorimetro a Xenon Liquido	34
2.3.1 Proprietà dello Xenon come mezzo scintillante	35
2.3.2 Struttura, geometria e prestazioni del rivelatore	36
2.3.3 Il "Large Prototype"	37
2.4 Il sistema di trigger	38
2.5 L'elettronica di Front-End ed il sistema di acquisizione dati	41
2.5.1 Il chip Domino Ring Sampling	41
2.5.2 Il sistema di acquisizione	43
2.5.3 L'offline computing	44
3 Organizzazione del software dell'esperimento MEG	45
3.1 Il Montecarlo: MEGMC	46
3.2 L'ambiente ROME e la struttura dell'elaborazione ed analisi dei dati	47
3.2.1 Il MEGBartender	49
3.2.2 Il MEGAnalyzer	50
3.2.3 Il monitor ARGUS	51

4	Tecniche di simulazione e ricostruzione degli eventi	53
4.1	La simulazione degli eventi	53
4.1.1	Simulazione dei fotoni	54
4.2	La ricostruzione degli eventi	56
4.2.1	Ricostruzione del fotone nel calorimetro	56
4.2.2	Ricostruzione del positrone	63
5	Operazioni di calibrazione e monitoraggio dell'apparato	67
5.1	Cenno alle operazioni di calibrazione del DRS	67
5.1.1	Calibrazione della risposta in carica	67
5.1.2	Calibrazione temporale	68
5.2	Operazioni di calibrazione e monitoraggio del calorimetro a Xenon liquido	69
5.2.1	Studio preliminare delle caratteristiche dei fotomoltiplicatori: la PM test facility	70
5.2.2	Calibrazione e monitoraggio dei fototubi e delle proprietà ottiche dello Xenon nel calorimetro finale	78
5.2.3	Calibrazione e Monitoraggio della scala assoluta di energia	80
5.2.4	Calibrazione del tempo relativo tra i fototubi	84
5.2.5	Risultati della calibrazione del calorimetro finale	86
5.3	Operazioni di calibrazione del "Timing Counter"	100
5.3.1	Fenomenologia	100
5.3.2	Calibrazione in carica	102
5.3.3	Calibrazione temporale	103
5.3.4	Risultati della calibrazione del Timing Counter	104
6	Analisi preliminare dei dati acquisiti nel 2007	109
6.1	Studio della risoluzione temporale dell'apparato	109
6.1.1	Risoluzione temporale intrinseca del calorimetro	109
6.1.2	Risoluzione temporale intrinseca del Timing Counter	117
6.1.3	Risoluzione temporale relativa Calorimetro-Timing Counter misurata con fotoni prodotti da reazioni di protoni su Boro	120
6.2	Il decadimento radiativo del muone	129
7	Conclusioni	137
	Bibliografia	139

Introduzione

L'esperimento MEG si propone di ottenere un'evidenza sperimentale della non conservazione del sapore leptonic (in inglese "Lepton Flavour Violation", LFV) e si colloca nel filone di ricerca dei decadimenti rari non permessi dal Modello Standard con neutrini privi di massa; lo scopo dell'esperimento è infatti l'osservazione del processo $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ con una sensibilità sul rapporto di decadimento (in inglese "Branching Ratio", BR) pari a $\text{BR}_{(\mu \rightarrow e\gamma)} \approx 10^{-13}$, inferiore di due ordini di grandezza rispetto al limite attuale posto dalla collaborazione MEGA (2001). Nel Modello Standard con neutrini massivi, che include le oscillazioni dei neutrini, il processo $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ è predetto con un rapporto di decadimento non nullo, ma comunque non misurabile sperimentalmente ($\text{BR}_{(\mu \rightarrow e\gamma)} < 10^{-50}$). I processi LFV sono invece previsti nella quasi totalità delle estensioni supersimmetriche del Modello Standard con valori del rapporto di decadimento molto più elevati, attorno a $10^{-12} \div 10^{-14}$. Un'osservazione del processo $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ costituirebbe pertanto un'evidenza incontrovertibile in favore dei modelli supersimmetrici, mentre una non osservazione del decadimento sarebbe di grande utilità nel porre limiti sempre più stringenti ai parametri liberi delle nuove teorie.

La segnatura del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ a riposo è data dalla coincidenza di un positrone e di un fotone, emessi simultaneamente, con un angolo relativo di 180° ed un'energia di circa 52.8 MeV ciascuno, pari a metà della massa del μ^+ .

Nell'esperimento MEG grande importanza rivestono la comprensione ed il controllo degli eventi di fondo, in cui vengono emesse particelle con caratteristiche simili a quelle di segnale e che possono essere rigettati solo grazie ad elevate risoluzioni sperimentali nella misura delle variabili cinematiche e temporali: energie, angolo relativo e tempo relativo dei prodotti di decadimento. Il raggiungimento di tali risoluzioni è una condizione indispensabile per la buona riuscita dell'esperimento.

Inoltre, per la realizzazione di una misura di precisione così spinta come quella richiesta per MEG, è necessario tenere sotto controllo tutti i parametri legati ai rivelatori, in modo da minimizzare le incertezze sistematiche dovute ad effetti strumentali. Per ottenere tali risultati è dunque necessaria un'accurata e costante operazione di Calibrazione e Monitoraggio dell'intero apparato.

Il presente lavoro di tesi include un'attività di laboratorio ed una di analisi dati. La prima è consistita nella partecipazione alla misura dei parametri caratteristici dei fototubi in una stazione di test a Pisa ed all'allestimento del rivelatore, con particolare riferimento al montaggio delle sorgenti α di calibrazione del calorimetro. La seconda, svolta nell'ambito del gruppo di

lavoro che si occupa dello sviluppo del software dell'esperimento, comprende l'implementazione di algoritmi per la ricostruzione delle variabili cinematiche delle particelle nei sottorivelatori e per l'automatizzazione delle procedure di calibrazione, uno studio sistematico della risoluzione temporale dell'apparato ed una prima analisi dei dati raccolti nel 2007, con la possibile identificazione di un campione di eventi di decadimento radiativo del muone.

A conclusione della tesi verranno discusse le prospettive dei risultati ottenibili durante l'acquisizione dati prevista nel 2008.

Capitolo 1

Motivazioni teoriche e fenomenologia del decadimento

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$$

Negli ultimi anni la fisica delle particelle elementari ha sviluppato due filoni principali di ricerca: da un lato la produzione di nuove particelle grazie al raggiungimento di energie sempre più elevate nel centro di massa, dall'altro la ricerca e l'eventuale osservazione di canali di decadimento estremamente rari di particelle note.

I due filoni hanno come obiettivo comune quello di eseguire test sempre più stringenti sul Modello Standard, con lo scopo di ottenere importanti conferme (come nel caso delle osservazioni del quark top e dei bosoni W^\pm e Z^0 , la ricerca del bosone di Higgs etc.) o di osservare deviazioni rispetto alle previsioni teoriche nella descrizione delle interazioni fondamentali.

L'osservazione di eventi non previsti dal Modello Standard rende necessario apportare modifiche al modello o introdurre nuove teorie, mentre la non osservazione di tali eventi costituisce un'ulteriore conferma per il Modello Standard e pone vincoli sui parametri liberi delle teorie candidate per la sua estensione.

1.1 Il Modello Standard Minimale

La teoria che compendia il livello di conoscenza raggiunto nella descrizione delle particelle elementari e delle interazioni fondamentali è chiamata Modello Standard (MS) [1]; questa teoria è basata sul gruppo di simmetria di Gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (rispettivamente Isospin debole ed Ipercarica debole) e descrive le interazioni deboli ed elettromagnetiche, tenendo conto anche dei gradi di libertà interni dei quarks ($SU(3)_C$ di "colore"); in tale teoria non trovano posto le interazioni gravitazionali. Il MS è stato sottoposto a numerose verifiche sperimentali di alta precisione e le misure sono risultate in ottimo accordo con le previsioni teoriche.

Il modello prevede la classificazione delle particelle elementari in tre gruppi: quark, leptoni e bosoni mediatori dell'interazione; è necessario inoltre introdurre una particella, chiamata bosone di Higgs e non ancora osservata sperimentalmente, che ha il compito di fornire massa alle altre particelle tramite il meccanismo di rottura spontanea della simmetria, conservando la rinormalizzabilità della teoria.

I campi associati a quark e leptoni verranno indicati rispettivamente con q_{jk} e con l_{jk} , dove $j=1,2,3$ indica il sapore e $k=L,R$ indica la chiralità destra o sinistra. I campi dei quark levogiri e destrogiri costituiscono dei doppietti di $SU(2)_L$ e lo stesso vale per i leptoni levogiri; i leptoni carichi destrogiri sono descritti da stati di singoletto mentre non esistono neutrini destrogiri. In formule:

$$q_{jL} = \begin{pmatrix} u_j \\ d_j \end{pmatrix}_L \quad q_{jR} = \begin{pmatrix} u_j \\ d_j \end{pmatrix}_R \quad l_{jL} = \begin{pmatrix} \nu_j \\ e_j \end{pmatrix}_L \quad l_{jR} = \begin{pmatrix} e_j \end{pmatrix}_R \quad (1.1)$$

dove $u_i = \{u, c, t\}$, $d_i = \{d, s, b\}$, $e_i = \{e, \mu, \tau\}$, $\nu_i = \{\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau\}$.

La lagrangiana del MS [1] può essere dunque scritta nella forma:

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

Il primo termine descrive i campi liberi, insieme con le loro interazioni e l'accoppiamento al campo di Higgs:

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

$F_{\mu\nu}^a$ rappresenta il tensore del campo di Gauge definito dalla relazione:

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

dove $T_\nu^\mu = \{G_\nu^\mu, A_\nu^\mu, B_\nu^\mu\}$ è il campo bosonico di Gauge associato rispettivamente a $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, f_{abc} sono le costanti di struttura del gruppo considerato, definite dalla relazione $[T^j, T^k] = 2if_{jkl}T^l$, e c è la costante di accoppiamento (g_s, g, g' rispettivamente per l'interazione forte, debole ed elettromagnetica). D_μ è la derivata covariante definita da:

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

con λ_a ($a = 1, \dots, 8$) note come Matrici di Gell-Mann, τ_a ($a = 1, 2, 3$) note come Matrici di Pauli e $Q_Y \equiv 2 \cdot (Q_{e.m.} - T_3)$ nota come Ipercarica debole (con $Q_{e.m.}$ carica elettrica e T_3 componente 3 di Isospin) generatori dei gruppi $SU(3)$, $SU(2)$ e $U(1)$.

Riassumendo:

Proprietà delle interazioni fondamentali					
Interazione fondamentale	Simmetria di Gauge	Generatori del gruppo	Campo bosonico	Costanti di struttura	Costante di accoppiamento
Forte	$SU(3)$	λ_a	G_μ	f_{jkl}	g_s
Debole	$SU(2)$	τ_a	W_μ	ϵ_{jkl}	g
Elettromagnetica	$U(1)$	Q_Y	B_μ	0	g'

La lagrangiana L_{Higgs} descrive il potenziale di Higgs:

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

in cui H indica il doppietto di $SU(2)$ di componenti:

$$H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

che descrive il campo di Higgs, mentre λ e μ sono parametri incogniti.

L'invarianza di Gauge e la rinormalizzazione della teoria elettrodebole non consentono la presenza di termini di massa nella Lagrangiana di bosoni di Gauge e fermioni. D'altra parte bosoni vettori di massa nulla non sono accettabili per le interazioni deboli poiché il loro raggio d'azione è piccolo (il raggio d'azione di un'interazione è inversamente proporzionale alla massa del propagatore dell'interazione stessa) e le masse dei fermioni sono sperimentalmente diverse da zero. L'unico modo per riprodurre le masse osservate sperimentalmente è di assumere che il valore di aspettazione nel vuoto (ovvero lo stato di energia minima) non rispetti la simmetria della Lagrangiana. Assumendo $\mu^2 > 0$, possiamo riscrivere il doppietto di Higgs in termini di quattro campi reali:

$$H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 - i\phi_2) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_3 - i\phi_4) \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Il potenziale dell'equazione (1.6), che possiamo chiamare $V(\phi)$, diventa:

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2 \sum_{j=1}^4 \phi_j^2 + \frac{1}{4}\lambda \left(\sum_{j=1}^4 \phi_j^2 \right)^2 \quad (1.9)$$

e presenta un minimo in corrispondenza del valore di aspettazione nel vuoto non nullo, pari a $\langle \phi \rangle = \langle \tilde{0} | \phi | \tilde{0} \rangle = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}} = v$. L'insieme dei punti che minimizzano $V(\phi)$ è invariante sotto trasformazioni di $SU(2)$. Ogni scelta di un particolare valore di ϕ (ϕ_0) rompe la simmetria e genera un termine di massa nella Lagrangiana per il corrispondente bosone di Gauge. In ogni caso, se il vuoto ϕ_0 è ancora invariante per un sottogruppo delle trasformazioni di Gauge, allora il bosone di Gauge associato a tale sottogruppo rimane privo di massa.

La scelta appropriata per generare le masse osservate per i bosoni W^\pm e Z^0 è: $\langle \phi_i \rangle = 0$ per $i = 1, 2, 4$ e $\langle \phi_3 \rangle = v$.

Tali masse non sono predette numericamente, ma vengono espresse in funzione di alcuni parametri della teoria, come indicato nella parte sinistra della tabella 1.1. I valori dell'angolo di Weinberg θ_W e delle masse dei bosoni mediatori dell'interazione debole sono stati misurati, in maniera indipendente e con l'utilizzo di differenti canali, nel corso di diversi esperimenti che hanno portato ai risultati riportati nella parte destra della tabella 1.1.

L'ultimo termine della L_{MS} rappresenta l'accoppiamento dei campi fermionici ai termini di massa:

$$L_{Yukawa} = -[\bar{e}_{jR}(m_e)_{jj'}e_{j'L} + \bar{d}_{jR}(m_d)_{jj'}d_{j'L} + \bar{u}_{jR}(m_u)_{jj'}u_{j'L}] + h.c. \quad (1.10)$$

dove $e_j = \{e, \mu, \tau\}$, $d_j = \{d, s, b\}$ e $u_j = \{u, c, t\}$ e gli indici L, R esprimono la chiralità.

Con un meccanismo identico a quello dei bosoni di Gauge, gli autostati di massa dei fermioni sono collegati a specifiche costanti di accoppiamento di Yukawa $(G_X)_{jj'}$ introdotte nel modello

Masse dei bosoni vettori e angolo di Weinberg	
Previsioni teoriche [1]	Risultati sperimentali [2]
$M_H = \sqrt{2\lambda} \cdot v$ $M_W = gv/2$ $M_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \cdot gv/2$ $M_W/M_Z = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \sqrt{1 - \sin^2(\theta_W)}$ $\sin^2 \theta_W = \left(\frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \right)^2$ $e = g \cdot \sin(\theta_W) = g' \cdot \cos(\theta_W)$	$M_W = (80.41 \pm 0.10) \text{ GeV}/c^2$ $M_Z = (91.187 \pm 0.008) \text{ GeV}/c^2$ $\left(\frac{M_W}{M_Z} \right)^2 = 1 - \sin^2(\theta_W) = 1 - (0.223 \pm 0.002)$ $\sin^2(\theta_W) = 0.223 \pm 0.004$ $e = 1.60217653(14) \times 10^{-19} \text{ C}$

Tabella 1.1: A sinistra: massa dei bosoni di Gauge e del bosone di Higgs, valore di $\sin^2(\theta_W)$ e della carica elettrica in funzione dei parametri della teoria. A destra: misure sperimentali di tali grandezze.

come parametri liberi (anche in questo caso i valori delle masse non sono predetti ma devono essere misurati sperimentalmente):

$$(m_X)_{jj'} = -(G_X)_{jj'} \left(\frac{v}{\sqrt{2}} \right) \quad (1.11)$$

dove $X = e_j, d_j, u_j$.

Sperimentalmente si osserva inoltre che gli autostati di interazione debole dei quark non coincidono con gli autostati di massa; tale comportamento può essere descritto tramite la matrice unitaria detta di “Cabibbo-Kobayashi-Maskawa” V_{CKM} , considerando cioè gli autostati fisici come combinazioni lineari degli autostati di sapore:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

L'accoppiamento dei quark $u_i = \{u, c, t\}$ e $d_j = \{d, s, b\}$ con la corrente debole carica W è dunque regolato dall'elemento di matrice $(V_{CKM})_{jk}$ e viene detto FCCC (“Flavour Changing Charged Current”); la rispettiva lagrangiana di interazione è esprimibile come:

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

L'analogo meccanismo per la corrente neutra, detto FCNC (“Flavour Changing Neutral Current”), risulta essere fortemente soppresso e non è stato mai osservato sperimentalmente.

Nel settore leptonic invece il mescolamento di sapore non avviene a causa della massa nulla dei neutrini¹ e la lagrangiana per l'interazione debole di corrente carica si può scrivere nella

¹Nel Modello Standard Minimale la massa dei neutrini viene assunta nulla a causa dell'assenza dello stato ν_R ; nel seguito del testo verranno prese in considerazione estensioni del MS che contemplano masse dei neutrini diverse da zero.

forma:

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

È chiaro dall'ultima equazione che in questo caso sono conservati sia il numero leptonico totale (come per i quarks), sia il numero leptonico delle singole famiglie.

Nel Modello Standard minimale il decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$ è quindi proibito.

1.1.1 Interazione del muone nel Modello Standard Minimale

Seguendo lo schema esposto nel paragrafo precedente la lagrangiana elettrodebole del muone al primo ordine è scrivibile come:

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

In approssimazione di Fermi la lagrangiana a quattro fermioni che descrive il decadimento del muone è:

$$L_{Fermi} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}[\bar{\mu}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\nu_\mu\bar{e}\gamma_\mu(1-\gamma^5)\nu_e + h.c.] \quad (1.16)$$

dove G_F è la costante di Fermi, collegata alla costante di interazione debole g ed alla massa M_W del bosone W dalla relazione:

$$G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}\cdot M_W^2}. \quad (1.17)$$

Il muone decade quasi esclusivamente tramite lo schema $\mu \rightarrow e\nu_\mu\nu_e$ (il cui diagramma è riportato in figura 1.1) con un BR $\approx 100\%$.

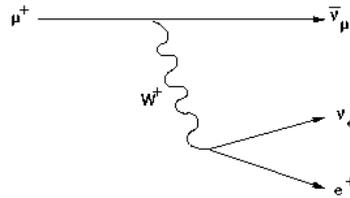


Figura 1.1: Decadimento standard del muone.

Ulteriori canali di decadimento sono il decadimento radiativo $\mu \rightarrow e\nu_\mu\nu_e\gamma$ ed il canale $\mu \rightarrow e^+e^-\nu_\mu\nu_e$ (produzione di coppie di Dalitz), i cui rapporti di decadimento misurati sperimentalmente, sono rispettivamente $BR_{rad} = (1.4 \pm 0.4)\%$ (per $E_\gamma > 10$ MeV) e $BR_{Dalitz} = (3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$ [2].

La misura sperimentale della vita media del muone è [3]:

$$\tau = 2.197019(21) \mu s. \quad (1.18)$$

1.2 Oscillazione dei neutrini

Nella versione minimale del MS, presentata nel paragrafo precedente, non è possibile alcuna violazione del sapore leptonic, ma a seguito delle recenti evidenze delle oscillazioni dei neutrini è stato necessario estendere l'attuale modello per includere anche questo risultato sperimentale. Le oscillazioni dei neutrini sono state osservate in esperimenti che rivelano sia una diminuzione del flusso di neutrini di un determinato sapore ad una certa distanza dalla sorgente, sia distorsioni spettrali nell'intervallo di energia a cui l'esperimento è sensibile. Le sorgenti sono molteplici: reattori nucleari (KamLAND [4]), acceleratori (K2K [5]), il Sole (SuperKamiokande [6], SNO [8], Gallex [9], Borexino [10]), raggi cosmici (SuperKamiokande [7], MACRO [11], SOUDAN [12]). Le oscillazioni dei neutrini hanno origine poichè l'evoluzione temporale dell'Hamiltoniana (H) avviene secondo gli autostati di massa, mentre le interazioni deboli coinvolgono gli autostati del sapore leptonic, che sono combinazioni lineari degli autostati di H (in altre parole l'operatore L del numero leptonic e H non commutano). È possibile dunque introdurre una matrice di mescolamento dei neutrini in maniera del tutto analoga a quanto avviene per i quark. La matrice unitaria di mescolamento, detta di Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata, è definita dalla relazione:

$$\nu_l = \sum_k (U_{PMNS})_{lk} \nu_k \quad (1.19)$$

dove $l = e, \mu, \tau$ sono gli autostati di sapore e $k = 1, 2, 3$ gli autostati di massa.

Sperimentalmente è possibile misurare le masse associate agli autostati di L definiti dalla relazione:

$$“m_{\nu_l}” = \sqrt{\sum_k |U_{lk}|^2 m_k^2} \quad (1.20)$$

dove U_{lk} sono gli elementi della matrice di mescolamento (k ed l sono definiti come in precedenza). Con un abuso di notazione, essi verranno indicati come “masse” degli autostati di sapore. I limiti superiori al 95% di livello di confidenza ottenuti sperimentalmente sono riportati di seguito:

$$\begin{cases} “m_{\nu_e}” < 3 \text{ eV}/c^2 & [13] \\ “m_{\nu_\mu}” < 190 \text{ KeV}/c^2 & [14] \\ “m_{\nu_\tau}” < 18.2 \text{ MeV}/c^2 & [15] \end{cases}$$

Per semplicità consideriamo uno schema con due soli autostati di massa e due di sapore, nel quale la matrice unitaria di mescolamento è una rotazione definita dall'angolo θ . La relazione che lega gli autostati di massa (ν_1, ν_2) a quelli di sapore (ν_e, ν_α) è esprimibile come [1]:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\alpha \end{pmatrix} = R_\theta \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, \quad \text{con } R_\theta = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$

La probabilità di oscillazione tra due diversi autostati di sapore, in questo caso, può essere scritta come:

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_l') \simeq \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 (\text{eV}^2) L(\text{m})}{E(\text{MeV})} \right) \quad (1.22)$$

dove $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ è la differenza dei quadrati delle masse degli autostati di massa, L è la distanza percorsa dai neutrini ed E è la loro energia. Si noti che l'esistenza delle oscillazioni di neutrino è una prova sperimentale del fatto che la massa dei neutrini non è nulla (altrimenti la probabilità (1.22) si annullerebbe anche per $\sin^2(2\theta) > 0$).

Il settore di oscillazione più interessante per l'esperimento MEG è quello dei neutrini solari ($\nu_e \leftrightarrow \nu_\alpha$) che accoppiano prevalentemente gli autostati di massa 1 e 2 (quelli atmosferici invece accoppiano gli autostati di massa 2 e 3). Le regioni ammesse per i parametri che descrivono queste oscillazioni sono state misurate dagli esperimenti condotti sia con neutrini solari che da reattore. Per risolvere il problema dei neutrini solari è necessario introdurre, oltre al modello delle oscillazioni nel vuoto, anche quello delle oscillazioni nella materia (modello di Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein - MSW - o "neutrino oscillations in matter") [16, 17]. L'abbondante presenza degli elettroni nel nucleo solare modifica infatti i livelli energetici di propagazione degli autostati dei neutrini, a causa della diffusione coerente in avanti del neutrino elettronico dovuta alla reazione di corrente carica. Come conseguenza durante la propagazione nella materia i neutrini acquistano una massa "effettiva" diversa dalla massa nel vuoto, aspetto rilevante data la dipendenza delle oscillazioni da Δm^2 . Prima della pubblicazione dei risultati di KamLand e SNO le regioni permesse dalla combinazione delle misure degli esperimenti precedenti erano quattro: "Small Mixing Angle" (SMA), "Large Mixing Angle" (LMA), "LOW mass term" (LOW) e "Vacuum" (VAC), corrispondenti rispettivamente ad oscillazioni nella materia con piccolo angolo di mixing e con grande angolo di mixing, con piccolo termine di massa e ad oscillazioni nel vuoto. Le zone permesse per i parametri corrispondenti alle varie ipotesi sono mostrate nella parte sinistra di figura 1.2 [18] e riassunte in tabella 1.2.

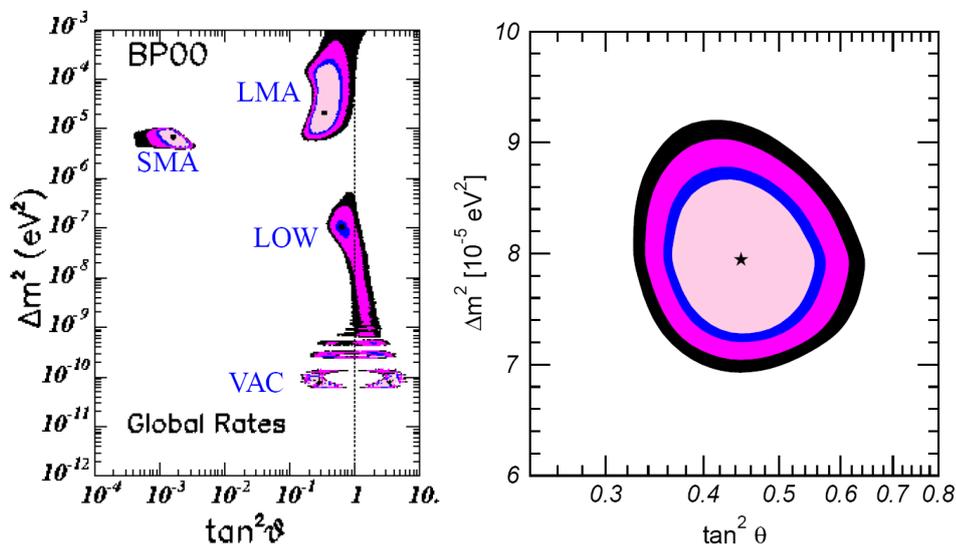


Figura 1.2: Regioni ammesse per i parametri delle oscillazioni dei neutrini solari. A sinistra: prima di KamLand e SNO. A destra: regione ammessa dopo i risultati di KamLand e SNO. I diversi colori indicano, progressivamente, gli intervalli di confidenza 90%, 95%, 99% e 99.7%. Il punto centrale indica il "best fit" dei parametri.

Tenendo conto dei recenti risultati di KamLand e SNO solo l'ipotesi Large Mixing Angle (LMA) sopravvive come soluzione del problema dei neutrini solari [20]; la regione permessa è mostrata

Scenario	Δm^2	$\tan^2 \theta$
LMA	3.7×10^{-5}	3.7×10^{-1}
SMA	4.6×10^{-6}	3.4×10^{-4}
LOW	1.0×10^{-7}	6.9×10^{-1}
VAC	4.6×10^{-10}	2.4×10^0

Tabella 1.2: “Best-fit” dei parametri globali delle oscillazioni dei neutrini solari in uno schema a due neutrini [19].

nella parte destra di figura 1.2.

L'introduzione di neutrini massivi nel MS rende possibile il decadimento $\mu \rightarrow e \gamma$.

Infatti tramite un “loop” il bosone W può essere emesso dal μ e riassorbito dal ν_e prodotto da un'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, come mostrato nei diagrammi di figura 1.3.

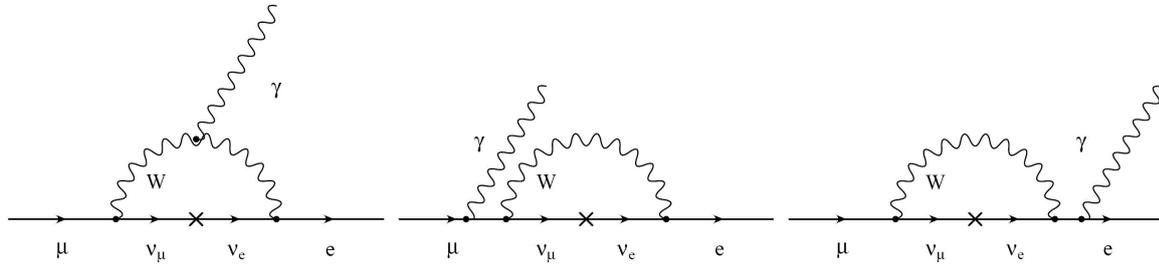


Figura 1.3: Diagrammi di Feynman per il decadimento $\mu \rightarrow e \gamma$ nel MS con neutrini massivi

La larghezza di decadimento del processo $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ nel MS così esteso può essere calcolata [21] e risulta dipendere dal parametro θ (angolo di mixing tra i neutrini autostati di massa 1 e 2) e da Δm^2 definito nella (1.22):

$$\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) = \frac{1}{16} \frac{G_F^2 m_\mu^5}{128 \pi^3} \alpha \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{M_W^2} \right)^2 \sin^2(\theta) \cos^2(\theta). \quad (1.23)$$

Nella relazione precedente si è tenuto conto del fatto che nello schema a tre neutrini del MS sussiste l'uguaglianza $\sum_i |U_{ei}^2 U_{\mu i}^2| = \sin^2(\theta) \cos^2(\theta)$.

Per calcolare il BR del processo è necessario normalizzare il risultato alla larghezza totale del muone $\left(\Gamma_{tot} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} \right)$ ed inserire il valore della massa del bosone W e della costante di struttura fine, lasciando indicati i parametri Δm^2 , $\sin^2(\theta) \cos^2(\theta)$.

In questo modo si ottiene:

$$\text{BR}_{MS}(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) = 5 \times 10^{-48} [\Delta m^2 (eV^2)]^2 \sin^2(\theta) \cos^2(\theta). \quad (1.24)$$

Inserendo nell'equazione 1.24 i valori misurati dall'esperimento KamLAND ($\Delta m^2 = 7.59 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\sin(2\theta) = 0.87$, entrambi al 95% di C.L.) si ottiene $\text{BR}_{(\mu \rightarrow e \gamma)} \simeq 10^{-55}$, livello non raggiungibile sperimentalmente.

Esistono tuttavia numerose estensioni del MS nelle quali la probabilità del decadimento $\mu \rightarrow e \gamma$ è superiore a BR_{MS} di numerosi ordini di grandezza, per cui la misura risulta sperimentalmente accessibile, almeno in linea di principio. Tali modelli vengono chiamati Teorie Supersimmetriche e tra queste rivestono particolare importanza quelle inserite in schemi di Grande Unificazione (SUSY-GUTs), le cui proprietà verranno brevemente esposte nel prossimo paragrafo.

1.3 Unificazione e Supersimmetria

Le teorie di Gauge con rottura spontanea di simmetria, formulate negli anni '70 come possibili candidate per la descrizione e l'unificazione delle interazioni elettromagnetiche e deboli, hanno trovato conferma nella scoperta delle correnti neutre e dei bosoni vettori W e Z. A questo gruppo di modelli appartiene la teoria di Glashow-Weinberg-Salam che descrive le interazioni elettrodeboli fino alla scala di energia di 100 GeV, cioè il Modello Standard che abbiamo sommariamente descritto in precedenza.

Nonostante il suo notevole successo, il Modello Standard presenta però una serie di problematiche di natura teorica tuttora irrisolte [22]:

1. I campi di Gauge delle forze sono introdotti con costanti di accoppiamento arbitrarie che non sono predette dalla teoria, ma devono essere ricavate sperimentalmente;
2. Quark e leptoni sono organizzati in doppietti, il numero di famiglie non ha una predizione teorica;
3. La teoria non giustifica le grandi differenze di massa tra i leptoni carichi;
4. I coefficienti di mescolamento della matrice V_{CKM} non sono predetti, ma devono essere misurati sperimentalmente;
5. Il valore di aspettazione nel vuoto del campo di Higgs è introdotto *ad hoc*; inoltre il calcolo delle correzioni alla massa di tale particella contiene termini divergenti con “loop” fermionici, come illustrato in figura 1.4;
6. La gravità non viene inclusa nel modello.

Per ovviare a queste incongruenze, nel corso degli anni sono state proposte molte teorie che estendono l'unificazione operata nel MS; tra le principali ricordiamo [22] le teorie di “Grande Unificazione”, le teorie “Supersimmetriche”, la “Supergravità”, i modelli di Kaluza-Klein e la più recente teoria delle “Superstringhe” che si prefigge di unificare la gravità con le altre interazioni. Solo tramite una serie di esperimenti sarà possibile stabilire se una di esse, o una loro combinazione, risulta essere rilevante nella descrizione della fisica ad energie sopra la scala dell'unificazione elettrodebole.

L'estensione più naturale del MS è costituita dalle teorie di Grande Unificazione (GUT) [22], nelle quali il gruppo di simmetria $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ dell'unificazione elettrodebole alla scala di energie della massa del bosone Z^0 è un sottogruppo di una teoria di Gauge più vasta che ipotizza l'unificazione delle forze elettrodebole e forte ad una scala di energie superiore ($M_G \approx 10^{15}$ GeV). I gruppi di simmetria degli schemi GUT non prevedono distinzioni tra quark e leptoni, facendo decadere automaticamente le conservazioni separate del numero barionico, del sapore e del numero leptonico previste invece nel MS; inoltre queste teorie superano difficoltà concettuali, quali la quantizzazione della carica elettrica e la relazione tra le cariche dei leptoni e dei quarks, introducendo una costante di accoppiamento unificata g_G da cui discendono tutte le altre alle opportune scale di energia. Le teorie GUT prevedono infine il decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$,



anche se con una soppressione di un fattore $\approx \frac{1}{M_G}$ che rende il $\text{BR}_{(\mu \rightarrow e \gamma)}$ non misurabile sperimentalmente. Rimangono irrisolte le problematiche legate ai termini divergenti nel calcolo delle correzioni alla massa del campo di Higgs.

Le teorie dette Supersimmetriche (SUSY) [22] sono estremamente interessanti poichè introducono meccanismi in grado di risolvere i problemi legati alla massa del bosone di Higgs e predicono elevati BR per i processi che violano la conservazione del sapore leptonic [23]. Esse associano ad ogni campo elementare del MS un campo SUSY² che ha gli stessi numeri quantici interni ad eccezione del valore dello spin. Ai campi fermionici sono quindi associati campi bosonici SUSY di spin 0 e ai campi bosonici sono associati campi fermionici SUSY di spin 1/2. Esempi di particelle del MS e dei campi SUSY corrispondenti sono riportati in tabella 1.3.

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, γ	1	chargino $\tilde{\chi}_i^\pm$ ($i = 1, 2$), neutralino $\tilde{\chi}_i^0$ ($i = 1, \dots, 4$)	1/2
Bosone di Higgs (H)	0	Higgsino	1/2

Tabella 1.3: Particelle del MS e rispettive particelle SUSY nell'estensione minimale Supersimmetrica del Modello Standard (MSSM)

Un effetto della presenza delle sparticelle è quello di annullare le divergenze nei termini di correzione alla massa del campo di Higgs ad ogni ordine a causa del diverso spin rispetto alle particelle MS, come illustrato in figura 1.4. Le teorie supersimmetriche prevedono anche l'esistenza di sparticelle stabili, debolmente interagenti con la materia, considerate tra i candidati più ragionevoli per spiegare la materia oscura.

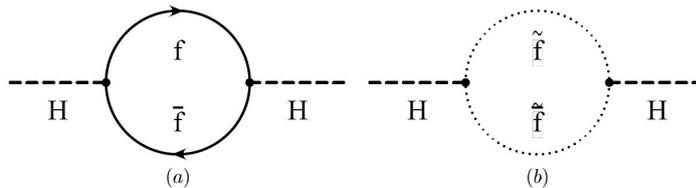


Figura 1.4: Diagrammi di Feynman per le correzioni ai termini di massa del bosone di Higgs: (a) diagramma divergente all'interno del MS; (b) diagramma introdotto all'interno delle teorie SUSY che annulla la divergenza precedente.

Combinando l'ipotesi di grande unificazione con gli schemi supersimmetrici si ottengono le Teorie Supersimmetriche di Grande Unificazione, dette SUSY-GUT, che sono validi candidati per l'estensione del MS fino alla scala di energie $\sim M_G$. Tra le teorie SUSY-GUT esistenti quella che possiede il gruppo di Gauge minimale è SU(5), mentre la teoria SO(10), prodotta dal gruppo SU(5) \times U(1), consente di introdurre anche il campo del neutrino destro-giro.

Nel caso della teoria SU(5) SUSY-GUT il processo $\mu \rightarrow e \gamma$, illustrato in figura 1.5, nasce da

²Le particelle supersimmetriche vengono comunemente chiamate sparticelle; ad esempio il partner supersimmetrico dell'elettrone è il seletrone.

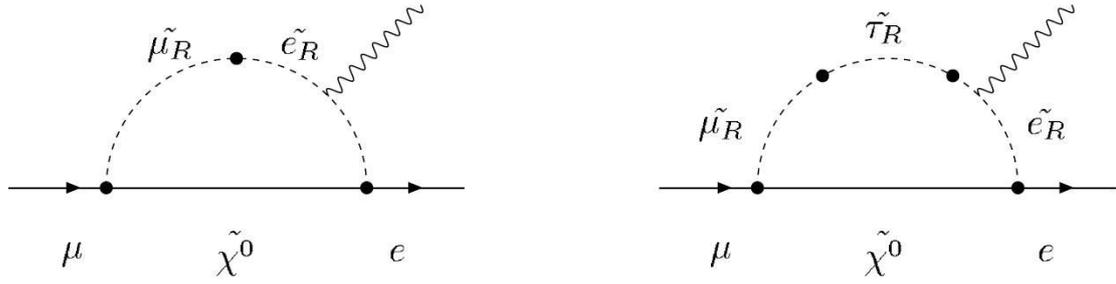


Figura 1.5: Diagramma di Feynman per il decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$ all'interno dello schema SU(5) SUSY-GUT. Al processo partecipano le particelle supersimmetriche \tilde{e}_R (selettrone), $\tilde{\mu}_R$ (smuone), $\tilde{\tau}_R$ (stau), $\tilde{\chi}^0$ (neutralino).

“loops” con correzioni radiative di particelle supersimmetriche, con mescolamento degli sleptoni originato da termini fuori diagonale della matrice di massa [23, 24].

In figura 1.6 vengono riportati i valori attesi per il $BR_{(\mu \rightarrow e\gamma)}$ nel modello SU(5) SUSY-GUT in funzione della massa del selettrone destro giro al variare della massa del gaugino M_2 e del rapporto dei due valori di aspettazione sul vuoto dei campi di Higgs, $\tan\beta = \langle H_2^0 \rangle / \langle H_1^0 \rangle$, per dati valori del parametro μ contenuto nel potenziale di Higgs e di A_0 [25].

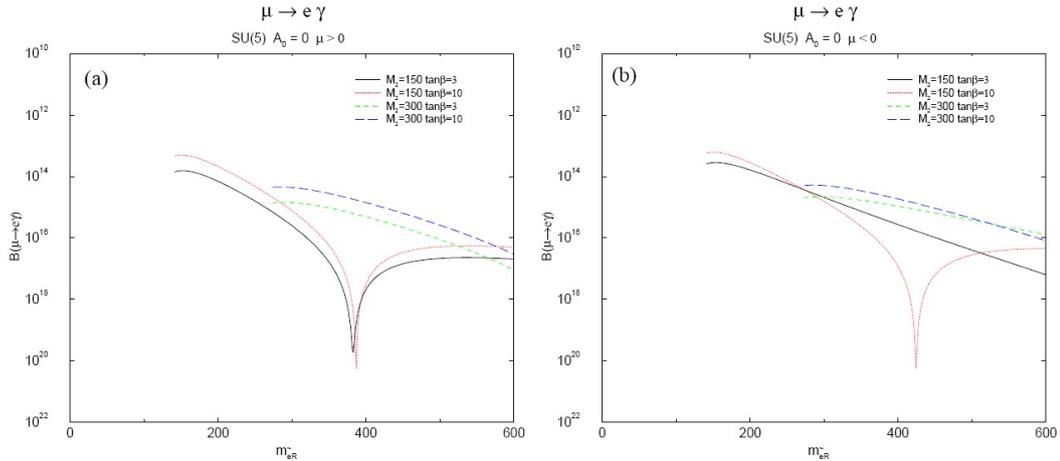


Figura 1.6: Previsioni sul rapporto di decadimento di $\mu \rightarrow e\gamma$ in funzione della massa del selettrone destro-giro $m_{\tilde{e}_R}$ per parametri tipici della teoria SU(5) SUSY-GUT.

Nel caso della teoria SO(10) SUSY-GUT esiste un ulteriore meccanismo di violazione del sapore leptonic, indipendente dal precedente. In questa teoria infatti viene introdotto il campo del neutrino destro giro ed un meccanismo, di tipo “see-saw”, che produce una grande massa (scala GUT) per questo neutrino, giustifica le piccole masse dei neutrini levogiri rispetto a quelle dei leptoni carichi e prevede le loro oscillazioni [26]. Nello schema SO(10) SUSY-GUT il valore del $BR_{(\mu \rightarrow e\gamma)}$ diventa funzione della massa del neutrino destro giro, oltre che della particolare matrice di massa (U_{PMNS}) dei neutrini presa in considerazione. Come esposto precedentemente, gli esperimenti KamLAND e SNO hanno ristretto la scelta alla sola ipotesi MSW LMA, che predice l'intervallo più alto per il $BR_{(\mu \rightarrow e\gamma)}$ (vedi figura 1.7). In figura 1.8 vengono riportati i valori attesi per il $BR_{(\mu \rightarrow e\gamma)}$ nel caso di SO(10) in funzione della massa del selettrone destro giro

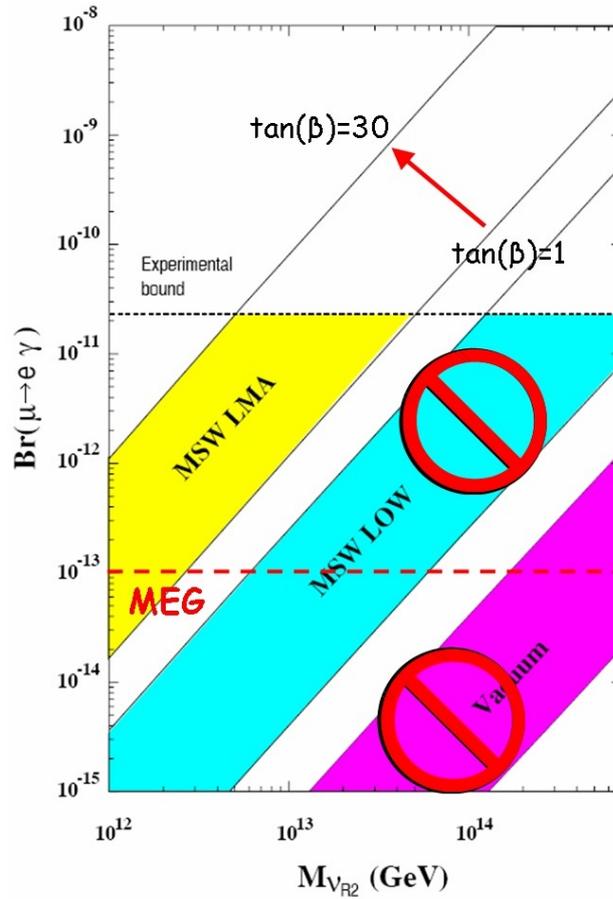


Figura 1.7: Valori del $BR_{(\mu \rightarrow e \gamma)}$ in funzione di $M_{\nu_{R2}}$ al variare di $\tan \beta$ (rapporto dei due valori di aspettazione sul vuoto dei campi di Higgs, $\tan \beta = \langle H_2^0 \rangle / \langle H_1^0 \rangle$) nell'ambito di teorie supersimmetriche con meccanismi see-saw. Le tre bande colorate corrispondono a differenti soluzioni del problema dei neutrini solari; i risultati degli esperimenti SNO e KamLAND hanno escluso le ipotesi Vacuum e MSW LOW, lasciando solo l'ipotesi MSW LMA (Large Mixing Angle). Nella figura sono mostrati l'attuale limite sperimentale sul BR ed il limite che l'esperimento MEG si propone di raggiungere.

al variare degli stessi parametri (M_2 , $\tan \beta$, μ e A_0) utilizzati nel caso precedente [25].

In conclusione il limite sperimentale che si propone di raggiungere l'esperimento MEG si trova in una regione molto vicina al $BR_{(\mu \rightarrow e \gamma)}$ predetto teoricamente dai modelli SUSY-GUT. L'esperimento potrebbe quindi dare un fondamentale contributo nell'evidenza della violazione del sapore leptonic e di fisica oltre il modello standard, mentre una non osservazione del fenomeno sarebbe comunque di grande importanza per porre limiti stringenti ai parametri liberi delle nuove teorie.

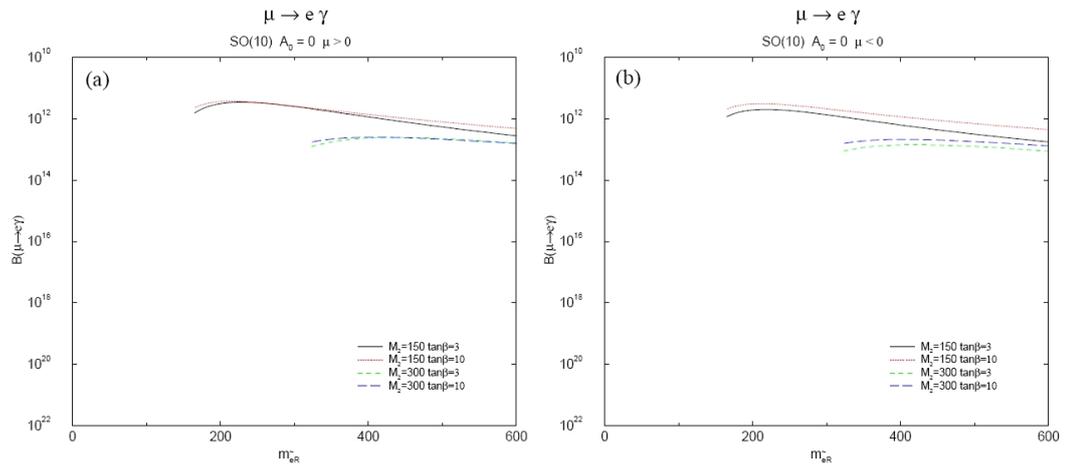


Figura 1.8: Previsioni sul rapporto di decadimento di $\mu \rightarrow e\gamma$ in funzione della massa del selettone destro-giro m_{eR} per parametri tipici della teoria SO(10) SUSY-GUT.



1.4 Il decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$

Come evidenziato nel capitolo precedente, la rivelazione di un processo LFV rappresenterebbe un'evidenza incontrovertibile di nuova fisica oltre il MS.

Dal punto di vista sperimentale i processi di LFV che coinvolgono i muoni sono particolarmente interessanti, grazie soprattutto alla relativa semplicità di ottenere flussi intensi di muoni di bassa energia ($\sim 10^{14} \div 10^{15}$ μ in un anno) [27] ed alla vita media relativamente lunga del muone stesso. I processi LFV più importanti nel canale dei muoni possono essere divisi in tre categorie:

1. Decadimenti diretti del μ^+ quali $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ oppure $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ (i μ^- hanno un'elevata sezione d'urto per cattura nucleare nella materia per cui non è conveniente utilizzarli per questo tipo di misure);
2. Conversione del muone in elettrone nel campo di nuclei pesanti³ quali il Titanio o l'Oro (in questo caso vengono utilizzati i μ^-);
3. Conversione muonio–antimuonio.

Gli attuali limiti dei rapporti di decadimento o conversione per i processi LFV considerati, normalizzati al singolo evento, sono elencati in tabella 1.4. Nel modello proposto da Kuno-Okada [28] le predizioni sulle ampiezze SUSY-GUT relative dei processi LFV ora considerati sono:

$$\frac{B(\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+)}{B(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)} \approx 10^{-2} \quad \frac{B(\mu^- N - e^- N)}{B(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)} \approx 5 \times 10^{-3} \quad (1.25)$$

Si noti peraltro che i rapporti (1.25) variano di $1 \div 2$ ordini di grandezza a seconda del modello.

Processo	Limite attuale (90% C.L.)	Riferimenti
$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$	$< 1.2 \times 10^{-11}$	[29, 30]
$\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$	$< 1.0 \times 10^{-12}$	[31]
$\mu^- Ti \rightarrow e^- Ti$	$< 6.1 \times 10^{-13}$	[32]
$\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$	$< 8.3 \times 10^{-11}$	[33]

Tabella 1.4: Limiti per il rapporto di decadimento di processi di LFV con muoni

1.4.1 Stato della ricerca del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$

Il processo LFV con muoni più studiato è senza dubbio $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$. I primi ad effettuare un esperimento per la ricerca di tale decadimento furono Hincks e Pontecorvo nel 1947 che utilizzando i raggi cosmici posero un primo limite superiore per il rapporto di decadimento: $BR_{(\mu \rightarrow e\gamma)} < 10\%$. Nel corso degli anni, grazie all'uso di fasci prodotti artificialmente e di tecnologie sempre più raffinate, il limite è stato più volte migliorato fino a raggiungere il valore attuale di $BR_{(\mu \rightarrow e\gamma)} \leq 1.2 \times 10^{-11}$ [29, 30].

L'evoluzione temporale del limite ottenuto nella ricerca del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$, l'intensità

³Un atomo che possieda in una shell elettronica una o più particelle diverse dall'elettrone (ad es. π o μ), viene detto atomo mesico. Nel caso del muone, questi atomi possono subire una cattura K (es. $p\mu \rightarrow n\nu_\mu$) oppure il μ può decadere in orbita.

R_μ dei fasci impiegati (espressa in Hz) e le risoluzioni “larghezza a metà altezza” (in inglese “Full Width Half Maximum”, FWHM) sulle variabili cinematiche E_e , E_γ , $t_{e\gamma}$, $\theta_{e\gamma}$ ottenute nei vari esperimenti sono mostrate in tabella 1.5 e confrontate con quanto atteso per MEG (ultima riga)⁴. L’illustrazione grafica dell’evoluzione temporale del limite su $BR_{(\mu \rightarrow e\gamma)}$ è mostrata in figura 1.9.

Esperimento	Anno	R_μ (s^{-1})	ΔE_e	ΔE_γ	$\Delta t_{e\gamma}$	$\Delta \theta_{e\gamma}$	Duty Cycle	Limite (90% C.L.)	Ref.
TRIUMF	1977	2×10^5	10%	8.7%	6.7ns	-	100%	$< 3.6 \times 10^{-9}$	[34]
SIN	1980	5×10^5	8.7%	9.3%	1.4ns	-	100%	$< 1.0 \times 10^{-9}$	[35]
LANL	1982	2.4×10^6	8.8%	8.0%	1.9ns	37mrad	6.4%	$< 1.7 \times 10^{-10}$	[36]
Crystal Box	1988	3×10^5	8.0%	8.0%	1.8ns	87mrad	(6.9)%	$< 4.9 \times 10^{-11}$	[37]
MEGA	1999	1.5×10^7	1.2%	4.5%	1.6ns	15mrad	(6.7)%	$< 1.2 \times 10^{-11}$	[29, 30]
MEG	2010	3×10^7	$0.7 \div 0.9\%$	4%	0.15ns	18mrad	100%	$< 1 \times 10^{-13}$	[38]

Tabella 1.5: Evoluzione del limite per il BR del processo $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$

L’esame di questa tabella mostra che, grazie all’elevata intensità del fascio utilizzato e alle risoluzioni che si prefigge di raggiungere, l’esperimento MEG potrà migliorare l’attuale limite sul rapporto di decadimento del processo $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ di circa due ordini di grandezza [38].

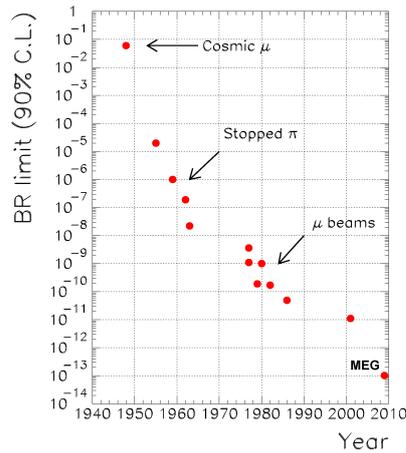


Figura 1.9: Evoluzione nel tempo del limite al 90% di C.L. sul B.R. per il processo $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$

1.4.2 Segnatura del decadimento e fondi

La segnatura del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ($m_\mu \approx 105.66$ MeV [2]) con μ a riposo è data dalla coincidenza di un positrone ed un fotone, emessi simultaneamente con un angolo relativo di 180° ed un’energia di circa 52.83 MeV ciascuno, come illustrato in fig. 1.10. I fondi presenti nell’esperimento sono principalmente due:

1. il fondo “fisico” (o “correlato”);
2. il fondo “accidentale”, dovuto a coincidenze casuali tra positroni e fotoni all’interno della finestra temporale $\Delta t_{e\gamma}$ di sensibilità dell’esperimento.

⁴D’ora in poi indicheremo con Δx la risoluzione sperimentale FWHM della variabile x ; analogamente per le altre. Indicheremo invece con δx la semi-larghezza della finestra di ricerca del segnale per la variabile x . Ad es. per una variabile x con distribuzione gaussiana si può definire una finestra di ricerca con probabilità del 90% di trovare il segnale. La larghezza di questa finestra è $1.4 \cdot \Delta x$, da cui $\delta x = 0.7 \cdot \Delta x$

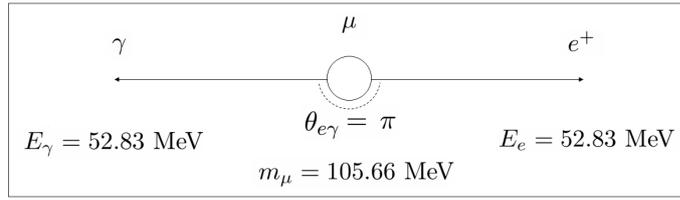


Figura 1.10: Schema cinematico del processo $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$

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 con angolo relativo molto vicino a 180° in modo che i neutrini abbiano poca energia [28]. La larghezza differenziale del decadimento radiativo viene convenzionalmente espressa in funzione delle variabili $x = \frac{2E_e}{m_\mu}$, $y = \frac{2E_\gamma}{m_\mu}$, $z = \pi - \theta_{e\gamma}$. Lo spettro in energia dei fotoni provenienti dal decadimento radiativo è mostrato in figura 1.11 [28].

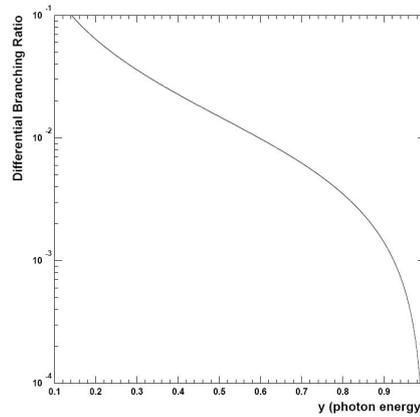


Figura 1.11: Spettro in energia dei fotoni provenienti dal decadimento radiativo $\mu \rightarrow e\nu_e\nu_\mu\gamma$ espresso in funzione della variabile $y = \frac{2E_\gamma}{m_\mu}$ [28].

Quando $x = 1$ ed $y = 1$ la larghezza differenziale di decadimento è nulla. In un esperimento reale tuttavia a causa della risoluzione finita del rivelatore è necessario definire delle finestre di ricerca del segnale in cui possono cadere eventi di fondo che limitano la sensibilità dell'esperimento. Per energie del positrone e del fotone molto vicine a metà della massa del muone, le variabili precedentemente definite possono essere sviluppate attorno ai valori $x \approx 1$, $y \approx 1$, $z \approx 0$. La probabilità che un evento di fondo simuli un evento di segnale può essere calcolata integrando il rapporto di decadimento all'interno della finestra di segnale determinata dalle risoluzioni sperimentali. Note le risoluzioni sperimentali Δx , Δy e Δz ed utilizzando per semplicità finestre gaussiane con probabilità del 90% di rivelare il segnale, le regioni di ricerca sono espresse da:

$$\begin{aligned}
 1 - \delta y &\leq y \leq 1 \\
 1 - \delta x &\leq x \leq 1 \\
 0 &\leq z \leq 2\sqrt{(1-x)(1-y)}
 \end{aligned}
 \tag{1.26}$$

dove $\delta x = 0.7 \cdot \Delta x$, $\delta y = 0.7 \cdot \Delta y$, $\delta z = 0.7 \cdot \Delta z$ sono le semi-larghezze delle finestre stesse. Se δz è piccolo rispetto ai vincoli cinematici imposti dallo spazio delle fasi, ovvero $\delta z \leq 2\sqrt{\delta x \delta y}$,

l'intervallo di integrazione sulla variabile z si riduce a $0 \leq z \leq \delta z$ [28]. Questa relazione è soddisfatta nel caso dell'esperimento MEG (cfr. Tabella 1.5); il risultato è mostrato in figura 1.12.

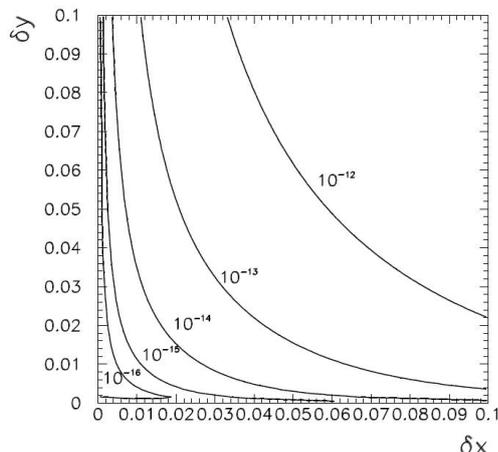


Figura 1.12: Frazione di decadimenti $\mu \rightarrow e\nu_e\nu_\mu\gamma$ che simulano un evento $\mu \rightarrow e\gamma$ in funzione delle risoluzioni nella misura dell'energia del positrone e del fotone [28].

Si può notare come per ottenere un fondo fisico $\lesssim 10^{-14}$ sia necessario disporre di un apparato sperimentale con risoluzioni in energia di $\approx 5\%$ sul fotone e $\approx 1\%$ sul positrone come previsto per MEG.

Fondo accidentale

Il fondo accidentale è dovuto a coincidenze casuali tra positroni e fotoni. Questi eventi si originano dall'osservazione, all'interno delle finestre di definizione del segnale, di un positrone ed un fotone provenienti da processi indipendenti. Nell'area sperimentale di MEG l'unica sorgente di positroni di alta energia è costituita dai decadimenti di Michel del μ stesso, il cui spettro è mostrato nella parte sinistra di figura 1.13. Diverso discorso meritano i fotoni di alta energia, dato che possono provenire da numerose sorgenti, fra cui in particolare:

1. decadimento radiativo del muone;
2. interazione di positroni nel rivelatore, loro annichilazione in volo o "bremsstrahlung".

L'intensità dei contributi elencati è proporzionale alla frequenza dei muoni che si arrestano sul bersaglio. Nella parte destra di figura 1.13 è mostrato il numero di fotoni (normalizzati al singolo decadimento) rivelati all'interno della finestra di analisi (ovvero con energia compresa tra l'energia di soglia per l'analisi E_{th} e $m_\mu/2$) per i diversi processi e per la somma di questi, ottenuto tramite una simulazione completa dell'apparato sperimentale (descritto nel prossimo capitolo). I maggiori contributi all'annichilazione in volo provengono dal bersaglio ($\approx 30 \div 40\%$) e dal materiale delle camere a deriva (gas di riempimento e supporti, $\approx 60 \div 70\%$).

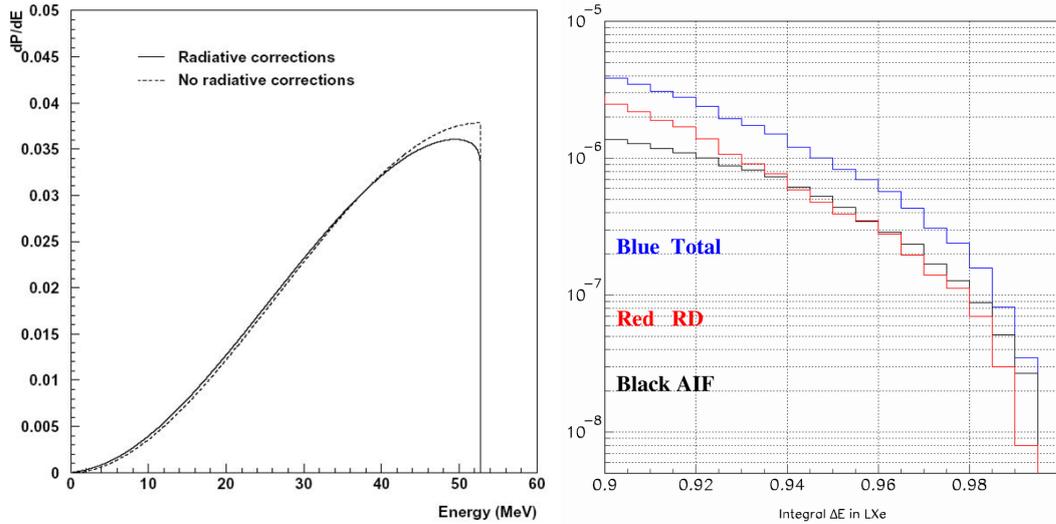


Figura 1.13: A sinistra: spettro in impulso del positrone derivante dal decadimento di Michel del μ . La curva tratteggiata è ottenuta trascurando le correzioni radiative, quella continua includendole. A destra: spettri integrali dei fotoni dal valore di soglia all’ “end-point” espressa in funzione della variabile $y = \frac{2E_\gamma}{m_\mu}$: la distribuzione rossa indica i fotoni da decadimento radiativo del muone, la distribuzione nera i fotoni prodotti dall’annichilazione di un positrone in volo, la distribuzione blu indica la somma delle due. Dalla figura si evince come fino ad energie di $\sim 50 \div 51$ MeV risulti dominante il decadimento radiativo, mentre per energie superiori domina l’annichilazione dei positroni.

Contributo del “pile-up” dei fotoni

Come sarà illustrato nel prossimo capitolo il calorimetro elettromagnetico ha una struttura omogenea; a causa di questa proprietà è possibile che due o più fotoni di bassa energia entranti nel volume sensibile siano ricostruiti come un singolo fotone di alta energia. La digitizzazione delle forme d’onda e la ricostruzione degli eventi aiuteranno a ridurre questa sorgente di fondo. Una stima preliminare [38] ha mostrato che il contributo al numero di eventi di fondo dovuto ai fotoni di “pile-up” che non sono distinguibili mediante l’analisi delle forme d’onda è $\sim 10 \div 15\%$.

1.4.3 La sensibilità sul singolo evento dell’esperimento MEG

Nel caso di esperimenti in cui il decadimento atteso non venga osservato è possibile definire la sensibilità sul singolo evento (SES) e porre un limite superiore sul BR con un certo livello di confidenza (tipicamente il 90%). La sensibilità sul singolo evento (SES) è definita come il BR in corrispondenza del quale il numero di decadimenti attesi durante un esperimento è uguale ad uno e si ottiene considerando la frequenza di arresto delle particelle sul bersaglio R_μ , l’accettanza angolare ($\Omega/4\pi$), il tempo vivo di misura T e le efficienze dell’esperimento.

Nel caso dell’esperimento MEG la SES è espressa dalla formula [38]:

$$SES_{MEG} = \frac{1}{R_\mu \cdot T \cdot (\Omega/4\pi)} \times \frac{1}{\epsilon_e \cdot \epsilon_\gamma \cdot \epsilon_{sel}} \quad (1.27)$$

dove ϵ_{sel} è l'efficienza nella selezione degli eventi e ϵ_e ed ϵ_γ sono le efficienze di rivelazione del positrone e del fotone rispettivamente. In figura 1.14 è riportato l'andamento della SES in funzione della frequenza di arresto dei muoni e del tempo di presa dati. In base alla relazione (1.27), utilizzando una frequenza di arresto per i muoni $R_\mu \approx 3 \times 10^7/s$, una durata dell'esperimento $T = 4 \times 10^7$ s, un'accettanza angolare $(\Omega/4\pi) = 9\%$, $\epsilon_{sel} = 0.7$, $\epsilon_e = 0.65$ ed $\epsilon_\gamma = 0.4$, la SES dell'esperimento MEG risulta pari a $\approx 5 \times 10^{-14}$.

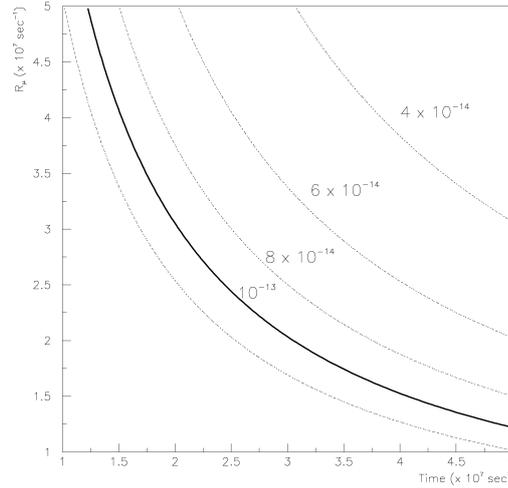


Figura 1.14: Andamento della sensibilità sul singolo evento in funzione della frequenza di arresto dei muoni e del tempo di durata dell'esperimento.

Utilizzando le risoluzioni indicate in tabella 1.5, il BR del fondo fisico risulta $\approx 4 \times 10^{-15}$. Il numero di eventi accidentali all'interno della finestra di selezione degli eventi è invece espresso dalla formula [39]:

$$N_{acc} = R_\mu \times \left(f_e^0 \frac{\Omega}{4\pi} \epsilon_e \right) \times R_\mu \times \left(f_\gamma^0 \frac{\Omega}{4\pi} \epsilon_\gamma \right) \times \left(\frac{\delta\omega_{e\gamma}}{\Omega} \right) \times (2\delta t_{e\gamma}) \times T \quad (1.28)$$

dove R_μ rappresenta l'intensità istantanea del fascio di muoni, f_e^0 e f_γ^0 le frazioni dello spettro di positrone e fotone con energia all'interno della finestra di segnale (che dipendono dalle risoluzioni energetiche δx , δy), $\delta t_{e\gamma}$ la risoluzione temporale, $\delta\omega_{e\gamma}$ la risoluzione nella misura dell'angolo relativo positrone-fotone, T il tempo di misura, ed ϵ_e , ϵ_γ le efficienze discusse precedentemente. Considerando le risoluzioni espresse in tabella 1.5 ed i risultati della simulazione del fondo γ accidentale mostrato in figura 1.13, il numero atteso di eventi accidentali risulta ≈ 1.2 in 4×10^7 s di tempo vivo. Il rapporto di decadimento equivalente per gli eventi di fondo accidentale è quindi 6.1×10^{-14} .

Si noti che il fondo accidentale dipende quadraticamente dall'intensità del fascio R_μ ($B_{acc} \propto R_\mu$), per cui non è conveniente utilizzare fasci troppo intensi, e quadraticamente dalla risoluzione in energia del fotone ed in angolo relativo positrone-fotone. È questo il motivo principale per cui l'esperimento MEG necessita di elevate prestazioni ed in particolare di quelle ottenibili con un calorimetro elettromagnetico di nuova concezione.

Per stimare la sensibilità dell'esperimento è indispensabile l'ausilio di tecniche statistiche, quali l'approccio di Feldman e Cousins [40]. La distribuzione del numero di eventi osservati



in un esperimento come MEG segue una distribuzione poissoniana, il cui valore medio μ è la quantità che si vuole misurare. Per il calcolo possiamo utilizzare i parametri definiti nel calcolo della SES, ipotizzando ad esempio, che non sia stato osservato alcun evento riconducibile ad un decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$. In base alle considerazioni effettuate nei paragrafi precedenti si può scrivere:

$$\mu = BR_{(\mu \rightarrow e\gamma)} \cdot R_\mu \cdot T \cdot \epsilon_e \cdot \epsilon_\gamma \cdot \epsilon_{sel} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \quad (1.29)$$

da cui è possibile ricavare μ . In base alle valutazioni dei fondi, è lecito attendersi circa 0.5 eventi di fondo in due anni di presa dati. Utilizzando l'approccio frequentista di Feldman e Cousins [40], nel caso di non osservazione del segnale è possibile stabilire un limite superiore:

$$BR_{(\mu \rightarrow e\gamma)} < 1.754 \times 10^{-13} \quad @ 90\% \text{ C.L.} \quad (1.30)$$

Utilizzando lo stesso schema di ragionamento, supponendo di osservare tre eventi in 2 anni di misura si può determinare la banda di confidenza (sempre al 90% di C.L.) per $BR_{(\mu \rightarrow e\gamma)}$:

$$3 \times 10^{-14} < BR_{(\mu \rightarrow e\gamma)} < 3.5 \times 10^{-13} \quad @ 90\% \text{ C.L.} \quad (1.31)$$

In figura 1.15 sono riportati gli intervalli al 90% di C.L. per la variabile μ in funzione del numero di eventi k rilevati durante l'esperimento, in presenza di 0.5 eventi di fondo.

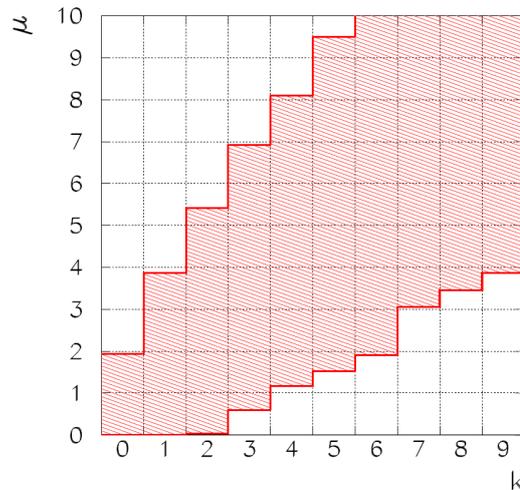


Figura 1.15: Intervalli al 90% di C.L. per la variabile μ in funzione del numero di eventi k rilevati durante l'esperimento, in presenza di 0.5 eventi di fondo.

1.4.4 Cenno alla strategia di analisi degli eventi: la “Likelihood Analysis”

L’analisi di “Likelihood” studia il livello di somiglianza tra la distribuzione sperimentale degli eventi e quella attesa teoricamente. Quando la somiglianza è alta è possibile ottenere un buon livello di confidenza sull’ipotesi teorica oggetto di studio.

Rispetto alla semplice “Box Analysis” (cioè il conteggio del numero di eventi attesi e misurati in una finestra di segnale) essa ha il vantaggio di tenere esplicitamente in conto la forma delle distribuzioni degli eventi di segnale e di fondo; si noti che per l’esperimento MEG possono essere misurati diversi spettri di fondo, in particolare per gli eventi accidentali, anche all’interno della finestra di segnale.

L’analisi di “Likelihood” utilizza il massimo dell’informazione a disposizione. L’obiettivo è sfruttare questa tecnica di analisi per determinare la sensibilità di MEG qualora venga misurato un numero di eventi di segnale e fondo compatibile con le previsioni. A tale scopo risulta di particolare interesse la determinazione della banda di confidenza corrispondente al caso di 0 eventi di segnale, noto come “null experiment”; la sensibilità dell’esperimento è infatti data, ad un certo livello di confidenza preassegnato, dall’estremo superiore di tale banda.

Definiamo α la frazione di eventi di segnale e β la frazione di eventi di decadimento radiativo; la frazione di eventi accidentali è conseguentemente $(1 - \alpha - \beta)$. Le variabili rilevanti per l’identificazione di eventi $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ sono $\{E_p, E_\gamma, \delta\theta_{e\gamma}, \delta t_{e\gamma}\}$; tali variabili, per l’evento j -esimo, vengono indicate genericamente con x_{ij} ($i = 1, 2, 3, 4$). Indichiamo inoltre con $S(x_{ij})$, $R(x_{ij})$ e $B(x_{ij})$ le pdf (“probability density functions”) rispettivamente del segnale, del decadimento radiativo e degli eventi accidentali. $S(x_{ij})$ non può ovviamente essere misurata, ma deve essere estratta da Montecarlo; $R(x_{ij})$ in linea di principio può essere misurata, ma poiché il contributo al fondo di questo tipo di eventi è piccolo, non è evidente che sia possibile identificarne un campione sufficiente per la misura. Invece il fondo accidentale, che è largamente dominante, può essere misurato tramite gli spettri in singola di positroni di Michel e fotoni, per cui $B(x_{ij})$ può essere ricavata sperimentalmente. La funzione di Likelihood per l’esperimento MEG può essere dunque scritta nella forma:

$$L = \prod_{j=1}^N (\alpha \cdot S(x_{ij}) + \beta \cdot R(x_{ij}) + (1 - \alpha - \beta) \cdot B(x_{ij})) \quad (1.32)$$

dove N è il numero totale di eventi nelle finestre di ricerca del segnale.

Uno studio preliminare delle possibilità offerte dall’analisi di likelihood è stato condotto con una simulazione Montecarlo; le pdf sono state estratte tramite la generazione di un campione di eventi Montecarlo e successivamente interpolate con opportune funzioni analitiche. La soglia in energia è stata scelta a 50 MeV per i positroni e a 40 MeV per i fotoni in modo da disporre di un campione ragionevole di eventi nella regione di interesse. Sono stati utilizzati 10000 eventi di segnale e altrettanti di decadimento radiativo, 10000 di positroni di Michel e altrettanti di fotoni di decadimento radiativo per ottenere un fondo accidentale dalla loro sovrapposizione (in questa simulazione non è stata tenuta in conto l’annichilazione in volo). La normalizzazione per i fondi correlato ed accidentale è stata basata sull’articolo di Kuno e Okada [28] ed è stata assunta un’efficienza globale del 25%.

Tutte le pdf sono state normalizzate a 1, combinate in base ai pesi relativi dei differenti tipi di eventi e rinormalizzate. Le pdf per le energie del positrone e del fotone sono mostrate in figura



1.16.

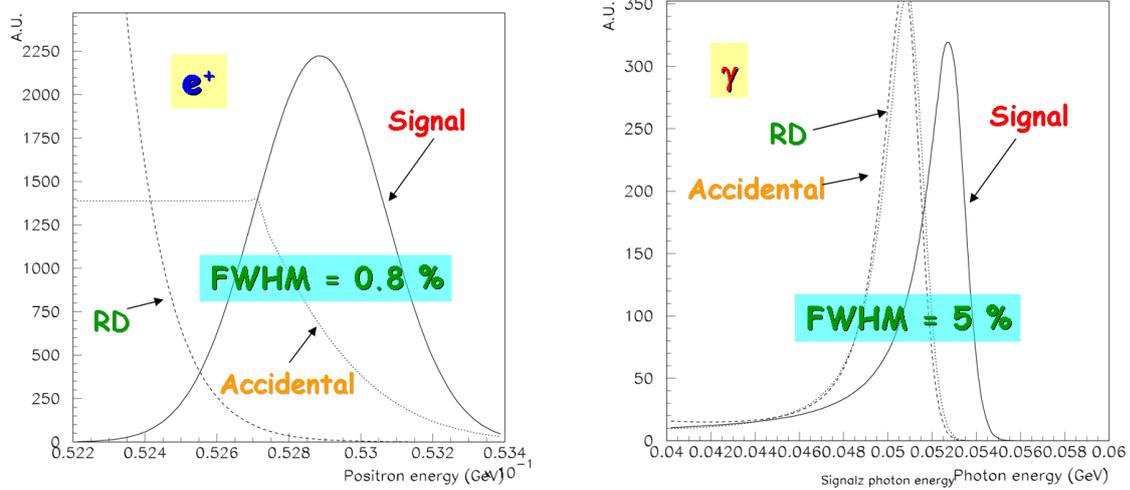


Figura 1.16: Pdf delle energie del positrone (a sinistra) e del fotone (a destra)

La differenza temporale positrone-fotone δt è stata assunta piatta per il fondo accidentale e gaussiana per il segnale e per il RD (in accordo con le previsioni Montecarlo), mentre la differenza angolare $\delta\theta$ è stata ricavata direttamente dal Montecarlo; le corrispondenti pdf sono mostrate in figura 1.17.

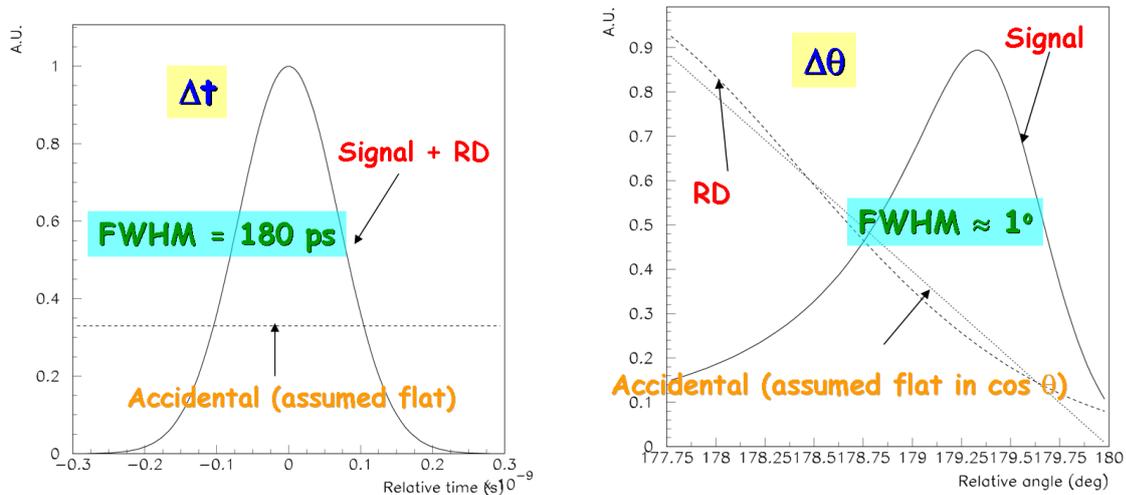


Figura 1.17: Pdf della differenza temporale (a sinistra) ed angolare (a destra) fra positrone e fotone

Partendo dalle pdf appena illustrate e fissando un valore del B.R. del segnale, è stata generata una serie di “esperimenti”, estraendo per ciascun esperimento un campione di eventi nella finestra di ricerca del segnale; gli eventi di segnale e fondo sono stati lasciati liberi di fluttuare indipendentemente, ciascuno secondo la propria statistica di Poisson. In questo modo è stato possibile costruire la banda di confidenza al 90% sul numero di eventi di segnale atteso in corrispondenza del B.R. prefissato; è stato poi verificato se la condizione di “null experiment”

risultava compresa all'interno di questa banda. Tale procedimento è stato ripetuto per diversi valori del B.R. del segnale. Senza entrare nei dettagli del calcolo (che esulano dagli scopi di questa tesi) riportiamo il risultato finale di questo studio preliminare: il limite superiore al 90 % di livello di confidenza sul rapporto di decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ottenibile da MEG in tre anni (3×10^7 sec di tempo vivo) di presa dati è intorno a 1.8×10^{-13} .



Capitolo 2

L'apparato sperimentale

Come precedentemente osservato, la segnatura del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ consiste nella produzione simultanea di un fotone e di un positrone aventi la stessa energia (pari a metà della massa del μ , ovvero ≈ 52.8 MeV) ed emessi con un angolo relativo di 180° . L'apparato sperimentale necessita quindi di un calorimetro elettromagnetico per la misura dell'energia, del tempo di emissione e della direzione del fotone e di un sistema di tracciatura per la misura del vettore impulso del positrone, accoppiato con un rivelatore a risposta rapida per la misura del tempo di emissione del positrone stesso.

Per la rivelazione del fotone è stato scelto un calorimetro a Xenon liquido (LXe) mentre per la tracciatura del positrone viene utilizzato uno spettrometro magnetico, chiamato COBRA, composto da una serie di camere a deriva immerse in un campo magnetico non uniforme; il tempo di volo del positrone viene infine misurato da un rivelatore a scintillazione chiamato "Timing Counter". Una rappresentazione schematica dell'apparato sperimentale è illustrata in figura 2.1

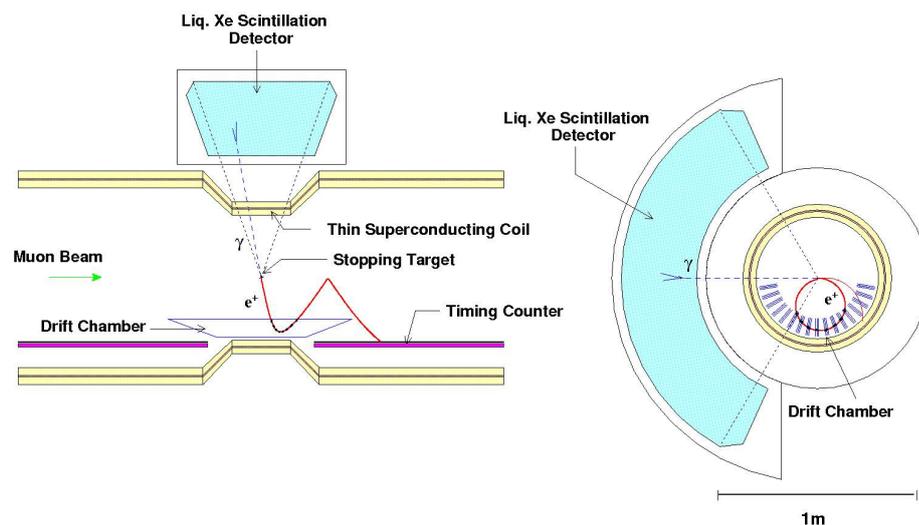


Figura 2.1: Rappresentazione schematica dell'apparato sperimentale.

Il rivelatore copre circa il 10% di tutto l'angolo solido attorno al bersaglio, sia per ragioni di ottimizzazione dei sottorivelatori che per ragioni economiche. Il sistema di riferimento carte-

siano dell'esperimento è una terna levogira con l'origine nel centro del bersaglio in cui vengono arrestati i muoni; l'asse z è orientato nella direzione del fascio, l'asse y è diretto verso l'alto e l'asse x punta nel verso opposto al calorimetro (il calorimetro è situato nel semispazio con $x < 0$).

Una vista tridimensionale dell'apparato (sistema di riferimento incluso) è mostrata in figura 2.2.

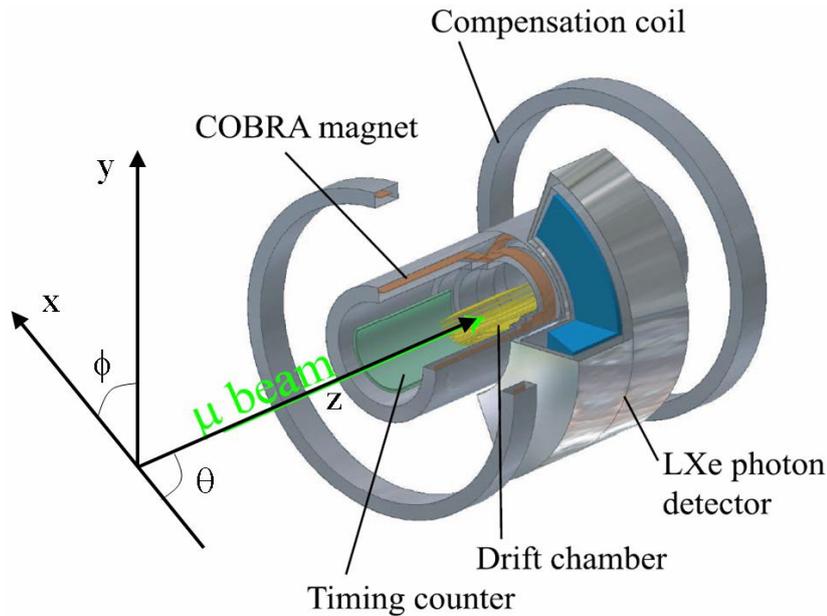


Figura 2.2: Rappresentazione tridimensionale dell'apparato sperimentale completa del sistema di riferimento cartesiano.

2.1 Fascio e Bersaglio

L'esperimento MEG utilizza come sorgente di muoni i prodotti secondari dell'acceleratore del Paul Scherrer Institut (PSI). Tale acceleratore produce un fascio primario di protoni di 590 MeV/c d'impulso, con intensità massima di $\sim 10^{16}$ protoni/sec, corrispondenti ad una corrente

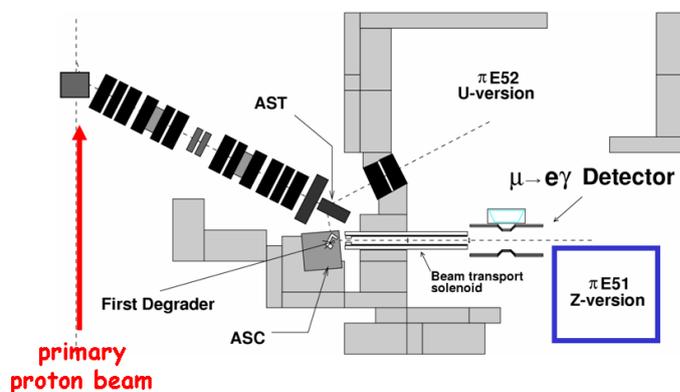


Figura 2.3: Schematizzazione della linea di fascio dell'esperimento.

di ~ 2 mA. L'interazione del fascio con un bersaglio di grafite ("E-target", spesso 4 cm) produce essenzialmente pioni, dato che l'energia disponibile è al di sotto della soglia di creazione dei mesoni K; i pioni negativi vengono rimossi dal fascio ed i π^+ rimanenti decadono quasi esclusivamente in muoni tramite la reazione $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. L'esperimento utilizza la linea di fascio π E5 che raccoglie i muoni prodotti dai decadimenti di π in quiete sulla superficie del bersaglio ("surface muons") aventi impulso pari a 29 MeV/c e totalmente polarizzati, ad un angolo di 175° rispetto alla direzione incidente del fascio primario di protoni. Uno schema dell'area sperimentale e della linea di fascio è mostrato in figura 2.3.

Le misure dei flussi di μ e π nella linea π E5 in funzione dell'impulso delle particelle sono presentati in figura 2.4; si noti che selezionando i "surface muons" viene ottimizzata la purezza dei μ^+ nel fascio rispetto ai π^+ . Le caratteristiche della linea di fascio sono riportate in tabella 2.1 [41].

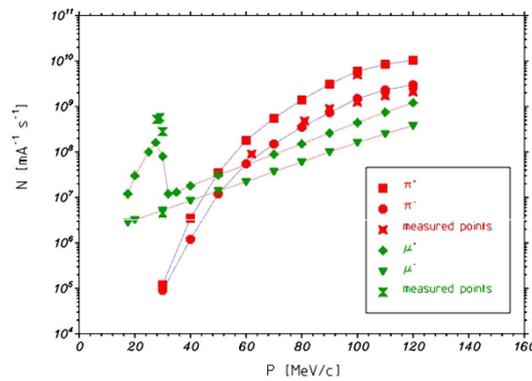


Figura 2.4: Flusso di muoni e pioni nella linea di fascio π E5 in funzione dell'impulso. Si noti che in corrispondenza dell'impulso dei "surface muons" (29 MeV/c) la contaminazione dei pioni è minima.

Lunghezza della linea di fascio	10.4 m
Intervallo in impulso	20 ÷ 120 MeV/c
Risoluzione in impulso	2%
Angolo solido	150 msr
Sezione del fascio (FWHM)	4×4 cm ²
Divergenza angolare orizzontale (FWHM)	15.3 cm·rad
Divergenza angolare verticale (FWHM)	3.6 cm·rad

Tabella 2.1: Proprietà della linea di fascio π E5.

Prima di incidere sul bersaglio dell'esperimento il fascio deve essere ripulito dal gran numero di positroni di fondo presenti (superiori di un fattore 10 rispetto ai muoni); è inoltre necessario ridurre l'impulso dei muoni in modo che possano essere arrestati sul sottile bersaglio dell'esperimento.

La rimozione dei positroni dal fascio è operata da una serie di elementi elettromagnetici inseriti tra la linea di fascio ed il magnete COBRA, come mostrato in figura 2.5.

In dettaglio tali elementi sono:

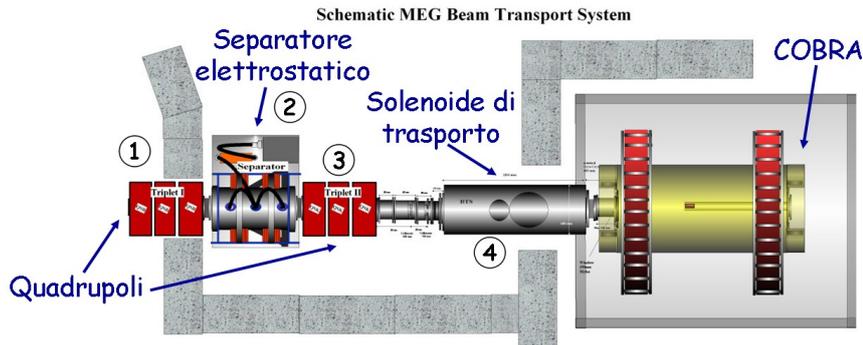


Figura 2.5: Schema della linea di trasporto dei muoni nell'area $\pi E5$

1. un tripletto di quadrupoli;
2. un separatore elettrostatico che opera come selettore di velocità e crea ad una distanza di circa 2 m dal bersaglio una separazione spaziale tra muoni ed elettroni pari a 11 cm, equivalente a 7σ (σ è l'incertezza combinata delle due distribuzioni in posizione, come mostrato in figura 2.6);
3. un secondo tripletto di quadrupoli inserito dietro al separatore per la rifocalizzazione del fascio;
4. un solenoide di trasporto (B.T.S., Beam Transport Solenoid) utilizzato come giunzione tra l'ultimo quadrupolo ed il magnete COBRA e contenente un degradatore dell'energia dei μ .

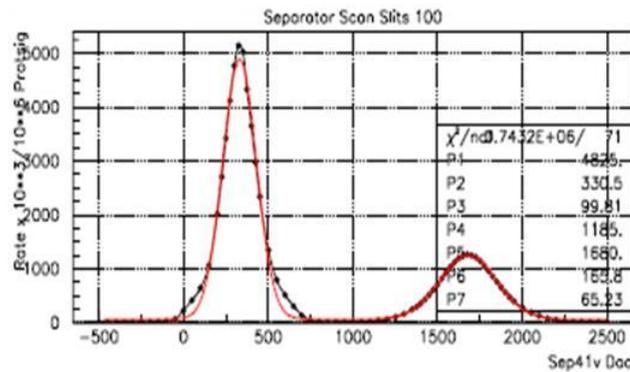


Figura 2.6: Fit a doppia gaussiana della separazione spaziale ottenuta grazie al separatore elettrostatico tra positroni (a sinistra) e muoni (a destra) in unità arbitrarie, misurata lungo la linea del fascio $\pi E5$ all'interno dell'area sperimentale.

Il materiale scelto per arrestare i muoni è il polietilene. Per arrestare completamente i "surface muons" sono necessari 1.1 mm di questo materiale: 200 μm sono posti nel degradatore all'interno del B.T.S. mentre i restanti costituiscono il bersaglio, che ha uno spessore di 205 μm , ma è ruotato di 12.5° rispetto alla direzione del fascio in modo da ottenere tramite l'inclinazione una lunghezza effettiva di $\sim 900 \mu\text{m}$. Il bersaglio è immerso in un'atmosfera di He (il

vuoto comporterebbe problemi di tipo meccanico) per minimizzare le interazioni dei positroni emessi nel decadimento, riducendo la possibilità di scattering multiplo.

In queste condizioni il fascio ha un'intensità massima prevista di $2.0 \times 10^8 \mu/\text{sec}$ e può essere focalizzato su un'ellisse di dimensioni $\sigma_x = 5.5 \text{ mm}$, $\sigma_y = 6.5 \text{ mm}$. Tuttavia, a causa dello scattering multiplo causato dal degradatore, dalla finestra a vuoto della linea di fascio e dall'atmosfera di elio le dimensioni trasverse del fascio risultano $\approx 12.5 \text{ mm}$ su entrambi gli assi.

2.2 Rivelazione del Positrone

La traccia del positrone viene misurata da un sistema di camere a deriva ed il suo tempo di volo da una matrice bidimensionale di scintillatori chiamata "Timing Counter" (TC).

2.2.1 Lo spettrometro magnetico

Il magnete COBRA

Il magnete dell'esperimento è chiamato COBRA (COstant Bending RADIUS) ed è costituito da cinque bobine superconduttrici, di tre raggi differenti, posizionate simmetricamente rispetto al bersaglio, come mostrato nella parte sinistra di figura 2.7; due bobine resistive sono posizionate vicino alle estremità del magnete per compensare il campo al di fuori della zona del tracciatore ed in particolare minimizzarlo nella regione del calorimetro, in modo da non alterare il funzionamento dei fotomoltiplicatori.

COBRA produce un campo magnetico non omogeneo a simmetria azimutale; in direzione longitudinale il campo ha un massimo pari a 1.28 T per $z = 0$ ed intensità decrescente per $|z|$ crescente, come illustrato nella parte destra di figura 2.7.

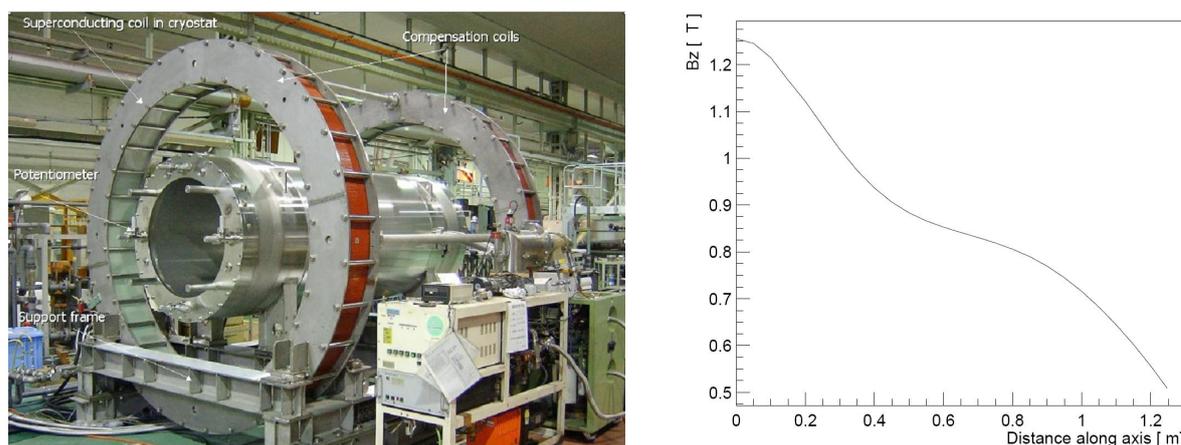


Figura 2.7: A sinistra: il magnete superconduttore COBRA. A destra: intensità del campo generato dal magnete sull'asse z .

Una tale configurazione di campo presenta un duplice vantaggio rispetto ad un campo uniforme:

- un positrone emesso con un angolo prossimo a 90° rispetto all'asse del campo magnetico viene rapidamente espulso dalla regione delle camere (figura 2.8a); al contrario in un cam-

po uniforme esso attraverserebbe più volte il tracciatore, aumentandone così l'occupazione ed il tempo morto (figura 2.9a).

- il gradiente del campo può essere scelto in modo che il raggio di curvatura della traiettoria del positrone dipenda quanto più possibile dal modulo dell'impulso (figura 2.8b) e non dalla sua componente trasversa, come nel caso di un campo uniforme (figura 2.9b).

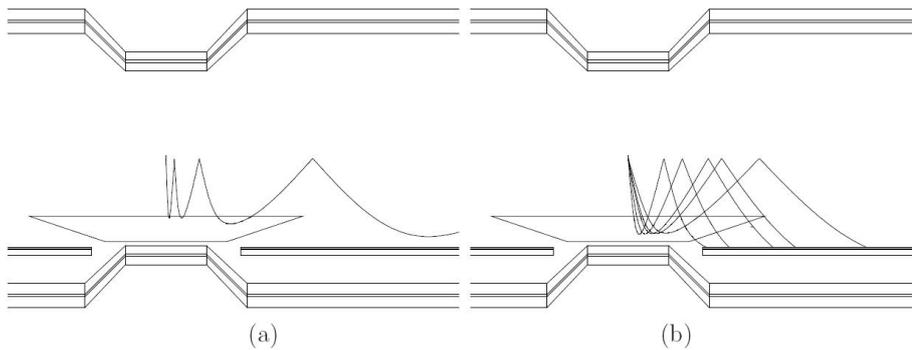


Figura 2.8: Vantaggi di un campo magnetico non omogeneo a simmetria assiale (piano visuale $r - z$): in (a) una particella emessa a 88° viene rapidamente estratta dalla zona occupata dalle camere; in (b) particelle monocromatiche di $52.8 \text{ MeV}/c$ con diversi angoli di emissione all'interno dell'accettazione angolare dell'esperimento hanno il primo punto di inversione che dipende quasi esclusivamente dal modulo dell'impulso e solo molto debolmente dalla direzione di partenza.

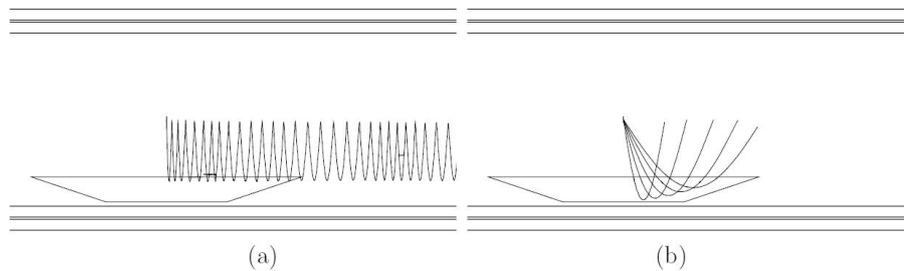


Figura 2.9: Traiettoria di positroni in un campo magnetico uniforme (piano visuale $r - z$): in (a) un positrone emesso con un angolo di 88° rispetto alla direzione del campo attraversa ripetutamente il sistema di tracciatura; in (b) positroni con impulso di $52.8 \text{ MeV}/c$ e diversi angoli di emissione hanno punti di inversione della traiettoria dipendenti dall'angolo di emissione.

Come già accennato, il campo magnetico potrebbe alterare il funzionamento dei fototubi del calorimetro, per cui è necessaria la compensazione operata dalle bobine resistive. Consideriamo infatti la figura 2.10: nella parte sinistra è mostrato come un campo con una componente di 150 Gauss parallela all'asse dei dinodi (y) o di 50 Gauss nel piano (x, z), perpendicolare ad esso, possa dimezzare l'ampiezza del segnale in uscita dai fotomoltiplicatori. L'introduzione delle bobine di compensazione risolve questo problema limitando il campo nella regione del calorimetro a valori inferiori a 50 Gauss , come mostrato nella parte destra di figura 2.10.

Il campo magnetico di COBRA è stato mappato in oltre 25000 punti con una sonda di Hall unidimensionale. Il profilo misurato del campo è risultato in accordo entro $\sigma = 0.2\%$ rispetto al calcolo teorico nell'intero volume. È stata inoltre verificata la stabilità del campo durante una settimana di funzionamento continuato, misurando variazioni inferiori a 20 ppm.

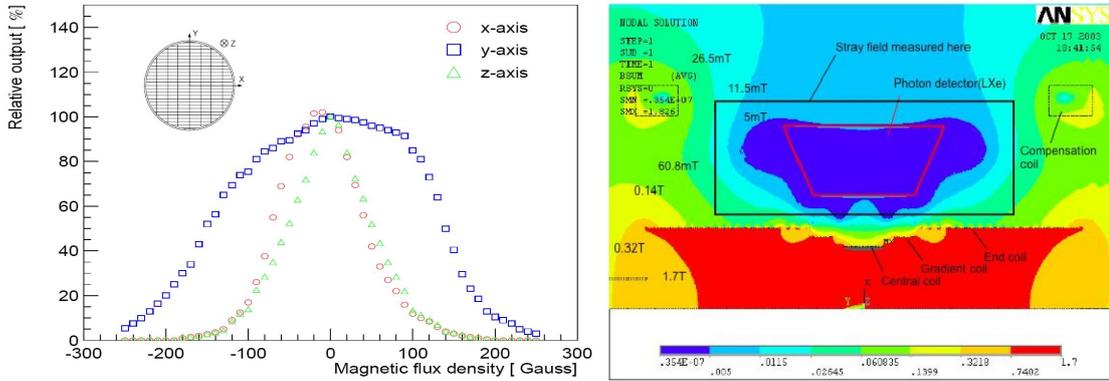


Figura 2.10: A sinistra: risposta dei fotomoltiplicatori al variare dell'intensità e della direzione del campo magnetico a cui sono soggetti; l'asse dei dinodi è parallelo all'asse y . A destra: campo magnetico residuo nella regione occupata dal calorimetro.

Le camere a deriva

La misura dell'impulso del positrone viene effettuata attraverso 16 settori circolari di camere a deriva trapezoidali, posizionate radialmente ad intervalli angolari $\Delta\phi = 10.5^\circ$; ognuna di esse è formata da due camere a fili, sfalsate di metà della distanza tra due fili consecutivi in modo da risolvere l'ambiguità destra-sinistra (figura 2.11). L'area sensibile è posta nell'intervallo $19.3 \text{ cm} < r < 27 \text{ cm}$ con $|z| < 50 \text{ cm}$ per il raggio interno e $|z| < 21.9 \text{ cm}$ per il raggio esterno. La distanza tra le camere ed il bersaglio dei μ riduce l'affollamento delle camere, impedendo ai positroni di Michel di basso impulso di raggiungere il sistema di tracciatura. La copertura angolare di questa geometria è $|\cos\theta| < 0.35$, $-60^\circ < \phi < 60^\circ$ per positroni da 52.8 MeV/c. Il volume delle camere è riempito con una miscela di gas 50:50 di He e C_2H_6 , scelta per ottenere un buon compromesso tra perdita di energia per ionizzazione ($\approx 65 \text{ e}^-/\text{cm}$ al minimo di ionizzazione) e diffusione coulombiana multipla degli elettroni ($X_0 \simeq 650 \text{ m}$).

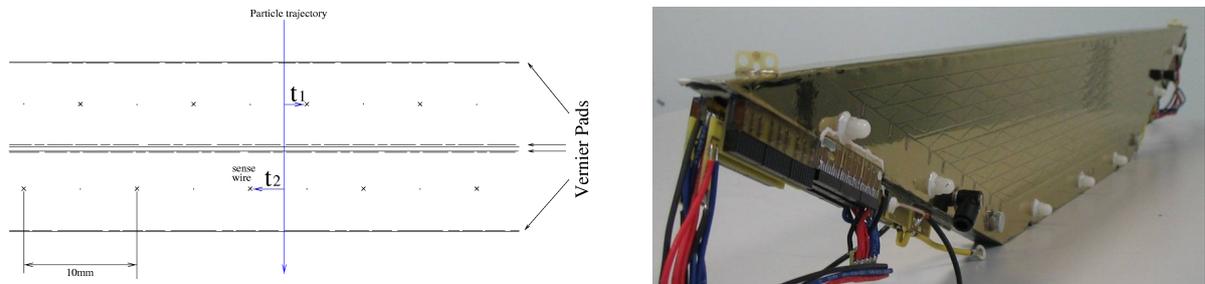


Figura 2.11: A sinistra: sezione di una camera a deriva, consistente in due strati di camere a fili sfalsate. A destra: profilo di una camera a deriva.

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

Una stima preliminare della coordinata z si può estrarre dal rapporto delle cariche che raggiungono le estremità dei fili, con una risoluzione $\sigma \approx 1$ cm. Per ottenere una migliore risoluzione (necessaria per raggiungere la precisione richiesta nella misura dell'impulso del positrone) vengono utilizzati dei "Vernier pads" composti da sottili strati di alluminio depositati sui fogli catodici, che consentono di misurare z con una precisione di circa $300 \mu\text{m}$ [42].

Le risoluzioni attese per l'apparato di tracciatura sono state studiate attraverso una simulazione basata su GEANT 3.21. I risultati della simulazione sono stati analizzati per determinare le prestazioni di diversi metodi per la ricostruzione di tracce di positroni da 52.8 MeV , ottenendo una risoluzione $\Delta p/p = 0.9\%$ in impulso e $\Delta\theta = 12 \text{ mrad}$ (entrambe FWHM) per l'angolo di emissione. Il vertice del decadimento del μ sul bersaglio può essere ricostruito con una risoluzione di 2.5 mm FWHM sulle coordinate trasverse al fascio.

Le risoluzioni sperimentali (FWHM) del sistema di tracciatura sono state misurate durante il RUN2007; i risultati ottenuti sono, rispettivamente, $600 \mu\text{m}$ nella misura della coordinata z e $250 \mu\text{m}$ nella misura della coordinata $r\phi$ all'interno delle camere, $\Delta p/p = 1.95\%$ nella misura dell'impulso del positrone a 52.8 MeV e 15 mrad per l'angolo nell'istante di emissione, 2.5 mm sulla ricostruzione delle coordinate trasverse (rispetto all'asse del fascio) del vertice.

La discrepanza tra i valori di risoluzione attesi e misurati è dovuta principalmente ad un problema di tipo meccanico riscontrato nel RUN2007: in una frazione rilevante di camere a deriva il particolare tipo di colla utilizzato per un contatto del cavo di alta tensione non garantiva l'isolamento necessario; per ovviare a questo inconveniente è stato necessario portare queste camere a tensioni più basse di quelle nominali, con conseguente deterioramento delle prestazioni nella ricostruzione dei singoli hit e perdita dell'efficienza di ricostruzione delle tracce.

2.2.2 Il "Timing Counter"

La misura del tempo di volo dei positroni è effettuata dal "Timing Counter" (TC), mostrato in figura 2.12.

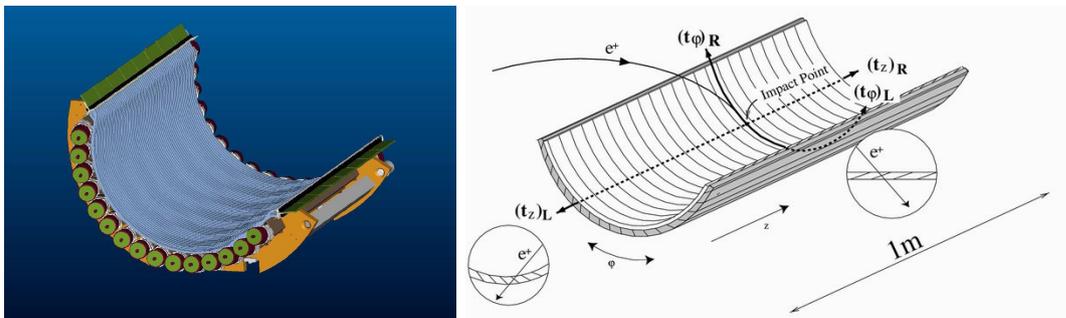


Figura 2.12: Visione 3D (a sinistra) e illustrazione schematica (a destra) del Timing Counter.

Il rivelatore è costituito da due sezioni identiche a forma di settore cilindrico, disposte simmetricamente lungo l'asse z rispetto alla posizione del bersaglio. La geometria nominale dell'apparato è tale da garantire una distanza costante di 29.5 cm dall'asse del fascio ed un intervallo di copertura di 145° in ϕ e $28.99 \text{ cm} \leq |z| \leq 108.61 \text{ cm}$. Ciascuna sezione presenta due strati: quello inferiore è composto da 15 barre di scintillatore plastico a sezione quadrata ($l = 4 \text{ cm}$) lunghe 79.62 cm, allineate lungo l'asse z , quello superiore da 256 fibre scintillanti di sezione quadrata ($l = 0.5 \text{ cm}$), disposte lungo ϕ . Ogni barra è letta agli estremi da due fotomoltiplicatori (in inglese “photomultiplier”, PMT), ottimizzati per poter operare in condizioni di elevato campo magnetico; come per il calorimetro l'orientazione dei PMT rispetto alla direzione di \vec{B} è tale da minimizzare la dispersione del tempo di transito nella catena dinodica indotta dal campo (cfr. parte sinistra di figura 2.13). Le fibre sono lette da una matrice di fotodiodi a valanga (“avalanche photodiodes”, APD, scelti per la loro scarsa sensibilità al campo magnetico). Le dimensioni degli scintillatori sono state scelte in modo che il positrone rilasci in media $\sim 6 \text{ MeV}$ di energia (picco della distribuzione di Landau), che garantisce un rapporto segnale/rumore tale da raggiungere le risoluzioni volute. Per proteggere i PMT dall'atmosfera di He presente all'interno dello spettrometro il TC è ricoperto da un involucro di materiale plastico contenente azoto.

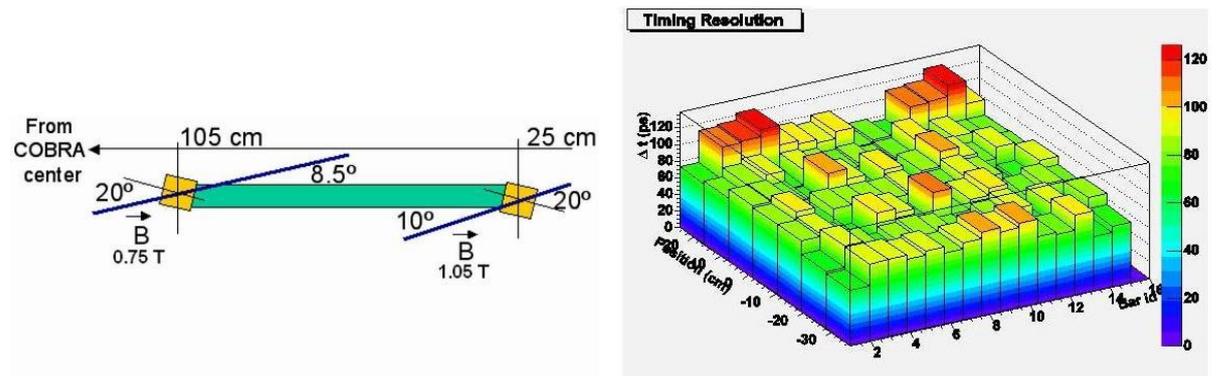


Figura 2.13: A sinistra: schema di una barra del TC con relativi PMT di lettura. A destra: risoluzione temporale del Timing Counter in funzione del punto di incidenza sulla barra, in configurazione di singola barra.

Grazie al gradiente del campo magnetico i positroni emessi con $|\cos\theta| < 0.35$ incidono sul TC dopo aver completato circa 1.5 giri nel piano $r - \phi$. Il punto di impatto viene ricostruito utilizzando sia il rapporto tra i segnali letti ai capi delle barre dai PMT sia (con precisione più elevata) l'informazione raccolta dalle fibre. L'incertezza nella ricostruzione della coordinata spaziale è di circa 1 cm in z e 3 cm in $r\phi$ e l'informazione sulla posizione ricostruita dallo strato esterno del TC viene utilizzata come segnale rapido per il trigger. Il tempo di arrivo viene misurato pesando i tempi di arrivo dei fotoelettroni sui PMT con la carica raccolta. Nella parte destra di figura 2.13 è mostrata la risoluzione temporale in funzione del punto di impatto del positrone sulla barra (in configurazione di singola barra), misurata in test dedicati [43]. È bene sottolineare che tali misure evidenziano un comportamento ragionevolmente uniforme, con un valore medio di 95 ps ed un'incertezza $\sigma = 2 \text{ ps}$; la media delle misure risulta quindi migliore di quanto richiesto nella proposta.

2.3 Rivelazione del fotone: il calorimetro a Xenon Liquido

Per la rivelazione del fotone l'esperimento MEG ha adottato una tecnica calorimetrica innovativa basata sulla scintillazione dello Xenon liquido (LXe) [44], elemento in grado di combinare un'efficiente resa in luce (confrontabile con quella dei cristalli inorganici) con un'elevata velocità di risposta; ciò consentirà di misurare con la precisione richiesta il quadrimpulso del fotone ed il suo tempo di emissione. Non è invece prevista la raccolta della carica di ionizzazione, per una più rapida rivelazione dei fotoni e per motivi di complessità costruttiva dell'elettronica. Uno schema del calorimetro è mostrato in figura 2.14.

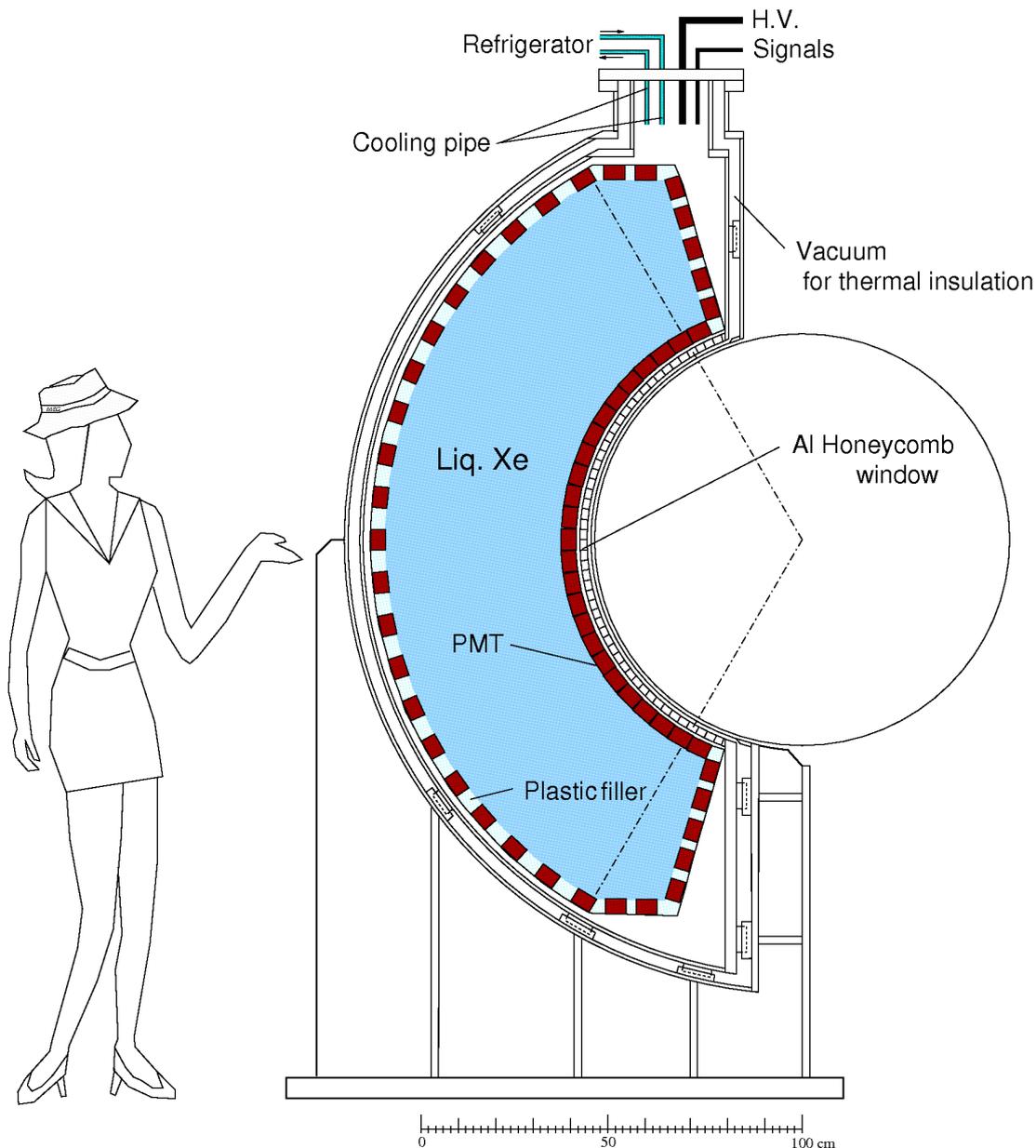


Figura 2.14: Schema del calorimetro.

2.3.1 Proprietà dello Xenon come mezzo scintillante

Lo Xenon, gas nobile raro, presenta una temperatura di ebollizione pari a 165 °K alla pressione di 1 atm (più elevata rispetto a 119.93 °K del Kr o 87.3 °K del Ar), alto numero atomico ($Z = 54$) ed alta densità in fase liquida ($\rho = 2.95 \text{ g/cm}^3$). In virtù del valore elevato di ρ e Z , la lunghezza di radiazione risulta piuttosto piccola ($X_0 = 2.77 \text{ cm}$), il che consente la realizzazione di un calorimetro di dimensioni compatte.

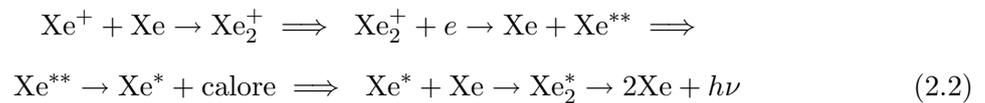
Lo Xenon liquido, come mezzo scintillatore, ha le seguenti caratteristiche:

- grande resa in luce di scintillazione (circa 40000 fotoni/MeV), confrontabile con quella dello NaI, che garantisce un'ottima risoluzione in energia;
- elevata trasparenza alla propria luce di scintillazione;
- brevi costanti di decadimento dei processi di scintillazione (4.2 ns, 22 ns, 45 ns);
- elevata omogeneità, che lo rendono preferibile ai cristalli nella realizzazione di un calorimetro con la geometria a C (necessaria per ottenere l'ingresso dei fotoni con direzione perpendicolare alla superficie).

Lo spettro di emissione della luce di scintillazione ha una forma approssimativamente gaussiana, con il massimo a 178 nm nel profondo ultravioletto (Vacuum Ultra-Violet, VUV) e larghezza FWHM = 14 nm. Il meccanismo di scintillazione coinvolge sia atomi eccitati (Xe^*) che ioni (Xe^+) e può essere schematizzato come segue:



oppure



L'assenza dello stato fondamentale Xe_2 (essendo un gas nobile esiste solo in forma atomica e non molecolare) garantisce un'elevata trasparenza dello Xenon alla propria luce di scintillazione in quanto la reazione $h\nu + \text{Xe}_2 \rightarrow \text{Xe}_2^*$ non può avvenire. Tuttavia la presenza di impurità, anche in concentrazioni molto piccole, può indurre un'attenuazione della luce tale da compromettere l'uniformità di risposta del calorimetro, con importanti conseguenze sulla risoluzione in energia [44,45]. In particolare le molecole di ossigeno (O_2) e di vapore acqueo (H_2O) presentano spettri di assorbimento attorno alla lunghezza d'onda di emissione dello Xe, come mostrato in figura 2.15; in figura 2.16 è invece riportata la lunghezza di assorbimento dello Xenon in funzione della lunghezza d'onda, in presenza di impurezze con concentrazione di 1 ppm [46]. È stato calcolato che la contaminazione da parte di tali molecole deve essere mantenuta al di sotto di qualche decina di parti per miliardo (ppb) per non avere un significativo peggioramento delle prestazioni del calorimetro [47]; a tal proposito è stato progettato un sistema di purificazione dello Xe che, attraverso il ricircolo in fase gassosa consente di ridurre le impurità fino ad un valore al di sotto della soglia richiesta. La lunghezza di assorbimento del calorimetro verrà inoltre monitorata costantemente durante la presa dati. Le principali caratteristiche dello Xenon come mezzo scintillante sono riportate in tabella 2.2.

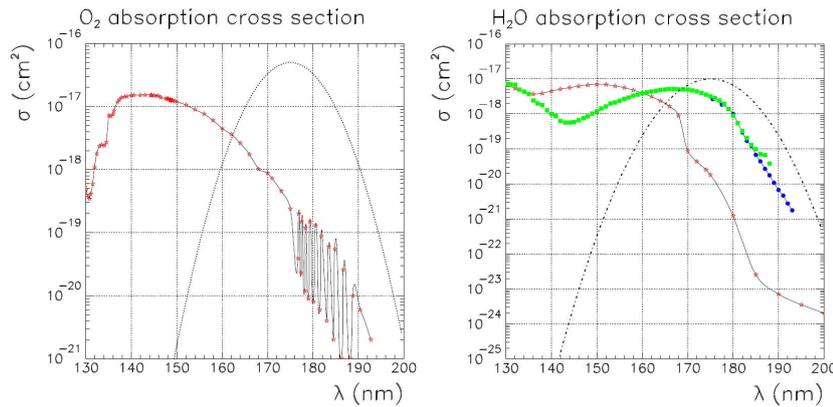


Figura 2.15: Sezione d'urto di assorbimento per O_2 (sinistra) ed H_2O (destra) in fase liquida (rosso) e vapore (verde) in funzione della lunghezza d'onda della radiazione; in entrambi i casi è sovrapposto lo spettro di emissione del LXe (blu); le unità in ordinata sono in cm^2 .

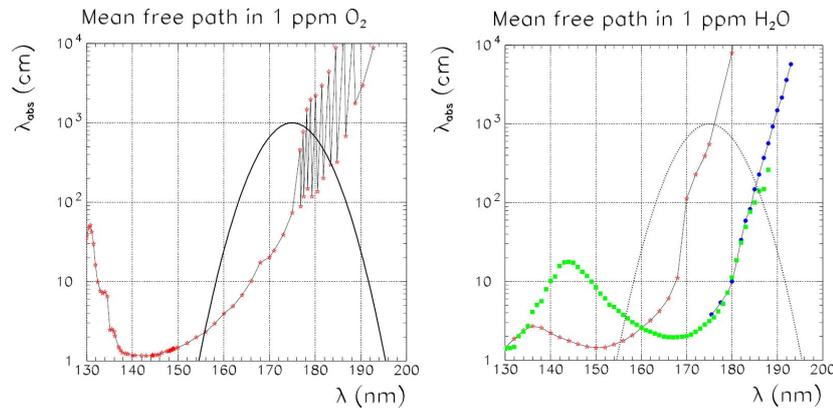


Figura 2.16: Lunghezza di assorbimento λ_{abs} dello Xe liquido contaminato con 1 ppm di O_2 (sinistra) o dello Xenon contaminato con 1 ppm di H_2O (destra) in fase liquida (rosso) e vapore (verde e blu); in entrambi i casi è sovrapposto lo spettro di emissione del LXe (blu); le unità in ordinata sono in cm.

2.3.2 Struttura, geometria e prestazioni del rivelatore

Lo schema mostrato in figura 2.14 mostra come il progetto del calorimetro rispetti la simmetria cilindrica dell'apparato, in modo che i fotoni prodotti nel bersaglio incidano quasi perpendicolarmente sulla sua superficie interna. La struttura del rivelatore è realizzata in acciaio ed alluminio, ad eccezione della faccia interna su cui incidono i fotoni, che è realizzata in materiale plastico per minimizzare la probabilità di conversione durante l'attraversamento. La copertura angolare è pari a circa il 10% dell'angolo solido, ed è definita da $|\cos\theta| < 0.35$ e $120^\circ < \phi < 240^\circ$. Il raggio interno misura 67.5 cm, quello esterno 112 cm; il volume sensibile, pari a $0.8 m^3$, è letto da una matrice di 846 fototubi Hamamatsu mod. R9869 [48], sensibili alla luce ultravioletta e sviluppati appositamente per operare a temperature criogeniche in presenza di campo magnetico. La densità fotocatodica media è pari al 30% ed è massima sulla faccia d'ingresso in quanto i fotoni in media interagiscono e rilasciano gran parte della loro energia dopo aver

attraversato pochi cm di Xenon liquido. La liquefazione ed il raffreddamento dello Xenon sono ottenuti tramite un criogeneratore ad azoto liquido. Dall'angolo solido fiduciale viene esclusa la zona delimitata da $|\cos\theta| < 0.08$ poichè per tale angolo di emissione il positrone non arriva sul Timing Counter.

Le risoluzioni FWHM attese per fotoni da 52.8 MeV sono $\Delta t = 150$ ps per la ricostruzione temporale, $\Delta\theta = 15$ mrad per l'incertezza angolare, $\Delta E_\gamma/E_\gamma = 4\div 5\%$ per quella in energia [49]. Le operazioni di Calibrazione e Monitoraggio del calorimetro, nonchè le misure sperimentali delle risoluzioni del calorimetro saranno discusse in dettaglio nei capitoli successivi.

2.3.3 Il “Large Prototype”

Per comprendere in maniera più approfondita le proprietà dello Xenon liquido e sfruttarne le potenzialità è stato costruito un prototipo del calorimetro finale, chiamato “Large Prototype” (LP), di dimensioni $40 \times 40 \times 50$ cm³ ed equipaggiato con 264 PMT. Un disegno del LP è mostrato in figura 2.17.

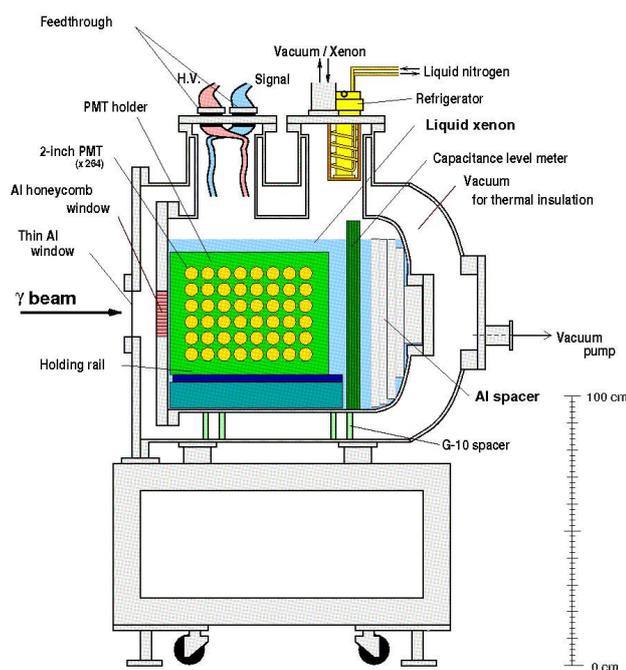


Figura 2.17: Illustrazione schematica del “Large Prototype”.

Il prototipo è stato costruito per ottenere informazioni utili sui materiali di cui è costituito il calorimetro finale, per studiare le proprietà fisiche e chimiche dello Xenon liquido, per collaudare le tecniche di ricostruzione degli eventi e per misurare la risoluzione del calorimetro. Esso ha consentito di studiare la calibrazione dei PMT a basse temperature ed ha fornito preziose informazioni sulla risposta del rivelatore a particelle α , raggi cosmici, fotoni di decine di MeV di energia etc. È stato inoltre utilizzato durante due “beam test” (ottobre 2003, ottobre 2004) per la misura delle risoluzioni [47, 50]; i valori ottenuti sono risultati di poco superiori a quelli

richiesti per il calorimetro finale: $\Delta x \times \Delta y = 8 \text{ mm}^2$, $\Delta t = 140 \text{ ps}$, $\Delta E/E = 5\%$. Si noti che $\approx 50\%$ dei PMT utilizzati nel Large Prototype erano di una serie precedente a quella prevista per il calorimetro finale, con efficienza quantica minore ($\approx 5\%$ contro il $\approx 16\%$ della nuova serie).

Parametro	Descrizione	Valore & Unità	Condizioni
Z	Numero Atomico	54	-
A	Numero di Massa	131.29 u.m.a.	-
T_b	Punto di liquefazione	165.1 °K	1 atm
T_m	Punto di fusione	161.4 °K	1 atm
ρ_{liq}	Densità	2.95 g/cm ³	165.35 °K
T_c, P_c	Punto Critico	289.7 °K, 58.4 bar	-
T_3, P_3	Punto Triplo	161.3 °K, 0.816 bar	-
X_0	Lunghezza di radiazione	2.77 cm	Xe liquido
-(dE/dx)	Perdita di Energia	1.255 MeV cm ² /g	-
n	Indice di rifrazione	1.6 ÷ 1.72	Xe liquido, $\lambda=178 \text{ nm}$
W_{ph}	Energia per γ di scintillazione	(23.7 ± 2.4) eV (19.6 ± 2.0) eV	per elettroni per particelle α
τ_s	Costante di decadimento di singoletto	22 ns	particelle α
τ_t	Costante di decadimento di tripletto	4.2 ns	particelle α
τ_r	Costante di decadimento di ricombinazione	45 ns	elettroni, γ
λ_{scint}	Picco di emissione luce di scintillazione	178 nm	-
-	Larghezza Spettrale FWHM	$\sim 14 \text{ nm}$	-
λ_{ass}	Lunghezza assorbim. luce di scintillaz.	> 100 cm	-
λ_R	Lunghezza di diffusione Rayleigh	$\approx 45 \text{ cm}$	$\lambda = 178 \text{ nm}$
σ_{th}	Sezione d'urto totale per neutroni termici	(23.9 ± 1.2) barn	Composizione naturale

Tabella 2.2: Caratteristiche principali dello Xenon liquido

2.4 Il sistema di trigger

Il sistema di trigger dell'esperimento MEG utilizza i segnali provenienti dai fototubi del calorimetro e del Timing Counter per la selezione degli eventi; le informazioni delle camere a deriva non vengono utilizzate a causa del lungo tempo di integrazione ($\sim 0.5 \mu\text{s}$) necessario per la formazione del segnale. Il sistema si basa sull'impiego di schede elettroniche in standard VME su cui sono installati FADC (Flash Analog to Digital Converters) per il campionamento del segnale e FPGA (Field Programmable Gate Arrays) per l'analisi delle informazioni digitalizzate, che vengono registrate su memoria SRAM ("Static Random Access Memory", un tipo di RAM molto veloce e con bassa dissipazione, che consente di mantenere le informazioni per un tempo molto lungo). Lo schema della catena elettronica è illustrato in figura 2.18.

Il sistema ha una struttura ad albero organizzata su tre livelli con due tipi differenti di schede, come illustrato in figura 2.19. Il primo livello è costituito da schede denominate "Tipo1". Una scheda di Tipo1 riceve e digitizza i segnali analogici dei fototubi, esegue in tempo reale alcuni algoritmi preliminari di ricostruzione, sottrae il piedistallo (calcolato come media di campionamenti precedenti alla forma d'onda) ed applica un filtro passa basso per la riduzione del fenomeno di "aliasing"¹ indotto dalle alte frequenze. In seguito l'informazione viene passata ai

¹L'aliasing è il fenomeno per cui due segnali analogici diversi possono diventare indistinguibili una volta campionati. Il teorema del campionamento di Nyquist-Shannon afferma che, in generale, la frequenza di campionamento deve essere almeno il doppio della frequenza della componente armonica a frequenza più alta che si

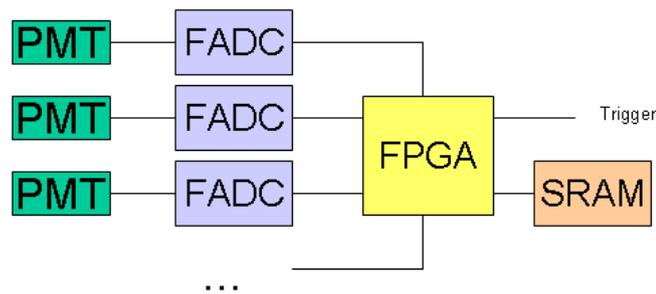


Figura 2.18: Schema di funzionamento dell'elettronica del trigger.

livelli successivi costituiti da schede differenti, chiamate “Tipo2”, nelle quali vengono compilate le procedure di ricostruzione e generato il segnale di trigger. Il sistema di trigger funziona in maniera sincrona tramite un segnale di clock a 100 MHz distribuito a tutte le schede Tipo1 e Tipo2 da schede denominate “Ancillary”. Un quarto tipo di scheda, chiamata Tipo3 e non utilizzato per la generazione del segnale di trigger, è stato disegnato per fornire all’esperimento un sistema ausiliario di digitizzazione dei fototubi del calorimetro delle facce laterali (con “laterale” si intende qualsiasi faccia eccetto quella di ingresso dei fotoni).

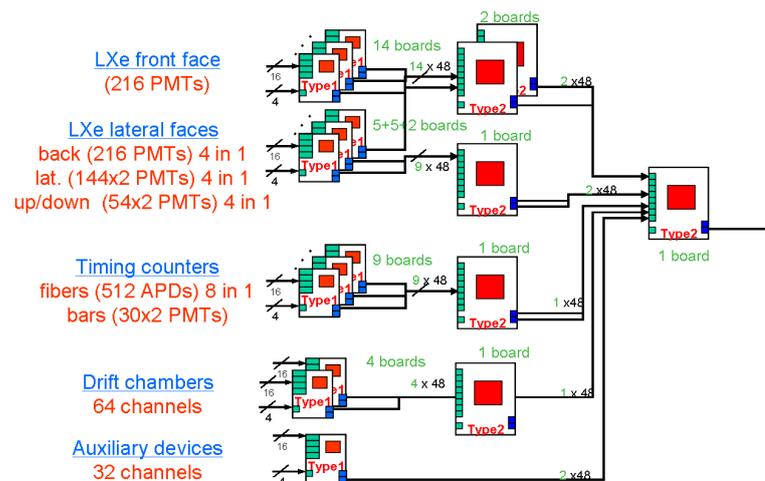


Figura 2.19: Schema di funzionamento del trigger.

Il sistema di trigger dell’esperimento MEG è molto versatile e può essere programmato per ottenere fino a 32 differenti combinazioni dei segnali. Oltre al trigger $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ sono stati infatti implementati numerosi trigger per le operazioni di calibrazione e monitoraggio dell’apparato e per la misura dei fondi dell’esperimento (decadimento radiativo, positroni di Michel, fotoni singoli etc.).

Le variabili di interesse per la generazione del segnale di trigger $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ sono:

- energia del fotone;
- direzione di ingresso del fotone nel calorimetro;

vuole campionare.

- punto di impatto del positrone sul Timing Counter;
- correlazione temporale $e^+ - \gamma$;
- correlazione spaziale $e^+ - \gamma$;

L'energia dei fotoni viene determinata sommando la luce raccolta da tutti i PMT del calorimetro, mentre una ricostruzione approssimata della direzione di volo è ottenuta dalla posizione del PMT che raccoglie più luce sulla faccia d'ingresso: tramite simulazione Montecarlo è stato valutato che tale ricostruzione approssimata è contenuta entro i 3.5° dalla reale direzione di volo, con un'efficienza maggiore del 99%; il fronte di salita dello stesso fototubo fornisce infine una stima del tempo di prima interazione del fotone. Il tempo di arrivo del positrone è fornito dal Timing Counter, mentre la direzione di emissione viene approssimativamente determinata dal punto di impatto sul Timing Counter: grazie all'emissione a 180° delle due particelle ed al campo magnetico vi è infatti una corrispondenza tra la direzione del fotone ed una regione specifica del Timing Counter che viene determinata tramite una simulazione Montecarlo ed inserita nel database in una "lookup table". Utilizzando la correlazione angolare è possibile ottenere un'ulteriore fattore ~ 5 nella reiezione degli eventi di fondo. In figura 2.20 sono mostrate la logica del trigger $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ ed il tempo di latenza del sistema di trigger durante le varie fasi di elaborazione del segnale logico; il tempo di latenza totale è ≈ 350 ns.

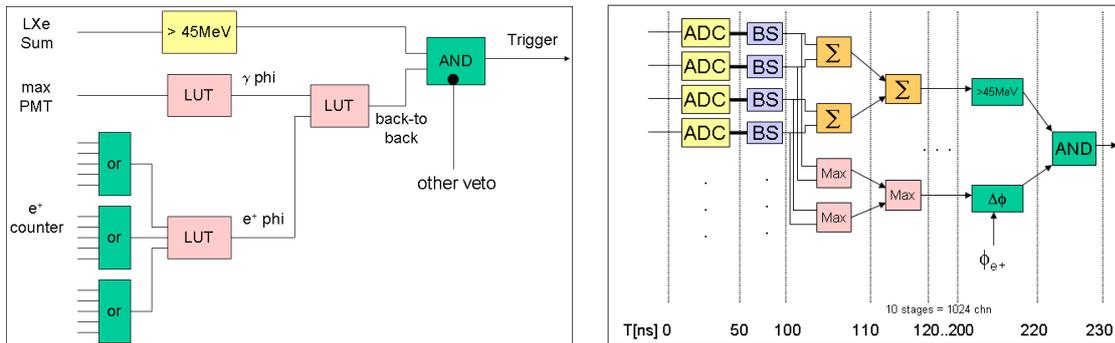


Figura 2.20: Sinistra: schema di funzionamento della logica del trigger $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$. Destra: tempo di latenza del trigger durante le varie fasi.

La frequenza di eventi attesi che superano le condizioni di trigger può essere valutata nel modo seguente:

- Assumiamo una frequenza di arresto dei muoni nel bersaglio pari a $R_\mu \approx 3 \cdot 10^7$ Hz.
- Il calorimetro ha un'accettanza geometrica nell'intervallo di interesse del 10%, per cui la frequenza scende a $R_f \approx 3 \cdot 10^6$ Hz.
- Richiedendo che il fotone rilasci nel calorimetro almeno 45 MeV la frequenza si riduce di un fattore $\sim 10^3$, per cui diventa $R_f \approx 3 \cdot 10^3$ Hz.
- La frequenza dei segnali dei positroni nel Timing Counter è circa 1 MHz; richiedendo una coincidenza temporale fotone-positrone entro 20 ns si ottiene un'ulteriore riduzione della frequenza di trigger, che quindi risulta data da $R_f = R_{LXe} \cdot R_{TC} \cdot \Delta T = 3 \cdot 10^3 \text{Hz} \cdot 10^6 \text{Hz}$

$\cdot 20 \cdot 10^{-9} \text{s} \approx 60 \text{ Hz}$. Nel calcolo vengono presi in considerazione solo gli eventi accidentali, che sono predominanti rispetto a quelli correlati.

- Imponendo infine che il fotone ed il positrone siano emessi in direzione opposta ed utilizzando la lookup table discussa precedentemente si ottiene un ulteriore decremento di un fattore 10, per cui la frequenza finale di trigger è attesa essere $R_f \approx 6 \text{ Hz}$.

La frequenza di eventi misurata sperimentalmente nel 2007 è di 6 Hz, in accordo con le previsioni.

2.5 L'elettronica di Front-End ed il sistema di acquisizione dati

Il sistema di acquisizione dell'esperimento MEG deve essere in grado di soddisfare determinati requisiti:

- precisa misura della carica dei segnali;
- risoluzione temporale $\sigma_t = 40 \text{ ps}$;
- grande numero di canali (~ 3000).
- reiezione del pile-up da un fondo di decadimenti di $\sim 10^8 \mu/\text{s}$ in un calorimetro non segmentato.

Per far fronte a queste esigenze è stato sviluppato un chip chiamato Domino Ring Sampling, che consente un'elevata frequenza di campionamento e sufficiente range dinamico (12 bit) ad un costo contenuto.

2.5.1 Il chip Domino Ring Sampling

Il Domino Ring Sampling 2 (DRS2) [51] è un chip SCA (Switched-Capacitor Array) a 10 canali, ciascuno con 1024 celle di campionamento capacitive. La digitizzazione delle forme d'onda è operata con una frequenza che varia da 0.5 GHz a 4.5 GHz; data la difficoltà nel generare e distribuire un segnale di clock esterno di tale frequenza, il segnale di campionamento viene generato direttamente nel chip e si propaga in maniera libera tramite una catena di invertitori (principio domino). La velocità dell'onda domino è controllata da un potenziale esterno, in modo tale che la catena di invertitori può essere vista come un Voltage Controlled Oscillator (VCO). L'onda domino "corre" in maniera continua in senso circolare (da cui il nome "Domino Ring Sampling" chip, DRS) e può essere fermata in qualsiasi istante con un segnale di trigger esterno. Uno schema semplificato del chip è mostrato in figura 2.21.

Dato che la velocità dell'onda domino dipende da molti fattori come temperatura e tensione di alimentazione, viene utilizzato un circuito PLL (Phase Locked Loop) esterno per sincronizzare la frequenza con quella di un preciso oscillatore al quarzo. Distribuendo questo segnale di riferimento a tutti i chip dell'esperimento, è possibile far ruotare le onde domino di tutti i chip con la stessa fase e frequenza con un jitter di $\sim 200 \text{ ps}$.

Una volta ricevuto un segnale di stop del trigger, il contenuto delle celle di campionamento viene "congelato", letto sequenzialmente da uno shift register ad una frequenza di 40 MHz,

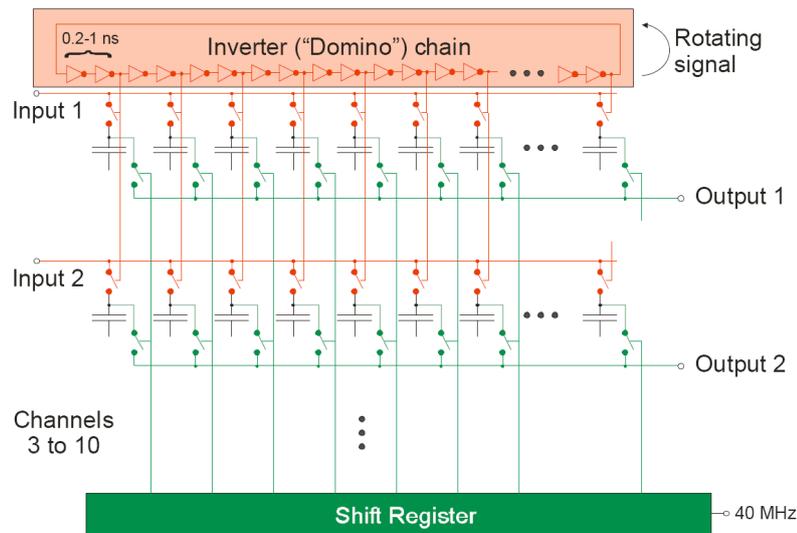


Figura 2.21: Schema di funzionamento del DRS.

digitizzato esternamente da un flash ADC a 12 bit ed inviato ad una memoria SRAM, come illustrato in figura 2.22. Il DRS utilizza una lettura in corrente (proporzionale al voltaggio nella cella di campionamento) che consente un buon rapporto segnale/rumore. Un segnale di “master clock” con un periodo di 51.44 ± 0.01 ns (con una precisione di 0.02%) viene inoltre inviato a tutti i chip per poter operare un’ulteriore calibrazione “offline” allo scopo di raggiungere la risoluzione temporale di 100 ps FWHM richiesta dall’esperimento MEG.

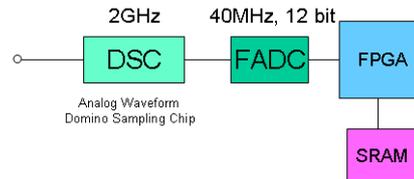


Figura 2.22: Schema del flusso dei dati nel DRS.

L’ADC di lettura è alloggiato insieme a 2 DRS2 chips su una singola scheda “Mezzanina”. La lettura di tutti e 20 i canali dei 2 chips richiede $512 \mu\text{s}$, riducibile tramite soppressione degli zeri. Due schede “Mezzanine” sono connesse ad una scheda VME, con un numero effettivo di 32 canali per scheda VME. La scheda VME contiene le FPGA Virtex-II Pro che generano la sequenza di lettura e si occupano dell’immagazzinamento delle informazioni digitizzate.

Il DRS2 presenta alcuni problemi legati al principio di funzionamento che sono stati risolti con l’impiego del DRS3, attualmente in produzione, che consentirà:

1. riduzione o eliminazione di instabilità dovute a variazioni della temperatura;
2. una velocità di lettura da 16 MHz a 33 MHz con riduzione del tempo morto;
3. la lettura della sola regione di interesse e non di tutte le celle;

- la riduzione delle distorsioni presenti nella digitizzazione del segnale di master clock.

Un ulteriore difetto del principio di funzionamento del DRS risiede nella creazione di impulsi fantasma (in inglese “ghost pulses”) dovuti ad una non corretta scarica dell'elemento capacitivo con una frequenza di $\approx 2\%$. Tale difetto non viene eliminato con il DRS3 ma con una nuova versione, il DRS4, attualmente in fase di progettazione e che sarà disponibile per settembre/ottobre 2008: in quest'ultima versione del chip è previsto infatti un reset delle celle capacitive prima della scrittura.

2.5.2 Il sistema di acquisizione

Il sistema di acquisizione (in inglese “Data Acquisition System”, DAQ) dell'esperimento MEG durante il RUN 2007 ha utilizzato i chip DRS2 (ad eccezione dell'ultimo giorno di presa dati in cui sono stati utilizzati anche quattro chip DRS3) per la lettura dei 1000 canali dei fototubi ad una frequenza di 1.6 GHz e per la lettura di ≈ 2000 canali delle camere a deriva (catodi e anodi) ad una frequenza di 500 MHz.

La dimensione dei dati è piuttosto elevata (~ 9 Mb per evento) per cui è necessaria una riduzione online; un cluster di 10 cpu provvede all'analisi ed alla compressione delle forme d'onda riducendo il flusso dei dati al di sotto di 2 MB/sec a 100 Hz.

Uno schema del sistema di acquisizione dati è mostrato in figura 2.23.

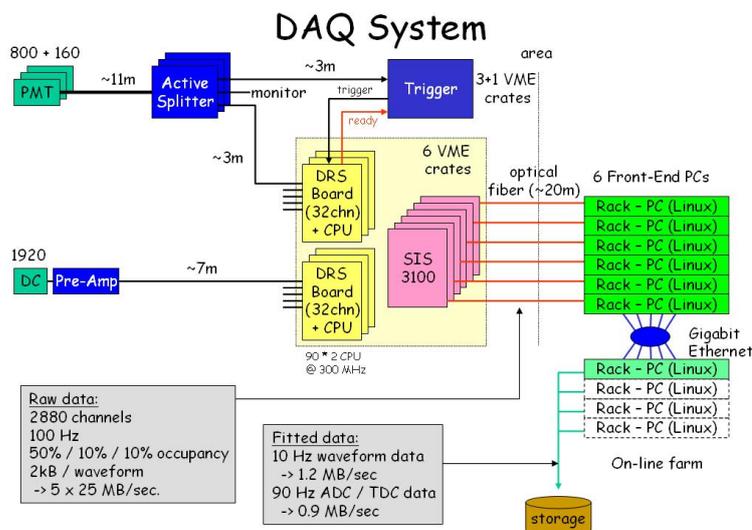


Figura 2.23: Schema di funzionamento del sistema di acquisizione.

Il sistema di acquisizione ha funzionato stabilmente ed in maniera soddisfacente durante tutto il RUN 2007. Gli aspetti di maggior interesse si possono così schematizzare:

- il sistema di bus del trigger ha dimostrato di essere estremamente flessibile;
- è stato possibile gestire contemporaneamente una frequenza di acquisizione eventi di 6 Hz per il trigger $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ e 10 Hz di eventi di calibrazione;
- la frequenza massima supportata è di 30 Hz, elevabile a 50 Hz con un aggiornamento del firmware e l'impiego del DRS4.

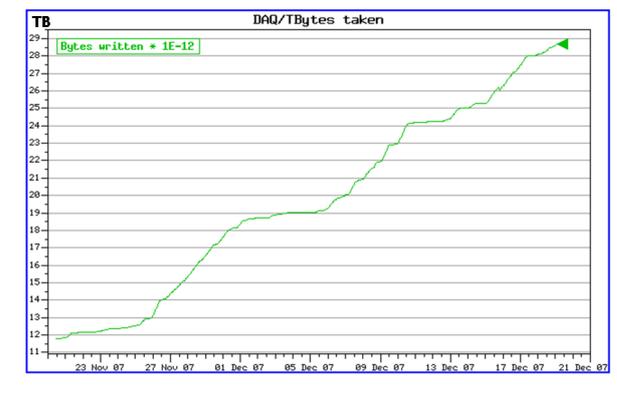
2.5.3 L'offline computing

Il sistema di offline computing dell'esperimento MEG per il RUN 2007 ha utilizzato:

- un cluster di quindici pc SunFire 4100 con sistema operativo Scientific Linux 4 dotati di quattro cpu ciascuno;
- un sistema remoto di gestione delle code strutturato in modo da consentire l'utilizzo delle cpu a più di 30 utenti contemporaneamente (ad esempio la priorità della lista dei processi in attesa tiene conto dei processi già operativi per il singolo utente, un singolo processo non può durare più di 24 ore etc.) con notevole riduzione dei tempi di attesa per l'analisi dei dati ;
- uno spazio disco pari a 70 TB.

Il sistema di trasferimento consente un flusso di dati, limitato dal sistema VME, di 260 MB/sec; la frequenza effettiva è stata di 7 MB/sec, per un totale di 0.6 TB/giorno. Un'ulteriore riduzione dei dati (50%) è stata ottenuta con l'utilizzo della compressione gzip. Per il RUN 2008 sono previsti ulteriori 100 TB di spazio disco. L'andamento dell'immagazzinamento dei dati per il periodo novembre-dicembre 2007 è mostrato in figura 2.24.

Dec. 2007 dataset



4

Figura 2.24: Andamento dell'immagazzinamento dei dati per il periodo novembre-dicembre 2007.

Capitolo 3

Organizzazione del software dell'esperimento MEG

Il sistema di software di un esperimento consiste in una serie di strumenti informatici necessari sia per le operazioni online, sia per quelle offline. Tra le operazioni online rientrano, ad esempio, il monitoraggio dei parametri fisici dell'apparato sperimentale e la gestione, l'immagazzinamento, la trasmissione e l'accesso remoto dei dati. Il software offline è indispensabile per l'elaborazione e l'applicazione degli algoritmi necessari alla simulazione degli eventi ed alla ricostruzione delle variabili cinematiche.

La gestione online dei dati è operata dal sistema di acquisizione descritto nel capitolo 2 e le operazioni di monitoraggio dell'apparato sperimentale sono possibili grazie ad un programma di Monitor chiamato ARGUS.

Il software offline dell'esperimento MEG include:

1. Gli strumenti di simulazione degli eventi:
 - il programma Montecarlo MEGMC, a cui è affidata la simulazione degli eventi fisici e della geometria dell'apparato sperimentale;
 - il programma MEGBartender, che ha il compito di processare l'output del Montecarlo simulando le forme d'onda dei fototubi, il sistema di trigger, il comportamento della catena elettronica e l'eventuale pile-up e rendere il formato dei dati simulati compatibile con il codice dell'analisi;
2. Il programma di ricostruzione degli eventi, chiamato MEGAnalyzer, che analizza l'output del MEGBartender o i dati reali ed esegue la ricostruzione di tutte le variabili cinematiche.

Il MEGMC è scritto in linguaggio Fortran77 mentre il MEGAnalyzer, il MEGBartender e l'ARGUS Monitor sono sviluppati in linguaggio C++ in ambiente ROME, come esposto nei paragrafi successivi.

Questi strumenti sono collegati da una fitta rete di interconnessioni, schematizzate in figura 3.1.

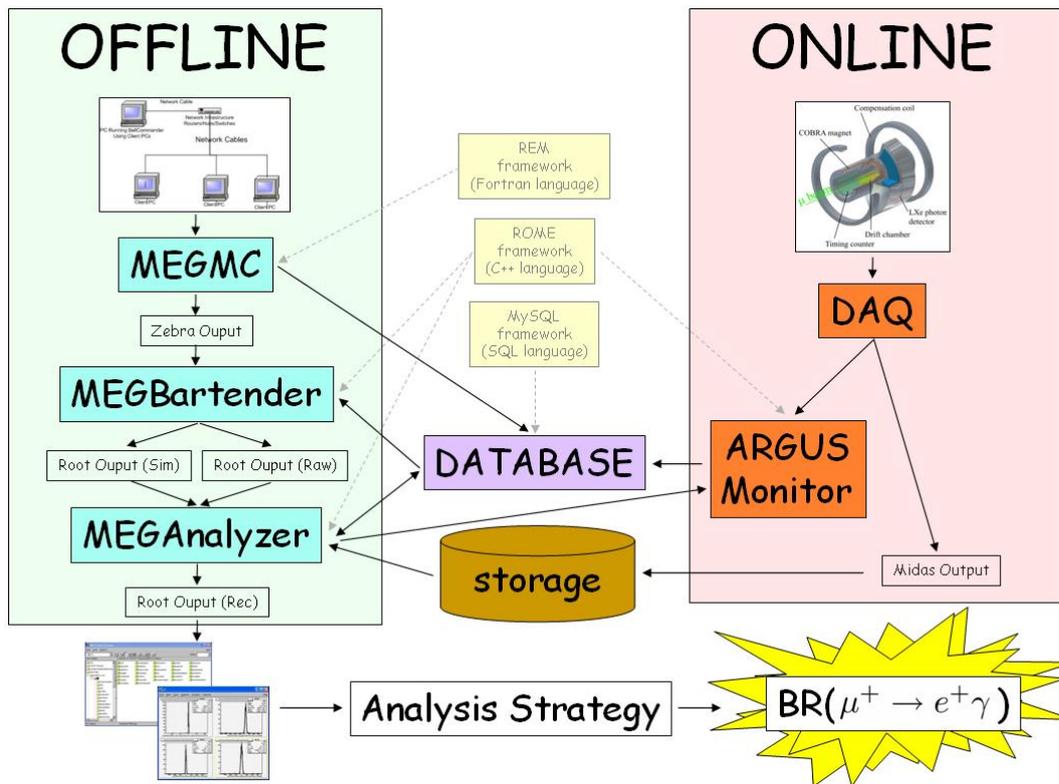


Figura 3.1: Schema di interconnessione del software dell'esperimento MEG.

3.1 Il Montecarlo: MEGMC

Nella progettazione e costruzione di un esperimento la simulazione Montecarlo gioca un ruolo fondamentale. Essa rende infatti possibile prevedere il comportamento di un apparato estremamente complesso tramite la conoscenza di alcuni parametri e grandezze fisiche (misurabili o note sperimentalmente), come ad esempio le proprietà ottiche del mezzo scintillatore, che caratterizzano l'apparato stesso. Nella simulazione del calorimetro dell'esperimento MEG, di nuova concezione, un'ulteriore difficoltà è rappresentata dall'approssimativa conoscenza di alcune proprietà ottiche dello Xenon liquido. La fusione tra simulazione e misure diventa quindi indispensabile e rende il codice della simulazione un programma in continua evoluzione sulla base di nuovi risultati sperimentali.

Bisogna inoltre notare che, come i risultati ottenuti con il Montecarlo aiutano nella comprensione dei dati, i dati che possono essere ben spiegati da una simulazione Montecarlo indicano un'accurata comprensione del comportamento dell'apparato.

Il programma di simulazione dell'esperimento MEG è chiamato MEGMC (MEG Montecarlo), è scritto in linguaggio FORTRAN77 e si basa sulla libreria GEANT 3.21 [52]. Il codice è diviso in quattro sezioni principali:

1. la generazione degli eventi fisici;

2. la gestione della geometria, a sua volta divisa in sottosezioni specifiche per ogni rivelatore, basata sulle routines di GEANT3 (GSPOS, GSVOLU, ...);
3. la raccolta nel segnale nei vari rivelatori;
4. le routines di utilità generale (ingresso/uscita dei dati, istogrammazione, etc...).

La generazione degli eventi è eseguita in un blocco di routines quasi totalmente disaccoppiate dal resto della simulazione, con le quali è possibile simulare i diversi tipi di eventi secondo le opportune distribuzioni angolari, in energia e in posizione. Queste routines forniscono in uscita il vertice di produzione e le componenti dell'impulso della particella all'istante iniziale, che vengono trasferite alle routines di GEANT3 (GSVERT, GSKINE, ...) per il tracciamento delle particelle nel rivelatore. In corrispondenza di ciascun passo della traiettoria e di ogni deposito di energia viene simulata la raccolta del segnale all'interno di ogni rivelatore tramite specifiche routines appositamente sviluppate dai membri della collaborazione MEG.

Maggiori dettagli sulla simulazione verranno forniti nel capitolo successivo in connessione con la ricostruzione degli eventi nel calorimetro e nel timing counter.

3.2 L'ambiente ROME e la struttura dell'elaborazione ed analisi dei dati

ROME (ROOT Object-oriented Midas Extension [53]) è un ambiente di sviluppo per software di elaborazione ed analisi dati, progettato appositamente per l'esperimento MEG ma utilizzato anche dall'esperimento DANCE (presso i Los Alamos National Laboratories) e dai laboratori TRIUMF (Canada).

ROME è interfacciato con le librerie Midas [54] e ZEBRA I/O per la lettura dei dati, con le librerie *MySQL* 3.0 [55] per la comunicazione con i database, con le librerie ROOT [56] per l'analisi e l'immagazzinamento dei dati.

La caratteristica principale di ROME è la sua universalità: esso è dotato di un traduttore, chiamato ROMEBuilder, costituito da un insieme di classi C++, capace di creare automaticamente sia gli strumenti di gestione delle operazioni di routine indispensabili e comuni a tutti i programmi di analisi (es. loop sugli eventi, operazioni di Input-Output), sia le classi peculiari del programma di analisi/elaborazione dati che si vuole realizzare, a partire da semplici dichiarazioni in linguaggio XML.

La struttura di ROME è riportata in figura 3.2.

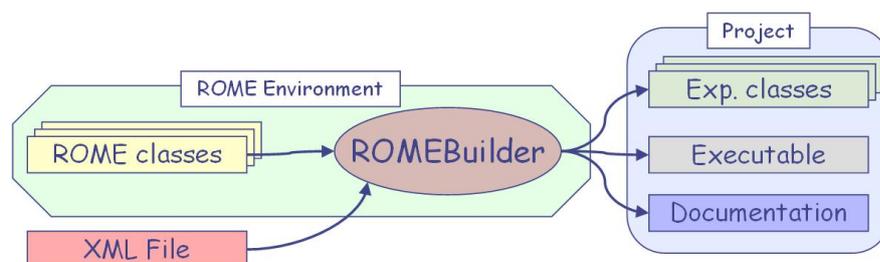


Figura 3.2: Schema di funzionamento di ROME.

Le caratteristiche di un programma realizzato con ROME sono modularità, programmazione orientata agli oggetti e facilità di utilizzo.

La modularità e l'orientazione agli oggetti sono ottenute utilizzando sei diversi tipi di oggetti, principalmente mutuati da oggetti ROOT:

1. **Bank:** i *bank* contengono le definizioni della struttura delle variabili così come vengono scritte dal DAQ.
2. **Task:** le *task* sono moduli indipendenti che eseguono una qualche operazione, come ad esempio l'analisi delle forme d'onda o la ricostruzione delle variabili cinematiche di una particella.
3. **Istogrammi.**
4. **Steering Parameters:** ROME consente all'utente di definire dei parametri per selezionare quali task utilizzare, i database ai quali accedere, il formato dei dati in ingresso/uscita etc. Tali parametri, che prendono il nome di *Steering Parameters*, devono essere specificati prima dell'inizio dell'analisi all'interno del file di configurazione, creato automaticamente alla prima esecuzione del programma e modificabile dall'utente.
5. **Tree:** i *tree* di ROME, mutuati dagli analoghi oggetti ROOT, permettono l'immagazzinamento di grandi quantità di dati e possono essere letti tramite codice o in una sessione interattiva di ROOT.
6. **Folder:** i *folder* sono oggetti che consentono l'immagazzinamento temporaneo (evento per evento) dei dati.

Uno schema delle interconnessioni tra gli oggetti ROME è mostrato in figura 3.3.

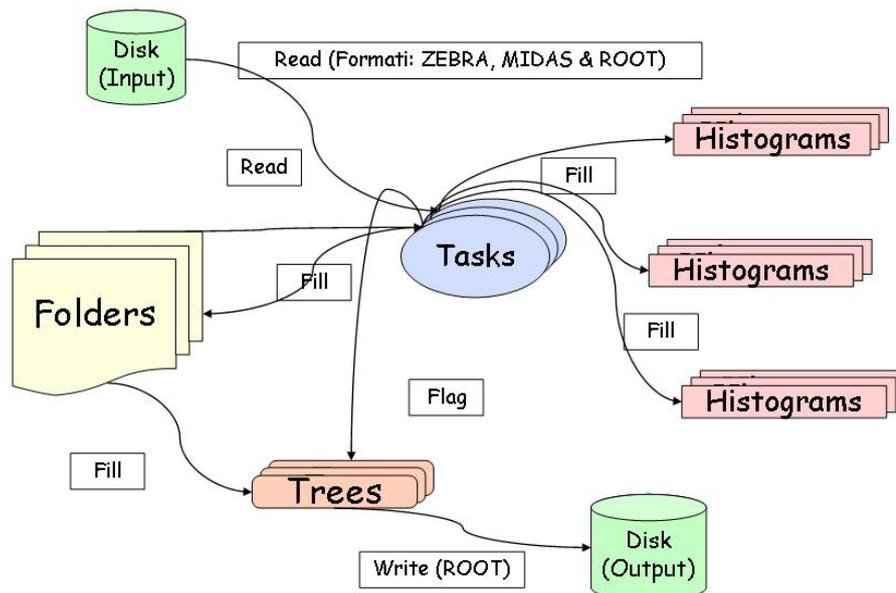


Figura 3.3: Schema di interconnessione degli oggetti di ROME.

La struttura del programma viene definita tramite semplici dichiarazioni in linguaggio XML e trasformata in classi C++ dal RomeBuilder, attivato in fase di compilazione, che crea inoltre il file eseguibile del programma e la documentazione in formato HTML. Ad esempio l'aggiunta di una task avviene attraverso la sua dichiarazione nel file XML di struttura e la sua definizione in un nuovo file XML che contiene la dichiarazione del nome, delle affiliazioni, degli “*steering parameters*” e degli istogrammi; in fase di compilazione vengono prodotti i relativi file di include (.h) ed un file sorgente (.cpp) che possono essere riempiti dall'utente con il codice di analisi e successivamente modificati.

Ogni task ha cinque metodi: `Init()`, `BeginOfRun()`, `Event()`, `EndOfRun()`, `Terminate()`.

Le istruzioni contenute nei metodi `Init()` e `Terminate()` sono eseguite solo una volta, indipendentemente dal numero di run analizzati durante la stessa sessione, rispettivamente all'inizio ed alla fine del programma; quelle contenute in `BeginOfRun()` e in `EndOfRun()` sono eseguite rispettivamente all'inizio ed alla fine di ogni run analizzato durante la sessione (per tenere conto, ad es., di costanti di calibrazione da aggiornare run per run), quelle in `Event()` sono per definizione eseguite evento per evento.

La facilità di utilizzo consiste nel fatto che l'utente ha il compito di dichiarare le tasks, i folders, i trees in linguaggio XML e scrivere solo il codice “di calcolo” che diventa praticamente C, e non C++ mentre la definizione e gestione delle classi è eseguita automaticamente dal RomeBuilder. L'esecuzione di un programma scritto in ambiente ROME segue lo schema illustrato in figura 3.4.

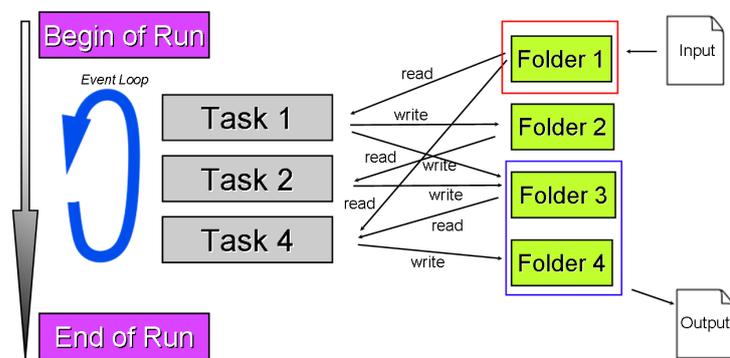


Figura 3.4: Schema di esecuzione di un programma scritto in ambiente ROME.

Nel software dell'esperimento MEG ogni oggetto ha un prefisso convenzionale che generalmente fa riferimento ad un sottorivelatore: il prefisso XEC viene utilizzato per denominare il calorimetro, TICP per le barre del Timing Counter, TICZ per le fibre del Timing Counter, DCH per le Drift Chambers, TRG per il trigger, GLB per oggetti “globali” (che combinano le informazioni di più rivelatori).

3.2.1 Il MEGBartender

A causa della complessità dell'elettronica utilizzata nell'esperimento e dell'influenza che questa può avere sulle forme d'onda, si è reso necessario lo sviluppo di un programma “intermedio” tra il Montecarlo e la ricostruzione dei dati, chiamato MEGBartender e scritto anch'esso in



ambiente ROME, che consente di rendere la simulazione quanto più aderente possibile ai dati reali. Il suo compito è molteplice:

- Simulare le forme d'onda dei segnali e la funzione di risposta dei fotomoltiplicatori a partire dai tempi di arrivo dei fotoni di scintillazione su ogni fototubo come forniti dal MEGMC. Le forme d'onda simulate vengono utilizzate per testare gli algoritmi di ricostruzione implementati nel MEGAnalyzer.
- Simulare l'elettronica, la raccolta dei segnali sui fili, gli effetti del Domino Ring Sampling etc.
- Mescolare differenti tipi di eventi per simulare le condizioni sperimentali di presa dati e studiare le forme d'onda in caso di sovrapposizione di eventi di fondo. In questo modo è possibile disporre di eventi simulati su cui elaborare algoritmi di separazione e riconoscimento del "pile-up".
- Simulare i vari tipi di trigger.
- Rendere il formato dei dati simulati compatibile con il codice di analisi.

Uno schema delle connessioni tra le task del MEGBartender è illustrata in figura 3.5

Come detto, nel MEGBartender sono simulati diversi tipi di trigger, combinabili tra loro. È possibile mescolare eventi corrispondenti a trigger diversi ed a ciascun tipo di trigger può essere associato un demoltiplicatore di frequenza (chiamato "prescaling" e definito come il rapporto tra il numero di eventi che verificano la condizione di trigger ed il numero di quelli effettivamente acquisiti) proprio come avviene in fase di presa dati.

In uscita si ottengono due "trees" in formato ROOT chiamati *sim* e *raw*: il *sim* contiene le informazioni Montecarlo, il *raw* le forme d'onda di tutti i segnali canale per canale.

3.2.2 Il MEGAnalyzer

Il MEGAnalyzer è un codice scritto in ambiente ROME che contiene al suo interno gli algoritmi di ricostruzione da applicare ai dati.

Il MEGAnalyzer è strutturato in task, ognuna specifica per l'analisi e la ricostruzione degli eventi all'interno di un singolo rivelatore. Questo programma accetta in ingresso i dati in formato Midas prodotti dall'acquisizione o in formato ROOT, prodotti dal MEGBartender, e restituisce in uscita i dati ricostruiti ed organizzati in alberi ROOT.

Le task contenute nel MEGAnalyzer sono ordinate con una struttura gerarchica ed eseguono molteplici funzioni:

1. Lettura e immagazzinamento dei dati in variabili di semplice utilizzo nel corso della ricostruzione. In questo modo nella struttura degli algoritmi viene eliminata ogni dipendenza dal formato dei dati in ingresso;
2. Ricostruzione ed analisi delle forme d'onda dei fototubi;
3. Applicazione delle calibrazioni offline;

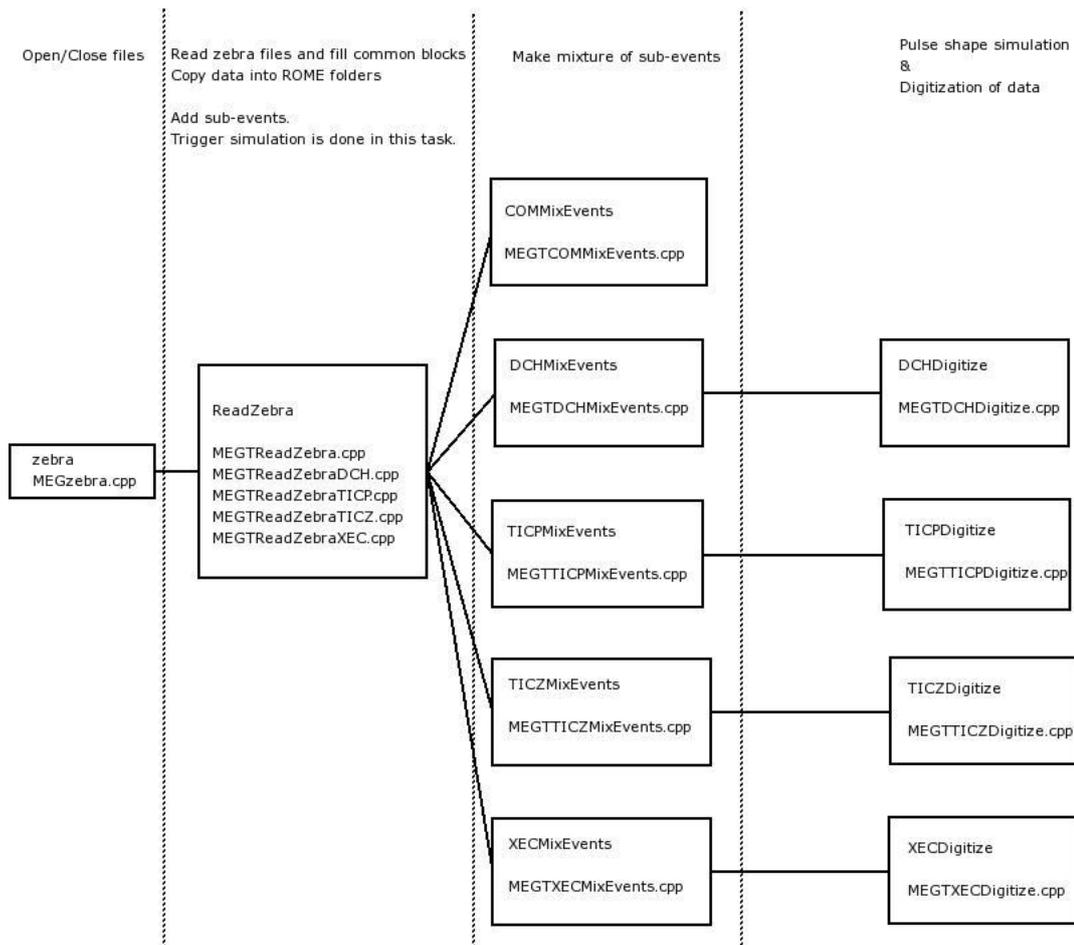


Figura 3.5: Schema di connessione delle task del MEGBartender.

4. Estrazione delle informazioni primarie, quali carica e tempo dei fototubi e posizione dei fili delle camere a deriva attraversati da una traccia;
5. Rapida ricostruzione in posizione, energia e tempo dei sottorivelatori;
6. Raffinamento della ricostruzione tramite algoritmi di fit;
7. Combinazione delle informazioni dei sottorivelatori.

L'organizzazione delle task per il calorimetro (XEC), per il Timing Counter (TIC) e per le camere a deriva (DCH) sarà discussa in dettaglio nel capitolo 4.

3.2.3 Il monitor ARGUS

ARGUS [57] è l'interfaccia grafica (in inglese “Graphical User Interface”, GUI) scritta in ambiente ROME e strutturata in *tabs*, utilizzata per tenere sotto controllo la qualità delle distribuzioni dei dati online o monitorare i risultati della ricostruzione offline. Un esempio delle schermate tipiche di ARGUS è mostrato in figura 3.6.

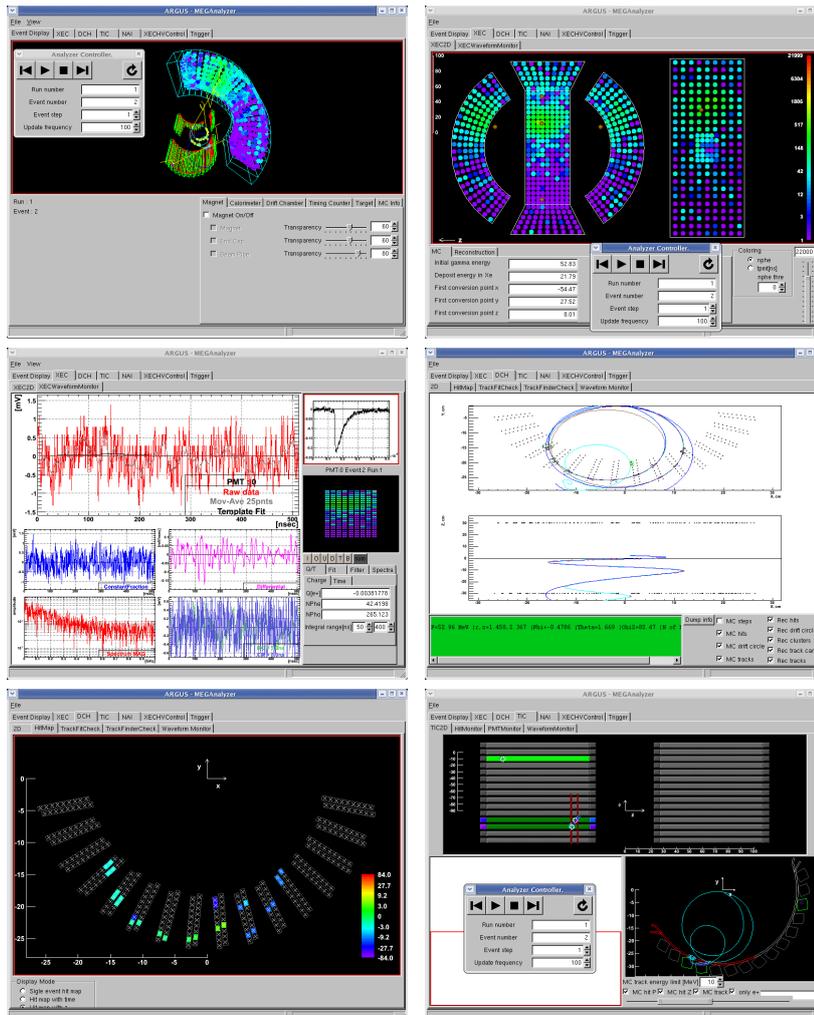


Figura 3.6: Schermate tipiche del programma ARGUS associate al MEGAnalyzer. Si possono notare, dall'alto in basso e da sinistra a destra: ricostruzione completa dell'evento, illuminazione del calorimetro, esempi di forme d'onda del calorimetro, ricostruzione bidimensionale delle tracce dei positroni, "hit" sulle camere, "hit" sul "Timing Counter".

Capitolo 4

Tecniche di simulazione e ricostruzione degli eventi

La segnatura del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ è data come già osservato da una coppia fotone-positrone emessi simultaneamente con un angolo relativo di 180° ed un'energia di ≈ 52.8 MeV ciascuno. Un'efficiente identificazione di questo processo richiede una misura ad alta risoluzione dell'energia delle particelle, dell'angolo relativo e della differenza temporale tra il segnale del positrone e quello del fotone. Per poter raggiungere i risultati richiesti è innanzitutto necessario un accurato studio Montecarlo del comportamento dei rivelatori al passaggio delle particelle e l'elaborazione di molteplici algoritmi di ricostruzione delle variabili di interesse.

4.1 La simulazione degli eventi

Il Montecarlo dell'esperimento MEG è particolarmente versatile e consente sia la simulazione di un fascio primario di particelle (muoni o protoni) con trasporto dello stesso all'interno del campo magnetico, sia la produzione diretta sul bersaglio di molteplici tipologie di eventi con differenti distribuzioni angolari (isotropa, in un intervallo di interesse, attorno ad una direzione fissa). È possibile simulare:

- eventi di segnale (positrone e fotone da 52.8 MeV emessi simultaneamente con angolo relativo di 180°);
- eventi di fondo quali il decadimento radiativo del muone (con la possibilità di simulare solo il positrone o il fotone), positroni di Michel, fotoni provenienti da annichilazione in volo etc.;
- eventi di calibrazione dell'apparato come impulsi LED, fotoni di diseccitazione del Nickel, particelle alpha emesse da sorgenti montate all'interno del calorimetro, fotoni prodotti dal decadimento del pione neutro o nelle reazioni indotte dal fascio di protoni dell'acceleratore C-W etc.

4.1.1 Simulazione dei fotoni

Il comportamento del fotone nello Xenon liquido è stato studiato con una dettagliata simulazione Montecarlo, allo scopo di determinare le prestazioni del rivelatore ed elaborare le tecniche di ricostruzione della sua direzione, della sua energia e del suo tempo di emissione a partire dalle forme d'onda dei segnali raccolti [47].

Nella simulazione degli eventi all'interno del calorimetro a Xenon liquido si distinguono due fasi: a) lo sviluppo della cascata elettromagnetica, b) la propagazione della luce di scintillazione prodotta dalle interazioni all'interno del calorimetro e la raccolta del segnale.

La cascata elettromagnetica

Il comportamento dei fotoni all'interno del calorimetro viene simulato basandosi sulle proprietà dello Xenon discusse nel capitolo 2 ed elencate in tabella 2.2. Per ogni fotone viene seguito lo sviluppo dello sciame all'interno del calorimetro, includendo tutti i processi elettromagnetici rilevanti (produzione di coppie, bremsstrahlung, diffusione Compton, effetto fotoelettrico, ionizzazione, diffusione multipla e annichilazione $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) e le particelle secondarie vengono tracciate fino ad un'energia minima di 10 keV, al di sotto della quale vengono assorbite.

In figura 4.1 è mostrato un profilo bidimensionale dello sviluppo dello sciame elettromagnetico di un campione di 1000 fotoni da 52.8 MeV; la dimensione longitudinale media dello sciame sviluppato da fotoni di 52.8 MeV all'ingresso nel calorimetro è ~ 3 cm, quella trasversa ~ 2 cm; le fluttuazioni dei rilasci di energia sono piuttosto ampie.

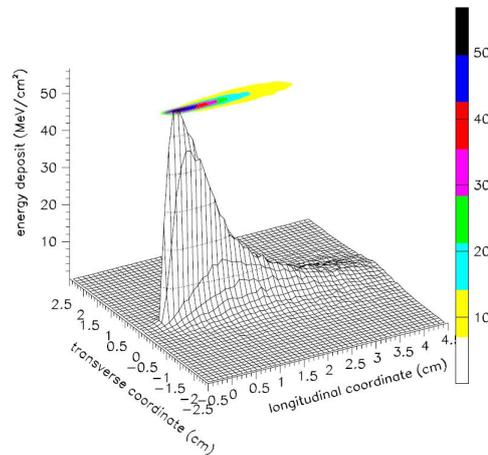


Figura 4.1: Profilo bidimensionale di un campione di 1000 cascate elettromagnetiche indotte da fotoni di 52.8 MeV che entrano nel calorimetro dalla faccia d'ingresso. Si notino le dimensioni longitudinale (~ 3 cm) e trasversa (~ 2 cm).

La direzione di volo

La direzione di volo del fotone è definita come la congiungente tra il punto di emissione del fotone ed il punto in cui ha luogo la prima interazione (spesso, ma non sempre, tramite produzione di coppie). Bisogna notare come, a causa delle fluttuazioni trasverse, la separazione angolare tra

l'asse della cascata elettromagnetica¹ e la direzione vera del fotone è $\approx 1^\circ$, come mostrato in figura 4.2; un tale asse non risulta quindi una misura sufficientemente precisa della direzione del γ e si rende necessario determinare (nel modo migliore possibile) la posizione del primo punto di interazione o, equivalentemente, il punto di ingresso nel calorimetro.

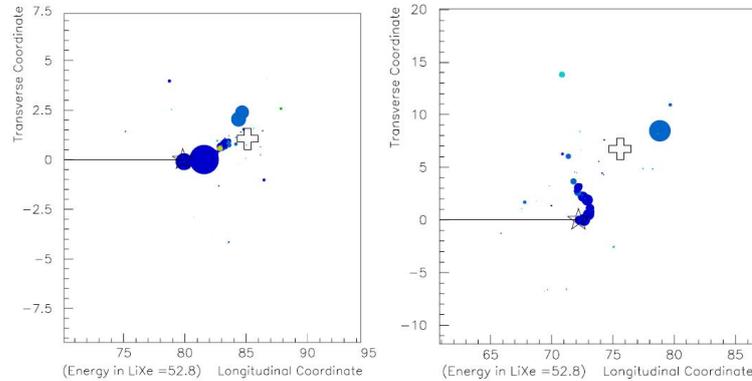


Figura 4.2: Esempi di depositi di energia lungo la cascata elettromagnetica. Il fotone entra da sinistra ed il suo punto di prima interazione è contrassegnato da una stella. Ogni deposito di energia è identificato da un cerchio il cui diametro è proporzionale all'energia rilasciata. La croce indica la posizione del baricentro dell'energia della cascata, cioè la media pesata di tutti i depositi. La scala dei colori indica il tempo del rilascio (il blu è il primo rilascio, il verde l'ultimo). Le quote sugli assi sono espresse in cm.

Generazione e propagazione della luce di scintillazione

In corrispondenza di ogni rilascio di energia all'interno del calorimetro vengono generati i fotoni di scintillazione, il cui numero fluttua secondo la statistica di Poisson, con una media determinata dal rilascio di energia e dall'uscita in luce del calorimetro. Lo spettro in lunghezza d'onda è approssimato con una funzione gaussiana di media 178 nm e $\text{FWHM} = 14$ nm, la distribuzione angolare è isotropa e la struttura temporale di emissione è scelta in base alla particella primaria (un fotone o una particella α). Di ogni fotone di scintillazione viene tracciato il percorso tenendo conto degli effetti fisici caratteristici del mezzo sensibile:

- la diffusione Rayleigh in Xenon, la cui sezione d'urto differenziale è proporzionale a $\lambda^4(1 + \cos^2 \theta)$, dove λ è la lunghezza d'onda della luce e θ è l'angolo formato tra la direzione del fotone incidente e quella del fotone diffuso;
- l'assorbimento della luce di scintillazione da parte di eventuali impurità presenti nello Xe, schematizzabile tramite una lunghezza di assorbimento λ_{abs} ;
- l'assorbimento da parte delle finestre di quarzo dei fotomoltiplicatori ($\approx 3 \div 4\%$ per incidenza normale dei fotoni), con la sua dipendenza dalla lunghezza d'onda e dalla direzione di attraversamento;

¹Definito come l'asse che congiunge il punto di emissione del fotone ed il baricentro dei rilasci di energia.



- l'eventuale riflessione totale o di Fresnel all'interfaccia tra lo Xenon e le superfici fotocatodiche;
- le riflessioni sulle pareti interne del calorimetro.

Nel caso in cui un fotone di scintillazione intercetti la faccia d'ingresso di un PMT, la carica raccolta viene incrementata e viene registrato il tempo di arrivo del fotone su quel PMT. Alla fine di ogni evento le informazioni registrate su disco contengono la posizione e l'impulso iniziali del fotone primario, il rilascio di energia in tutti i materiali attraversati (xenon liquido, alluminio, etc.), le coordinate del punto di prima interazione, la carica raccolta e lo sviluppo temporale del segnale di tutti i PMT.

4.2 La ricostruzione degli eventi

Per ciascun sottorivelatore è stata sviluppata una peculiare catena di algoritmi di ricostruzione. Le informazioni ottenute dai vari sottorivelatori devono essere poi combinate opportunamente per la ricerca di eventi fisici.

I passi principali della ricostruzione globale si possono così schematizzare:

1. Acquisire le informazioni "raw";
2. Applicare, se necessario, i parametri delle calibrazioni del DRS;
3. Ricostruire ed analizzare le forme d'onda per l'estrazione delle informazioni primarie, quali cariche e tempi;
4. Applicare i parametri delle calibrazioni dei sottorivelatori;
5. Combinare le informazioni primarie per una prima ricostruzione di energia, posizione e tempo degli "hit" nei sottorivelatori;
6. Raffinare la ricostruzione delle variabili tramite algoritmi ad elevata risoluzione;
7. Applicare, se necessario, gli algoritmi di calibrazione per la stima dei parametri da applicare al punto 4;
8. Combinare le informazioni provenienti dai sottorivelatori.

4.2.1 Ricostruzione del fotone nel calorimetro

Lo schema di ricostruzione del fotone è illustrato in figura 4.3 e consta di:

- analisi delle forme d'onda, sottrazione del rumore e ricostruzione di cariche e tempi dei fototubi;
- ricostruzione rapida dell'energia come somma delle cariche dei fototubi, pesate con la copertura fotocatodica del singolo PMT, e della posizione, anch'essa ricostruita tramite una media pesata;

- ricostruzione del tempo dell'evento tramite una media dei tempi dei PMT, pesata con la carica raccolta dal singolo PMT;
- ricostruzione più raffinata di energia, posizione e tempo tramite opportuni algoritmi di fit.

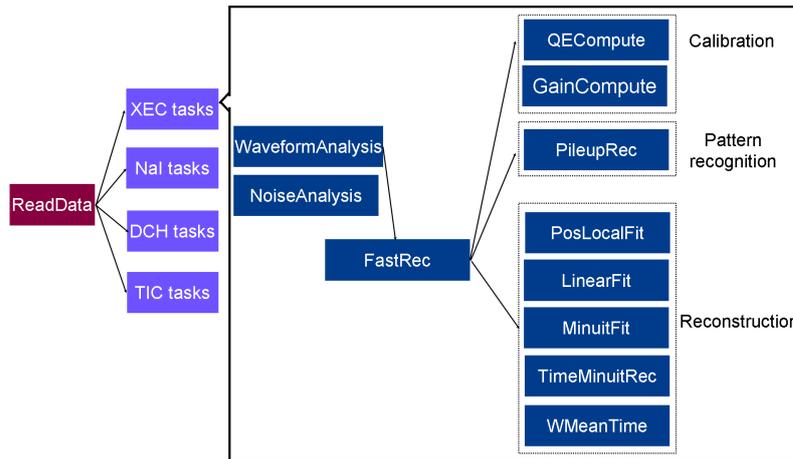


Figura 4.3: Schema della gerarchia delle task XEC (calorimetro).

I principali effetti che limitano la risoluzione nel calorimetro sono la diffusione Rayleigh e l'assorbimento. È lecito attendersi che questi processi non producano effetti particolarmente rilevanti sulla distribuzione di carica sui PMT della faccia di ingresso del calorimetro, dal momento che molti di questi sono vicini alla regione in cui viene depositata la maggior parte dell'energia, ma possano ridurre significativamente la carica sui PMT lontani e quindi la carica totale raccolta. La carica totale è una prima stima dell'energia rilasciata, abbastanza veloce da essere implementata a livello di trigger, ma non sufficiente ad assicurare una ricostruzione dell'energia con la risoluzione richiesta, a causa delle distorsioni prodotte dalla propagazione della luce nel calorimetro. La ricostruzione finale è basata quindi su algoritmi più complessi, che sfruttano sia la carica totale che la distribuzione spaziale della carica dei PMT.

L'energia

Il "Linear Fit" (LF) è un algoritmo derivato dal "Metodo delle componenti principali" [72], che ricostruisce l'energia sfruttando l'informazione raccolta dai singoli PMT. Tra tutti gli algoritmi sviluppati per la ricostruzione dell'energia il LF consente di raggiungere la migliore risoluzione. In questo metodo l'energia del fotone è scritta in approssimazione lineare come somma pesata delle cariche Q_i raccolte da tutti i PMT:

$$E_l = c + \sum_i c_i Q_i \quad (4.1)$$

I coefficienti c_i e la costante c sono determinati come segue: un campione di N ($\sim 10^4$) eventi Montecarlo è utilizzato per confrontare il valore linearizzato dell'energia, E_l , con il deposito

vero di energia, E_t ; l'espressione del χ^2 può essere scritta come:

$$\chi^2 = \sum_{MCevents}^N (E_l - E_t)^2 \quad (4.2)$$

e i coefficienti sono ottenuti minimizzando il χ^2 (4.2). La procedura di minimizzazione è analitica e porta al seguente risultato:

$$c = \langle E_t \rangle - \left\langle \sum_j c_j Q_j \right\rangle \quad (4.3)$$

$$c_i = \frac{M^{-1}}{N-1} \left[\sum_{MCevents}^N E_t Q_i \right] - \frac{1}{N} \sum_{MCevents} E_t \sum_{MCevents}^N Q_i \quad (4.4)$$

dove le medie sono calcolate sul campione di eventi ed M è la matrice di covarianza (calcolata utilizzando gli eventi Montecarlo simulati):

$$M_{kl} \simeq \langle (Q_k - \langle Q_k \rangle)(Q_l - \langle Q_l \rangle) \rangle \quad (4.5)$$

Applicando il metodo del LF ad eventi Montecarlo generati con lunghezza di assorbimento $\gtrsim 1$ m si ottengono risoluzioni inferiori al $\approx 5\%$ FWHM a 52.8 MeV, come mostrato in figura 4.4. Mostreremo poi come risoluzioni simili siano state ottenute con questa tecnica anche sui dati del Large Prototype.

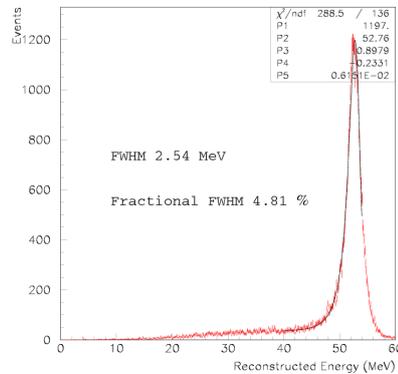


Figura 4.4: Ricostruzione dell'energia con il LinearFit per un campione di eventi di segnale generati con il Montecarlo.

Il LF è un algoritmo rapido, efficiente e ad alta risoluzione, ma è importante sottolineare come le sue prestazioni dipendano in modo cruciale dall'equilibratura relativa dei PMT, cioè dalla conoscenza di guadagni ed efficienze quantiche. Quando tali informazioni sono approssimative la qualità del LF è notevolmente ridotta.

La posizione

Per la ricostruzione della posizione è possibile usare lo stesso algoritmo del LF sviluppato per l'energia, sostituendo nelle equazioni (4.1)-(4.5) la variabile E con le variabili ρ (raggio vettore

proiettato sul piano xy), θ e ϕ .

Sono stati inoltre sviluppati due algoritmi di ricostruzione della posizione basati su procedure di fit. Il primo, chiamato XECPosLocalFit, opera la ricostruzione della posizione tramite un fit locale; questo algoritmo è meno sensibile alle condizioni di equilibratura e verrà utilizzato nell'analisi preliminare dei dati illustrata nel seguito del testo. Il secondo utilizza invece un fit (basato sul pacchetto MINUIT [73], da cui il nome di XECMinuit) su tutti i fototubi della faccia d'ingresso; quest'ultimo fit garantisce la migliore risoluzione a spese di un tempo di esecuzione alcune volte superiore al precedente ed è notevolmente sensibile alla qualità della calibrazione.

Il tempo di prima interazione all'interno del calorimetro

La ricostruzione del tempo di prima interazione del fotone all'interno del calorimetro è possibile attraverso molteplici algoritmi, uno dei quali implementato in una routine dedicata, chiamata XECTimeMinuitRec e sviluppata durante il presente lavoro di tesi.

L'obiettivo della routine è quello di risalire al tempo assoluto di emissione del fotone per poterlo confrontare con quello del positrone. La task si basa sulla minimizzazione, tramite l'algoritmo MINUIT, di una funzione definita come differenza tra tempo atteso e tempo misurato fototubo per fototubo.

La routine è stata sviluppata partendo dai dati Montecarlo e una volta determinati i parametri per la corretta ricostruzione è stata estesa per operare correttamente anche sui dati prodotti dal MEGBartender, che simula le problematiche legate alla ricostruzione delle forme d'onda ed alla catena elettronica.

Per discutere le proprietà ed i limiti dell'algoritmo partiamo dalla ricostruzione di eventi MC (la cui schematizzazione è riportata in figura 4.5) e iniziamo a studiare una situazione (irrealistica) totalmente idealizzata in cui:

- l'interazione avviene all'istante t_0 nel punto \bar{x}_0 , con rilascio completo dell'energia in \bar{x}_0 ;
- la luce di scintillazione viene emessa istantaneamente e con distribuzione angolare isotropa a partire da \bar{x}_0 ;
- la luce di scintillazione non subisce interazioni nel suo cammino verso il fototubo, percorrendo esattamente la distanza geometrica tra punto di interazione e PMT. I PMT dunque raccolgono la luce all'istante $t_i = t_0 + \frac{n}{c} \cdot \sqrt{(x_0 - x_{i_{PMT}})^2 + (y_0 - y_{i_{PMT}})^2 + (z_0 - z_{i_{PMT}})^2}$ e l'altezza del segnale dipende solo da \bar{x}_0 .

In una situazione realistica invece:

- il fotone non perde tutta la sua energia in un punto, ma il suo passaggio attraverso il rivelatore produce uno sciame elettromagnetico;
- la luce di scintillazione viene emessa con distribuzione esponenziale in tempo (ricordiamo che la costante-tempo di scintillazione per eventi di fotone è $\tau \approx 45$ ns);
- i fotoni di scintillazione subiscono diffusione coerente (Rayleigh) e assorbimento.

Questi effetti hanno varie ripercussioni sulla ricostruzione delle variabili cinematiche:

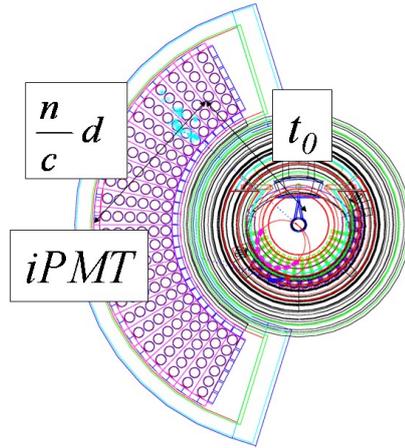


Figura 4.5: Illustrazione schematica del tempo che intercorre tra la generazione di un fotone di segnale e l’arrivo del primo fotone di scintillazione sull’ i -esimo PMT.

- gli algoritmi dedicati alla ricostruzione delle coordinate non ricostruiscono esattamente il punto di prima interazione, ma tendono a spostarlo in direzione del baricentro di carica;
- i fotoni di scintillazione emessi a seguito di un’interazione puntiforme vengono “spalmati” temporalmente a causa della distribuzione esponenziale nella diseccitazione del mezzo. Poichè il rilascio di energia avviene in numerosi punti, l’emissione temporale dei fotoni di scintillazione non è necessariamente una funzione monotona crescente dei tempi di interazione del fotone che genera l’interazione (in altre parole, fotoni che giungano contemporaneamente su un PMT possono provenire da diversi punti d’interazione).
- il cammino percorso da un fotone di scintillazione viene in generale influenzato dalla diffusione Rayleigh e dall’assorbimento, per cui il percorso effettivo risulta più lungo della distanza geometrica tra il punto d’interazione ed il PMT.

Ricordiamo inoltre che la velocità della luce nel vuoto è ≈ 30 cm/ns, l’indice di rifrazione dello Xenon liquido è $n = 1,61$ a 178 nm e la separazione spaziale media tra due punti d’interazione successivi del fotone primario è $X_0 \sim 3$ cm. Supponiamo che la luce di scintillazione venga emessa in un tempo $t = 3\tau \approx 135$ ns; anche se la separazione spaziale fra due punti d’interazione successivi fosse ≈ 50 cm (corrispondente alla distanza fra le facce d’ingresso e d’uscita del calorimetro), tale distanza verrebbe percorsa in meno di 3 ns, che è un tempo molto piccolo rispetto al tempo di sviluppo dello sciame in ogni singolo punto di interazione. Come conseguenza di ciò risulta impossibile risolvere temporalmente i diversi punti di interazione e lo sciame elettromagnetico è assimilabile ad una serie punti di interazione contemporanei.

Per tener conto degli effetti di fotostatistica e di dilatazione del cammino dei fotoni di scintillazione dovuta alla diffusione Rayleigh, nell’algoritmo XECTimeMinuitRec il tempo atteso sull’ i -esimo PMT è calcolato tramite la formula:

$$t_{exp_i} = t_0 + \frac{n}{c} \cdot \text{EFFDIST}(\Delta x_i^2 + \Delta y_i^2 + \Delta z_i^2) + \tau \cdot \log\left(\frac{N_{ph_i}}{N_{ph_i} - 1}\right) \quad (4.6)$$

dove t_0 è il tempo di prima interazione (la grandezza da ricostruire), EFFDIST è una funzione della distanza geometrica tra il fototubo ed il punto di prima interazione all’interno del

calorimetro (le cui coordinate sono ricostruite tramite algoritmi dedicati) che calcola l'effettivo cammino percorso da un fotone prima di arrivare sul PMT e N_{phi} è la carica in fotoelettroni raccolta dal fototubo; l'ultimo termine è di tipo statistico e tiene conto del ritardo medio indotto dalla struttura temporale dell'emissione dei fotoni di scintillazione.

La funzione EFFDIST è stata ricavata a partire dall'informazione Montecarlo di ≈ 5 milioni di fotoni di scintillazione, calcolando la lunghezza effettiva del percorso tra il punto di emissione ed il PMT di arrivo; la relazione fra la lunghezza effettiva e la distanza geometrica punto d'interazione-PMT ha un andamento interpolabile con un polinomio di terzo grado, come mostrato in figura 4.6. L'incertezza sul tempo atteso $\sigma_{t_{exp}}$ è determinata dalla somma in quadratura dell'incertezza sull'indice di rifrazione (che ha $\sigma_n/n \approx 2\%$ sullo spettro di emissione della luce di scintillazione) e sui parametri della funzione EFFDIST (di tipo polinomiale, ricavata tramite Montecarlo), pesati con la carica raccolta dal singolo PMT.

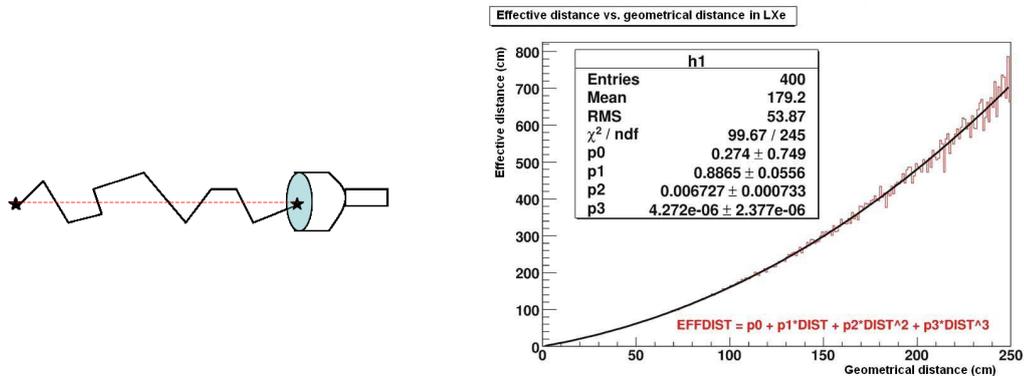


Figura 4.6: A sinistra: schematizzazione dell'effettivo percorso compiuto da un fotone prima di arrivare su un PMT a causa dell'effetto di diffusione Rayleigh. A destra: distanza effettiva percorsa da un fotone di scintillazione per l'arrivo su un PMT in funzione della distanza geometrica tra punto di emissione e PMT; questa funzione è interpolabile con un polinomio di terzo grado.

Il tempo misurato dal singolo PMT è ricostruito dall'estrapolazione del fronte di salita della forma d'onda tramite l'algoritmo di "Costant Fraction". L'incertezza sul tempo misurato è dominata dalla fotostatistica, per cui $\sigma_{t_{mis}}^2 = \frac{1}{N_{phe}}$.

Il tempo t_0 definito nella (4.6) è ottenuto tramite la minimizzazione della funzione:

$$\chi^2 = \sum_i^{PMT} \frac{(t_{i_{exp}} - t_{i_{mis}})^2}{\sigma_{t_{i_{exp}}}^2 + \sigma_{t_{i_{mis}}}^2} \quad (4.7)$$

Fra le opzioni consentite dalla routine è possibile anche ricostruire, oltre a t_0 , le coordinate del punto di prima interazione, definendo tali grandezze come ulteriori parametri del fit.

Il parametro t_0 viene inizializzato utilizzando la media dei tempi dei fototubi, pesata con la carica letta dai singoli PMT.

La risoluzione intrinseca dell'algoritmo si ottiene dalla σ della differenza tra tempo ricostruito dall'algoritmo XECTimeMinuitRec e tempo di prima interazione Montecarlo, per fotoni di segnale con rilascio di energia $E_\gamma > 50$ MeV nel calorimetro. Le cariche ed i tempi di arrivo



dei fotoni sui PMT sono quelle fornite dal Montecarlo, così come le coordinate del primo punto d'interazione, per evitare effetti sistematici dovuti alla ricostruzione di queste variabili.

La risoluzione per fotoni che rilascino almeno 50 MeV nell'apparato, che si ottiene con una versione elementare dell'algoritmo che non tiene conto dell'effettiva distanza percorsa dal fotone per arrivare sul PMT (la funzione EFFDIST prima discussa) e del ritardo statistico nell'emissione dei fotoni di scintillazione, è $\sigma = 83$ ps (FWHM = 195 ps), come illustrato nella parte sinistra di figura 4.7. Se si tiene conto di questi due effetti la risoluzione diventa $\sigma = 40$ ps (FWHM = 94 ps), come mostrato nella parte destra di figura 4.7; questo risultato può essere considerato il limite intrinsecamente raggiungibile dall'algoritmo XECTimeMinuitRec. Si noti inoltre che la media della distribuzione passa da 336 ps a 19 ps, a dimostrazione della necessità di inserire tali correzioni. Le code (5%) presenti in quest'ultima distribuzione sono associate ad eventi a piccola profondità.

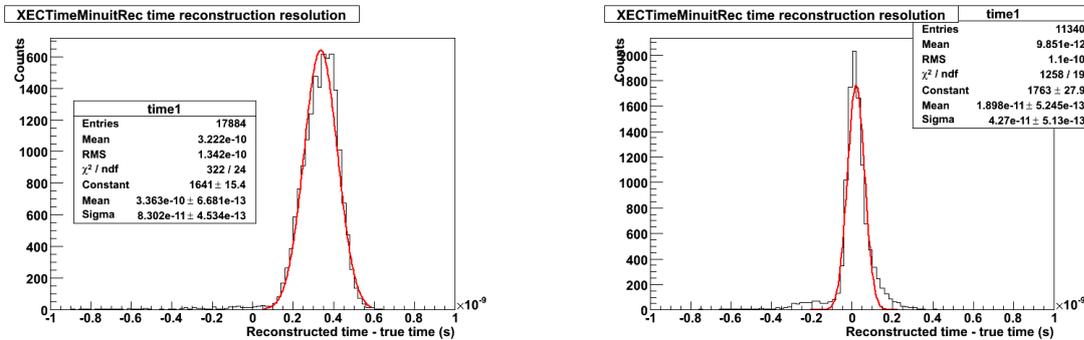


Figura 4.7: Risultati della ricostruzione del tempo di prima interazione del fotone nel calorimetro con la task XECTimeMinuitRec. A sinistra: risoluzione che si ottiene con una versione elementare dell'algoritmo. A destra: risoluzione che si ottiene tenendo conto della distanza effettiva percorsa da un fotone per arrivare sul PMT e del ritardo statistico nell'emissione dei fotoni di scintillazione; questo risultato (FWHM = 94 ps) può essere considerato il limite intrinsecamente raggiungibile dall'algoritmo.

Per una valutazione delle potenzialità dell'algoritmo nel caso dei dati reali è necessario ripetere l'analisi utilizzando le cariche ed i tempi dei PMT ricostruiti tramite l'analisi delle forme d'onda generate dal MEGBartender e la ricostruzione delle coordinate tramite l'algoritmo dedicato PosLocalFit; la risoluzione ottenuta in questo caso è $\sigma = 55$ ps (FWHM = 130 ps), come mostrato in figura 4.8. La media non nulla deriva dalla simulazione del trigger operata dal MEGBartender: tutti i tempi vengono riferiti al segnale di STOP del trigger stesso, in maniera analoga ai dati reali.

L'algoritmo di fit risente molto della qualità della ricostruzione delle coordinate e dalla valutazione degli errori; non avendo ancora raggiunto livelli soddisfacenti nella calibrazione del calorimetro, i risultati che si ottengono sui dati reali non risultano significativamente migliori di quelli ottenuti con una semplice media pesata.

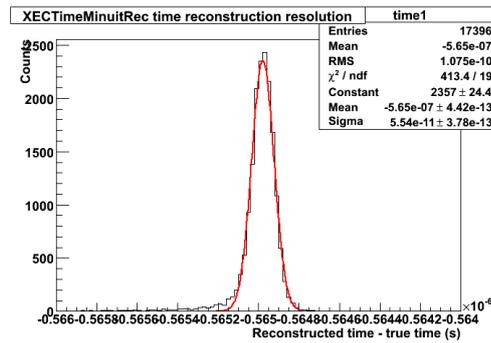


Figura 4.8: Risultati della ricostruzione del tempo di prima interazione del fotone nel calorimetro con la task XECTimeMinuitRec utilizzando cariche e tempi ricostruiti tramite l’analisi delle forme d’onda generate dal MEGBartender.

4.2.2 Ricostruzione del positrone

Come già ricordato, la misura delle variabili cinematiche del positrone è affidata a due apparati distinti: il Timing Counter e le camere a deriva. Le camere a deriva consentono la determinazione della traccia del positrone, del vertice di decadimento, dell’impulso all’istante di emissione e del punto d’impatto previsto sul Timing Counter, ottenuto per estrapolazione della traccia. Le barre del Timing Counter forniscono una precisa ricostruzione del tempo del positrone e della coordinata $r\phi$ del punto d’impatto sulle barre stesse; il sistema di fibre posto in direzione trasversa alle barre determina infine una precisa ricostruzione della coordinata z del punto d’impatto.

Ricostruzione del positrone sul Timing Counter

Lo schema di ricostruzione del positrone nel Timing Counter è illustrato in figura 4.9. La ricostruzione nelle barre consta di:

- analisi delle forme d’onda dei PMT per l’estrazione della carica e del tempo da associare ad ogni PMT;
- ricostruzione preliminare della coordinata z in base al logaritmo del rapporto di carica sui PMT;
- precisa ricostruzione del tempo della barra.

Per il sistema di fibre l’analisi delle forme d’onda fornisce direttamente la misura della coordinata z . Combinando le informazioni dei due rivelatori è possibile definire gli “hit” tridimensionali nel Timing Counter evento per evento.

Una singola particella passante può colpire più barre adiacenti; è utile perciò definire dei “cluster” (gruppi) di hit (definiti da criteri di vicinanza spazio-temporale) tali che la coordinata ed il tempo del cluster siano quelli del primo hit all’interno del cluster stesso. La definizione dei cluster consente di ridurre notevolmente la molteplicità del Timing Counter (ogni cluster in media contiene infatti 2-3 hit) per una più semplice gestione del rivelatore in fase di analisi.

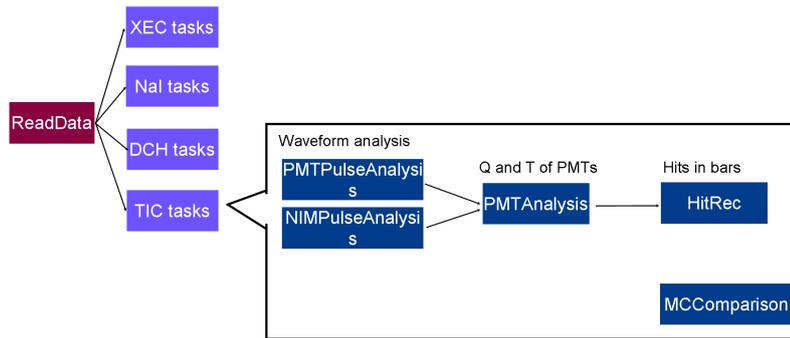


Figura 4.9: Schema della gerarchia delle task TICP, TICZ (Timing Counter lungo ϕ, z).

Ricostruzione della traccia

La ricostruzione della traccia si sviluppa in cinque passi principali, come illustrato in figura 4.10:

- analisi delle forme d'onda indotte sugli elettrodi;
- ricostruzione degli hit;
- costruzione di cluster di hit;
- ricerca di candidati per le tracce (“pattern recognition”);
- fit delle tracce candidate.

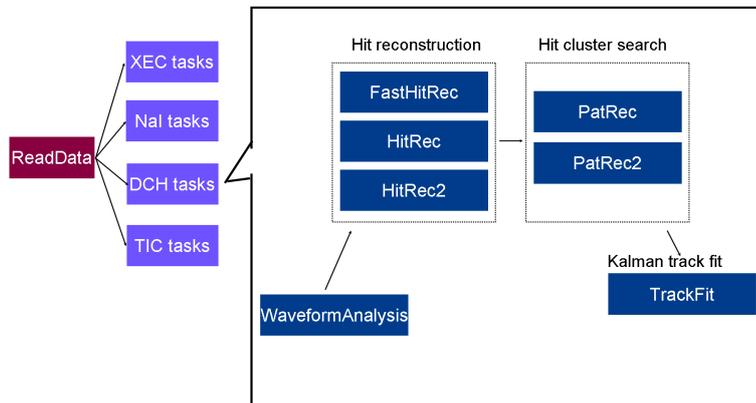


Figura 4.10: Schema della gerarchia delle task DCH (camere a deriva).

Le difficoltà nella ricostruzione della traccia sono legate soprattutto alla presenza di un elevato gradiente del campo magnetico, al basso numero di hit nelle camere (non più di 6 per ogni positrone) ed alla lunghezza stessa della traccia (100 ÷ 150 cm), nonché agli effetti di diffusione multipla e perdita di energia che il positrone subisce nel passaggio attraverso i materiali dell'apparato.

L'algoritmo utilizzato per il fit della traccia si basa sul filtro di Kalman, che opera una stima ricorsiva con il metodo dei minimi quadrati, tenendo conto degli effetti di diffusione multipla

tramite la matrice di covarianza tra le misure.

A titolo di esempio riportiamo la procedura di estrazione della traccia per un evento acquisito durante il RUN2007. La procedura è illustrata schematicamente nelle figure 4.11 e 4.12, in cui è mostrata la proiezione del sistema di camere a deriva nel piano xz ; i canali privi di segnale sono riportati in nero, quelli che presentano problemi (con peggioramento della risoluzione) in grigio. Il primo passo della ricostruzione consiste nell'identificazione degli hit singoli; ciò che si ottiene è una “raw hitmap” del sistema di camere (mostrata in alto a sinistra nella figura 4.11, gli hit sono in rosso); per l'identificazione del cluster di hit su piani adiacenti si applica una prima selezione in una finestra temporale (in basso a sinistra nella figura 4.11, gli hit rigettati sono in azzurro); successivamente si applica una selezione in z e si impone che gli hit di interesse appartengano, entro una tolleranza prefissata, ad una circonferenza (in alto a destra nella figura 4.11), creando un candidato per la traccia (in basso a destra nella figura 4.11).

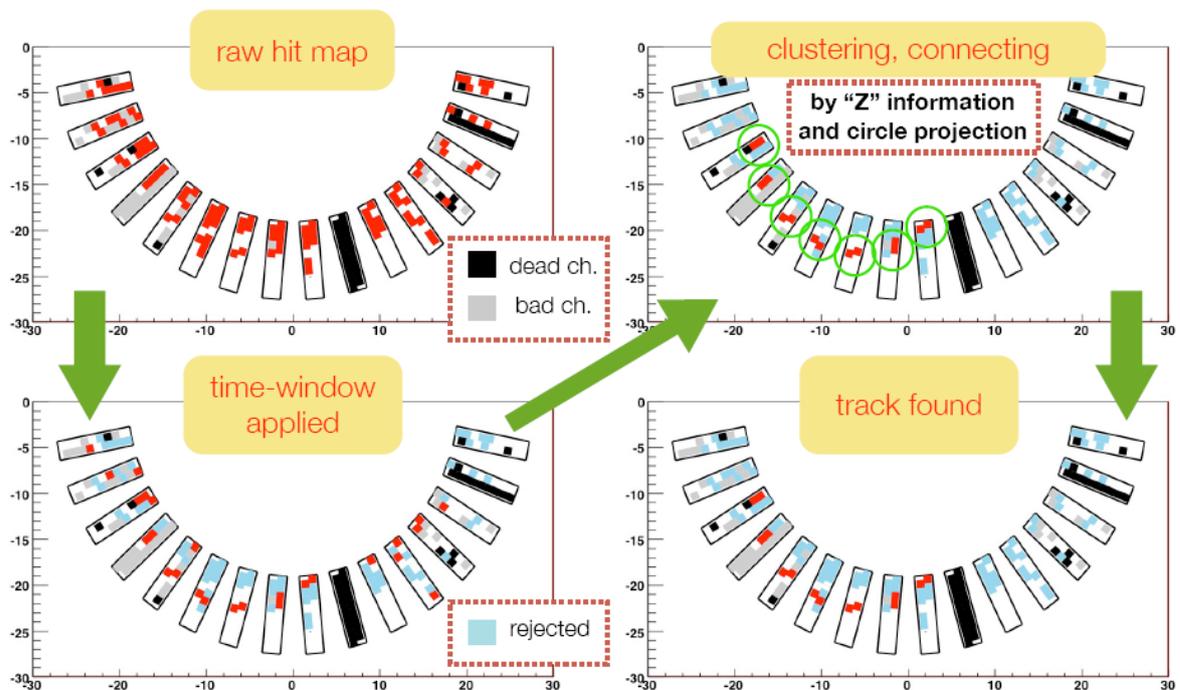


Figura 4.11: Esempio di procedura per la ricostruzione di una traccia nel sistema di camere a deriva. In alto a sinistra: identificazione degli hit singoli (“raw hitmap”, gli hit sono in rosso). In basso a sinistra: identificazione dei cluster di hit tramite la selezione in una finestra temporale (gli hit rigettati sono in azzurro). In alto a destra: selezione in z degli hit; a questo punto si impone che gli hit di interesse appartengano, entro una tolleranza prefissata, ad una circonferenza. In basso a destra: gli hit in rosso costituiscono un candidato per la traccia; questa informazione viene passata al filtro di Kalman per il fit.

Il risultato del fit della traccia con il filtro di Kalman è mostrato in figura 4.12.

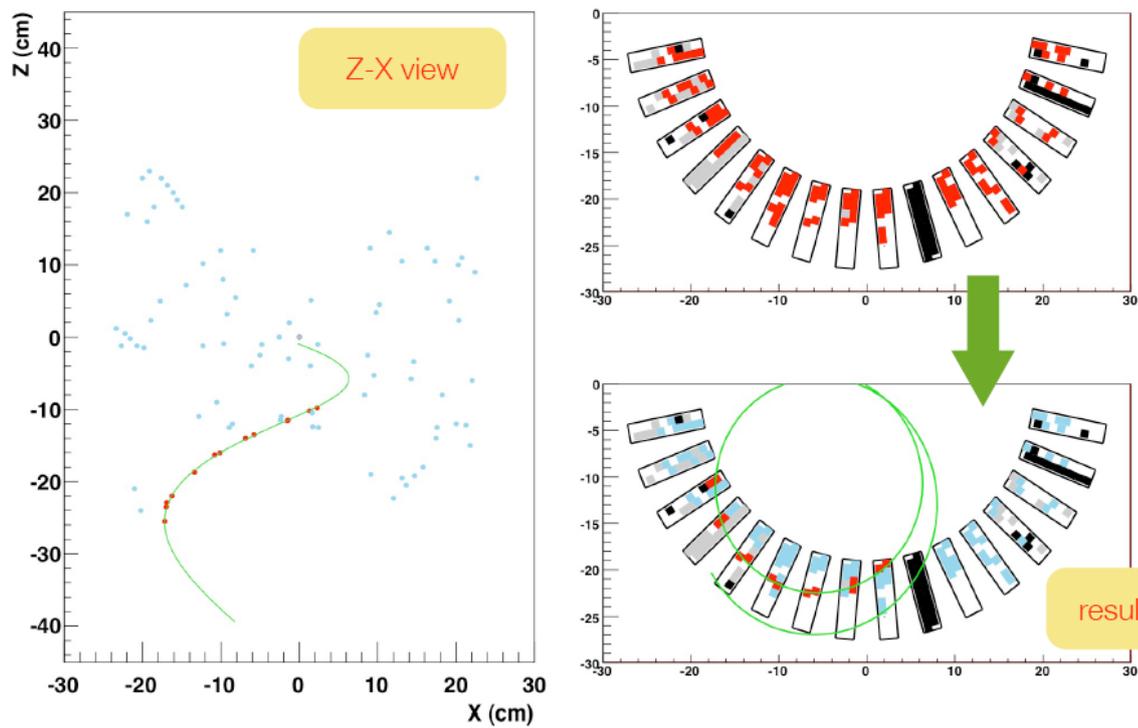


Figura 4.12: Risultato del fit della traccia con il filtro di Kalman. A destra in alto: “raw hitmap” del sistema di camere. A sinistra: proiezione nel piano xz del sistema di camere con identificazione della traccia (linea verde). A destra in basso: proiezione nel piano xy del sistema di camere con identificazione della traccia (linea verde).

Capitolo 5

Operazioni di calibrazione e monitoraggio dell'apparato

5.1 Cenno alle operazioni di calibrazione del DRS

Il DRS2, descritto nell'ambito dell'apparato sperimentale, necessita di due operazioni di calibrazione, una in carica ed una temporale.

5.1.1 Calibrazione della risposta in carica

La funzione di risposta del DRS, cioè l'ampiezza d'impulso in uscita in funzione di quella in entrata, risulta essere lineare fino a 500 mV, mentre per segnali più grandi tende a saturare; tale comportamento è differente per ogni singola cella di campionamento di ogni canale. La funzione di risposta viene misurata inviando segnali di intensità variabile e registrando la corrispondente uscita in carica tramite un ADC. La non linearità della risposta può comunque essere corretta fin quando permane una relazione monotona fra ingresso ed uscita. In figura 5.1 è mostrato un

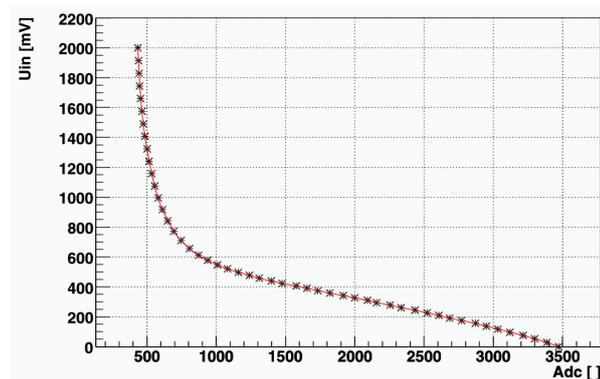


Figura 5.1: Curva di trasferimento del DRS in funzione del canale ADC in ingresso. Il valore del piedistallo corrisponde ad $\text{ADC} = 3500$ ed il valore ADC decresce linearmente all'aumentare di U_{in} fino a valori di $U_{in} \approx 500$ mV.

esempio tipico della correzione da applicare ad un canale: in ascissa è riportato il valore ADC misurato sperimentalmente, in ordinata il valore dell'impulso in ingresso corrispondente alla

carica ADC osservata. Il valore del piedistallo corrisponde ad $ADC = 3500$ ed il valore ADC decresce linearmente all'aumentare di U_{in} fino a valori di $U_{in} \approx 500$ mV.

L'ampiezza d'impulso del chip domino dipende inoltre dalla frequenza di lettura. Il DRS2 dunque, a seconda delle condizioni di utilizzo, necessita di un'accurata calibrazione in carica che può essere svolta tramite un run dedicato in cui vengono campionati segnali costanti di ampiezza nota.

5.1.2 Calibrazione temporale

La velocità dell'onda domino non è costante durante un ciclo a causa di piccole differenze di dimensioni dei singoli transistor utilizzati nella catena domino, causate da esigenze di progettazione; questo effetto porta a deviazioni anche del 16% della frequenza di campionamento rispetto al valore nominale. Nella parte sinistra di figura 5.2 è mostrata la deviazione della frequenza di campionamento di un chip con onda domino a 2 GHz rispetto al valore nominale di 500 ps; nella parte destra è riportata la deviazione integrale del chip. Nelle prime celle la velocità media di campionamento è maggiore di quella nominale, per cui l'onda è in anticipo, in seguito tale velocità diminuisce fino a rendere la durata di un ciclo pari circa a quella attesa (512 ns corrispondenti a 1024 bin). È necessario pertanto effettuare una calibrazione preliminare in laboratorio di tutti i chip prima della loro installazione nell'apparato tramite il campionamento di una precisa onda sinusoidale a frequenza 2 GHz; tale calibrazione è unica ed il risultato può essere inserito nel database.

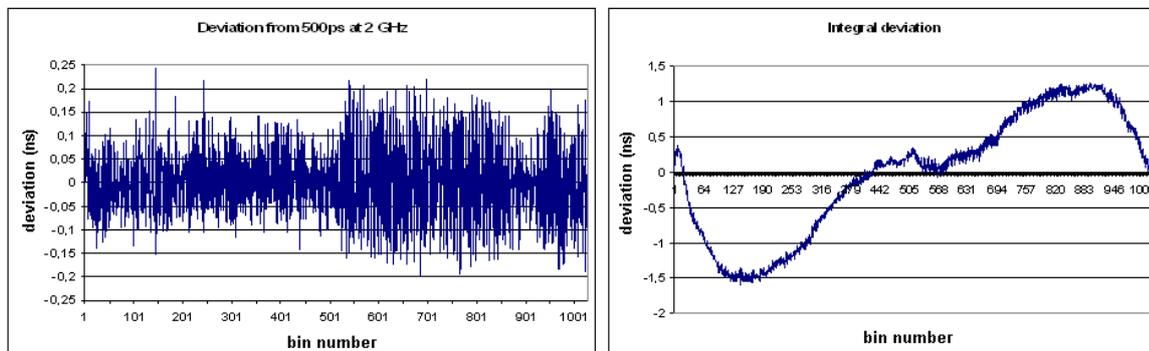


Figura 5.2: Deviazioni dalla frequenza nominale di campionamento del DRS2. A sinistra: deviazione dalla frequenza di campionamento nominale in funzione del numero di cella. A destra: deviazione integrale (dalla cella 0 alla cella i -esima) dalla frequenza di campionamento nominale in funzione del numero di cella.

La calibrazione effettuata in laboratorio non è sufficiente a garantire le prestazioni richieste, poichè la durata di un ciclo all'interno del chip dipende sensibilmente dalla temperatura e può variare anche di $1 \div 2$ ns su un periodo di 512 ns; conseguentemente chip diversi, all'interno dello stesso evento, risultano essere sfasati. Per ovviare a questo inconveniente si rende necessario l'utilizzo di un preciso segnale di "master clock" comune, con periodo di 51.44 ns e jitter ≈ 10 ps, il cui campionamento da parte del DRS2 è illustrato in figura 5.3. Il campionamento di questo segnale consente una calibrazione offline evento per evento che, tramite l'identificazione dei fronti di salita dell'onda, permette il riallineamento dei chip e la determinazione del

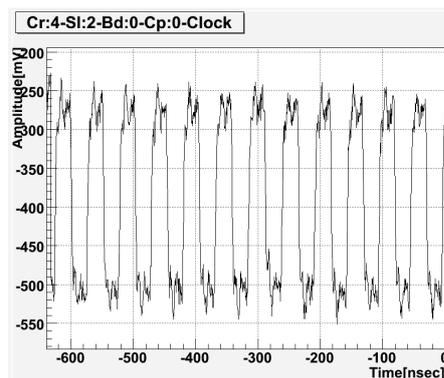


Figura 5.3: Esempio di campionamento del segnale di master clock da parte del DRS2.

tempo assoluto dell'evento. Quest'ulteriore calibrazione, essendo effettuata evento per evento, comporta una dilatazione del tempo di analisi di un fattore $\sim 5 \div 10$ tale da pregiudicare la possibilità pratica di analizzare l'intera mole dei dati. Per ovviare a questo inconveniente è possibile effettuare una prima analisi senza la calibrazione evento per evento, raffinando la ricostruzione temporale solo su un campione di eventi selezionati.

Mostriamo in seguito su un campione di dati reali come la risoluzione temporale senza la calibrazione basata sul "master clock" sia $\sigma_t \approx 1$ ns, non adeguata per una ricerca di $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ ad alta sensibilità (che richiede una risoluzione $\sigma_t \approx 50$ ps a 52.8 MeV), ma sufficiente per una preselezione degli eventi più interessanti.

5.2 Operazioni di calibrazione e monitoraggio del calorimetro a Xenon liquido

Per assicurarsi che le prestazioni richieste nella ricostruzione in energia, posizione e tempo all'interno del calorimetro siano raggiunte e mantenute nel tempo è necessario utilizzare molteplici e ridondanti metodi di Calibrazione e Monitoraggio (C&M) [58].

Per "Calibrazione" si intende la determinazione dei parametri dell'apparato, in particolare relativi a:

- fotomoltiplicatori (guadagni, efficienze quantiche ...),
- liquido scintillatore (grado di purezza, spettro di emissione, indice di rifrazione, lunghezze di diffusione ed assorbimento ...)
- risposta dei rivelatori (risoluzione spazio-temporale ed energetica, capacità di separazione di due eventi che si sovrappongono accidentalmente ...).

Per "Monitoraggio" si intende invece il controllo, quanto più frequente possibile, della stabilità di tali parametri, in condizioni il più vicino possibile a quelle di misura.

5.2.1 Studio preliminare delle caratteristiche dei fotomoltiplicatori: la PM test facility

La “PM test facility” (PMTF) [59] è una postazione, installata presso i laboratori dell’INFN di Pisa, che consente una precisa determinazione dei guadagni e delle efficienze quantiche dei fototubi, nonché uno studio del loro comportamento in condizioni di affollamento (ovvero elevata frequenza di arrivo dei segnali in ingresso), alla temperatura dello Xenon liquido (-107°C). Nella PMTF sono stati testati circa 500 fototubi della serie R9869 prodotti dalla Hamamatsu [48], 50 dei quali durante il presente lavoro di tesi. Questi fotomoltiplicatori hanno un fotocatodo composto per il 96% di Potassio, Cesio ed Antimonio (K-Cs-Sb) e per il restante 4% da piccole strisce di alluminio per aumentare la resistività a basse temperature; hanno dodici stadi di amplificazione, gli ultimi due dei quali presentano due diodi Zener al posto delle usuali resistenze di partitore (la ragione sarà spiegata in seguito) e risultano avere un’efficienza quantica per la luce di scintillazione ultravioletta prodotta dallo Xenon di circa il 16%. Un’illustrazione schematica della PMTF ed un esempio di fototubo della serie R9869 sono mostrati in figura 5.4.

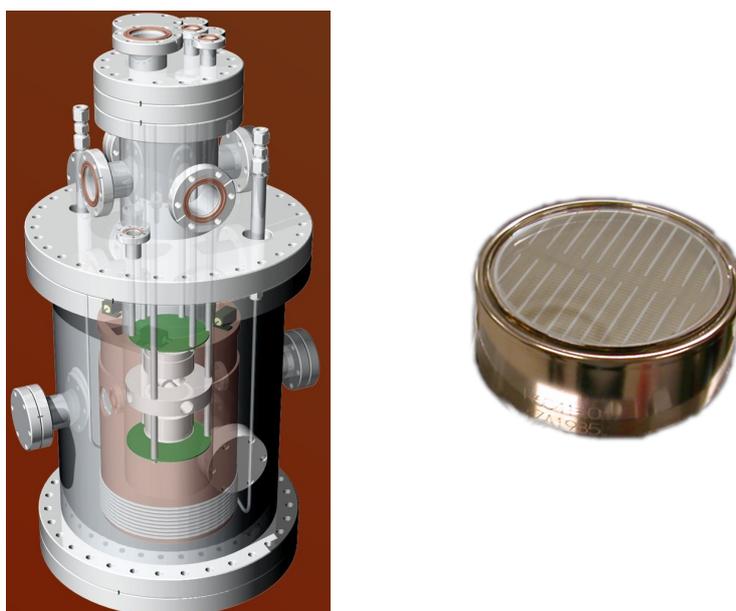


Figura 5.4: Illustrazione schematica della PMTF ed esempio di fototubo della serie R9869.

Lo schema di funzionamento della PMTF è riportato in figura 5.5. Essa è costituita da un recipiente di acciaio del diametro di 10 cm, capace di contenere circa 2 litri di Xenon liquido e chiamato “bicchiere” (**A**), posto in un cilindro di diametro 25 cm nel quale è mantenuto il vuoto per garantire l’isolamento termico.

Il bicchiere è collegato sia ad un bidone di sicurezza, di volume pari a circa 600 litri (**D**), che può contenere l’intero volume di Xenon allo stato gassoso, sia ad una bombola del volume di 16 litri (**G**), nella quale può essere recuperato lo Xenon in forma gassosa durante la fase di manutenzione dell’apparato. All’estremità superiore del bicchiere è presente una “testa fredda” (non mostrata in figura), mantenuta alla temperatura di -107°C , utilizzata per la liquefazione dello Xenon; sopra ad essa è installata una valvola separatrice (chiamata “Gate Valve”) che

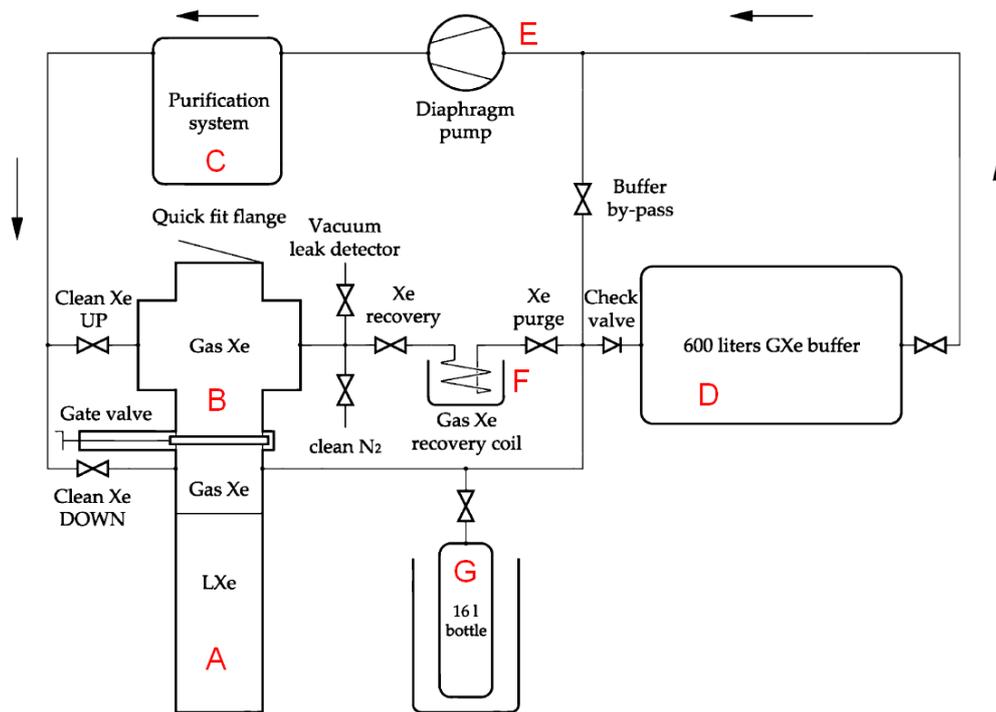


Figura 5.5: Illustrazione dello schema di funzionamento della PM test facility.

isola la zona (A) del bicchiere dalla zona (B), nella quale viene lasciato fluire Xenon gassoso; la zona (B) è destinata alle operazioni di riscaldamento e raffreddamento del fototubo prima e dopo la sua sostituzione, mentre il flusso serve a rimuovere le impurità prima dell'immersione nello Xenon liquido. Lo Xenon viene purificato tramite appositi filtri, utili a rimuovere le contaminazioni di ossigeno e vapor d'acqua (C). Al di sopra della zona (B) è installato un movimento lineare per l'introduzione dall'alto del fototubo da studiare.

Per il monitoraggio costante delle condizioni dell'apparato sono stati installati diversi sensori, le cui misure sono visualizzabili su un computer tramite un programma di controllo scritto in LabVIEW [60]. Essi sono:

- due sensori di temperatura posti nella zona (A), uno per la testa fredda e uno per lo Xenon liquido;
- due sensori di pressione, uno posto nella zona (A) ed uno nella zona (B);
- un sensore per il controllo del livello dello Xenon liquido posto all'interno del bicchiere;
- un sensore di pressione posto all'ingresso del bidone di sicurezza (D).

All'interno del bicchiere sono inoltre presenti:

- 3 LED da utilizzare per i test sui fototubi;
- una piccola sorgente di particelle α (^{241}Am), utilizzata per la misura delle efficienze quantiche;
- un fototubo di riferimento fissato sul fondo del bicchiere.



Operazioni di test sui fototubi

Il test di un fototubo è diviso in più fasi:

1. *Sostituzione del fototubo.* Lo Xenon gassoso presente nella zona (**B**), isolata dal bicchiere tramite la chiusura della “Gate Valve”, viene recuperato in una serpentina (**F**) tramite raffreddamento con azoto liquido. La zona (**B**), svuotata ed isolata dal resto dell'apparato, viene quindi riempita di azoto gassoso. Il movimento lineare viene rimosso ed il fototubo viene sostituito. Una volta rimontato il movimento lineare, viene fatto di nuovo il vuoto nella zona (**B**), effettuando un test di tenuta; a questo punto viene reintrodotta lo Xenon gassoso.
2. *Purificazione a caldo.* Prima di essere immerso nello Xenon liquido il fototubo rimane per circa 30 minuti nella zona (**B**), mantenuta ad una temperatura di 50°C da una cintura resistiva ed isolata dal bicchiere tramite la chiusura della “Gate Valve”. Lo Xenon gassoso viene fatto fluire, secondo lo schema indicato in figura 5.5, attraverso le valvole Clean Xe UP e Xe Recovery. Questa fase serve ad eliminare le impurezze depositatesi sul fototubo durante la fase di installazione.
3. *Raffreddamento.* La “Gate Valve” che separa la zona (**B**) dal bicchiere viene aperta, così come la Clean Xe DOWN, mentre la valvola Clean Xe UP viene chiusa. In questa maniera lo Xenon è costretto a passare anche dalla parte superiore del bicchiere, raffreddandosi notevolmente. In questa fase, della durata di 25 minuti circa, continuano la pulizia ed il raffreddamento del fototubo che raggiunge una temperatura vicina a quella dello Xenon liquido.
4. *Test.* Il fototubo viene immerso nello Xenon liquido e vengono effettuati i test (descritti nel prossimo paragrafo). I test vengono ripetuti nuovamente dopo aver ruotato il fototubo di 180°.
5. *Riscaldamento.* Il fototubo viene estratto dallo Xenon liquido e portato nella zona (**B**), che viene isolata dal bicchiere tramite la chiusura della “Gate Valve”. Il fototubo rimane in questa fase per circa 40 minuti, in modo da risalire ad una temperatura vicina a quella del laboratorio prima di essere sostituito.

La misura dei piedistalli e dei guadagni

Per “piedistallo” di un fotomoltiplicatore si intende il rumore misurato in assenza di segnale in ingresso. La misura del piedistallo viene effettuata acquisendo all'incirca 5000 letture del fotomoltiplicatore tramite un ADC senza segnale in ingresso (la tensione dei LED viene mantenuta a zero) ed interpolando mediante una funzione gaussiana i dati ottenuti.

Il guadagno esprime l'amplificazione del segnale del fototubo, cioè la moltiplicazione del numero di fotoelettroni emessi dal fotocatodo, operata dalla catena dinodica.

Supponiamo che tra il numero di fotoelettroni iniziali (N) e la carica finale (Q) sussista una relazione di tipo lineare [61]:

$$Q = g \cdot N + Q_0 \quad (5.1)$$

dove g è il guadagno del fotomoltiplicatore e Q_0 il suo piedistallo. Poiché N ha una distribuzione poissoniana è facile ricavare la varianza della carica misurata:

$$\sigma_Q^2 = g^2 \cdot N + \sigma_{Q_0}^2 \quad (5.2)$$

dove $\sigma_{Q_0}^2$ è la varianza della distribuzione del piedistallo. Sostituendo la relazione (5.1) nella (5.2) si ottiene:

$$\sigma_Q^2 = g \cdot (Q - Q_0) + \sigma_{Q_0}^2. \quad (5.3)$$

La misura viene effettuata alimentando i LED con tensioni crescenti; per ogni valore di tensione vengono acquisiti 5000 segnali e viene eseguito un fit della distribuzione in carica con una funzione gaussiana, da cui si ricavano media e varianza. Al termine del test si riportano in un grafico le varianze in funzione delle medie e si esegue un fit lineare di σ_Q^2 in funzione di $\langle Q \rangle$, da cui viene estratto il valore del guadagno (dato dal coefficiente angolare del fit secondo la (5.3)). In figura 5.6 sono mostrati alcuni esempi di fit σ^2 vs $\langle Q \rangle$. Per ogni fotomoltiplicatore vengono effettuati tre test di piedistalli e tre test di guadagni ed i risultati finali si ottengono mediando sui risultati dei singoli test.

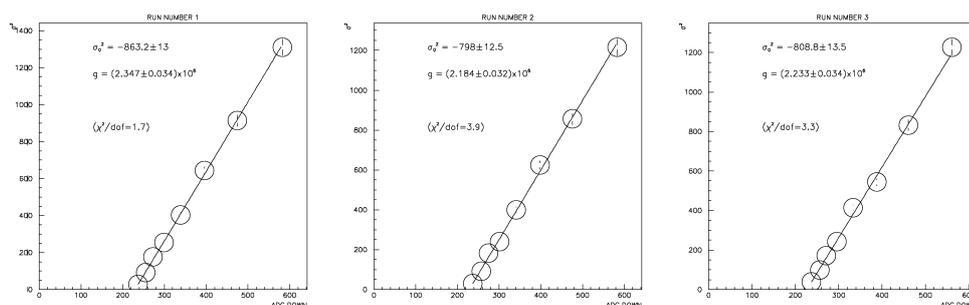


Figura 5.6: Interpolazione lineare per la determinazione del guadagno.

Efficienze quantiche

L'efficienza quantica (Q.E.) di un fototubo è una proprietà intrinseca del fotocatodo e corrisponde alla probabilità di emissione di un fotoelettrone quando il fotocatodo è colpito da un fotone. L'efficienza quantica è legata alla temperatura di lavoro del fototubo ed alla lunghezza d'onda dei fotoni incidenti. Per la misura della Q.E. assoluta sarebbe necessaria una conoscenza molto approfondita della propagazione della luce di scintillazione all'interno del bicchiere, in modo da poter prevedere in maniera quanto più corretta possibile il numero di fotoni che giungono sul fototubo in funzione dell'energia depositata. Per superare questa difficoltà si rinuncia a misurare una Q.E. assoluta, a favore di una Q.E. relativa rispetto al fototubo posto sul fondo del bicchiere (usato come riferimento). Inoltre nella test facility viene propriamente misurato il prodotto della Q.E. e dell'efficienza di raccolta, per cui si rende necessario misurare nuovamente la Q.E. in condizioni di presa dati. Nella PMTF vengono acquisiti circa 5000 eventi indotti dalla sorgente α di ^{241}Am all'interno del bicchiere e le distribuzioni di carica così ottenute, corrette con i valori misurati per i piedistalli ed i guadagni, vengono interpolate in corrispondenza del picco con una funzione gaussiana. Dal confronto delle medie delle due gaussiane relative al fototubo di riferimento ed a quello da testare si ottiene la Q.E. relativa, come mostrato in figura 5.7.

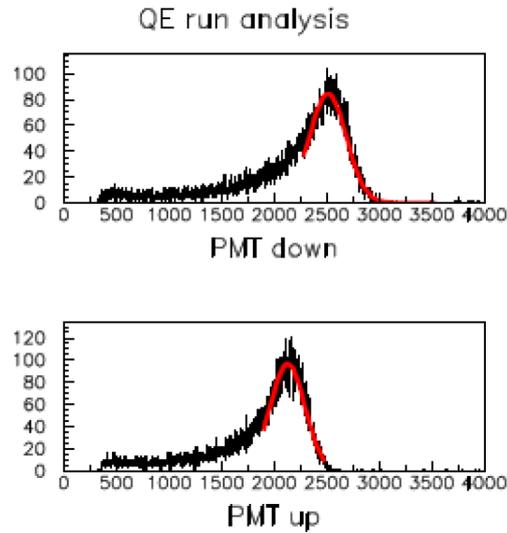


Figura 5.7: Interpolazione tramite una funzione gaussiana della carica raccolta per la determinazione della Q.E. relativa di un fototubo. Il grafico superiore è relativo al fototubo di riferimento, quello inferiore al fototubo da testare. In ascissa sono riportati i conteggi ADC per eventi indotti da particelle α ed in ordinata il numero di eventi.

Comportamento dei PMT in condizioni di affollamento

L'esperimento MEG opera in un ambiente con un intenso fondo gamma a basse energie, dovuto al decadimento radiativo del muone e alla cattura di neutroni termici da parte dello Xenon, con rilascio di fotoni di energia totale pari a ≈ 9.3 MeV. Questo intenso fondo può dar luogo a due inconvenienti: la diminuzione dei segnali nel caso di elevata resistività del fotocatodo a basse temperature ed un'alterazione del guadagno dovuto all'aumento della corrente anodica.

Aumento della resistività del fotocatodo a basse temperature

È noto sperimentalmente [62] che la resistenza del fotocatodo dei fotomoltiplicatori aumenta a basse temperature. In condizioni di affollamento questo effetto dà luogo ad un drastico calo nell'ampiezza del segnale. Il fenomeno è stato osservato nella PMTF, simulando il fondo a basse energie con un LED (Background LED, BL) ed osservando la risposta del fotomoltiplicatore ad un segnale di riferimento generato da un secondo LED (Secondary LED, SL) in funzione del tempo. In particolare è stato misurato il rapporto tra la luce del SL raccolta in presenza (*plateau*) ed in assenza (*peak*) di fondo. Come si può osservare in figura 5.8, nel caso di un fotomoltiplicatore di caratteristiche differenti da quelle della serie R9869 (in questo caso R6041), all'accensione del BL (indicata in figura con "High rate ON") segue un calo esponenziale del segnale rivelato, che torna al valore iniziale allo spegnimento del BL (indicato in figura con "High rate OFF"); questo effetto non è presente a temperatura ambiente. L'interpretazione di questo fenomeno è che l'aumento della resistività del fotomoltiplicatore alla temperatura dello Xenon liquido e la presenza di capacità parassite inducono un accumulo di carica spaziale sul fotocatodo. Il problema è stato risolto nella serie R9869 inserendo delle striscioline di alluminio sul fotocatodo. In figura 5.9 sono mostrati gli effetti dell'aumento della resistività del fotocatodo in funzione della temperatura per fototubi di questa serie equipaggiati con differente densità di

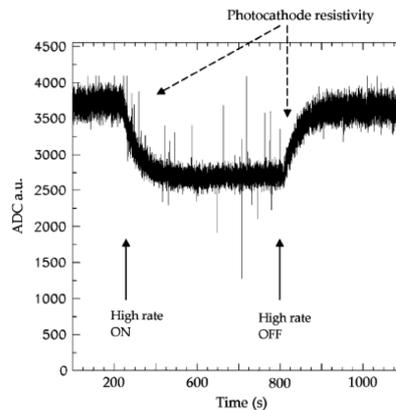


Figura 5.8: Risposta di un fotomoltiplicatore della Hamamatsu (serie R6041) a basse temperature in caso di intenso fondo a basse energie.

striscioline di alluminio: si può notare come per il fototubo con elevata densità di striscioline (serie ZAxxxx) il rapporto tra *plateau* e *peak* rimanga invariato a basse temperature, mentre per la serie TBxxxx diminuisce al diminuire della temperatura. I test sui fototubi sono stati effettuati in ambiente di gas Argon, che ha una temperatura di liquefazione di -150°C , più bassa dei -107°C dello Xenon.

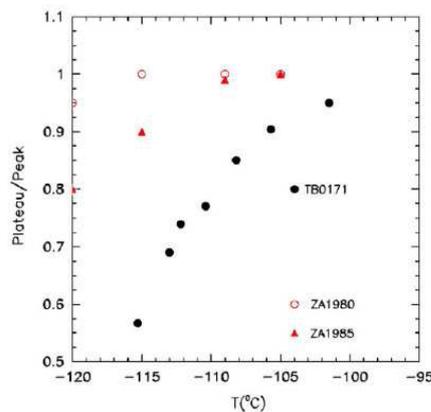


Figura 5.9: Effetti dell'aumento della resistività del fotocatodo in funzione della temperatura per differenti fototubi della serie R9869: TB0171 con bassa densità di striscioline di alluminio, ZA1980 e ZA1985 con densità doppia di striscioline di alluminio.

Alterazione del guadagno all'aumentare della corrente anodica

In un fototubo il valore del guadagno è determinato dalla tensione di alimentazione, ma la corrente anodica I_a (ovvero la corrente dovuta al flusso di fotoelettroni che dal fotocatodo si muovono verso l'anodo) può modificare la differenza di tensione tra l'ultimo dinodo e l'anodo causando una variazione del guadagno. La corrente anodica è fortemente correlata al numero di fotoni che raggiunge il fotocatodo, per cui un intenso rumore, anche se di bassissima energia, può alterare la misura. In particolare si può esprimere la variazione del guadagno in funzione del rapporto tra la corrente anodica I_a e la corrente di base che scorre nel partitore I_p . Come

si nota dalla figura 5.10, per valori di $\frac{I_a}{I_p}$ inferiori a $\sim (2 \div 3) \cdot 10^{-2}$ il guadagno è stabile; all'aumentare di questo rapporto si verifica dapprima una zona di sovrilinearità seguita, per correnti anodiche dell'ordine di quelle di partitore, da un drastico calo del guadagno. Per evitare problemi è quindi sufficiente mantenere il rapporto $\frac{I_a}{I_p}$ ad un valore inferiore all'1%.

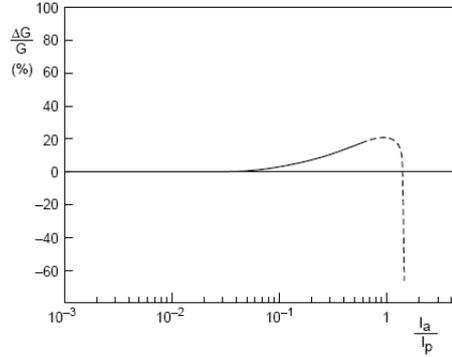


Figura 5.10: Variazione del guadagno in funzione del rapporto $\frac{I_a}{I_p}$.

Nel caso dell'esperimento MEG il fondo di fotoni a basse energie è prodotto principalmente da due processi:

- Il decadimento radiativo del muone $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$. I gamma provenienti da questo decadimento hanno un'energia media di ~ 8 MeV e circa il 10% di essi è emesso nell'accettanza angolare del calorimetro. Si può quindi facilmente calcolare il numero di fotoni dovuti a questo fondo che raggiungono il fotocatodo, assumendo un flusso di μ^+ pari a $10^8 \mu^+/s$ (≈ 3 volte quello effettivamente utilizzato in esperimento), un BR del decadimento radiativo pari a $\sim 1.5 \times 10^{-2}$ ed un'uscita in luce nello Xenon liquido pari a 40000 fotoni per ogni MeV di energia depositata. Si ottiene perciò:

$$N_\gamma \approx 40000 (\text{MeV}^{-1}) \cdot 8 \text{ MeV} \cdot 10^8 \left(\frac{\mu^+}{s} \right) \cdot 1.5 \times 10^{-2} \left(\frac{\gamma}{\mu^+} \right) \cdot 10\% \approx 5 \cdot 10^{10} \left(\frac{\gamma}{s} \right) \quad (5.4)$$

Considerando una Q.E. media del 20%, una copertura fotocatodica *PhotoCop* del 30% ed un guadagno medio $g = 10^6$ si può calcolare il contributo alla corrente anodica per fototubo dovuto al decadimento radiativo:

$$I_a = \frac{N_\gamma \cdot QE \cdot PhotoCop \cdot g \cdot e}{N_{PMT}} \approx 0.6 \mu A \quad (5.5)$$

- La cattura di neutroni termici da parte dello Xenon con emissione di fotoni di energia totale pari a ≈ 9 MeV. Nella sala sperimentale è presente un fondo di neutroni termici associati al fascio, con un flusso misurato pari a $1.8 \pm 0.3 \frac{n}{s \text{ cm}^2}$ [63] che determina una corrente anodica, stimabile con un calcolo simile al precedente, pari a:

$$I_a \approx 0.4 \mu A \quad (5.6)$$

La corrente anodica totale stimata, dovuta alla somma dei due processi, è quindi $\approx 1 \mu A$, per cui il rapporto tra I_a e la corrente media di partitore ($60 \mu A$), in condizioni di normale utilizzo, è circa 0.016, superiore al limite richiesto di 0.01.

5.2 Operazioni di calibrazione e monitoraggio del calorimetro a Xenon liquido

Questo problema è stato risolto inserendo due diodi zener negli ultimi due stadi dell'amplificazione del fotomoltiplicatore in sostituzione delle usuali resistenze, come mostrato in figura 5.11; in questo modo viene eliminata la sovrilinearità (poichè i diodi fungono da stabilizzatori della tensione degli ultimi due stadi di amplificazione) e la caduta del guadagno avviene ad un valore del rapporto $\frac{I_a}{I_p}$ dieci volte superiore rispetto a quello precedente.

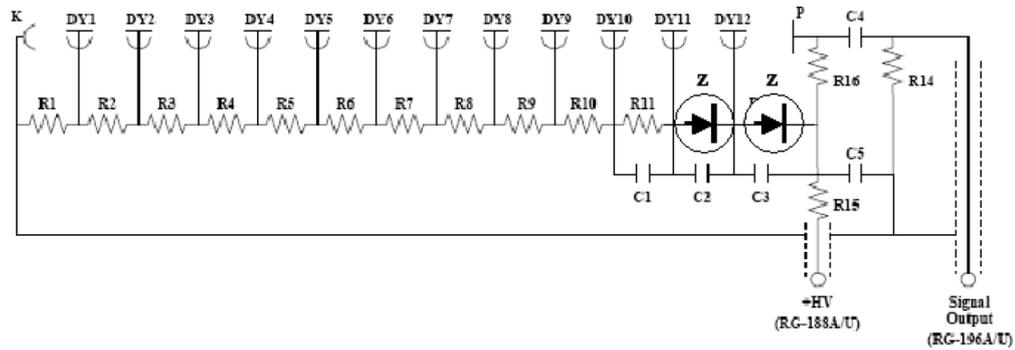


Figura 5.11: Schema del circuito del fotomoltiplicatore. Si possono notare i due diodi zener al posto delle usuali resistenze negli ultimi due stadi del partitore.

L'efficacia dei diodi zener è stata verificata utilizzando un LED che genera un intenso fondo di fotoni di bassa energia; la tensione dei LED è stata aumentata fino ad ottenere valori di I_a pari a $\approx 7 \mu A$, di gran lunga superiori a quello atteso nella sala sperimentale. Dal confronto con il comportamento del fototubo di riferimento, sprovvisto di diodi zener, si può verificare il corretto funzionamento dei fototubi testati, come mostrato in figura 5.12.

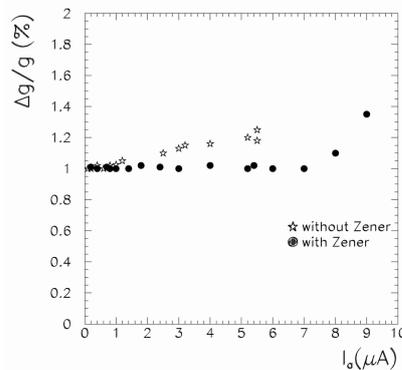


Figura 5.12: Confronto tra la risposta del fototubo di riferimento (senza diodi zener) e quella di un fototubo con diodi zener, in condizioni di elevata corrente anodica. Si noti come nel caso dei diodi zener la sovrilinearità avviene per un valore della tensione anodica molto più elevato, come conseguenza della maggiore stabilità della tensione negli stadi di amplificazione interessati dai diodi.

5.2.2 Calibrazione e monitoraggio dei fototubi e delle proprietà ottiche dello Xenon nel calorimetro finale

Le tecniche di C&M proposte per il calorimetro finale dell'esperimento MEG prevedono l'impiego di LED, microsorgenti radioattive, fotoni prodotti dal decadimento di pioni neutri, riga γ di diseccitazione del ^{58}Ni , fotoni emessi nelle reazioni di protoni su bersagli di Litio o Boro indotte da un acceleratore Cockroft-Walton (C-W). Un prospetto riassuntivo dei metodi e dei relativi scopi è illustrato in figura 5.13.

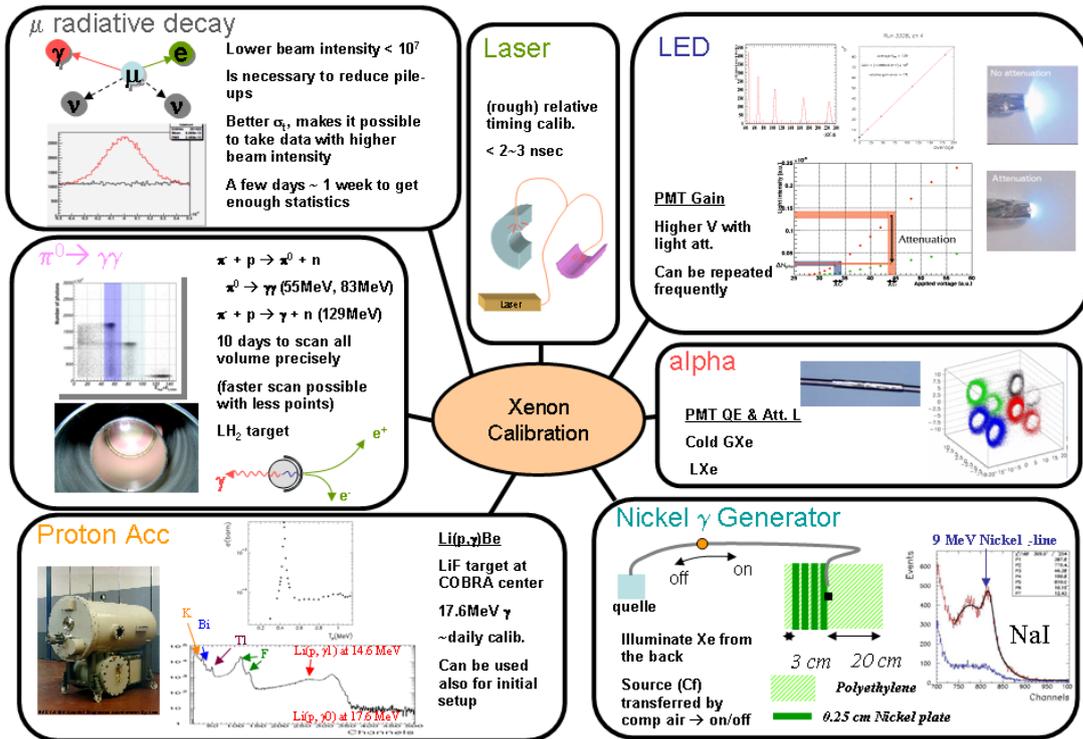


Figura 5.13: Schema riassuntivo dei metodi di calibrazione del calorimetro

LED

All'interno del calorimetro finale sono state installate 12 postazioni LED (ognuna equipaggiata con 3 LED a diversa attenuazione, come spiegato in seguito) con i quali è possibile misurare i guadagni dei fototubi, utilizzando una procedura analoga a quella seguita nella PMTF e descritta nel paragrafo precedente. La misura del guadagno necessita di un'emissione di luce quanto più stabile possibile; per ridurre le fluttuazioni la tensione di alimentazione del LED viene perciò aumentata di un fattore f rispetto al valore richiesto e l'intensità di emissione viene successivamente attenuata fino a raggiungere il punto di lavoro per mezzo di uno strato di Teflon [64]. Per f dell'ordine delle decine il valore del guadagno misurato diventa stabile (come illustrato in figura 5.14), a dimostrazione della sensibile riduzione delle fluttuazioni. Un ulteriore beneficio dell'applicazione dello strato di Teflon è una diffusione più uniforme della luce emessa, come mostrato in figura 5.15.

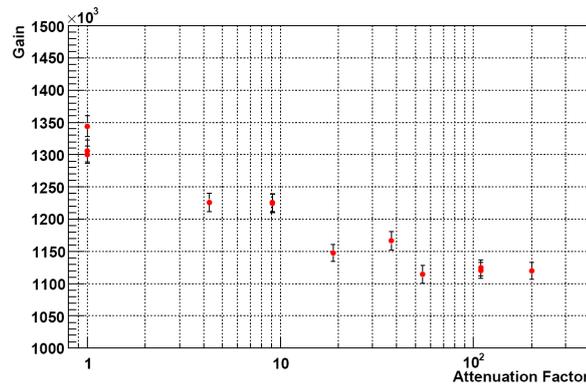


Figura 5.14: Misura del guadagno di un fototubo in funzione del valore di attenuazione f applicato al LED. Per $f \geq 50$ il guadagno risulta stabile.



Figura 5.15: Esempi di impulsi LED utilizzati per la calibrazione dei guadagni dei fototubi del calorimetro finale, con e senza attenuazione. Si noti la maggior uniformità della luce emessa in presenza di attenuazione.

Il guadagno tipico è $g \sim 10^6$ per una tensione di alimentazione dei PMT di 800V.

Sorgenti α di Americio su filo

Il metodo delle microsorgenti radioattive [65] è stato sviluppato per il Large Prototype (LP), il prototipo del calorimetro finale, ed è basato sull'impiego di fili molto sottili (mostrati in figura 5.16), con diametro di $100 \mu\text{m}$, sui quali sono depositate sorgenti praticamente puntiformi (lunghezza $\sim 1 \text{ mm}$) di ^{241}Am (emettitore α con un tempo di dimezzamento $\tau_{1/2} = 458$ anni) con un sottile rivestimento d'oro ($\approx 1.5 \mu\text{m}$). L'attività di ciascuna sorgente è molto bassa ($\sim 500 \text{ Bq}$), in quanto tali sorgenti sono collocate in maniera permanente all'interno del volume sensibile del calorimetro e non devono costituire un fondo importante durante la presa dati; i run dedicati alle sorgenti α sono eseguiti in condizione di fascio spento.

Lo scopo principale dell'utilizzo delle microsorgenti è quello di determinare le efficienze quantiche (relative) dei fotomoltiplicatori e tenere sotto controllo le proprietà ottiche dello Xenon nelle normali condizioni di acquisizione dati; essendo sorgenti fisse ed in posizione nota, è inoltre possibile controllare gli algoritmi di ricostruzione tridimensionale della posizione. Fili con le caratteristiche richieste sono stati realizzati dalla ditta *Sorad Ltd* [66], che ha portato avanti anche il lavoro di Ricerca e Sviluppo.

Nel calorimetro finale sono stati montati 5 fili, ciascuno con 5 sorgenti. Alcune sorgenti α sono

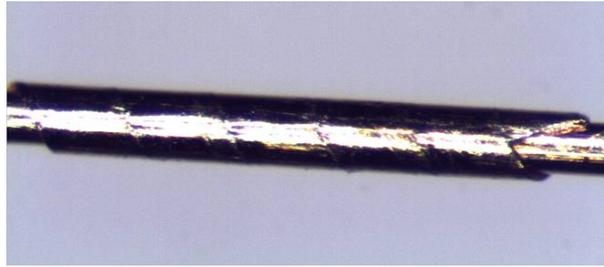


Figura 5.16: Microfoto di una sorgente di ^{241}Am .

state inoltre installate direttamente sulle pareti interne del calorimetro; tali sorgenti si sono rivelate superflue per le procedure di calibrazione e sono state successivamente rimosse. Notiamo infine che il metodo delle sorgenti, indispensabile per la determinazione delle Q.E. ed il monitoraggio del livello di purezza dello Xenon, non può essere considerato un buon standard assoluto in energia a causa della bassa energia delle particelle α emesse e delle interazioni nel rivestimento d'oro della sorgente.

5.2.3 Calibrazione e Monitoraggio della scala assoluta di energia

Fotoni da 9 MeV prodotti da cattura di neutroni termici in Nichel

Questo metodo è utilizzabile per una calibrazione molto frequente, anche se parziale, del calorimetro dell'esperimento MEG. La tecnica si basa sulla produzione di neutroni, la cui termalizzazione richiede un certo volume di materiale moderatore; pertanto l'apparato non può essere inserito all'interno del magnete al posto del bersaglio, ma deve essere posto necessariamente sulla superficie esterna del calorimetro, non a contatto con il magnete. Bisogna inoltre tener presente che l'impiego di neutroni richiede una certa cautela, a causa della loro capacità di attivare alcuni materiali rendendoli radioattivi.

Per questa tecnica di C&M è necessario utilizzare un generatore o una sorgente di neutroni veloci ($E \sim 1 \div 10$ MeV), un moderatore formato da lastre di Polietilene ed alcune piastre di Nichel.

La cattura dei neutroni termici da parte del Nichel produce una riga di emissione da ≈ 9 MeV con un rapporto di decadimento di $\approx 50\%$; nel resto dei casi viene emessa una cascata di fotoni di più bassa energia tale che $\sum_{\gamma} E_{\gamma} \approx 9$ MeV, come illustrato in figura 5.17.

La fattibilità del metodo è stata verificata utilizzando una sorgente di neutroni di Am/Be da 20 kBq e rivelando il segnale dei γ di diseccitazione prima con un rivelatore a NaI, poi con il Large Prototype. Questa tecnica può essere utilizzata per tenere sotto controllo le prestazioni del calorimetro ad intervalli frequenti e regolari, ma potrebbe essere insufficiente a determinare le cause di eventuali malfunzionamenti, a causa della scansione solo parziale del calorimetro consentita dal metodo.

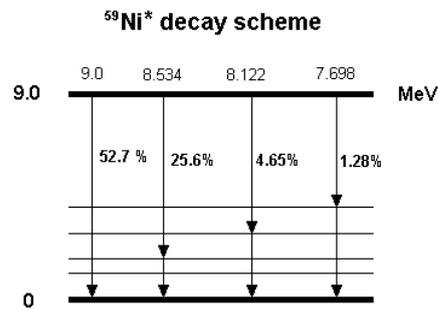


Figura 5.17: Schema di decadimento del Nichel a seguito della reazione $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}^*$.

Fotoni prodotti da reazioni di protoni incidenti su bersagli di Fluoruro di Litio e Boro

La reazione $^7_3\text{Li}(p,\gamma)^8_4\text{Be}$ ha una sezione d'urto risonante per $E_p = 440$ KeV, con una larghezza $\Gamma \approx 15$ KeV ed un valore di picco di 6 mbarn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) [67]. Utilizzando bersagli di Litio fermi, essa produce fotoni da 17.6 MeV e 14.6 MeV, valori di energia utili per la C&M dell'esperimento MEG. I protoni sono ottenuti mediante l'utilizzo di un acceleratore Cockroft-Walton (C-W) pressurizzato con SF_6 , mostrato in figura 5.18, in una versione semplificata per soli protoni. I vantaggi di questa macchina rispetto ad un acceleratore a radiofrequenza sono l'emissione di un fascio continuo di protoni e la possibilità di variare l'energia di emissione dei protoni (fino ad 1 MeV) per operare una scansione della regione della risonanza o utilizzare differenti reazioni. La corrente di protoni massima utilizzabile per evitare l'affollamento del

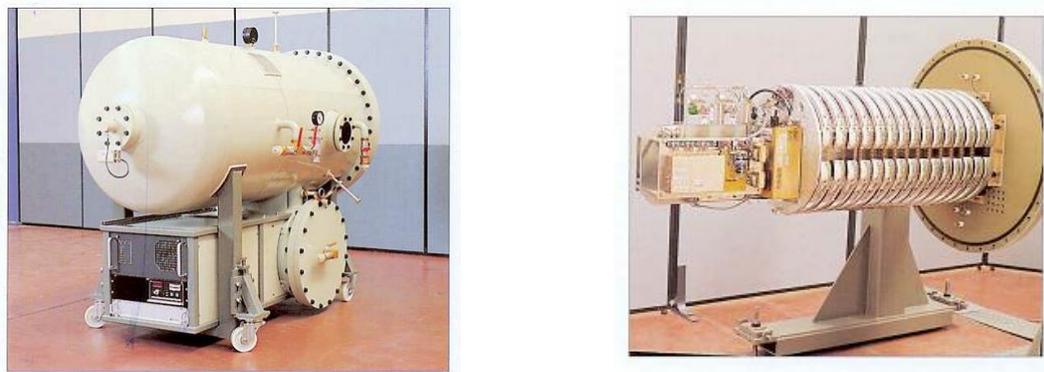


Figura 5.18: Acceleratore Cockroft-Walton. A sinistra: vista esterna. A destra: vista interna senza camera di pressurizzazione.

calorimetro ed il conseguente deterioramento delle prestazioni dei fotomoltiplicatori (descritto precedentemente) è $\sim 50 \mu\text{A}$, ben al di sotto della corrente massima erogabile dalla macchina ($\sim 200 \mu\text{A}$). Le proprietà ottiche del fascio sono: sezione del fascio ~ 3 cm, $\Delta\theta \sim 0.25^\circ$ a 3 metri dal punto di emissione, basso livello di raggi X garantito dal costruttore.

L'acceleratore è collocato in un'area isolata dal resto dell'esperimento ed occupa, rispetto al rivelatore, la posizione opposta a quella della linea di fascio dei μ , come illustrato in figura 5.19. L'inserimento del bersaglio di LiF all'interno del rivelatore viene effettuata mediante un braccio



meccanico con un sistema a mantice (“bellows”) retrattile controllato con software LABView. Il campo magnetico di COBRA produce un’influenza trascurabile sulla focalizzazione del fascio e la risonanza domina sugli altri effetti di fondo presenti.



Figura 5.19: A sinistra: collocazione dell’acceleratore C-W all’interno dell’area sperimentale. A destra: linea di fascio per il trasporto dei protoni fino al centro di COBRA; il fascio di muoni è situato in posizione opposta rispetto al magnete.

Un’altra reazione di interesse per l’esperimento, realizzabile con lo stesso acceleratore, si ottiene con un bersaglio di Boro: ${}^{11}\text{B}(p, \gamma){}^{12}\text{C}$, risonante per $E_p = 163$ KeV, con righe γ da 16.1, 11.7, 4.4 MeV, anche se con sezione d’urto molto più bassa di quella della reazione sul ${}^7\text{Li}$. É importante notare che le righe da 4.4 ed 11.7 MeV sono emesse simultaneamente, per cui possono essere utilizzate, come sarà mostrato in seguito, per la calibrazione temporale relativa tra calorimetro e Timing Counter.

Uno schema riassuntivo delle reazioni di protoni su bersagli di Litio e Boro è riportato in tabella 5.1.

Reazione	Energia del picco	Sezione d’urto del picco	Righe di emissione
$\text{Li}(p, \gamma)\text{Be}$	440 keV	5 mb	(17.6, 14.6) MeV
$\text{B}(p, \gamma)\text{C}$	163 keV	$2 \cdot 10^{-1}$ mb	(4.4, 11.7, 16.1) MeV

Tabella 5.1: Reazioni utilizzate con il C-W e rispettive linee di emissione.

Il metodo di calibrazione basato sull’impiego dell’acceleratore apporta un contributo di grande qualità all’esperimento: il grande vantaggio nell’utilizzo di questo metodo di C&M è la possibilità di produrre γ con distribuzione angolare praticamente isotropa a partire dal centro del rivelatore, con un’elevata frequenza di emissione ed un’ottima pulizia del segnale. Con tale tecnica è quindi possibile una calibrazione simultanea di tutto il calorimetro, che può essere effettuata anche con cadenza giornaliera.

É inoltre possibile integrare l’acceleratore nei metodi di calibrazione e monitoraggio del Timing Counter, come verrà esposto nel paragrafo 5.3.



Fotoni tra 54.9 MeV e 82.9 MeV emessi nel decadimento del pione neutro

Questo metodo utilizza la reazione di scambio carica dei pioni $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ su un bersaglio di idrogeno liquido con produzione di π^0 (con una probabilità del 40% [68]), il cui decadimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ produce due fotoni con uno spettro piatto in energia tra 54.9 e 82.9 MeV. Nel sistema di riferimento di quiete i due fotoni sono emessi in direzione opposta ($\theta_{CM} = 180^\circ$). Nel sistema del laboratorio, invece, l'angolo relativo θ_{LAB} viene modificato dalla trasformazione di Lorentz ed è correlato con l'energia: in particolare quando le particelle hanno una l'energia massima ($E = 82.9$ MeV) e l'altra quella minima ($E = 54.9$ MeV) i fotoni sono emessi "back to back", ovvero $\theta_{LAB} = 180^\circ$. Per osservare solo i fotoni emessi in direzione opposta è necessario quindi utilizzare dei collimatori ed un secondo rivelatore in coincidenza con il calorimetro a Xenon liquido. Con questo metodo, selezionando il fotone al limite inferiore dello spettro emesso nella direzione del LXe, si ottiene una calibrazione con un'energia molto vicina a quella del decadimento cercato (52.8 MeV).

In alternativa al processo di scambio carica è possibile anche la reazione $\pi^- p \rightarrow \gamma n$, con un γ di energia $E_\gamma = 129.4$ MeV ed un neutrone di energia cinetica $T_n \approx 8.9$ MeV, con una probabilità di $\approx 60\%$.

Nell'autunno del 2003 e del 2004 sono stati effettuati due test sul fascio ("test beam") presso il PSI utilizzando il "Large Prototype" allo scopo di misurare le risoluzioni del calorimetro a Xenon liquido. Il rivelatore a Xenon liquido è stato posto ad una distanza di 115 cm dal centro geometrico del bersaglio di idrogeno liquido, mentre sul lato opposto è stato collocato un rivelatore a NaI per ottenere la coincidenza a 180° e misurare l'energia del secondo fotone. Di fronte ad entrambi i rivelatori sono stati posti due collimatori di diametro 50 mm, in modo da limitare l'accettanza angolare del sistema. Selezionando il fotone da 54.9 MeV nel calorimetro tramite la coincidenza con il rivelatore a NaI sono state misurate le risoluzioni in energia $\Delta E/E \approx 5\%$ FWHM ed in tempo $\Delta t = (140 \pm 15)$ ps FWHM a 54.9 MeV, in ragionevole accordo con quanto richiesto nella proposta (figura 5.20).

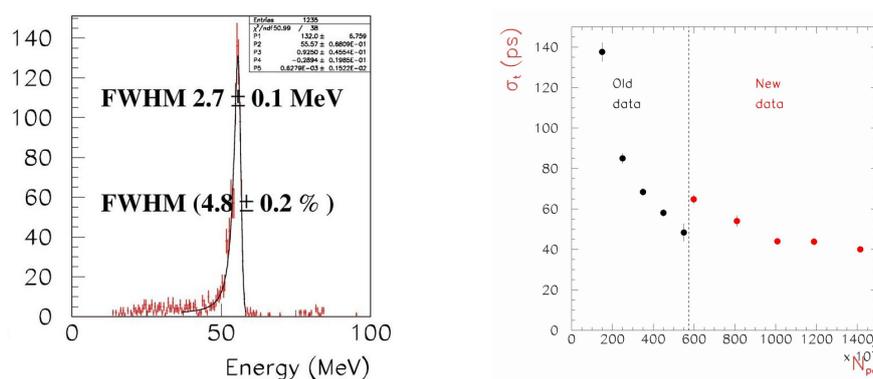


Figura 5.20: Fotoni da 54.9 MeV emessi nel decadimento del pione neutro $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ rivelati nel Large Prototype. A sinistra: la risoluzione misurata in energia è $\Delta E/E = 4.8\%$ FWHM. A destra: dipendenza della risoluzione temporale intrinseca dalla carica totale raccolta, ottenuta nei due beam test del 2003 ("old data") e 2004 ("new data"). La risoluzione in tempo è $\Delta t = 140$ ps FWHM per un numero di fotoelettroni pari a 80000, corrispondenti a 55 MeV di energia rilasciata.

L'utilizzo dei π^- richiede delle modifiche sostanziali rispetto al normale funzionamento del fascio $\pi E5$ del PSI (inversione del segno delle particelle e quindi della corrente dei magneti di trasporto) e l'inserimento di un bersaglio di idrogeno liquido, incompatibile con il normale bersaglio dell'esperimento; il metodo è quindi utilizzabile solo raramente. Questa tecnica di calibrazione richiede (come già per il Large Prototype) l'uso di un rivelatore a NaI posto in coincidenza a 180° con il rivelatore a Xenon liquido. Per calibrare punti diversi del calorimetro finale è inoltre necessario spostare e riallineare tale rivelatore: a questo scopo è stato realizzato un supporto mobile, illustrato in figura 5.21, in grado di muovere il rivelatore a NaI in 12 posizioni diverse lungo la direzione z (asse del fascio) e lungo l'angolo azimutale ϕ . Il metodo è stato utilizzato sul calorimetro finale durante il mese di dicembre 2007; alcuni risultati saranno presentati nei paragrafi seguenti.

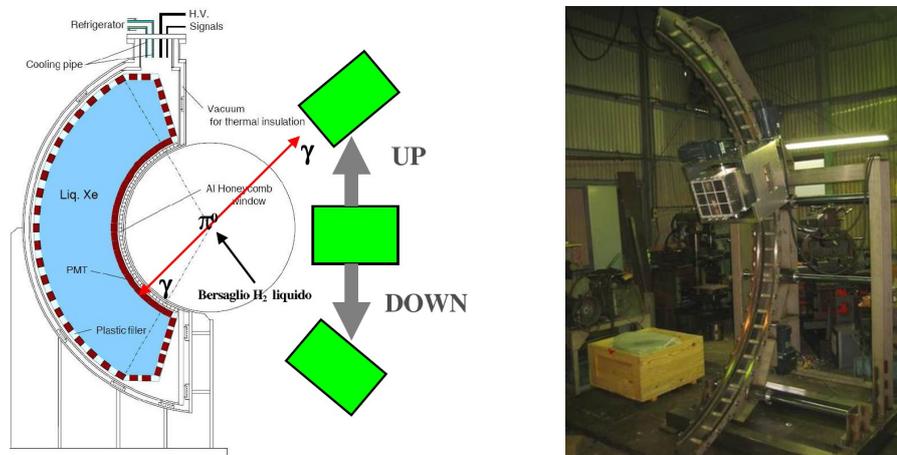


Figura 5.21: A sinistra: illustrazione schematica della calibrazione con π^0 . A destra: foto della struttura di supporto dello NaI.

5.2.4 Calibrazione del tempo relativo tra i fototubi

La calibrazione del tempo relativo tra i fototubi del calorimetro è possibile utilizzando i LED; tali dispositivi sono posti infatti in posizione fissa e nota, producono una quantità di luce sufficiente per garantire bassa incertezza statistica e possono essere accesi o spenti a seconda della necessità (a differenza delle sorgenti α su filo). Un solo LED non illumina tutti i PMT, per cui per questa calibrazione è necessario impiegare diversi run in cui viene attivato un solo LED per volta. In figura 5.22 è mostrato un disegno delle facce laterali su cui sono montati i LED ed una serie di frecce che ne indicano la sequenza temporale di accensione.

Il tempo misurato da un fototubo, ricostruito tramite l'analisi delle forma d'onda, è determinato da diversi contributi:

$$T_{measured} = T_{emission} + T_{travel} + T_{statistics} + (T_{transit} + T_{cable} + T_{DRS}) \quad (5.7)$$

in cui: $T_{emission}$ è il tempo di emissione dell'impulso LED ed è comune a tutti i PMT, T_{travel} è il tempo di volo dal punto di emissione al PMT ed è calcolabile essendo note sia la posizione del LED che quella del PMT, $T_{statistics}$ è collegato alla quantità di luce raccolta dal PMT ed è calcolabile con considerazioni di tipo statistico, l'ultimo termine in parentesi è invece il

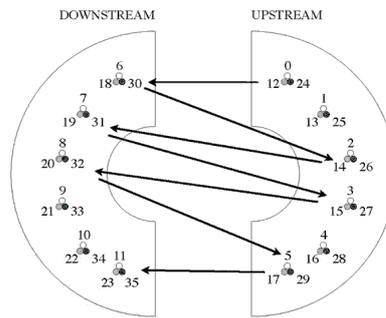


Figura 5.22: Disposizione dei LED nel calorimetro per la calibrazione del tempo relativo tra i PMT. Le frecce indicano la sequenza temporale di accensione.

tempo legato al “jitter” del singolo PMT ed alla catena elettronica ad esso associata e causa lo spostamento nel tempo relativo tra i PMT; quest’ultimo termine viene ricavato tramite la procedura di calibrazione qui descritta.

La calibrazione consiste in una serie di operazioni ripetute per ogni run di singolo LED:

- viene costruita la distribuzione dei tempi di arrivo dei fotoni sui PMT, da cui vengono estratte la media e la deviazione standard σ per singolo PMT;
- viene scelto come PMT di riferimento PMT_{rif} quello con σ minore;
- viene costruita la distribuzione dei tempi relativi tra i fototubi ed il PMT_{rif} ;
- si calcola la correzione dell’offset temporale fototubo per fototubo.

Un esempio della distribuzione dei tempi relativi tra un fototubo ed il PMT_{rif} è mostrata in figura 5.23. Per ogni fototubo si ottiene poi un grafico che illustra i risultati della calibrazione

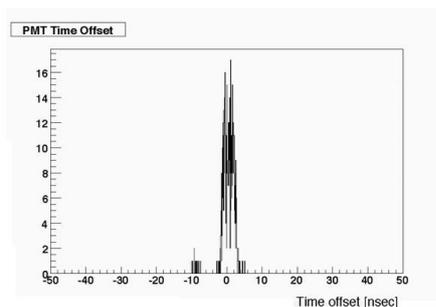


Figura 5.23: Distribuzione dei tempi di arrivo su un fototubo relativi al PMT di riferimento.

ottenuta con i diversi LED, di cui è riportato un esempio in figura 5.24. In ascissa è riportata la distanza relativa PMT-LED, in ordinata il tempo che la luce impiega per raggiungere il PMT. La linea blu è comune a tutti i PMT e rappresenta la relazione teorica tra tempo di arrivo sul PMT e distanza relativa PMT-LED; le due distribuzioni di punti rappresentano il tempo impiegato dalla luce emessa dai vari LED per raggiungere il PMT prima di applicare la procedura di calibrazione (punti bianchi) ed al termine della procedura stessa (punti neri). Si noti come al termine della calibrazione i punti sperimentali si accordino con la relazione teorica.

Nella parte destra della figura 5.24 è mostrata la distribuzione delle incertezze sul calcolo degli offset temporali relativi; l'incertezza media è ≈ 200 ps.

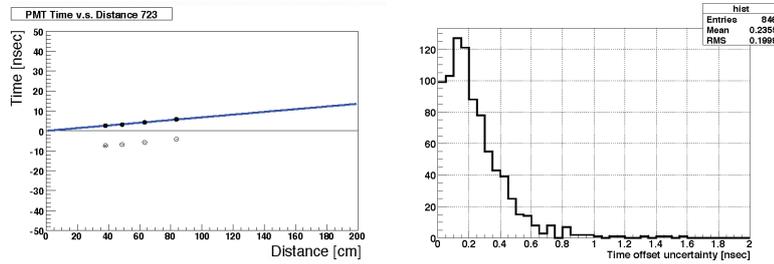


Figura 5.24: A sinistra: effetto della calibrazione del tempo relativo fra i PMT per un fototubo. La linea blu è comune a tutti i PMT, i puntini di colore bianco corrispondono al fototubo prima dell'applicazione delle correzioni determinate con la calibrazione, quelli di colore nero al fototubo dopo l'applicazione delle correzioni. A destra: distribuzione delle incertezze nel calcolo degli offset temporali tra i PMT.

5.2.5 Risultati della calibrazione del calorimetro finale

Verranno ora mostrati i risultati ottenuti nella calibrazione delle caratteristiche dei PMT, delle proprietà ottiche dello Xenon e della scala di energia ottenuti sul calorimetro finale; ove necessario i risultati saranno confrontati con i corrispondenti ottenuti con il Large Prototype (LP). Saranno inoltre evidenziati i problemi riscontrati e discusse le soluzioni proposte.

Determinazione dei guadagni

In figura 5.25 è mostrato un esempio di determinazione del guadagno di un PMT nel calorimetro finale: nella parte sinistra sono riportati, sovrapposti, gli spettri in carica misurati in corrispondenza di run di LED a diversa tensione con i relativi fit gaussiani, mentre nella parte destra è mostrato il fit della relazione lineare che intercorre tra la varianza σ^2 e la carica media raccolta dal fotomoltiplicatore (il cui coefficiente angolare rappresenta il guadagno cercato, come nella formula 5.3).

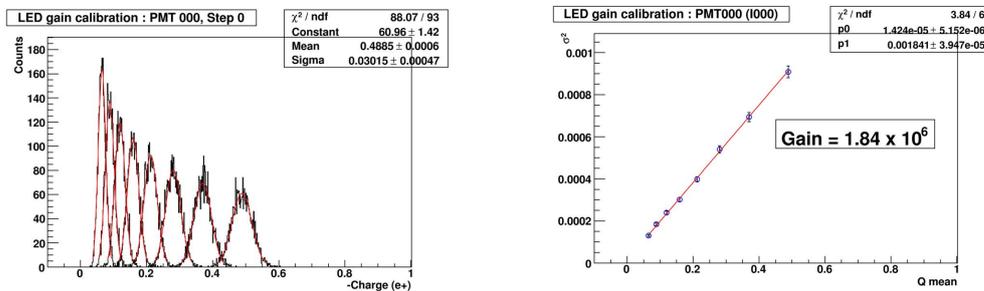


Figura 5.25: Esempio della calibrazione del guadagno di un PMT tramite run di LED. A sinistra: sovrapposizione di spettri in carica misurati in corrispondenza di run di LED a diverse tensioni; a destra: fit della relazione lineare che intercorre tra la varianza σ^2 e la carica media raccolta dal fototubo per la determinazione del guadagno.



La misura dei guadagni può essere effettuata sia per le cariche lette dal DRS, sia per quelle fornite dal sistema di trigger; la correlazione dei guadagni ottenuti con i due apparati è mostrata in figura 5.26. È possibile notare come i guadagni ottenuti con il DRS siano sistematicamente più elevati di quelli ottenuti con il trigger, a causa della presenza di maggiori fluttuazioni nella determinazione della carica con il DRS.

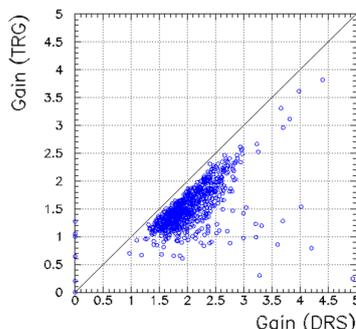


Figura 5.26: Correlazione tra guadagni ottenuti con il DRS e con il trigger. Si nota un valore sistematicamente più elevato per i guadagni ottenuti con il DRS.

Determinazione delle efficienze quantiche

Le efficienze quantiche (Q.E.) sono ricavate confrontando per ciascun PMT il numero di fotolettroni misurati, relativi a ciascuna sorgente, in funzione di quelli predetti mediante il metodo Montecarlo (nel quale le Q.E. di tutti i PMT sono assunte uguali).

Per prevedere la carica misurata da ciascun PMT in corrispondenza di eventi provenienti da una data sorgente è necessaria una simulazione completa dell'apparato, che tenga conto di tutti i processi che intervengono nella produzione e propagazione dei fotoni di scintillazione e riproduca fedelmente le condizioni sperimentali di acquisizione dei dati.

In Xenon gassoso (GXe) questa procedura è notevolmente semplificata, in quanto la lunghezza di assorbimento e la lunghezza di diffusione Rayleigh sono molto grandi ($\approx \infty$) e l'indice di rifrazione è $n_{GXe} = 1$. Inoltre il cammino medio delle particelle α in Xenon gassoso è di ≈ 7 mm: il rilascio di energia avviene quindi completamente in Xe e ad una distanza tale dal filo da poterne trascurare le dimensioni.

Le Q.E. dipendono dalla lunghezza d'onda della luce incidente e dalla temperatura del fotocatodo; poiché è noto dalla letteratura [69] che gli spettri di emissione dello Xe per ogni stato di aggregazione sono simili, le Q.E. sono state ricavate tramite le misure in gas eseguite ad una temperatura abbastanza vicina (30 °C più elevata) a quello dello Xenon liquido. In questo modo sono stati ottenuti dei valori applicabili sia in gas che in liquido.

È possibile anche misurare le Q.E. tramite run di eventi α in liquido e verificare la correlazione fra i due set di misure. In questo caso è però necessario conoscere in dettaglio i valori dei parametri fisici (indice di rifrazione e lunghezza Rayleigh in funzione della frequenza, lunghezza di assorbimento, comportamento dell'interfaccia di separazione tra lo Xenon liquido ed il fotocatodo, etc.) che determinano le proprietà ottiche dello LXe, per le quali le semplificazioni adottate in gas non sono più valide. Diverso è anche il cammino medio delle particelle α in Xenon liquido, pari a ≈ 40 μm : il deposito di energia avviene in prossimità del filo, ad una

distanza confrontabile con il diametro del filo stesso. Una frazione dei fotoni di scintillazione è perciò intercettata dal filo e non raggiunge nessun PMT.

Poichè la posizione degli eventi indotti da particelle α è ricostruita eseguendo la media pesata delle cariche fornite da ciascun PMT, a causa dell'effetto di ombra dovuto al filo l'evento viene ricostruito in una posizione diversa rispetto a quella nominale e la distribuzione tridimensionale delle posizioni ricostruite assume la forma di un anello.

Risultati ottenuti con il Large Prototype

In figura 5.27 è mostrata la ricostruzione in posizione delle 8 sorgenti α montate nel LP ottenuta con i dati; la struttura quasisferica nel caso del gas (assimilabile ad una gaussiana tridimensionale centrata nella posizione nominale, con $\sigma_{x,y,z} = 3$ mm) e ad anelli nel caso del liquido è ben visibile ed è correttamente riprodotta dalla simulazione.

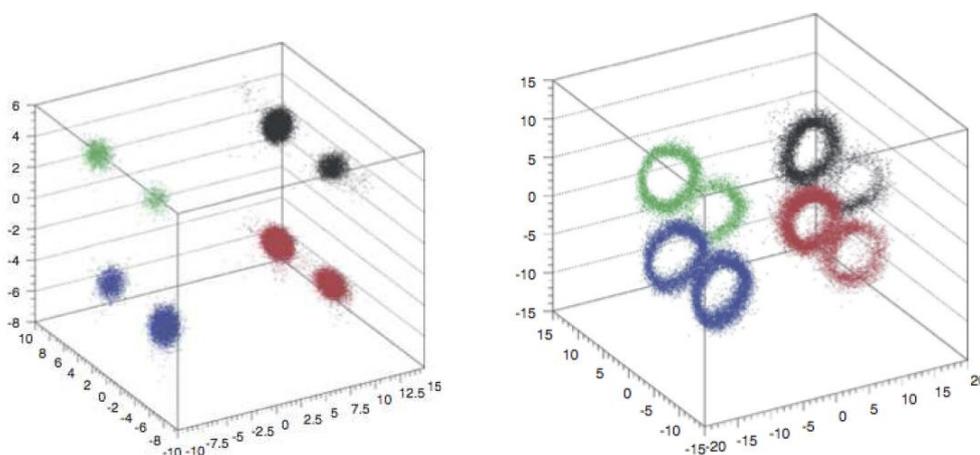


Figura 5.27: Ricostruzione in posizione delle 8 sorgenti α nel LP: in Xe gassoso (a sinistra) ed in Xe liquido (a destra).

In Xenon liquido la quantità di luce di scintillazione per MeV è di circa 40000 fotoni/MeV, mentre in gas tale quantità si riduce di un fattore ~ 3 (sono emessi ≈ 13500 fotoni/MeV). In entrambe le situazioni il numero di fotoni che raggiunge il singolo fotocatodo è molto basso e la distribuzione in funzione del numero di fotoelettroni per ogni PMT è ben interpolata da una funzione di Poisson. In figura 5.28 (a sinistra) è mostrata una tipica distribuzione delle ampiezze di impulso per eventi α . Il valore della Q.E. è ottenuto eseguendo un'interpolazione lineare della carica fornita da ciascun PMT rispetto a quella calcolata mediante il metodo Montecarlo (figura 5.28, a destra).

La pendenza della retta è il valore misurato della Q.E. La distribuzione dei valori delle efficienze quantiche per tutti i PMT è mostrata nella parte sinistra di figura 5.29; sono distinguibili due distribuzioni appartenenti a due distinti modelli di PMT, rispettivamente con Q.E. $\approx 5\%$ e Q.E. $\approx 16\%$. Nella parte destra di figura 5.29 è invece riportata la correlazione tra le Q.E. misurate in gas (in ascissa) ed in liquido (in ordinata); il risultato mostra un buon accordo tra le due misure [65].

Il metodo appena illustrato permette di determinare le Q.E. con un'incertezza del $6 \div 8\%$, sia in gas che in liquido. Tale precisione è accettabile, in quanto la ricostruzione dell'energia è basata

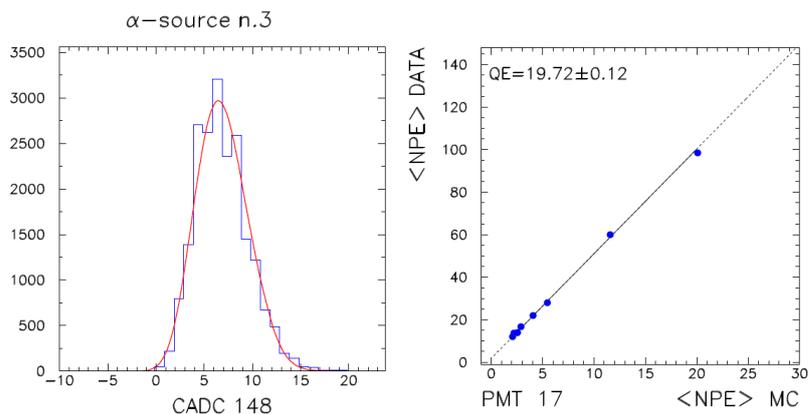


Figura 5.28: A sinistra: spettro in carica (dopo la sottrazione del piedistallo) misurato in un PMT per eventi emessi da una sorgente α . A destra: correlazione fra il numero di fotoelettroni (NPE) misurati e il numero predetto tramite Montecarlo, su cui è eseguita un'interpolazione lineare per la determinazione della Q.E.

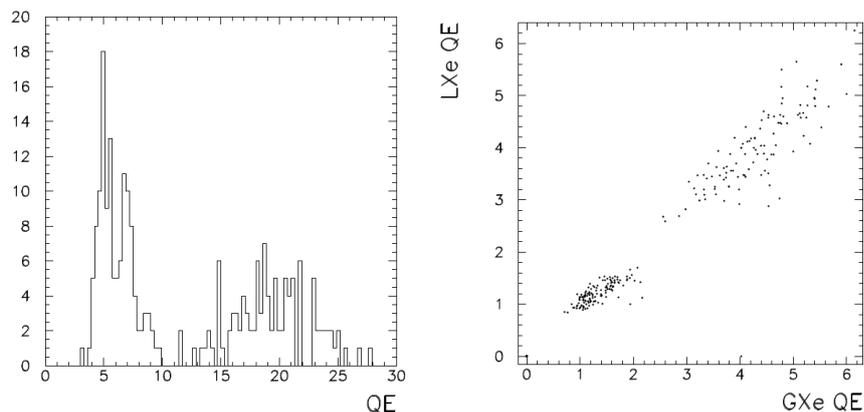


Figura 5.29: Sinistra: distribuzione delle efficienze quantiche misurate nel LP per tutti i PMT in gas (a sinistra). I due raggruppamenti di PMT sono relativi a due tipi di fotocatodi. Destra: correlazione tra efficienze quantiche misurate in Xe gassoso ed in Xe liquido nel LP.

sull'informazione fornita da $n \gg 1$ fototubi; essendo usualmente $n \sim 250$, un'incertezza sulle Q.E. di $\sim 7\%$ si traduce in un'incertezza sull'energia $\sim \frac{7\%}{\sqrt{n}} \approx 0.5\%$. L'effetto dell'applicazione delle Q.E. è mostrato con un esempio in figura 5.30, in cui è visibile lo spettro in energia di fotoni da 54.9 MeV e 82.9 MeV, prodotti dal decadimento di pioni neutri e misurati nel test sul fascio del 2004. La sostituzione di una Q.E. unica per tutti i PMT (curva rossa continua) con le Q.E. misurate individualmente (curva blu punteggiata) migliora la risoluzione in energia del LP a 54.9 MeV di circa un fattore 3.

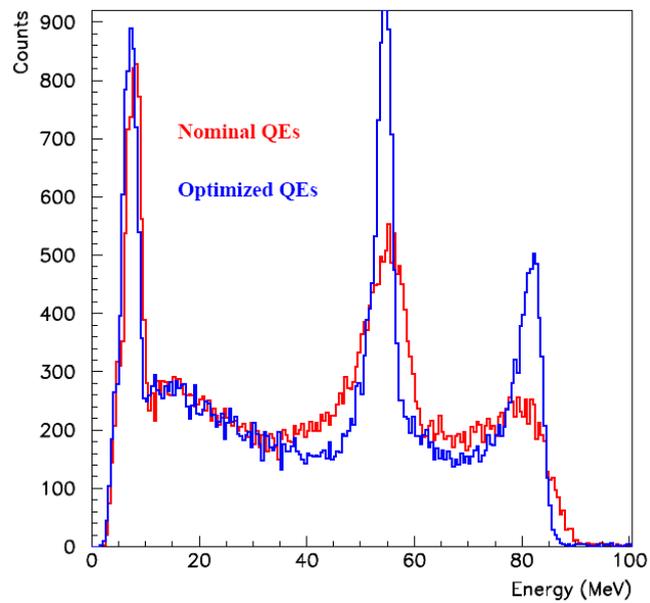


Figura 5.30: Spettro in energia per i fotoni da 54.9 MeV e 82.9 MeV, senza (curva rossa) e con (curva blu) l'introduzione dei valori delle Q.E. misurati fototubo per fototubo.



Risultati ottenuti nel calorimetro finale

Nonostante la Q.E. sia una proprietà intrinseca del fotocatodo e nonostante una misura dell'efficienza quantica di ciascun fototubo sia già disponibile nel database dell'esperimento, è comunque necessario ripetere tale misura in esperimento, poichè essa dipende in maniera sensibile dalle condizioni di lavoro in cui viene ricavata. In condizioni di presa dati, ad esempio, nella zona del calorimetro è presente un intenso campo magnetico residuo (≈ 50 gauss) che può influenzare l'efficienza di raccolta dei fotoelettroni sul primo dinodo.

Per la misura delle Q.E. si rende necessaria l'identificazione degli eventi provenienti dalle sorgenti; nel calorimetro finale questa operazione è meno agevole che nel Large Prototype per la presenza delle sorgenti sulle pareti e poichè la posizione ricostruita con la media pesata delle cariche è più influenzata da effetti geometrici (forma a "C" del calorimetro, facce laterali svasate etc.); utilizzando algoritmi più complessi si possono ottenere separazioni migliori, ma tali algoritmi sono in generale influenzati più pesantemente dalla non conoscenza della Q.E.

La selezione è operata tramite un taglio in distanza tra la posizione ricostruita e la posizione nominale delle sorgenti. In figura 5.31 sono mostrate le ricostruzioni tridimensionali della posizione con identificazione delle sorgenti nel calorimetro finale sia in gas che liquido; le macchie di colore diverso dal nero (sinistra) e gli anelli (destra) corrispondono ad eventi attribuiti alle sorgenti sui fili, le macchie di colore nero ad eventi attribuiti alle sorgenti laterali che, come detto, sono risultate superflue nel calcolo delle efficienze quantiche ed i punti isolati ad eventi di fondo, non attribuiti a sorgenti α .

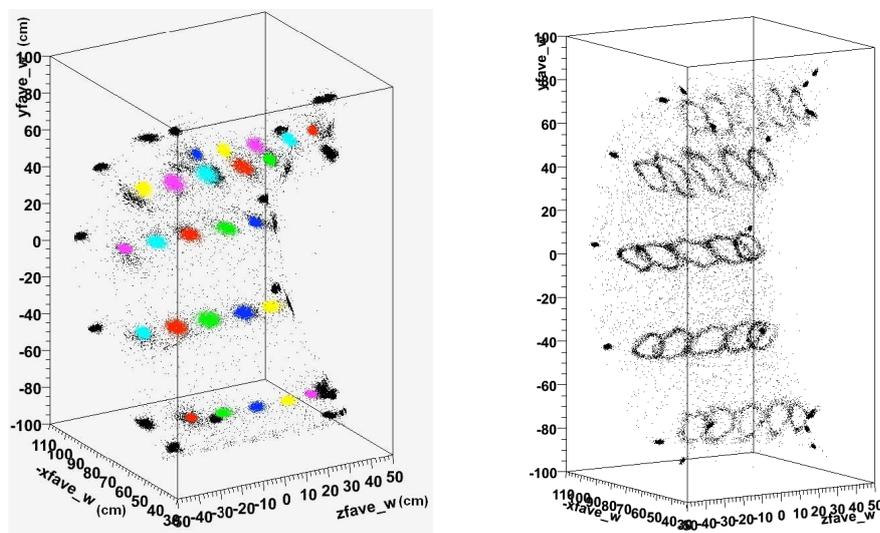


Figura 5.31: Ricostruzione delle sorgenti nel calorimetro finale in Xenon gassoso e liquido. A sinistra: visualizzazione tridimensionale in gas con identificazione delle sorgenti; le macchie con colore diverso dal nero rappresentano le sorgenti sui fili, mentre le macchie di colore nero rappresentano le sorgenti installate sulle pareti che sono state successivamente rimosse. A destra: visualizzazione tridimensionale in liquido degli anelli corrispondenti alle sorgenti sui fili. I punti isolati sono eventi di fondo non attribuiti a sorgenti α .

La determinazione delle Q.E. ottenute nel calorimetro finale non ha ancora raggiunto la precisione richiesta e l'applicazione di questi valori nella ricostruzione dell'energia di fatto non



migliora la risoluzione. In figura 5.32 è mostrata ad esempio la distribuzione in energia dei fotoni da 17.6 MeV emessi nella reazione $\text{Li}(p,\gamma)\text{Be}$ senza (in nero) e con (in rosso) l'applicazione delle Q.E. misurate.

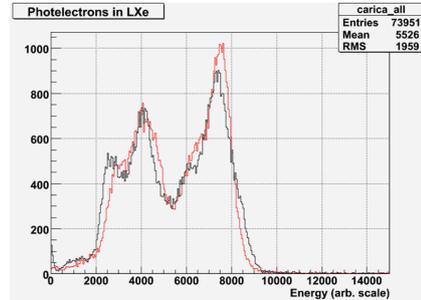


Figura 5.32: Spettro in energia per i fotoni emessi dalla reazione di protoni su Litio (17.6 MeV corrispondono a un segnale in unità di carica ≈ 7500): la curva in nero è ottenuta senza applicare le efficienze quantiche, quella in rosso con la loro applicazione. Si può notare che la risoluzione non migliora in maniera significativa. Il picco presente ad una carica ≈ 4000 corrisponde alle particelle α .

L'introduzione delle Q.E. risolve invece una dipendenza non fisica della carica del segnale dall'angolo azimutale ϕ , come illustrato in figura 5.33.

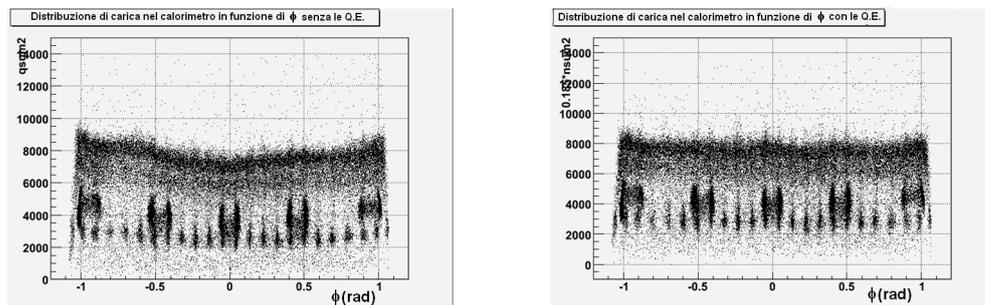


Figura 5.33: Correlazione tra la distribuzione in carica (ordinata) e l'angolo ϕ (ascissa). La distribuzione con $q_{sum2} \approx 7000 \div 8000$ rappresenta la linea di emissione del Litio, le distribuzioni ad energia più bassa rappresentano le sorgenti α (è possibile individuare il profilo degli anelli tipici di α in liquido). Sinistra: correlazione ottenuta senza l'applicazione delle Q.E. Destra: correlazione ottenuta con l'applicazione delle Q.E. Si può notare come l'applicazione delle Q.E. elimini la dipendenza non fisica della carica totale raccolta dall'angolo.

La non sufficiente precisione raggiunta nella determinazione delle Q.E. dipende essenzialmente da due fattori:

1. la difficoltà di riprodurre in dettaglio il meccanismo di propagazione della luce all'interno del calorimetro, tenendo conto correttamente di riflessione ed assorbimento sul fotocatodo, riflessione sull'alluminio delle pareti del calorimetro, riflessione sul PEEK (materiale plastico di cui è composta la faccia d'ingresso) e sul supporto dei PMT etc.;
2. la qualità dei dati.

5.2 Operazioni di calibrazione e monitoraggio del calorimetro a Xenon liquido



Per comprendere l'importanza del punto 1) si consideri la figura 5.34, nella quale sono mostrate una sezione schematica verticale del calorimetro ed una foto del suo interno. Si può notare la complessità della geometria che produce i numerosi effetti di riflessione su PMT e pareti (tali effetti sono visibili nella fotografia nello spettro visibile, ma è lecito attendersi la presenza di riflessioni sui materiali anche per fotoni incidenti con lunghezze d'onda nel VUV).

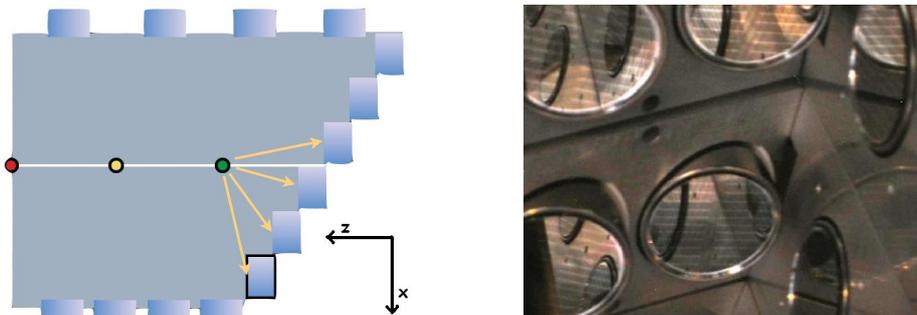


Figura 5.34: A sinistra: schema della sezione verticale del calorimetro con illustrazione della disposizione dei fototubi sulla faccia laterale. A destra: foto dell'interno di una faccia laterale del calorimetro; è evidente la presenza di riflessione sulla parete e sui fototubi.

Il punto 2) deriva invece dal fatto che i run di α sono stati acquisiti con guadagni troppo bassi, tali da rendere le altezze dei picchi del segnale di molti PMT indistinguibili dalle fluttuazioni del piedistallo. Un esempio significativo è presentato in figura 5.35. Nel grafico in alto a

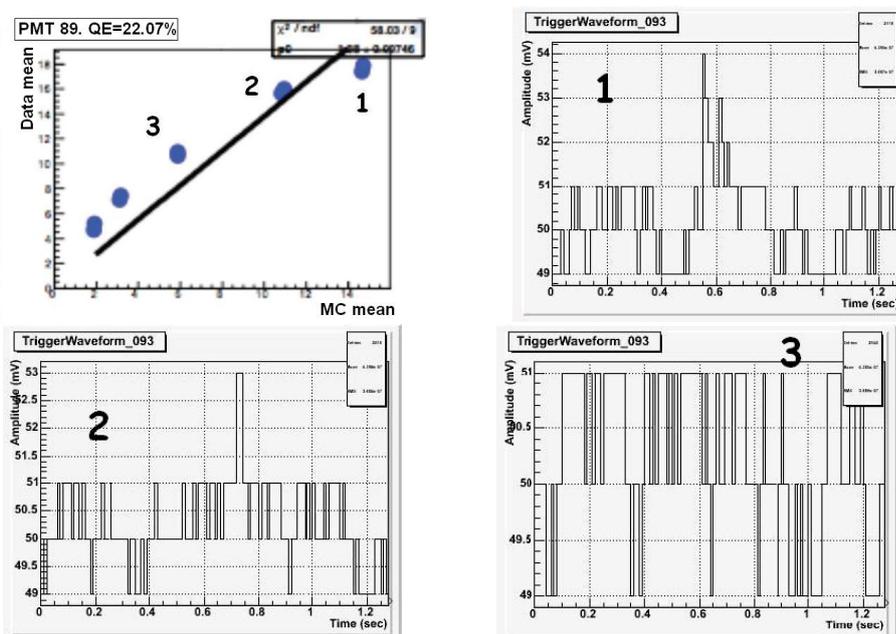


Figura 5.35: In alto a sinistra: correlazione tra quantità di carica misurata ed attesa (Monte-carlo) per varie sorgenti viste da un singolo fototubo. Grafici contrassegnati con 1, 2 e 3: forma d'onda corrispondente alle sorgenti indicate con i punti numerati. Si può notare come l'altezza dei segnali sia appena superiore al livello del piedistallo o si confonda con esso. Il guadagno utilizzato per queste misure è quindi troppo basso e la misura delle Q.E. non risulta affidabile.



sinistra è mostrata la correlazione tra la quantità di carica misurata ed attesa (Montecarlo) per varie sorgenti viste da un singolo fototubo; negli altri tre grafici sono riportate le forma d'onda relative agli eventi prodotti dalle sorgenti indicate con i numeri 1,2,3. Si può notare che l'altezza d'impulso per il punto 1 è di ~ 3 mV, appena sopra le fluttuazioni di piedistallo, mentre per il punto 3 la forma d'onda appare completamente immersa nel fondo; il punto 2 rappresenta una situazione intermedia. La correlazione tra carica attesa e misurata non è quindi lineare e la misura della Q.E. è inaffidabile.

Monitoraggio del livello di purezza dello xenon liquido e determinazione della lunghezza di assorbimento

Per garantire l'uniformità di risposta del calorimetro ed il raggiungimento della risoluzione in energia è necessario mantenere basso il livello delle impurità presenti nello Xenon liquido. La purificazione dello Xenon liquido è stata portata avanti durante tutto il periodo di presa dati tramite un filtro per la rimozione delle molecole di H_2O . Il controllo del livello di purificazione viene effettuato tramite il monitoraggio della posizione dei picchi di energia delle varie sorgenti di eventi. Come mostrato in figura 5.36 la carica ricostruita in corrispondenza dei vari tipi di eventi cresce in funzione del tempo e si stabilizza dopo alcuni giorni di purificazione.

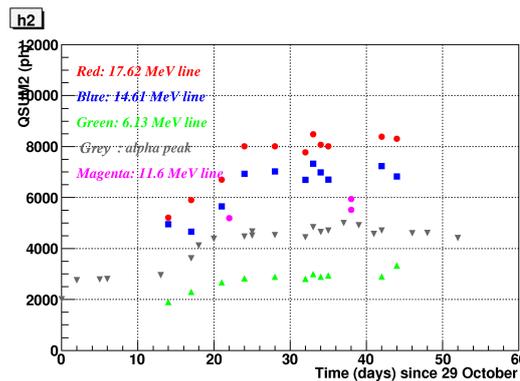


Figura 5.36: Distribuzione in funzione del tempo della carica raccolta per varie sorgenti di fotoni e per particelle α durante la purificazione. Si noti il raggiungimento di una situazione stabile dopo alcuni giorni di purificazione.

Il livello di impurità può essere monitorato tramite le proprietà ottiche dello Xenon. La determinazione indipendente dei parametri ottici quali la lunghezza di assorbimento λ_{abs} e la lunghezza di diffusione Rayleigh λ_R è piuttosto complessa, poiché i loro effetti sono difficilmente separabili sperimentalmente; la loro misura è pertanto basata sia sulle informazioni sperimentali che sulla simulazione Montecarlo. λ_{abs} e λ_R possono essere combinate operativamente nella definizione della lunghezza di attenuazione efficace λ della luce nel rivelatore:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_R} + \frac{1}{\lambda_{abs}} \quad (5.8)$$

Si tenga presente che mentre l'assorbimento (λ_{abs}) elimina il fotone, la diffusione Rayleigh (λ_R) ne modifica solo la direzione. Un fotone che subisce una diffusione Rayleigh può quindi essere raccolto da un fototubo, in generale diverso da quello verso cui era originariamente diretto.



La lunghezza di attenuazione λ misurata dall'andamento della carica raccolta in funzione della distanza tra fototubo e sorgente è quindi inferiore a quella che si avrebbe se tutti i processi eliminassero fotoni; la lunghezza Rayleigh estratta dalla (5.8) è quindi sovrastimata a priori. Per la determinazione della lunghezza di attenuazione si può utilizzare il rapporto tra la luce di scintillazione emessa dallo Xenon in gas ed in liquido, sia nei dati che nel Montecarlo, in funzione della distanza relativa sorgente-PMT; poiché per lo Xenon gassoso $\lambda_{abs} \approx \infty$ e $\lambda_R \approx \infty$, il gas viene utilizzato come normalizzazione. Il rapporto di carica tra liquido e gas $\frac{Q_{LXe}}{Q_{GXe}}$ in funzione della distanza sorgente-PMT è riportato nella parte sinistra di figura 5.37 in scala semilogaritmica ed è interpolato con un fit di tipo esponenziale ($e^{\frac{x}{\lambda}}$). La pendenza del fit fornisce la misura della lunghezza di attenuazione e l'estrapolazione a zero il rapporto fra l'uscita in luce per Xenon liquido e Xenon gassoso [70]. Sperimentalmente si ottiene $\lambda \approx 70$ cm; poiché la lunghezza di assorbimento è dell'ordine di alcuni metri (come sarà mostrato tra poco), λ è dominato dalla lunghezza Rayleigh per cui $\lambda_R \sim 70$ cm. Come previsto il valore di λ_R è sovrastimato (il valore riportato in letteratura è ≈ 45 cm [71]). Si noti peraltro che il rapporto Q_{LXe}/Q_{GXe} per i dati è ben riprodotto dalla simulazione (le due curve hanno, entro gli errori, la stessa pendenza e la stessa estrapolazione a zero); il comportamento dei fotoni di scintillazione nello Xenon liquido è quindi ben compreso, almeno nelle linee generali.

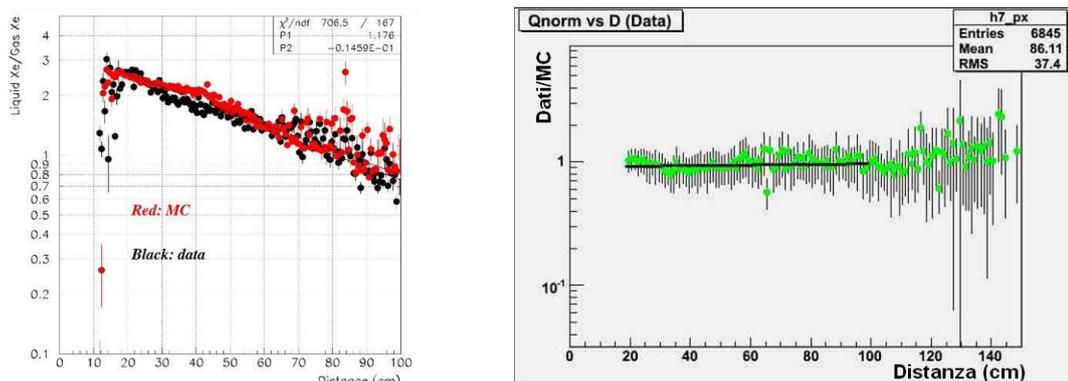


Figura 5.37: A sinistra: rapporto di carica raccolta in liquido e gas in funzione della distanza per dati e Montecarlo; dal fit della curva è possibile ricavare una stima della lunghezza di attenuazione (5.8). A destra: Determinazione della lunghezza di assorbimento nello Xenon liquido tramite il rapporto tra dati e Montecarlo in funzione della distanza PMT-sorgente. Il coefficiente angolare (pendenza della curva in scala semilogaritmica) è compatibile con zero (pendenza nulla).

Il numero di fotoelettroni raccolti da tutti i PMT per un evento di energia nota è correlato all'assorbimento della luce nel calorimetro. Il valore della λ_{abs} può essere dunque determinato confrontando la carica misurata dai PMT in funzione della loro distanza dalle sorgenti α in LXe con quella prevista dalla simulazione Montecarlo.

La parte destra di figura 5.37 mostra il rapporto dati/Montecarlo in funzione della distanza PMT-sorgente per $\lambda_{abs} = 100$ m e $\lambda_R = 45$ cm. Poiché il coefficiente angolare della pendenza del rapporto in funzione della distanza è compatibile con zero, si può determinare un limite inferiore sulla λ_{abs} di ≈ 3 m al 95% di C.L.

La linearità della scala di energia e la resa in luce

Uno dei requisiti fondamentali che un calorimetro deve soddisfare è la linearità della sua risposta in carica in funzione dell'energia rilasciata al suo interno. Il calorimetro dell'esperimento MEG viene calibrato con sorgenti di fotoni le cui energie variano da ~ 4 MeV a ~ 90 MeV e tramite le quali è possibile verificare la linearità. Nella parte sinistra di figura 5.38 è mostrata la carica totale raccolta per le righe gamma ottenute con l'acceleratore C-W in funzione dell'energia delle righe; nella parte destra a tali linee sono state aggiunte quelle ottenute con i fotoni derivanti dal decadimento del pione neutro. La linearità è ampiamente rispettata in tutto l'intervallo di energia esaminato.

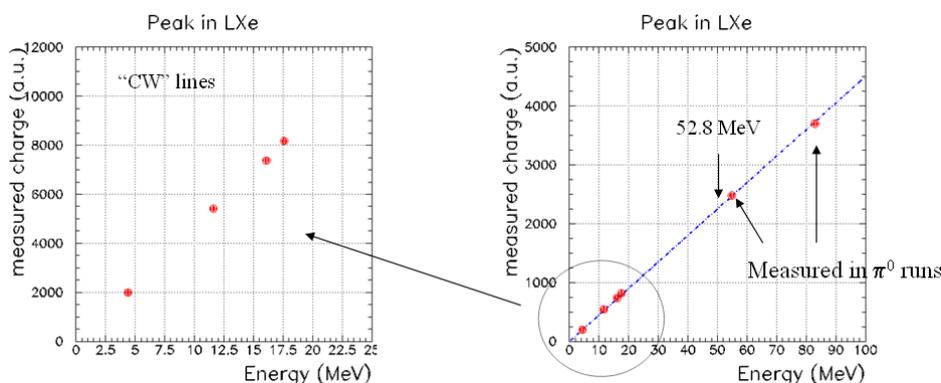


Figura 5.38: A sinistra: linearità della risposta in carica del calorimetro misurata utilizzando le righe gamma prodotte con le reazioni dell'acceleratore CW: sono mostrate le linee del Boro a 4.4 MeV, 11.7 MeV e 16.1 MeV e la linea del Litio a 17.6 MeV. A destra: linearità della risposta in carica del calorimetro misurata con le linee prodotte dall'acceleratore e con quelle derivanti dal decadimento del π^0 .

Durante il RUN 2007 è stato osservato un effetto imprevisto riguardante la resa in luce dello Xenon liquido per eventi indotti da fotoni. Il numero di fotoelettroni misurati corrisponde infatti a $\approx \frac{1}{3}$ di quello atteso. Per le particelle α , invece, il numero di fotoelettroni è in buon accordo con quanto atteso sia dalla letteratura sia dalle misure effettuate nel Large Prototype. In figura 5.39 è mostrata la relazione fra la carica totale raccolta dal calorimetro e l'energia dei fotoni (già riportata in figura 5.38, parte destra) con l'aggiunta di un punto corrispondente al segnale indotto dalle particelle α ; come si può notare tale punto è totalmente incompatibile con le misure ottenute con i fotoni. Nella parte destra della stessa figura è mostrato il rapporto tra la carica totale misurata per eventi di fotoni da 17.6 MeV di energia e per eventi di α (la cui energia media è ~ 4.5 MeV). Il rapporto misurato è ≈ 1.8 e risulta indipendente dal tempo (e quindi dal livello di purificazione dello Xenon), mentre il rapporto teorico è ≈ 3.9 , avendo tenuto conto delle energie dei due segnali e della differente risposta del calorimetro alle diverse radiazioni (la resa in luce per eventi indotti da fotoni e particelle α è infatti differente).

Per poter investigare le cause di questo comportamento è necessario considerare i diversi meccanismi che intervengono nella produzione di fotoni di scintillazione (già discussi sommariamente nel paragrafo 2.3.1): le particelle α creano per lo più atomi di Xenon eccitato, per i quali l'emissione della luce di scintillazione avviene secondo una doppia distribuzione esponenziale con costanti-tempo di 22 ns (principale) e 4.2 ns (secondaria), mentre nel caso dei fotoni l'emissione

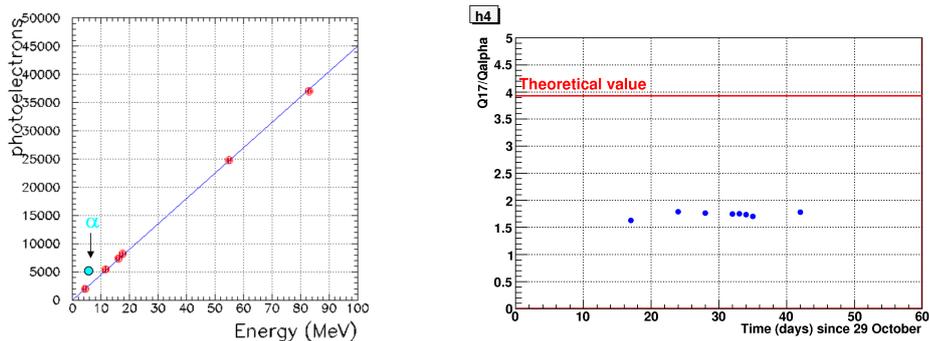


Figura 5.39: A sinistra: linearità della risposta in carica del calorimetro (già riportata in figura 5.38, parte destra) con l’aggiunta di un punto corrispondente al segnale indotto dalle particelle α ; tale punto è totalmente incompatibile con le misure ottenute con i fotoni. A destra: rapporto della carica raccolta per eventi indotti da fotoni da 17.6 MeV e particelle α in funzione del tempo; il valore misurato è 1.8, quello previsto teoricamente è ≈ 3.9 .

della luce di scintillazione avviene attraverso un meccanismo di ionizzazione e ricombinazione, con una costante-tempo più lunga, $\tau = 45$ ns. Un’illustrazione schematica dei due processi di produzione della luce di scintillazione è riportata in figura 5.40.

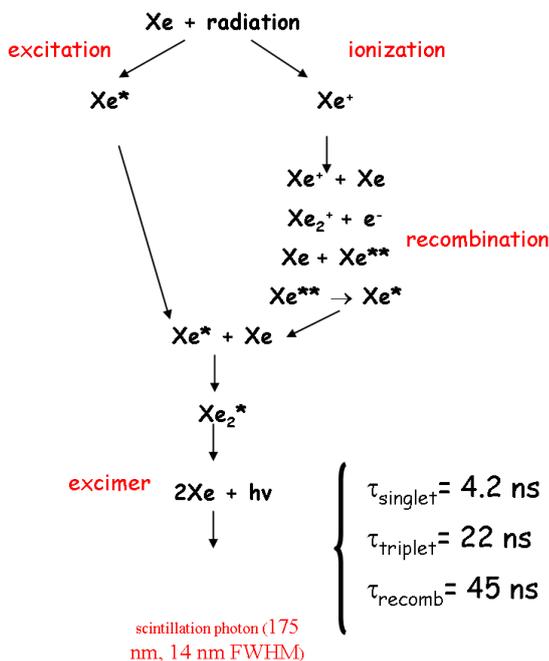


Figura 5.40: Meccanismi di produzione della luce di scintillazione in Xenon liquido.

Il diverso meccanismo di emissione della luce si riflette sulle caratteristiche delle forme d’onda: a parità di altezza d’impulso, infatti, la durata del fronte di discesa per eventi di particelle α è minore rispetto a quella di eventi di fotone, come illustrato nella parte sinistra di figura 5.41. Analogamente, a parità di carica totale rilasciata nel calorimetro l’altezza d’impulso delle particelle α è maggiore di quella dei fotoni.

Consideriamo il fit esponenziale di due forme d'onda con la stessa altezza d'impulso acquisite durante il test-beam del 2003 con il Large Prototype. Nella parte centrale di figura 5.41 è riportata la forma d'onda di un tipico evento indotto da particella α , il cui fronte di discesa ha un tempo caratteristico di ≈ 20 ns; nella parte destra è riportata la forma d'onda di un tipico evento indotto da fotone, il cui fronte di discesa ha un tempo caratteristico di ≈ 50 ns. I due tempi sono compatibili con i meccanismi di produzione della luce peculiari delle due particelle.

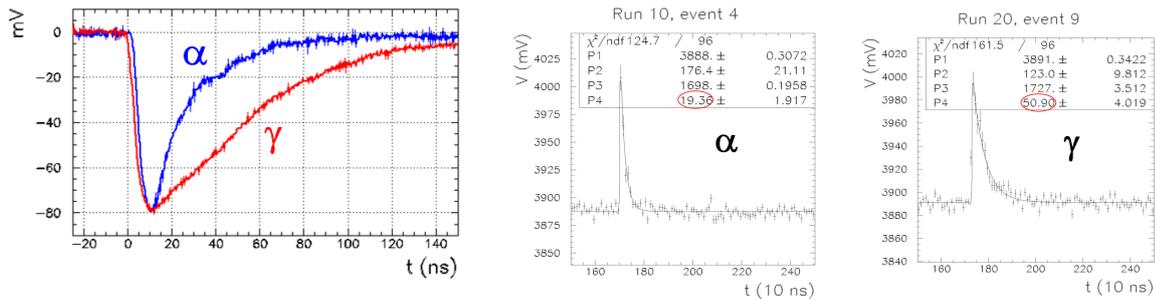


Figura 5.41: A sinistra: sovrapposizione di due forme d'onda con la stessa altezza d'impulso per particelle α (in blu) e per fotoni (in rosso); si può notare come la durata del fronte di discesa per eventi di particelle α è minore rispetto a quella di eventi di fotone. Il fit esponenziale delle forme d'onda acquisite durante il test-beam 2003 con il LP fornisce una costante tempo di discesa pari a $\approx (20 \pm 2)$ ns per un evento indotto da una particella α (al centro) e $\approx (50 \pm 4)$ ns per un evento indotto da fotone (a destra). Queste costanti tempo sono compatibili con 22 ns e 45 ns, caratteristici dei diversi processi di emissione della luce di scintillazione per le due particelle.

Il fit delle forme d'onda acquisite durante il RUN2007 fornisce invece una costante tempo di discesa di ≈ 21 ns per eventi indotti da particelle α (parte sinistra di figura 5.42) e di ≈ 34 ns per eventi indotti da fotoni (parte destra di figura 5.42). Il risultato ottenuto per le particelle α è compatibile con le previsioni e con le misure nel LP, mentre il risultato ottenuto per eventi di fotone non è compatibile con le misure del LP e con il valore previsto.

A causa di questo comportamento imprevisto la discriminazione $\alpha-\gamma$ basata sulla "Pulse Shape Discrimination" e sul rapporto tra carica totale e altezza d'impulso risulta più difficoltosa.

Una possibile spiegazione per la diminuzione della carica raccolta e del tempo caratteristico di discesa delle forme d'onda per eventi di fotone (ma non per eventi α) è l'eventuale presenza di impurità elettronegative, come ad esempio l'ossigeno molecolare (O_2) all'interno del volume sensibile del calorimetro. Il sistema di purificazione utilizzato durante il RUN2007 includeva infatti solo un filtro per rimuovere le impurità di H_2O .

Consideriamo il ramo di destra del meccanismo di scintillazione mostrato in figura 5.40. Tale meccanismo si compie in due fasi: la ionizzazione e la ricombinazione. Se all'interno dello Xenon liquido sono presenti elementi elettro-negativi in grado di catturare elettroni, l'efficienza del processo di ricombinazione può venire fortemente depressa; pertanto l'emissione della luce di scintillazione attraverso il meccanismo dominante per i fotoni risulta inibita, la quantità di luce prodotta è inferiore e la componente di scintillazione con tempo caratteristico 22 ns di norma non apprezzabile, risulta non trascurabile e modifica il valore della costante tempo

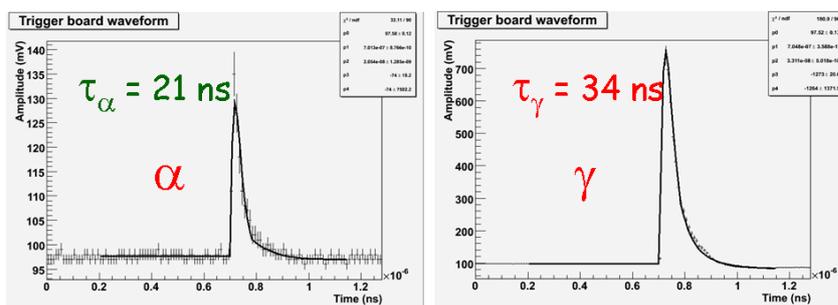


Figura 5.42: Fit esponenziale delle forme d'onda acquisite durante il RUN2007 con il calorimetro finale. La costante tempo di discesa è pari a ≈ 21 ns per un evento indotto da particella α (al centro) e ≈ 34 ns per un evento indotto da fotone (a destra). La costante tempo misurata per gli eventi indotti da particelle α è compatibile con le previsioni teoriche e le misure del LP mentre i 34 ns misurati per gli eventi di fotone non sono compatibili nè con le misure del LP, nè con le previsioni teoriche.

globale.

Per la presa dati del 2008 è stato installato un ulteriore filtro molecolare per rimuovere le possibili contaminazioni di O_2 nello Xenon.

La risoluzione in energia del calorimetro

La risoluzione in energia nel calorimetro finale, misurata mediante l'utilizzo di fotoni da 54.9 MeV derivanti dal decadimento del pione neutro, è 6.5% FWHM (figura 5.43).

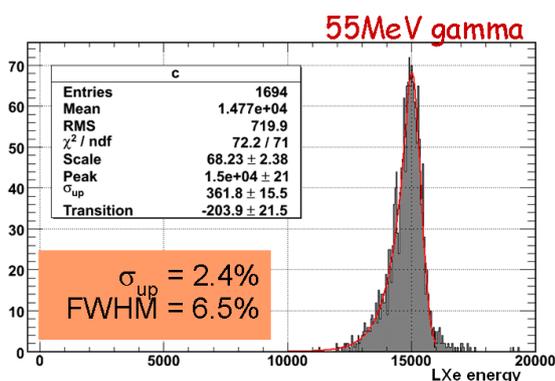


Figura 5.43: Risoluzione in energia del calorimetro finale misurata con fotoni da 54.9 MeV emessi nel decadimento del pione neutro durante il RUN2007.

La risoluzione ottenuta è peggiore di quella misurata nel LP ed attesa dalla simulazione (5%), a causa della ridotta uscita in luce e dei vari problemi riscontrati nella calibrazione del calorimetro, in particolare l'imprecisa conoscenza delle efficienze quantiche. Bisogna notare inoltre che il contributo delle fluttuazioni del piedistallo è $\approx 2\%$ FWHM. Con la risoluzione dei problemi citati, durante il RUN2008 è previsto il raggiungimento di una risoluzione pari a 5% FWHM, come richiesto dalla proposta dell'esperimento.



5.3 Operazioni di calibrazione del “Timing Counter”

Come già osservato il Timing Counter è stato progettato per fornire una misura del tempo del positrone con precisione $\text{FWHM} \approx 100$ ps; contemporaneamente questo rivelatore fornisce una misura del punto di impatto del positrone, con una precisione nominale di ≈ 1 cm lungo la coordinata z e 3 cm lungo $r\phi$. Come per il calorimetro, il raggiungimento di tali prestazioni richiede accurate misure di calibrazione, da eseguire anche durante la fase di presa dati. Le operazioni di calibrazione e monitoraggio del Timing Counter si dividono in due gruppi:

- operazioni sulla singola barra, con calibrazione di:
 - guadagni relativi tra i due PMT,
 - ritardo temporale relativo tra i PMT di una barra;
- operazioni interbarra, con calibrazione di:
 - scala di energia (assoluta e relativa);
 - ritardo temporale relativo tra ogni coppia di barre.

Per ottenere risultati affidabili sono necessari un buon grado di pulizia degli eventi dal fondo ed un'elevata statistica, per tener conto dell'alto numero di barre. I candidati naturali per questo tipo di operazioni sono i positroni derivanti dal decadimento di Michel del muone, soprattutto in considerazione dell'elevata statistica disponibile; la presenza del campo magnetico con un gradiente determina però una disomogeneità nella distribuzione degli eventi in funzione del numero d'ordine della barra. In alternativa (e per certi casi mostreremo che è anche più efficiente) è possibile eseguire le calibrazioni anche mediante l'ausilio dei fotoni generati dalle reazioni di protoni su bersagli di fluoruro di litio o boro (utilizzati per la calibrazione del calorimetro come esposto nel capitolo precedente), o con i raggi cosmici. E' importante poi verificare la consistenza dei diversi metodi.

5.3.1 Fenomenologia

Consideriamo la barra mostrata in figura 5.44. Indichiamo il fototubo vicino al bersaglio con il suffisso “in”, quello più lontano con “out”; il centro della barra è posto a $z = 0$, gli estremi a $z = \pm L/2$ ed il punto d'impatto ha coordinata z .

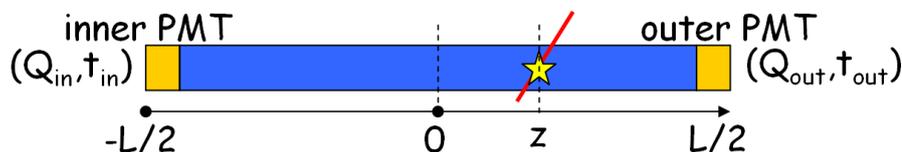


Figura 5.44: Schematizzazione di una barra del TC.

Sotto l'ipotesi di attenuazione esponenziale della luce nella barra, la carica raccolta dai fototubi è espressa dalla formula:

$$Q_{in} = N_{pho} \cdot c_{in} \cdot e^{-\frac{(z+L/2)}{\lambda_{eff}}} \quad Q_{out} = N_{pho} \cdot c_{out} \cdot e^{-\frac{(L/2-z)}{\lambda_{eff}}} \quad (5.9)$$

dove N_{pho} è il numero di fotoni di scintillazione prodotti, c_j rappresenta il prodotto del guadagno del fototubo, della sua Q.E. e della copertura fotocatodica (le tre quantità non sono disaccoppiabili) e λ_{eff} è la lunghezza di assorbimento efficace (cioè la lunghezza di assorbimento dello scintillatore plastico, convoluta con il trasporto della luce per riflessioni multiple sulle pareti). La media geometrica di Q_{in} e Q_{out} definita da:

$$Q_{bar} = \sqrt{Q_{in} \cdot Q_{out}} = N_{pho} \cdot \sqrt{c_{in} \cdot c_{out}} \cdot e^{-\frac{L}{2 \cdot \lambda_{eff}}} \quad (5.10)$$

è correlata linearmente con l'energia rilasciata nella barra, come si può verificare tramite la simulazione Montecarlo riportata in figura 5.45.

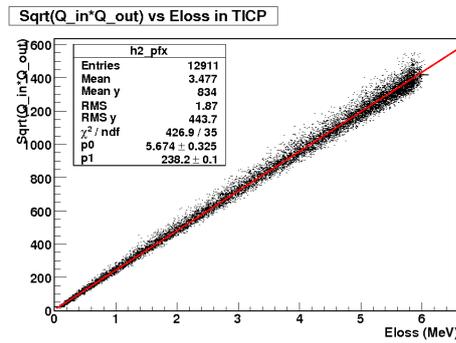


Figura 5.45: Relazione Montecarlo tra Q_{bar} definita nella (5.10) e l'energia rilasciata nel TC.

Q_{bar} fornisce quindi la misura del rilascio di energia all'interno del Timing Counter.

Indichiamo ora con t_{in} , t_{out} i tempi estratti dalle forme d'onda dei due PMT. Il tempo d'interazione di una particella nella barra, ricostruito indipendentemente dai due PMT, è dato da:

$$t_{Hit-in} = t_{in} - \left(\frac{z + L/2}{v} \right) \quad t_{Hit-out} = t_{out} - \left(\frac{L/2 - z}{v} \right) \quad (5.11)$$

Il tempo di barra può essere a questo punto definito come media algebrica:

$$t_{bar} = \frac{t_{Hit-in} + t_{Hit-out}}{2} = \frac{t_{in} + t_{out}}{2} - \frac{L}{2 \cdot v} \quad (5.12)$$

o come media pesata tra t_{Hit-in} e $t_{Hit-out}$:

$$\begin{aligned} t_{bar} &= \frac{t_{Hit-in} \cdot \sqrt{N_{in}} + t_{Hit-out} \cdot \sqrt{N_{out}}}{\sqrt{N_{in}} + \sqrt{N_{out}}} = \\ &= \frac{t_{in} \cdot \sqrt{N_{in}} + t_{out} \cdot \sqrt{N_{out}}}{\sqrt{N_{in}} + \sqrt{N_{out}}} - \left(\frac{z}{v} \right) \cdot \frac{\sqrt{N_{in}} - \sqrt{N_{out}}}{\sqrt{N_{in}} + \sqrt{N_{out}}} - \frac{L}{2 \cdot v}. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Una quantità interessante è il logaritmo del rapporto delle cariche agli estremi della barra, che è legato linearmente sia alla coordinata z del punto di impatto, sia alla differenza del tempo di arrivo dei segnali sui PMT:

$$\ln \left(\frac{Q_{out}}{Q_{in}} \right) = \ln \left(\frac{c_{out}}{c_{in}} \right) - \frac{2}{\lambda_{eff}} \cdot z \quad (5.14)$$



dove

$$z = -v_{eff} \cdot \frac{(t_{out} - t_{in})}{2} \quad (5.15)$$

e v_{eff} è la velocità efficace della luce all'interno della barra, dovuta all'indice di rifrazione dello scintillatore ed alle riflessioni sulle pareti. Sostituendo la (5.15) nella (5.14) si ottiene infine:

$$\ln\left(\frac{Q_{out}}{Q_{in}}\right) = \ln\left(\frac{c_{out}}{c_{in}}\right) + \frac{v_{eff}}{\lambda_{eff}} \cdot (t_{out} - t_{in}) \quad (5.16)$$

5.3.2 Calibrazione in carica

Equalizzazione dei fototubi della stessa barra

Equalizzare i fototubi di una barra significa determinare il guadagno relativo dei PMT, cioè il rapporto dei loro guadagni assoluti. Questa grandezza può essere ottenuta, come stima preliminare, considerando la media della distribuzione di $\ln\left(\frac{Q_{out}}{Q_{in}}\right)$, che risulta nulla in caso di corretta equilibratura. Questo metodo risulta tuttavia poco affidabile a causa della difficoltà nella determinazione degli estremi della distribuzione; in prossimità degli estremi della barra infatti gli effetti di luce diretta possono modificare sensibilmente la distribuzione in carica dei PMT rispetto al modello puramente esponenziale della (5.9).

Risulta quindi più conveniente utilizzare la relazione (5.16) eseguendo un fit lineare, il cui termine noto rappresenta il rapporto cercato; tale metodo risulta molto più stabile, poiché non dipende in maniera sensibile dalla scelta degli estremi del fit (ovvero dalle code della distribuzione di carica dei PMT).

Determinazione di λ_{eff} e la scala assoluta di energia

Per quanto il Timing Counter sia uno strumento atto ad una precisa misura del tempo, ma con una scarsa efficienza calorimetrica, è importante stabilire quale sia il parametro di attenuazione caratteristico del rivelatore, chiamato λ_{eff} e definito fenomenologicamente nell'equazione (5.9). Per la determinazione di λ_{eff} è necessario conoscere la velocità efficace nella barra (v_{eff}); una volta nota quest'ultima è possibile utilizzare la relazione (5.16), eseguendo un fit lineare (si noti che se v_{eff} non è noto o determinabile in maniera indipendente, il fit della relazione (5.16) fornisce solo il rapporto v_{eff}/λ_{eff}).

Il parametro λ_{eff} consente la determinazione della scala assoluta di energia. A titolo di esempio consideriamo l'equazione (5.9); il numero di fotoni emessi N_{pho} è legato all'energia rilasciata nella barra tramite la relazione:

$$N_{pho} = \frac{E_{dep}}{2} \cdot \alpha \cdot \epsilon \quad (5.17)$$

dove E_{dep} è l'energia depositata nella barra, α è il numero di fotoni di scintillazione per MeV depositato ed ϵ è l'efficienza di raccolta dovuta all'accoppiamento ottico PMT-barra ($1 - \frac{1}{n_{ref}}$, con n_{ref} indice di rifrazione dello scintillatore), all'efficienza quantica ed alla copertura fotocatodica ($\frac{\pi \cdot R_{PMT}^2}{l_{bar}^2}$). Nel Montecarlo tali parametri sono ottenuti con considerazioni di tipo fenomenologico e geometrico, per cui $\epsilon \sim 7.5\%$ ed $\alpha = 10^4 \text{ MeV}^{-1}$; per la loro stima nel caso reale è invece necessaria una calibrazione, ottenibile ad esempio tramite una sorgente β o confrontando il rilascio di energia media atteso in corrispondenza del picco della distribuzione di Landau per eventi indotti da raggi cosmici.

D'altronde N_{pho} è presente anche nella definizione di Q_{bar} ; una volta equalizzato il guadagno dei PMT (cioè $\frac{c_{in}}{c_{out}} = 1$) ed espresso Q_{bar} in fotoelettroni, si può invertire la relazione (5.10) e sostituirvi il valore N_{pho} ricavato dalla (5.17) ottenendo:

$$E_{dep} = 2 \cdot Q_{bar} \cdot e^{\frac{L}{2 \cdot \lambda_{eff}}} \cdot \frac{1}{\epsilon \cdot \alpha} \quad (5.18)$$

Una volta note le costanti di calibrazione, dalla misura di Q_{bar} si può estrarre il valore dell'energia rilasciata all'interno della barra.

Nel caso del Montecarlo, dalla conoscenza del rapporto $\frac{Q_{bar}}{E_{dep}}$ (il coefficiente angolare del fit di figura 5.45) è possibile anche ricavare una stima preliminare della λ_{eff} :

$$\lambda_{eff} = \frac{L}{2} \cdot \ln \left(2 \cdot \frac{Q_{bar}}{E_{dep}} \cdot \frac{1}{\epsilon \cdot \alpha} \right) \quad (5.19)$$

ovvero $\lambda_{eff} \sim 75$ cm.

Equalizzazione delle barre

L'equalizzazione relativa in carica delle barre può essere effettuata mediante il confronto della variabile Q_{bar} , in corrispondenza dei picchi delle distribuzioni di Landau (per esempio per eventi indotti da raggi cosmici) o degli end-point (per esempio per eventi indotti da positroni di Michel).

5.3.3 Calibrazione temporale

La velocità efficace e l'equalizzazione del tempo relativo tra fototubi della stessa barra

La velocità efficace di propagazione della luce v_{eff} è un parametro fondamentale per la corretta ricostruzione dei tempi d'impatto, ed è legata alla lunghezza di assorbimento efficace nell'equazione (5.16). Per poter determinare separatamente tale parametro è necessario misurare accuratamente la coordinata z del punto di impatto della particella lungo la barra, compito a cui è preposto il sistema di fibre; nel RUN 2007 tale apparato non era in funzione, per cui la determinazione della coordinata può essere ricavata solo tramite la distribuzione della differenza dei tempi dei due PMT come illustrato nella (5.15), con l'introduzione di un errore sistematico. Le fibre sono state comunque testate e saranno operative nella prossima fase di presa dati. Il valore di v_{eff} è determinato dalla larghezza della distribuzione della differenza temporale tra i due PMT.

Anche la calibrazione del tempo relativo tra fototubi della stessa barra è ottenibile tramite la distribuzione di $(t_{out} - t_{in})$, che risulta centrata a 0 in caso di corretta equilibratura. È possibile definire operativamente gli estremi della distribuzione tramite il suo integrale (ad es. 5% e 95%) o come percentuale sull'altezza del valore massimo.

In figura 5.46 è mostrata una tipica distribuzione di questa variabile su cui sono calcolate sia la velocità efficace v_{eff} che l'offset relativo tra i PMT di una singola barra con diversi criteri di selezione degli estremi della distribuzione. Nel grafico a sinistra la selezione degli estremi è definita come 1% del valore massimo; in questo caso $v_{eff} = 13.1$ cm/ns e l'offset temporale relativo è $t_{offset} = -300$ ps. Nel grafico centrale la selezione è definita come 10% del valore massimo, $v_{eff} = 13.8$ cm/ns e $t_{offset} = -100$ ps; nel grafico centrale la selezione è definita come 20% del valore massimo ed in questo caso $v_{eff} = 14.2$ cm/ns e $t_{offset} = -300$ ps. L'arbitrarietà



nella definizione degli estremi della distribuzione introduce un errore sistematico $\approx 10\%$ nella determinazione di v_{eff} (correlata con la percentuale del valore massimo rispetto al quale si definisce l'estremo) ed una fluttuazione di un fattore 3 nel valore di t_{offset} .

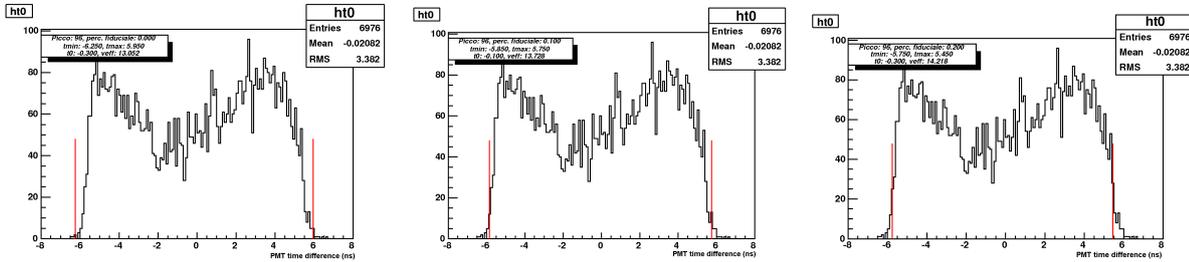


Figura 5.46: Distribuzione della differenza temporale tra i PMT di una stessa barra con identificazione degli estremi per il calcolo della velocità efficace v_{eff} con differenti criteri di selezione degli estremi della distribuzione (rispettivamente 1%, 10% e 20% del valore massimo). I valori di v_{eff} sono rispettivamente 13.1 cm/ns, 13.8 cm/ns e 14.2 cm/ns; l'offset temporale tra i PMT (t_{off}) è invece rispettivamente -300 ps, -100 ps e -300 ps. Si può notare come l'arbitrarietà nella definizione degli estremi della distribuzione introduce un errore sistematico $\approx 10\%$ nella determinazione di v_{eff} (correlata con la percentuale del valore massimo rispetto al quale si definisce l'estremo) ed una fluttuazione di un fattore 3 nel valore di t_{offset} .

Equalizzazione del tempo relativo tra le barre

Per l'intercalibrazione temporale tra le barre è necessario utilizzare eventi che rilasciano energia in più di una barra; candidati naturali a tale scopo sono i positroni derivanti dal decadimento di Michel. Con questo tipo di eventi è tuttavia possibile solo l'intercalibrazione fra barre appartenenti alla stessa sezione del Timing Counter, cioè a metà dell'apparato. Per poter intercalibrare barre appartenenti a sezioni diverse del TC è necessario utilizzare eventi simultanei, diretti verso parti opposte dell'apparato. A tale scopo è possibile servirsi della coppia di fotoni prodotta dalle reazioni di protoni su Boro, con rivelazione degli stessi in barre diverse; in questo caso si rende però necessario un rigetto dei cosmici che altrimenti contaminerebbero in maniera sostanziale i dati. Attualmente questa calibrazione consente una messa in tempo relativa delle barre con un'incertezza di ≈ 500 ps.

5.3.4 Risultati della calibrazione del Timing Counter

Durante il presente lavoro di tesi è stata sviluppato un codice di analisi utile per la calibrazione delle proprietà delle singole barre del Timing Counter, ed in particolare:

- determinazione della velocità efficace v_{eff} all'interno della barra;
- determinazione della lunghezza di attenuazione efficace λ_{eff} nella barra;
- determinazione dell'offset temporale relativo tra i fototubi di una barra;
- estrazione del guadagno relativo tra i fototubi di una barra.

Il programma restituisce in uscita i parametri da inserire nel database delle calibrazioni ed i grafici ottenuti, con cui è possibile controllare la qualità dei risultati. I risultati delle singole barre vengono formalizzati in una serie di plot mostrati in figura 5.47. In figura 5.48 è presente invece un esempio di scheda riassuntiva, con la distribuzione delle variabili di calibrazione per tutte le barre.

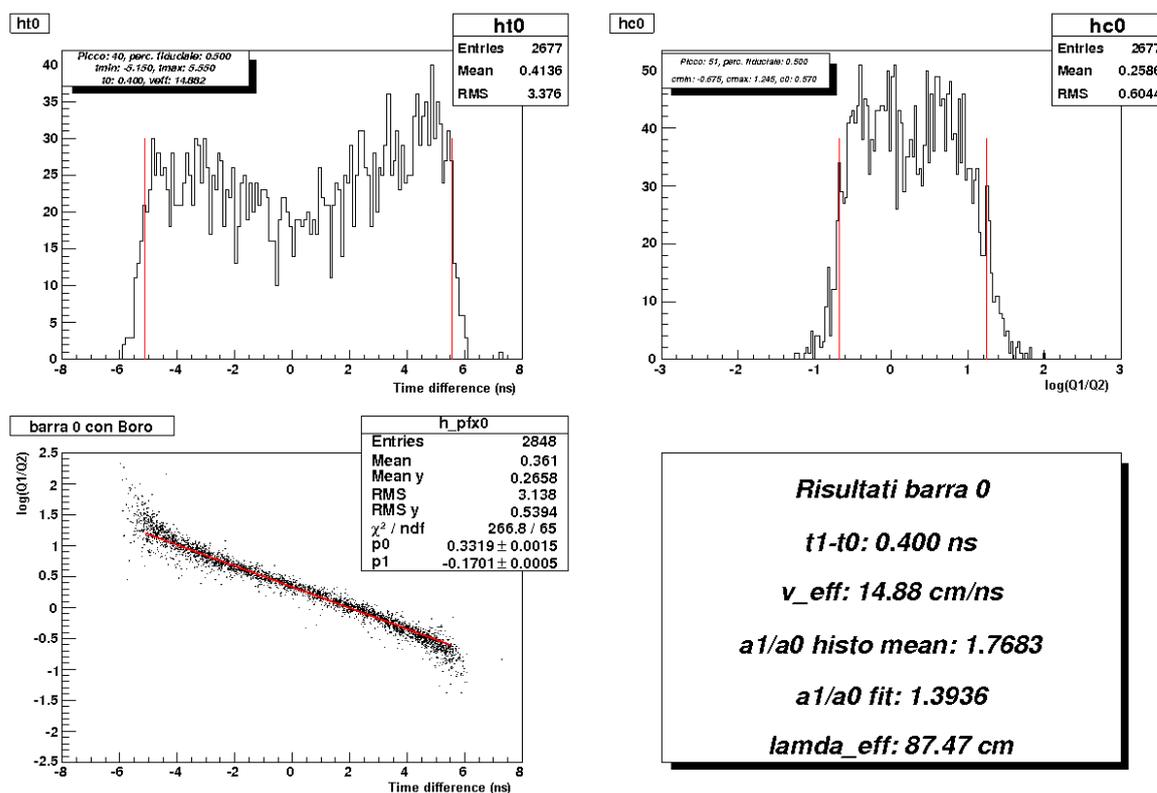


Figura 5.47: Esempio di scheda riassuntiva del metodo di calibrazione di una singola barra del Timing Counter; in alto a sinistra è mostrata la distribuzione della differenza temporale tra i due PMT per l'estrazione della velocità efficace; in alto a destra è mostrata la distribuzione del logaritmo del rapporto delle cariche dei due fototubi per una prima stima del guadagno relativo. In basso a sinistra è mostrata la distribuzione del logaritmo del rapporto delle cariche dei PMT in funzione della differenza temporale dei segnali; l'interpolazione di questa relazione con una funzione lineare consente la determinazione accurata del guadagno relativo e di v_{eff}/λ_{eff} da cui si ricava λ_{eff} in base al valore di v_{eff} estratto precedentemente.

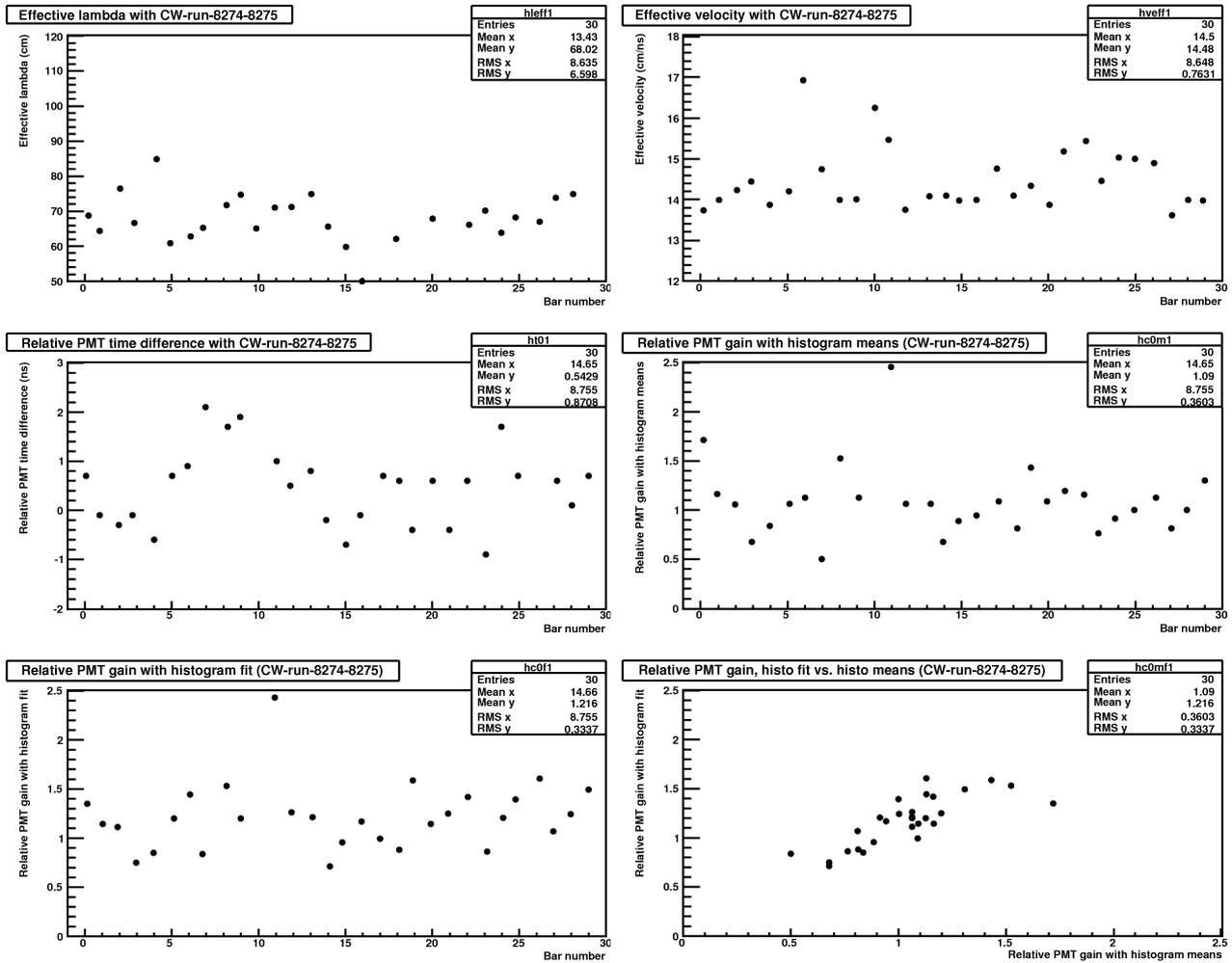


Figura 5.48: Esempio di scheda riassuntiva della calibrazione del Timing Counter con le distribuzioni delle variabili di calibrazione per tutte le barre. In alto a sinistra è mostrata la distribuzione delle λ_{eff} ; in alto a destra quella delle velocità efficaci; al centro a sinistra la distribuzione dei tempi relativi tra i PMT della stessa barra; al centro a destra la distribuzione dei guadagni relativi preliminari ottenuti con le medie degli istogrammi del logaritmo del rapporto delle cariche dei due PMT; in basso a sinistra la distribuzione dei guadagni relativi finali ottenuti dal fit del logaritmo del rapporto delle cariche in funzione della differenza temporale in funzione dei due PMT; in basso a destra la correlazione dei guadagni relativi ottenuti con il fit in funzione di quelli ottenuti con le medie degli istogrammi.

La distribuzione dei guadagni relativi per le barre ottenuta con diverse categorie di eventi (cosmici, Boro e LiF) è mostrata in figura 5.49: come si può notare i risultati relativi ai diversi set di dati risultano completamente consistenti. Il confronto per la barra 10 non ha significato perchè tale barra presenta problemi legati al malfunzionamento di uno dei due PMT.

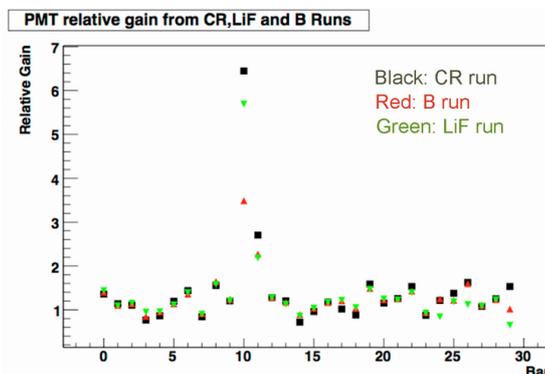


Figura 5.49: Guadagno relativo tra i PMT delle barre del Timing Counter ottenuti con differenti serie di dati: in nero con i cosmici, in rosso con il Boro, in verde con il LiF. Da notare che la barra 10 presenta problemi legati al malfunzionamento di uno dei due PMT.

Un esempio di spettri in carica nel Timing Counter, ottenuto con eventi di raggi cosmici, è mostrato in figura 5.50, in cui sono visibili le distribuzioni in carica di alcune barre con e senza equalizzazione.

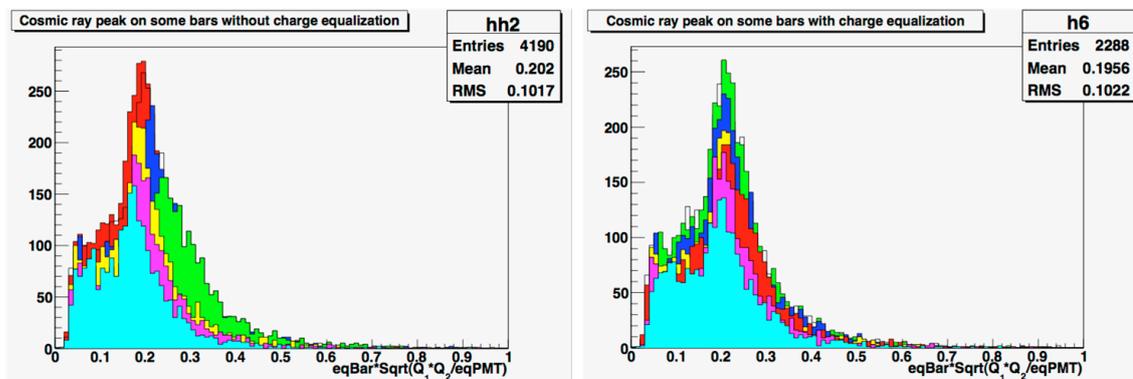


Figura 5.50: Confronto tra le distribuzioni in carica di un campione di barre del Timing Counter ottenute con i cosmici. A sinistra le distribuzioni di Landau sono mostrate senza equalizzazione; a destra dopo l’equalizzazione.

La distribuzione delle velocità efficaci ottenute con gli stessi set di dati è mostrata in figura 5.51: anche in questo caso i risultati sono consistenti. In questo caso la velocità efficace non viene misurata in maniera del tutto affidabile poichè manca l’informazione delle fibre; la posizione infatti deve essere calcolata a partire dalla distribuzione di carica, con l’introduzione di un errore sistematico. Il valore medio di questo parametro risulta essere $v_{eff} = 14.5 \pm 0.2$ cm/ns.

La distribuzione delle λ efficaci ottenute con set di dati analoghi è mostrata in figura 5.52: an-

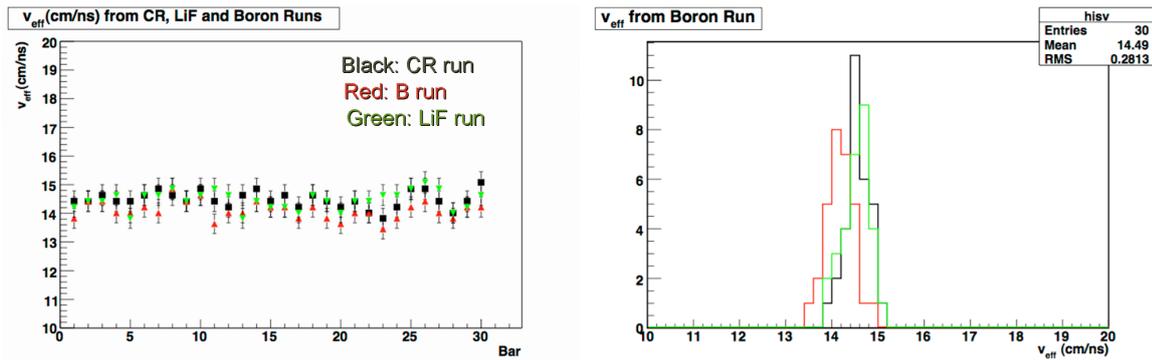


Figura 5.51: Distribuzione dei valori della velocità efficace all'interno delle barre del Timing Counter ottenuta con differenti serie di dati: in nero con i cosmici, in rosso con il Boro, in verde con il LiF. A sinistra è mostrato il valore di v_{eff} in funzione del numero di barra, a destra la distribuzione complessiva dei valori di v_{eff} .

cora una volta i risultati sono consistenti (la barra 10 presenta i già menzionati problemi di mal-funzionamento di uno dei due PMT). Il valore di λ_{eff} è legato a v_{eff} tramite l'equazione (5.16), per cui è anch'esso un parametro affetto da incertezza sistematica difficilmente valutabile.

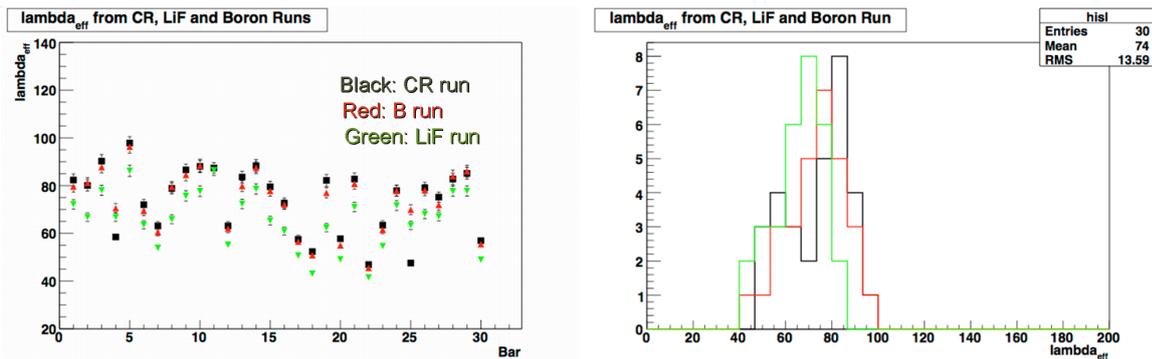


Figura 5.52: Distribuzione della lunghezza di attenuazione efficace all'interno delle barre del Timing Counter ottenuta con differenti serie di dati: in nero con i cosmici, in rosso con il Boro, in verde con il LiF. A sinistra è mostrato il valore di λ_{eff} in funzione del numero di barra, a destra la distribuzione complessiva dei valori di λ_{eff} .

Capitolo 6

Analisi preliminare dei dati acquisiti nel 2007

In questo capitolo sono riportati i risultati ottenuti analizzando i dati raccolti nel 2007 nello studio della risoluzione temporale dell'apparato e nella ricerca del decadimento radiativo del muone.

6.1 Studio della risoluzione temporale dell'apparato

Durante questo lavoro di tesi è stato effettuato uno studio delle proprietà dell'apparato ed in particolare della risoluzione temporale. La risoluzione temporale verrà discussa prima per i singoli rivelatori (calorimetro e Timing Counter separatamente) e successivamente per la loro combinazione.

6.1.1 Risoluzione temporale intrinseca del calorimetro

Indichiamo con “risoluzione intrinseca” la migliore risoluzione ottenibile, legata solo alle proprietà del rivelatore, che si estrae una volta eliminata ogni dipendenza sistematica dalla posizione, dagli effetti di ricostruzione, dall'energia etc.

La risoluzione intrinseca del calorimetro a Xenon liquido può essere misurata utilizzando eventi posti entro una regione fiduciale simmetrica rispetto al baricentro degli eventi e considerando solo i segnali di un piccolo gruppo di fototubi intorno a tale posizione. In questo modo vengono eliminati (o fortemente ridotti) gli effetti di disuniformità dovuti alla posizione degli eventi ed al trasporto della luce.

Si definiscono due sottogruppi di PMT, uno superiore (*up*) ed uno inferiore (*down*); a ciascuno di essi è associato un tempo, definito come:

$$t_{up} = \frac{\sum_{i \in up} t_i \cdot \sqrt{N_{pho-i}}}{\sum_{i \in up} \sqrt{N_{pho-i}}} \quad t_{down} = \frac{\sum_{i \in down} t_i \cdot \sqrt{N_{pho-i}}}{\sum_{i \in down} \sqrt{N_{pho-i}}} \quad (6.1)$$

La risoluzione temporale intrinseca del calorimetro è la deviazione standard σ_{res} del tempo t_{res} definito come:

$$t_{res} = \frac{t_{up} - t_{down}}{2} \quad (6.2)$$

Fotoni dal decadimento del pione neutro

La scelta più naturale per misurare la risoluzione intrinseca dell'apparato in condizioni quanto più vicine al processo $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ è quella di utilizzare i fotoni derivanti dal decadimento del pione neutro. La cinematica del decadimento a riposo del π^0 prevede infatti l'emissione di una coppia di fotoni di energia totale pari a m_{π^0} e spettro piatto fra 55 ed 83 MeV. I fotoni agli estremi dello spettro sono emessi con un angolo relativo di 180° e sono selezionabili nel calorimetro a Xenon liquido impiegando un rivelatore a NaI in coincidenza ed un collimatore sulla faccia d'ingresso del calorimetro stesso. Lo spettro in carica misurato nel calorimetro è mostrato in figura 6.1. In questa distribuzione la calibrazione in carica dei PMT è ancora approssimativa, per cui il picco a 55 MeV è ≈ 3 volte più largo di quanto atteso in base alle misure di risoluzione sul LP.

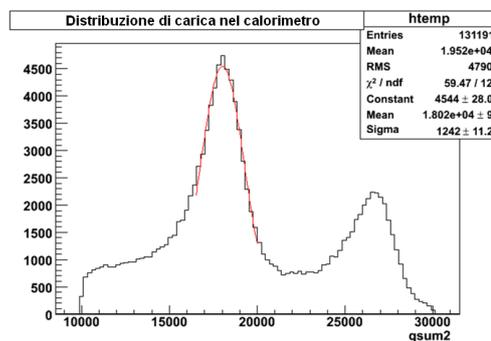


Figura 6.1: Spettro in carica nel calorimetro per eventi di decadimento del π^0 .

Durante il RUN2007 sono state eseguite misure in 3 zone distinte, come illustrato in figura 6.2. Per questi run i fototubi “selezionati” dal collimatore 1 erano equipaggiati con le schede DRS3 ed i rimanenti con il DRS2.

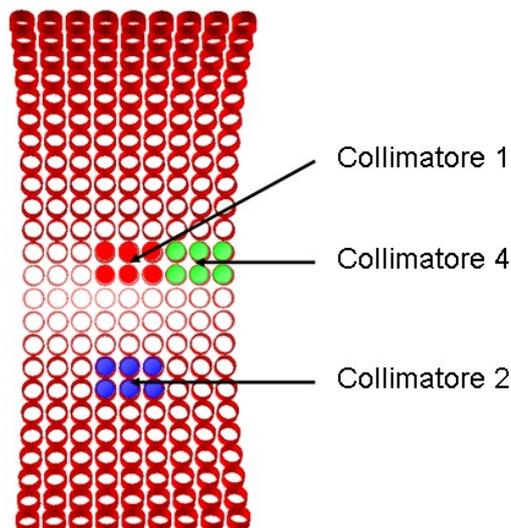


Figura 6.2: Disposizione dei collimatori nei run di π^0 .

La differenza tra DRS2 e DRS3 consiste soprattutto nella qualità di campionamento del segnale di “master clock”, come si evince dalla figura 6.3: nel DRS2 (a sinistra) il campionamento del

master clock presenta forti distorsioni che rendono meno precisa la determinazione del fronte di salita del segnale per la calibrazione offline, mentre nel DRS3 (a destra) le distorsioni sono notevolmente ridotte.

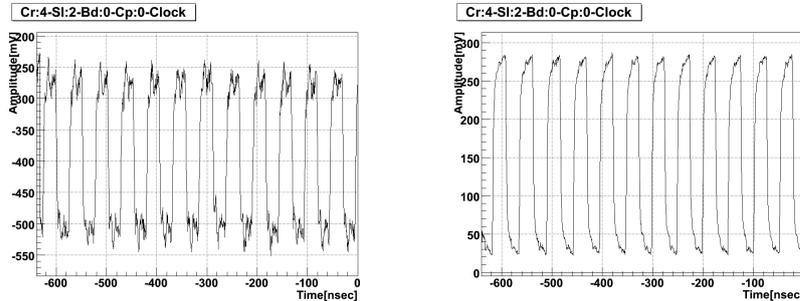


Figura 6.3: A sinistra: segnale di master clock in uscita dal DRS2; a destra: stesso segnale in uscita dal DRS3. Come si può notare nel caso del DRS2 il campionamento produce forti distorsioni nella forma d'onda del segnale del master clock, il che rende maggiormente difficoltosa l'identificazione dei fronti di salita per la calibrazione offline.

In questa analisi è stata inserita la calibrazione offline del clock con la sottrazione del piedistallo e dell'offset temporale tra i fototubi, si sono utilizzati carica e tempo misurati dal DRS e la ricostruzione in posizione è stata basata sull'algoritmo PosLocalFit, che esegue un fit locale per la ricostruzione del punto di prima interazione del fotone nel calorimetro. Per la velocità della luce nello Xenon è stato utilizzato il valore c/n dove $n = 1.61$ è l'indice di rifrazione del mezzo a 178 nm.

Per una più semplice gestione delle coordinate nella definizione dei tagli in posizione si è operata una trasformazione da xyz ad uvw definita dalle formule:

$$u = \frac{R_{in}}{r} \cdot z \quad v = \tan^{-1} \frac{y}{-x} \cdot R_{in} \quad w = r - R_{in} \quad (6.3)$$

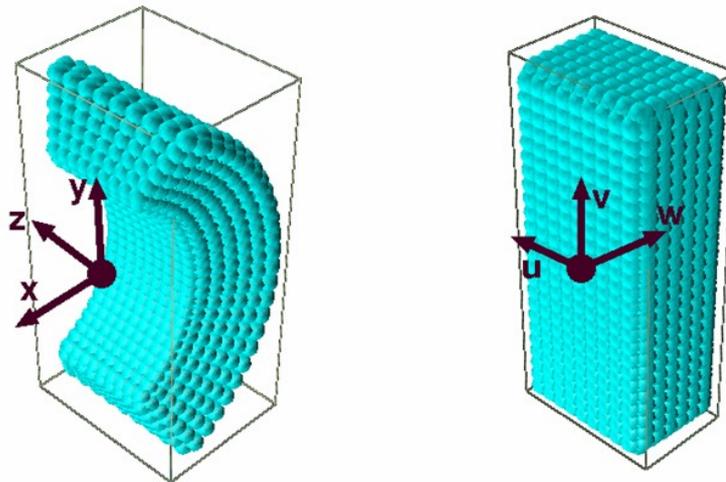


Figura 6.4: Effetto della trasformazione di coordinate da xyz ad uvw sulla geometria del calorimetro ($u \sim z$, $v \sim y$, $w \sim (-x)$).

dove R_{in} è il raggio della faccia d'ingresso del calorimetro. Il risultato di questa trasformazione è quello di rendere il calorimetro un parallelepipedo equivalente, come illustrato in figura 6.4, con $u \sim z$, $v \sim y$, $w \sim (-x)$; $w = 0$ corrisponde alla faccia d'ingresso.

Consideriamo adesso gli eventi acquisiti con il collimatore 1. La distribuzione bidimensionale degli eventi ricostruiti nel piano (u, v) è mostrata in figura 6.5; la regione fiduciale su cui viene calcolata la risoluzione intrinseca finale è delimitata dal quadrato di colore rosso e corrisponde ad una porzione di 6 cm x 6 cm attorno al centro del calorimetro.

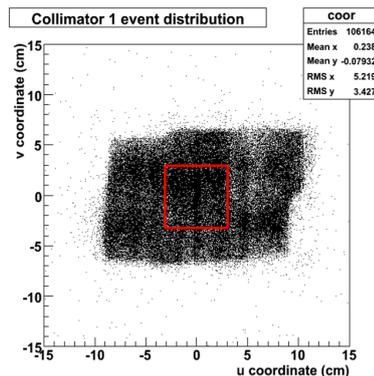


Figura 6.5: Distribuzione degli eventi nel calorimetro acquisiti con il collimatore 1 e ricostruiti con l'algoritmo PosLocalFit ed identificazione della zona fiduciale (quadrato di colore rosso).

Senza operare nessun tipo di taglio la risoluzione temporale intrinseca è pari a $\sigma_{res} = (360 \pm 2)$ ps, come illustrato in figura 6.6; si può notare come la media della distribuzione non sia nulla, come effetto dell'incertezza sistematica residua nella calibrazione offline del master clock per la determinazione del tempo assoluto. I fototubi utilizzati per la misura sono posti infatti su differenti chip DRS.

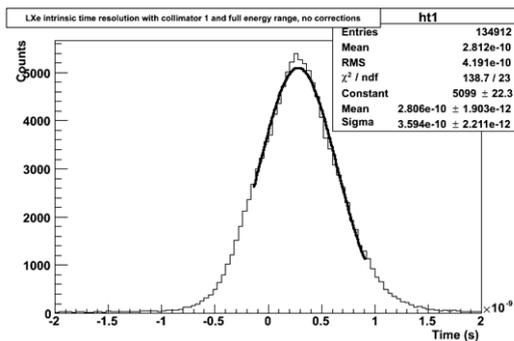


Figura 6.6: Risoluzione intrinseca del calorimetro senza tagli o correzioni (collimatore 1).

È importante notare che la differenza temporale è fortemente correlata con la coordinata v come illustrato nella parte sinistra di figura 6.7; la risoluzione dipende inoltre in maniera rilevante dalla profondità d'interazione (coordinata w), come mostrato nella parte destra di figura 6.7.

La dipendenza della differenza temporale dalla coordinata v è di tipo lineare e può essere corretta semplicemente sottraendo dal Δt misurato la funzione di fit $p_0 + p_1 \cdot v$. In questo modo si

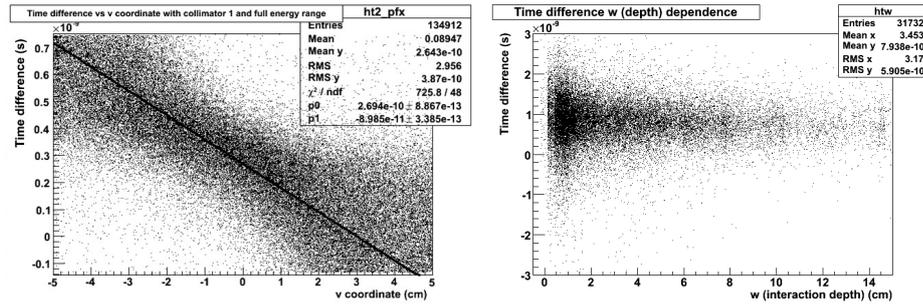


Figura 6.7: A sinistra: correlazione della differenza temporale dalla coordinata v . A destra: differenza temporale in funzione della profondità d'interazione (coordinata w).

ottiene un notevole miglioramento della risoluzione, che vale $\sigma_{res} = (192 \pm 1)$ ps, come mostrato nella parte sinistra di figura 6.8 in cui la media della distribuzione è stata rifasata al valore zero. Selezionando a questo punto solo gli eventi ricostruiti all'interno della regione fiduciale ($|u| < 3$, $|v| < 3$) si ottiene una risoluzione $\sigma_{res} = (124 \pm 1)$ ps, come illustrato nella parte destra di figura 6.8.

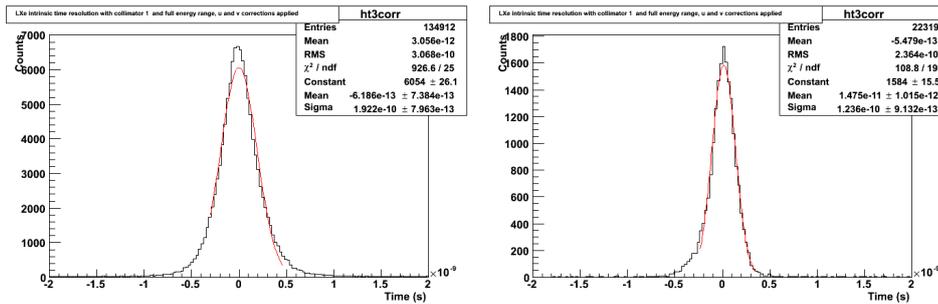


Figura 6.8: Risoluzione intrinseca del calorimetro per la zona del collimatore 1 ottenuta correggendo la dipendenza dalla coordinata v , senza operare tagli (a sinistra) e selezionando solo gli eventi ricostruiti all'interno della regione fiduciale (destra).

Operando infine un taglio in profondità d'interazione ($w > 1$) si ottiene una risoluzione intrinseca $\sigma_{res} = (116 \pm 1)$ ps, come illustrato in figura 6.9. Con tagli ancora più stretti in profondità la risoluzione scende a (98 ± 1) ps per $w > 2$ ed a (87 ± 1) ps per $w > 3$ (la statistica peraltro diminuisce di un fattore ≈ 3).

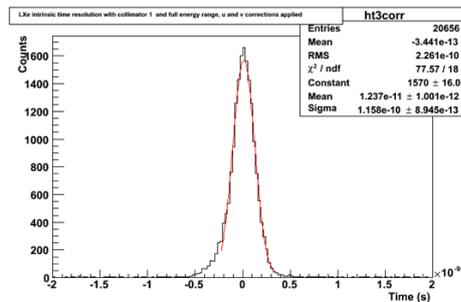


Figura 6.9: Risoluzione temporale intrinseca del calorimetro ottenuta con il DRS3 operando una selezione degli eventi con $|u| < 3$, $|v| < 3$, $w > 1$.

Le risoluzioni intrinseche ottenute in corrispondenza dei collimatori 2 e 4 valgono rispettivamente $\sigma_{res} = (159 \pm 3)$ ps e $\sigma_{res} = (150 \pm 2)$ ps; le risoluzioni sono peggiori di quelle ottenute con il collimatore 1, come illustrato in figura 6.10. I collimatori 2 e 4 sono equipaggiati con il DRS2, per cui una peggiore risoluzione intrinseca è prevedibile a priori.

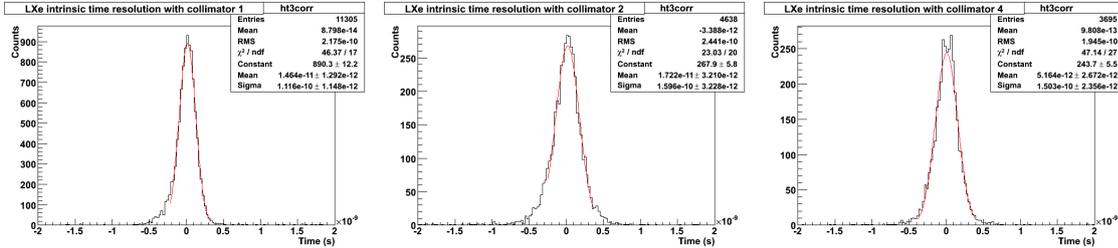


Figura 6.10: Risoluzione intrinseca del calorimetro con fotoni dal decadimento del pione neutro in diverse configurazioni, a sinistra per il collimatore 1 (con DRS3), al centro per il collimatore 2 (con DRS2), a destra per il collimatore 4 (con DRS2).

Come detto precedentemente, per la misura della carica sono disponibili due sistemi di acquisizione paralleli, il DRS ed il sistema ausiliario del trigger. Ripetendo lo stesso tipo di analisi utilizzando la misura di carica fornita dal sistema di acquisizione ausiliario del trigger e la misura dei tempi forniti dal DRS, si nota un sistematico miglioramento: nelle stesse condizioni di figura 6.9 si ottengono infatti (109 ± 1) ps di risoluzione intrinseca sul collimatore 1 (figura 6.11), da confrontare con (116 ± 1) ps ottenuti con le cariche del DRS. Il risultato è spiegabile con la maggiore carica letta dal trigger con riduzione dell'incertezza statistica (il range dinamico del DRS è inferiore a quello del trigger, per evitare effetti di saturazione) e con il cattivo funzionamento di un canale del DRS in corrispondenza di uno dei fototubi utilizzati per la misura.

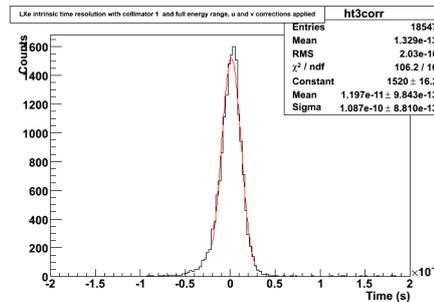


Figura 6.11: Risoluzione temporale intrinseca del calorimetro ottenuta operando una selezione degli eventi con $|u| < 3$, $|v| < 3$, $w > 1$ ed utilizzando la misura di carica fornita dal trigger.

È importante infine verificare la dipendenza della risoluzione temporale intrinseca del calorimetro in funzione della carica raccolta, per estrapolare da essa il valore atteso nella regione del segnale. Consideriamo per σ_{res} un andamento del tipo:

$$\sigma_{res} = A + \frac{B}{\sqrt{N_{pho}}} \quad (6.4)$$

La carica attesa dal calorimetro per fotoni da 52.8 MeV è $\approx 10^5$ fotoelettroni; a causa del problema discusso nel capitolo relativo alla calibrazione del calorimetro, la carica misurata è

stata $\approx \frac{1}{\sigma_{col}}$ di quella attesa. Eseguendo un fit dei punti ottenuti a bassa carica, in corrispondenza dei $\approx 10^5$ fotoelettroni attesi si ottiene $\sigma_{res} \leq 65$ ps (figura 6.12) corrispondenti a FWHM ≈ 143 ps.

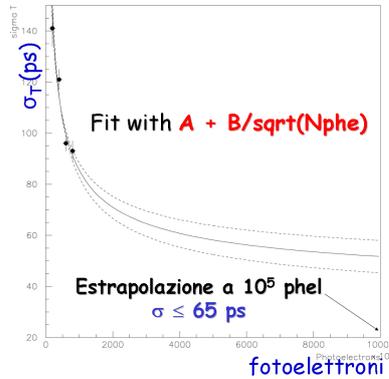


Figura 6.12: Andamento della risoluzione temporale intrinseca in funzione della carica raccolta dal calorimetro; estrapolando il risultato del fit per la carica attesa in corrispondenza di fotoni di energia ≈ 52.8 MeV ($\sim 10^5$ fotoelettroni) si ottiene $\sigma_{res} \leq 65$ ps.

Fotoni dal decadimento radiativo del muone

Con i fotoni derivanti dal decadimento del piane neutro è possibile ottenere una misura della risoluzione temporale del calorimetro solo nei punti corrispondenti ai collimatori. Per ottenere una mappatura delle prestazioni dell'intero calorimetro si rende necessario l'impiego di eventi raccolti con il trigger dedicato al decadimento radiativo del muone, in cui il fotone è emesso isotropicamente. È possibile suddividere la faccia d'ingresso del calorimetro in 33 zone, ciascu-

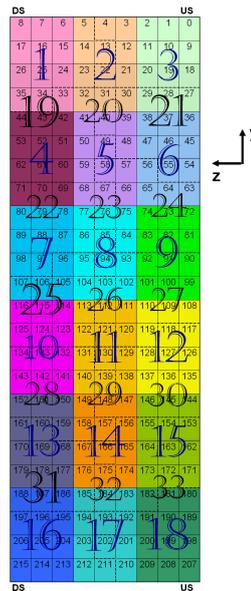


Figura 6.13: Mappatura della faccia d'ingresso del calorimetro per la misura della risoluzione temporale intrinseca con eventi raccolti con il trigger dedicato al decadimento radiativo del muone.

na formata da 4 file di 3 fototubi, in analogia ai gruppi di fototubi selezionati dai collimatori; le 33 zone sono illustrate in figura 6.13. In questo modo si può estrarre una misura della risoluzione intrinseca in corrispondenza di ciascuna zona e quindi in tutta la faccia d'ingresso del calorimetro.

La distribuzione in carica, mostrata in figura 6.14, è centrata a 14000 fotoelettroni, corrispondenti a ~ 45 MeV equivalenti; la soglia in carica del trigger per questi eventi corrispondente a ~ 40 MeV equivalenti. Poiché la carica media di questi eventi è più bassa di quella degli eventi indotti da pioni neutri è lecito attendersi una peggiore risoluzione intrinseca.

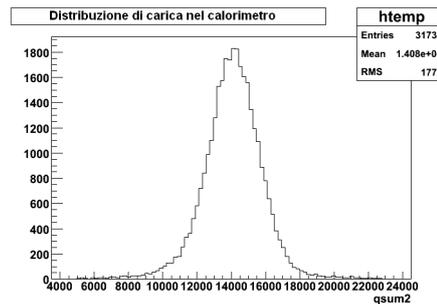


Figura 6.14: Distribuzione in carica degli eventi nel calorimetro per trigger dedicato al decadimento radiativo del muone.

In figura 6.15 è mostrata la distribuzione degli eventi nel calorimetro lungo l'asse y , in cui si nota un eccesso di eventi nella parte superiore (soprattutto per $y > 40$ cm); tale disuniformità è dovuta alla presenza dei raggi cosmici che entrano nella parte superiore del calorimetro e successivamente raggiungono il Timing Counter, entrando nella finestra di coincidenza temporale del trigger. Eseguendo un taglio superiore sulla somma della carica letta dalla faccia d'ingresso e dalla faccia superiore è possibile ridurre il contributo di questi eventi, come mostrato nella stessa figura.

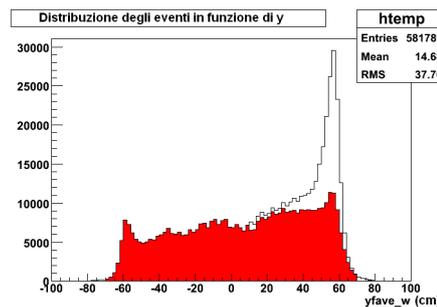


Figura 6.15: Distribuzione degli eventi in funzione della coordinata y (sfondo bianco). Si nota un'asimmetria nella parte superiore del calorimetro ($y > 40$ cm) dovuta a raggi cosmici che entrano nella finestra di coincidenza del trigger. Per ridurre tale contributo è necessario operare un taglio superiore sulla somma della carica letta dalla faccia d'ingresso e dalla faccia superiore (distribuzione con sfondo rosso).

La mappatura della risoluzione temporale intrinseca del calorimetro ottenuta col decadimento radiativo dopo aver applicato le correzioni in posizione e le selezioni in $|u|$, $|v|$ e w in maniera

analoga al caso precedente è riportata in figura 6.16.

La distribuzione presenta delle irregolarità, legate alla presenza residua di eventi indotti dai cosmici ai vertici superiori del calorimetro (corrispondenti a y grande), per cui la ricostruzione della posizione è meno affidabile poiché la perdita di energia del μ avviene lungo tutta la traccia all'interno del calorimetro, ed ad effetti sistematici nella ricostruzione della posizione a causa dell'imperfetto funzionamento di alcuni PMT. Considerando solo la zona centrale del calorimetro si ottiene una risoluzione media $\sigma_{res} \approx 230$ ps; nella zona corrispondente al collimatore 1 si ottiene $\sigma_{res} = 190 \pm 6$ ps (con i fotoni derivanti dal decadimento del π^0 e l'impiego del DRS3 avevamo ottenuto $\sigma_{res} = 116 \pm 1$ ps), mentre in corrispondenza del collimatore 2 si ottiene $\sigma_{res} = 204 \pm 6$ ps (con i fotoni derivanti dal decadimento del π^0 con il DRS2 avevamo ottenuto $\sigma_{res} = 159 \pm 1$ ps). Le differenze di risultato si spiegano con le diverse prestazioni del DRS3 rispetto al DRS2 e con la minor carica del segnale di decadimento radiativo rispetto ai fotoni emessi nel decadimento del π^0 .

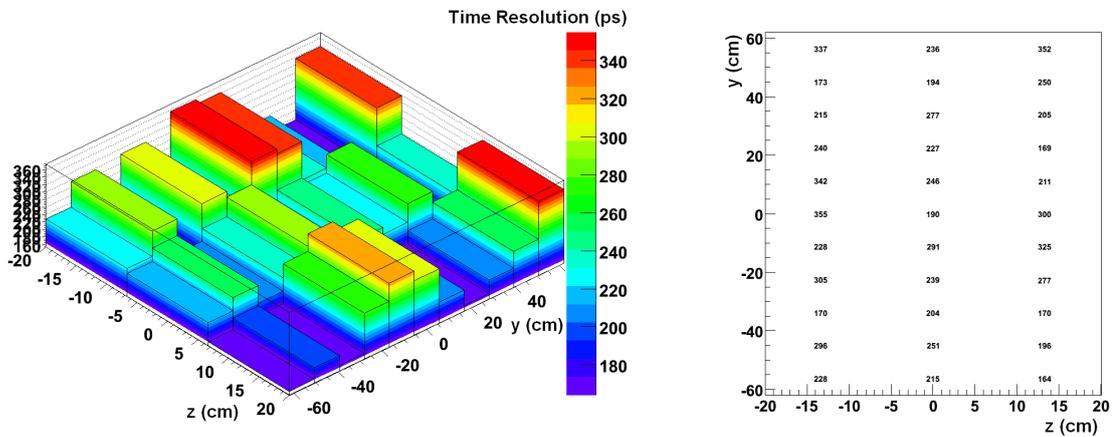


Figura 6.16: Risoluzione temporale intrinseca del calorimetro (in ps) ottenuta con fotoni emessi nel decadimento radiativo del muone. A sinistra: rappresentazione grafica; a destra: valori numerici.

6.1.2 Risoluzione temporale intrinseca del Timing Counter

La tecnica per la misura della risoluzione intrinseca del Timing Counter è illustrata in figura 6.17, in cui è mostrata una particella che attraversa due barre adiacenti del Timing Counter.

Avendo ricostruito il tempo di arrivo della particella su ciascuna barra, possiamo costruire la variabile $\Delta t_i = t_i - t_{i+1}$, la cui incertezza è $\sigma_{\Delta t_i}^2 = \sigma_{t_i}^2 + \sigma_{t_{i+1}}^2$.

Supponendo che le incertezze nella misura dei tempi delle due barre siano confrontabili possiamo porre $\sigma_{t_i}^2 \approx \sigma_{t_{i+1}}^2$ e dunque $\sigma_{\Delta t_i}^2 = 2 \cdot \sigma_{t_i}^2$ da cui definiamo la risoluzione temporale intrinseca della barra i -esima come:

$$\sigma_{t_i} = \frac{\sigma_{\Delta t_i}}{\sqrt{2}} \quad (6.5)$$

In questo modo è possibile estrarre la risoluzione temporale intrinseca di tutte le barre.

In linea di principio nella definizione di Δt_i bisogna tener conto della traiettoria percorsa dalla particella nell'attraversare le due barre; in questa analisi tuttavia questa correzione non è stata

inserita perchè la ricostruzione della coordinata z è soggetta ad un'incertezza rilevante, data la mancanza del sistema di fibre preposto alla sua misura.

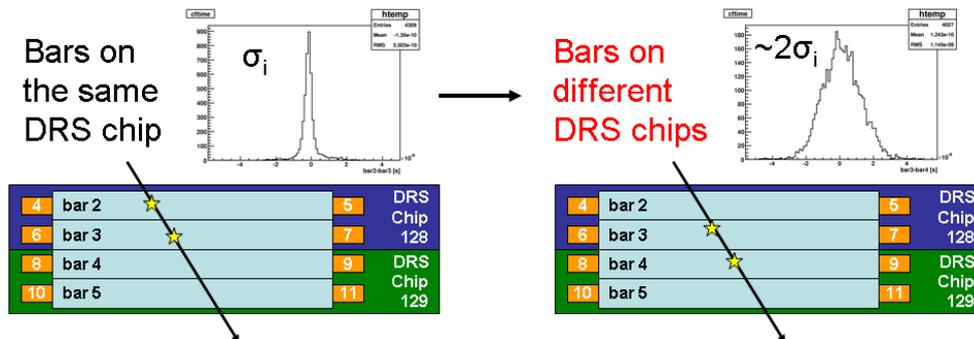


Figura 6.17: Esempi di configurazioni in cui una particella attraversa due barre del Timing Counter. A sinistra: la particella attraversa due barre collegate allo stesso chip. A destra: la particella attraversa due barre collegate a chip diversi; la risoluzione peggiora di un fattore ~ 2 rispetto al caso precedente a causa dell'incertezza residua nella calibrazione offline del DRS.

I canali di lettura del Timing Counter sono distribuiti su quattro differenti schede DRS; nel confrontare i tempi di barre adiacenti, può capitare dunque che esse siano collegate a chip diversi, come illustrato nella parte destra di figura 6.17. In questo caso la risoluzione temporale è peggiore, a causa dell'incertezza residua nella calibrazione offline del DRS. Il contributo alla risoluzione temporale dell'incertezza sulla calibrazione può essere valutato tenendo presente che nel caso di barre poste su chip differenti la risoluzione effettivamente misurata è data da:

$$\sigma_{mis}^2 = \sigma_{\Delta t_i}^2 + \sigma_{clock}^2 \quad (6.6)$$

dove σ_{clock} è il contributo della calibrazione e $\sigma_{\Delta t_i}^2$ è la risoluzione misurata per barre collegate allo stesso chip. Dalla conoscenza di $\sigma_{\Delta t_i}^2$ e dalla misura di σ_{mis}^2 si può estrarre σ_{clock} .

Il modo più naturale di misurare la risoluzione intrinseca delle barre del Timing Counter è quello di utilizzare i positroni del decadimento di Michel del muone, sia per l'elevata statistica disponibile sia perchè rilasciano frequentemente energia in barre adiacenti. È interessante confrontare i risultati con e senza l'applicazione delle costanti di calibrazione (tempo relativo tra i PMT della stessa barra, velocità efficace, lunghezza di attenuazione efficace) ricavate con le procedure descritte nei capitoli precedenti. La figura 6.18 illustra, nella stessa scala, le distribuzioni che si ottengono nella misura della risoluzione temporale intrinseca di una barra del Timing Counter: a) senza applicare né la calibrazione offline del DRS né le costanti di calibrazione della barra (a sinistra), b) applicando la calibrazione offline del DRS (al centro), c) applicando sia la calibrazione offline del DRS che le costanti di calibrazione della barra (a destra). Si noti come la larghezza delle distribuzioni passa da 585 ps a 146 ps e la media della distribuzione dei tempi relativi tra le barre si avvicina a zero.

Il risultato che si ottiene per tutte le barre è mostrato in figura 6.19; in rosso sono riportati i risultati ottenuti applicando tutte le calibrazioni, in nero quelli ottenuti senza le costanti di calibrazione del Timing Counter. Il miglior risultato è ~ 55 ps (130 ps FWHM), non lontano dai 100 ps FWHM richiesti nella proposta dell'esperimento; i risultati ottenuti con barre lette da chip appartenenti a differenti schede DRS, evidenziati dai cerchietti blu, sono peggiori di

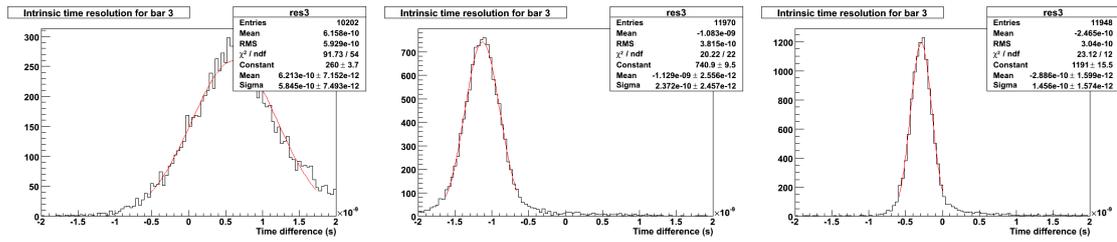


Figura 6.18: Esempio dell'applicazione delle calibrazioni sulla risoluzione intrinseca di una barra del Timing Counter. A sinistra: risultato ottenuto senza applicare né la calibrazione offline del DRS né le costanti di calibrazione della barra. Al centro: risultato ottenuto applicando la calibrazione del DRS. A destra: risultato ottenuto applicando entrambe le calibrazioni.

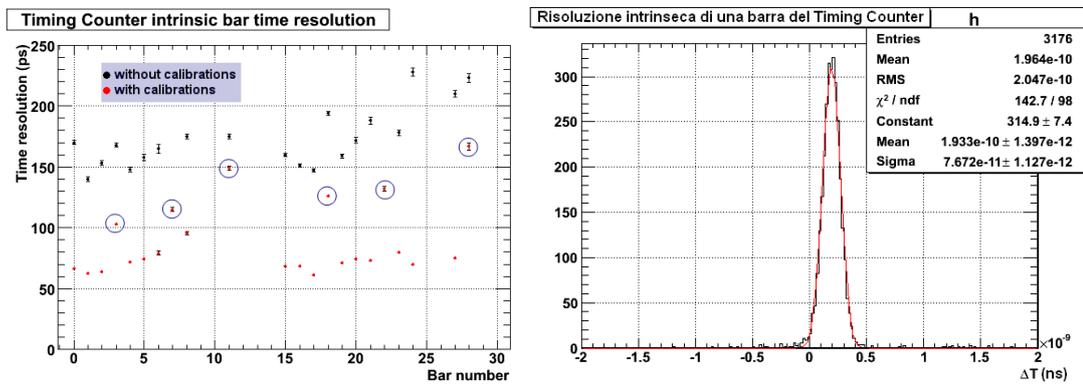


Figura 6.19: A sinistra: risoluzione intrinseca del Timing Counter in funzione del numero di barra; la migliore risoluzione raggiunta è $\sigma \approx 55$ ps. I cerchietti blu indicano le risoluzioni ottenute utilizzando barre lette da differenti schede DRS2 (evidentemente peggiori). A destra: esempio di distribuzione della differenza temporale tra barre lette dallo stesso chip DRS.

circa un fattore 2 come previsto.

Dall'equazione (6.6), considerando una risoluzione intrinseca media per le barre poste su chip differenti pari a ≈ 120 ps, si ottiene infine la stima dell'incertezza residua della calibrazione temporale del DRS:

$$\sigma_{clock} = \sqrt{\sigma_{mis}^2 - \sigma_{\Delta t_i}^2} = \sqrt{120^2 - 55^2} \approx 107 \text{ ps} \quad (6.7)$$

Un altro metodo, indipendente dai positroni di Michel, applicabile per misurare la risoluzione intrinseca del Timing Counter consiste nell'utilizzare fotoni derivanti dalle reazioni di protoni prodotti dall'acceleratore C-W su bersagli di LiF, selezionando eventi in cui il fotone rilascia energia in due barre del Timing Counter. Questo metodo è disponibile a fascio spento, consente un'elevata frequenza di eventi e può essere integrato nelle operazioni di calibrazione e monitoraggio del calorimetro. Il numero di eventi raccolti durante il RUN2007 non è stato tuttavia sufficiente per una misura della risoluzione temporale intrinseca basata sulla tecnica qui esposta.



6.1.3 Risoluzione temporale relativa Calorimetro-Timing Counter misurata con fotoni prodotti da reazioni di protoni su Boro

Simulazione dei fotoni da protoni su Boro

Per verificare la fattibilità del metodo di calibrazione del tempo relativo tra calorimetro e Timing Counter con emissione isotropa di coppie di fotoni provenienti da reazioni di protoni su bersaglio di Boro è stata effettuata una simulazione con $\sim 2.5 \cdot 10^6$ eventi, includendo la simulazione della catena elettronica. L'accettanza angolare dell'apparato e l'efficienza di rivelazione riducono il numero utile di eventi a circa 10000, sufficienti comunque per un'analisi delle potenzialità del metodo.

La distribuzione della carica totale raccolta dai fototubi del calorimetro è mostrata in figura 6.20. Sono facilmente identificabili due picchi, rispettivamente a $qsum \approx 6500$ e $qsum \approx 16000$, interpretabili come prodotti dalle due righe del Boro (da 4.4 ed 11.7 MeV). È inoltre presente una coda a bassa energia, dovuta ad eventi in cui l'energia non viene rilasciata completamente all'interno del volume sensibile del calorimetro, eliminabile con un semplice taglio inferiore.

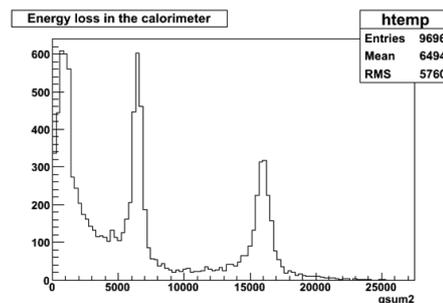


Figura 6.20: Distribuzione della carica totale raccolta dai PMT del calorimetro.

La distribuzione degli eventi in funzione della coordinata v è mostrata in figura 6.21 ed è uniforme come prevedibile per eventi generati isotropicamente. Le ampie fluttuazioni presenti sono dovute alla limitata statistica degli eventi utilizzabili.

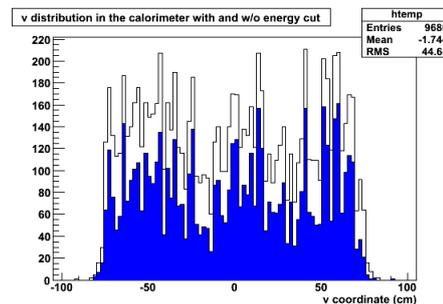


Figura 6.21: Distribuzione degli eventi in funzione della coordinata v nel calorimetro.

In figura 6.22 è mostrata la correlazione tra l'energia rilasciata all'interno del calorimetro (in ordinata) e all'interno delle barre del Timing Counter (in ascissa). In corrispondenza di eventi di più alta energia nel calorimetro si osservano eventi di più bassa energia nel Timing Counter e viceversa; ciò fornisce un criterio per separare dal fondo gli eventi indotti da reazioni del Boro nel caso dei dati reali. È importante notare che, a differenza del calorimetro, il Timing Counter

ha un basso potere di contenimento dell'energia, per cui la regione dello spettro corrispondente a piccole perdite di energia è più densamente popolata.

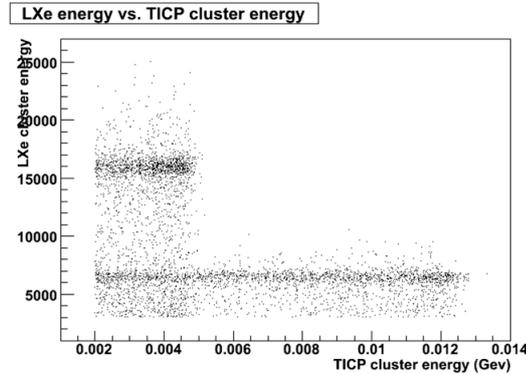


Figura 6.22: Correlazione tra l'energia rilasciata all'interno del calorimetro e nel Timing Counter.

La distribuzione degli eventi nel Timing Counter è illustrata in figura 6.23; l'occupazione delle barre è ragionevolmente uniforme, mentre la distribuzione in z è più densa per piccoli valori di z per effetto dell'angolo solido.

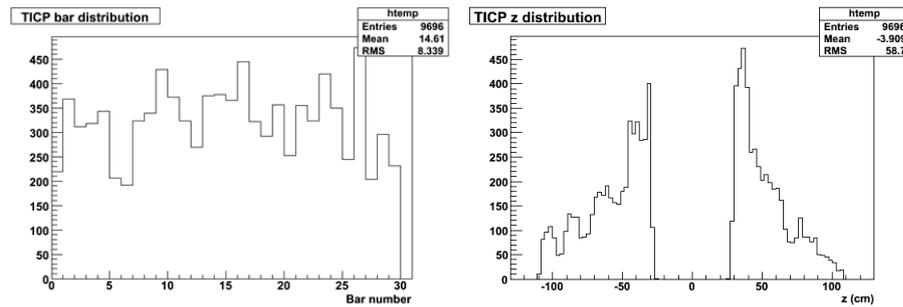


Figura 6.23: Occupazione delle barre e distribuzione degli eventi in funzione della coordinata z nel Timing Counter.

Il tempo nel calorimetro è ricostruito come media dei tempi dei singoli PMT pesati con la carica raccolta, ed il tempo nel Timing Counter secondo la relazione (5.13). Utilizzando le coordinate ricostruite è possibile calcolare la lunghezza L del cammino percorso dal centro del bersaglio al rivelatore. Il tempo di emissione del fotone è definito come:

$$t_0 = t_{mis} - \frac{L}{c} \quad (6.8)$$

La correlazione tra i tempi di emissione dei fotoni misurati nel calorimetro e nel Timing Counter è mostrata in figura 6.24. È importante notare che la distribuzione del tempo d'impatto ricostruito nel Timing Counter (≈ 110 ps) è più stretta di quello nel calorimetro (≈ 780 ps), a causa della dipendenza della ricostruzione temporale nello Xenon dall'energia rilasciata all'interno del calorimetro e dalla profondità del punto di prima interazione.

La differenza temporale tra i due rivelatori è mostrata in figura 6.25; la risoluzione $T_{LXe} - T_{TC}$ si ottiene con un fit gaussiano della parte destra della distribuzione e vale $\sigma \approx 340$ ps. Nella

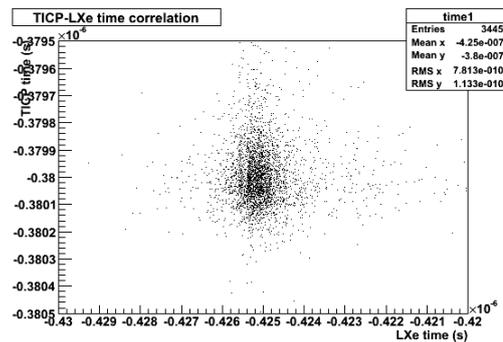


Figura 6.24: Correlazione tra i tempi di emissione dei fotoni.

distribuzione è inoltre presente una coda non gaussiana imputabile al “bias” introdotto nella ricostruzione dei tempi nel calorimetro con la semplice media pesata; l’utilizzo di algoritmi più complessi (per es. XECTimeMinuitRec) riduce questo effetto nella ricostruzione degli eventi di Montecarlo, ma non produce gli stessi risultati nell’analisi dei dati reali a causa delle calibrazioni ancora approssimative del calorimetro.

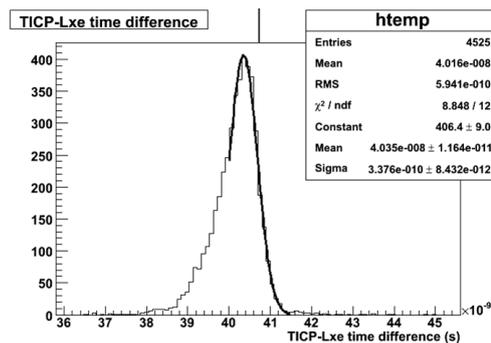


Figura 6.25: Differenza temporale tra i tempi di emissione dei fotoni osservati dal Timing Counter e dal calorimetro.

Misura della risoluzione temporale relativa calorimetro-Timing Counter con fotoni prodotti da protoni su Boro

I fotoni prodotti da protoni su Boro sono uno strumento molto utile per la calibrazione del tempo relativo tra calorimetro e Timing Counter, in quanto prodotti simultaneamente dal centro dell’apparato. I 18 run dedicati a questa misura hanno consentito la raccolta di oltre 86000 eventi, per un totale di 2 ore di run con un tempo vivo di $\sim 50\%$.

Data l’elevata frequenza di emissione dei fotoni (~ 4 KHz), ci si potrebbe attendere che gli eventi raccolti in questa configurazione fossero dominanti rispetto al fondo, ma l’accettazione dei due rivelatori (per entrambi $< 20\%$) e la richiesta da parte del trigger di una coincidenza temporale in una finestra di 240 ns riducono la frequenza degli eventi acquisiti a qualche Hz, confrontabile con quella dei raggi cosmici. La frazione di eventi di fondo è quindi rilevante; tali eventi possono essere eliminati, almeno parzialmente, con opportuni tagli sulle variabili cinematiche.

La grandezza fisica principale per l'identificazione ed il rigetto degli eventi indotti da raggi cosmici nel calorimetro è la misura della carica totale raccolta nel calorimetro, proporzionale all'energia rilasciata. I muoni che soddisfano le condizioni di trigger (con calorimetro e Timing Counter in coincidenza) appartengono prevalentemente alle due tipologie illustrate in figura 6.26. Per la “Population 1” (frece blu) il percorso medio dal calorimetro al Timing Counter è ~ 150 cm, corrispondenti ad un ritardo di 5 ns del tempo del calorimetro; per la “Population 2” (frece rosse) invece il Timing Counter è colpito per primo ed il percorso medio per raggiungere il calorimetro è ~ 60 cm a cui corrisponde un ritardo del Timing Counter di ≈ 2 ns. Perciò, chiamando t_0 l'istante di emissione dei fotoni al centro del rivelatore, la differenza temporale $t_{TC} - t_{LXe}$ tra Timing Counter e calorimetro attesa per gli eventi che passano prima nel calorimetro (“Population 1”) è $\approx t_0 + 5$ ns, mentre per gli eventi che passano prima nel Timing Counter è $\approx t_0 - 2$ ns (“Population 2”).

Si noti che le lunghezze di traccia all'interno del calorimetro sono confrontabili con la distanza tra la faccia d'ingresso e la faccia posteriore del calorimetro (~ 50 cm). È importante notare che in entrambi i casi gli eventi si distribuiscono per lo più sulle barre poste vicino al calorimetro; una maggiore occupazione di queste barre è quindi indice di una contaminazione del campione di eventi da parte di muoni cosmici.

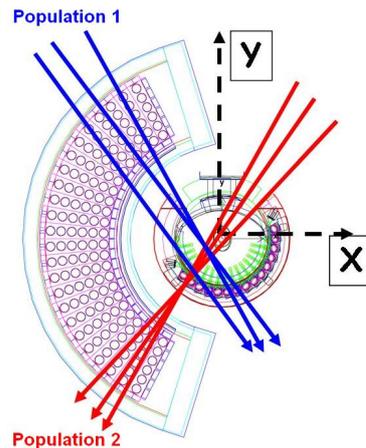


Figura 6.26: Illustrazione dei muoni che soddisfano le condizioni del trigger di coincidenza temporale. Sono distinguibili in due categorie: quelli che passano prima per il calorimetro, illustrati dalle frecce azzurre, e quelli che passano prima per il Timing Counter, illustrati dalle frecce rosse.

Considerando che l'energia persa in Xenon liquido da parte di particelle al minimo di ionizzazione quali i muoni cosmici è di ~ 3.5 MeV/cm, un attraversamento di ~ 30 cm produce in media un rilascio totale di ~ 100 MeV. Assumendo una resa in luce di ≈ 40000 fotoni/MeV si ottengono $\sim 4 \cdot 10^6$ fotoni totali, da cui, tenendo conto della copertura fotocatodica del $\approx 30\%$ e di una Q.E. ≈ 0.16 si ottengono $\sim 2 \cdot 10^5$ fotoelettroni. Come esposto nei capitoli precedenti, la resa in luce osservata nel calorimetro è circa 1/3 di quella attesa, per cui per i muoni cosmici si può prevedere una carica media raccolta nel calorimetro di ~ 70000 fotoelettroni. Nella parte sinistra di figura 6.27 è illustrato lo spettro in carica misurato in questi run; si può notare in scala semilogaritmica una distribuzione molto larga di eventi centrata a $q_{sum} \sim 75000$ in buon accordo con il calcolo precedente. Nella parte destra della stessa figura è riportato lo stesso

spettro in scala lineare, espanso nella regione di basse energie: si può notare la presenza dei due picchi per $qsum \sim 2000$ e $qsum \sim 5000$ corrispondenti ai fotoni del Boro. Con una selezione inferiore in carica ($qsum < 7500$) si può definire una “regione di interesse” per i fotoni del Boro, mostrata in figura 6.27 con il colore rosso. Il numero di eventi in questa regione è circa il 30% del totale e deve essere incrementato per una migliore qualità dei dati.

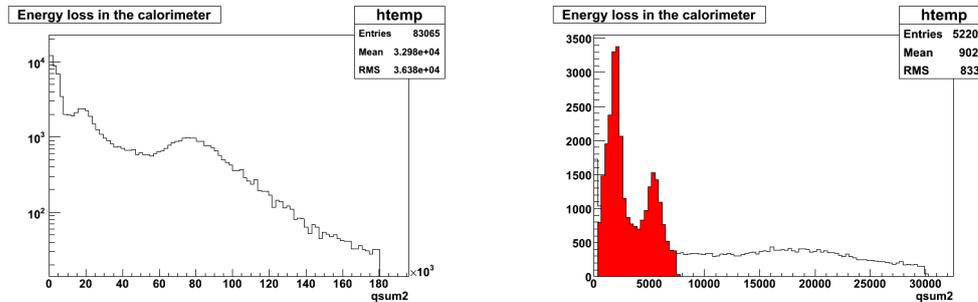


Figura 6.27: Sinistra: spettro in carica nel calorimetro in scala logaritmica. Si può notare una elevata concentrazione di cosmici ad alte energie ($qsum > 10000$). Destra: vista espansa della distribuzione in carica nella regione di basse energie in scala lineare. La regione di interesse, per i due picchi del Boro è evidenziata dal colore rosso.

La distribuzione degli eventi in funzione della coordinata v ottenuta senza applicare alcun taglio è mostrata in figura 6.28. Poichè v è proporzionale all'angolo azimutale ϕ , questa distribuzione dovrebbe essere uniforme per eventi indotti da fotoni del Boro; la distribuzione è invece fortemente asimmetrica e piccata agli estremi. Eseguendo un taglio in $qsum$ nella zona di interesse la distribuzione degli eventi, mostrata nel grafico blu, diventa molto più uniforme. La persistenza dell'accumulo di eventi agli estremi della distribuzione può essere considerato un'ulteriore riprova della presenza di eventi di fondo dovuti a raggi cosmici; è quindi utile definire una regione fiduciale con $|v| < 50$ cm.

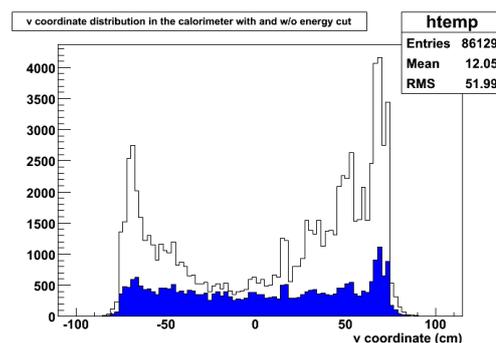


Figura 6.28: Distribuzione degli eventi in funzione della coordinata v . Si notino la forte asimmetria ed i due picchi a grandi valori di $|v|$. Un taglio in $qsum$ nella regione di interesse riduce lo spettro al grafico di colore blu.

La distribuzione del tempo assoluto degli eventi nel calorimetro (lo 0 della scala temporale assoluta di un evento è fornito dal segnale di stop del trigger, comune a tutti i rivelatori) è mostrata nella parte sinistra di figura 6.29, in bianco, e presenta tre popolazioni distinte. Richiedendo

che l'energia delle particelle sia all'interno della regione di interesse tramite il taglio in $qsum$, la popolazione all'estrema sinistra del grafico praticamente scompare, quella all'estrema destra viene fortemente ridotta mentre quella centrale rimane sostanzialmente invariata (distribuzione rossa nella parte sinistra di figura 6.29). Ristringendo ulteriormente il campione di eventi all'interno della regione fiduciale $|v| < 50$ cm (parte destra di figura 6.29), la proporzione relativa tra le popolazioni rimane sostanzialmente invariata.

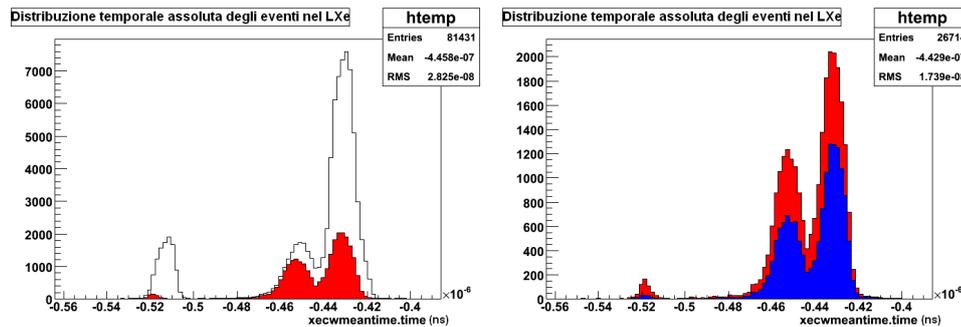


Figura 6.29: Distribuzione temporale assoluta degli eventi nel calorimetro. A sinistra senza tagli (bianco) e con un taglio in $qsum$ (rosso), a destra lo stesso grafico avendo aggiunto il taglio nella regione fiduciale (in blu).

Poichè la presenza di due popolazioni distinte nella distribuzione del tempo assoluto permangono anche dopo aver applicato i tagli, si conclude che le due popolazioni non sono associate ad eventi di tipo diverso, ma piuttosto dovute a delle instabilità del trigger (si noti infatti che la differenza temporale tra le due popolazioni è di 10 ns, equivalente ad un colpo di clock del trigger). Tale instabilità è stata risolta nel seguito della presa dati.

A questo punto prendiamo in considerazione il Timing Counter: il numero di barre colpite all'interno di un evento dovrebbe essere pari a $1 \div 2$ (infatti una particella può colpire più barre adiacenti). La distribuzione di questa variabile è mostrata in scala semilogaritmica in figura 6.30. Si noti che la distribuzione si estende fino a molteplicità alte (> 7), ad indicare una forte contaminazione di muoni cosmici che si presentano spesso come sciami multipli (vi sono anche eventi che non presentano barre colpite, per un effetto di soglia nella ricostruzione della carica del DRS).

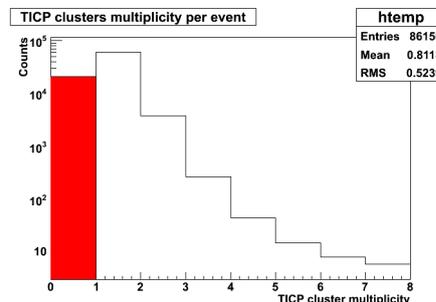


Figura 6.30: Molteplicità delle barre del Timing Counter colpite in un evento; una grande molteplicità indica con alta probabilità una contaminazione da parte dei raggi cosmici (vi sono anche eventi che non presentano barre colpite, per un effetto di soglia nella ricostruzione della carica del DRS).



La correlazione in energia tra calorimetro e Timing Counter è mostrata in figura 6.31 ed è in buon accordo con quanto previsto dal Montecarlo (cfr. figura 6.22); il fondo indotto dalle coincidenze dei raggi cosmici è visibile come una serie di punti distribuiti in maniera uniforme nel piano del grafico (per TICP cluster energy > 0.012 in unità arbitrarie e LXe energy > 3000 in fotoelettroni).

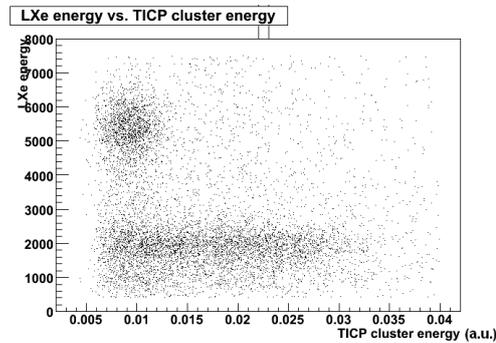


Figura 6.31: Correlazione in carica tra calorimetro (LXe) in fotoelettroni e Timing Counter (TICP) in unità arbitrarie.

L'occupazione delle barre del Timing Counter, senza alcuna selezione, è mostrata nella parte sinistra di figura 6.32 (grafico con sfondo bianco); si noti la concentrazione di eventi in corrispondenza delle barre 11-14 e 25-29, poste vicino al calorimetro. Nella distribuzione si notano due barre (8 e 10) che presentano un basso numero di eventi a causa di un malfunzionamento dei PMT. Imponendo il taglio in carica totale ed in posizione nel calorimetro la distribuzione diventa ragionevolmente uniforme, come mostrato nel grafico con sfondo blu. Nella parte destra di figura 6.32 è riportata la distribuzione degli eventi nel Timing Counter in funzione della coordinata z . Tale distribuzione presenta una maggiore concentrazione di eventi a piccolo $|z|$, che è visibile anche una volta applicato il taglio in carica (grafico con sfondo blu). La presenza di questa concentrazione di eventi è prevista dal Montecarlo (figura 6.23) per l'effetto di angolo solido in caso di fotoni provenienti dal bersaglio.

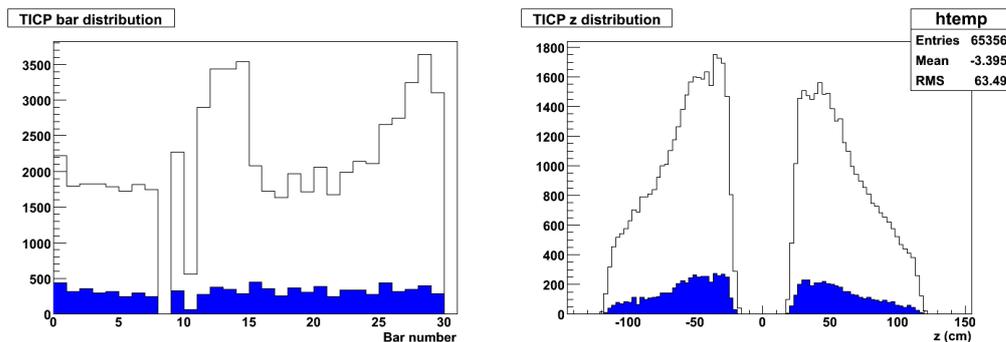


Figura 6.32: A sinistra: occupazione delle barre nel Timing Counter. A destra: distribuzione degli eventi nel Timing Counter in funzione della coordinata z . Entrambi i grafici sono presentati senza alcuna selezione (sfondo bianco) e con selezione sulle variabili del calorimetro (sfondo blu).

La distribuzione temporale degli eventi nel Timing Counter, del tutto analoga a quella degli

eventi nel calorimetro, è mostrata in figura 6.33 prima (distribuzione con sfondo bianco) e dopo (sfondo rosso) l'applicazione dei tagli.

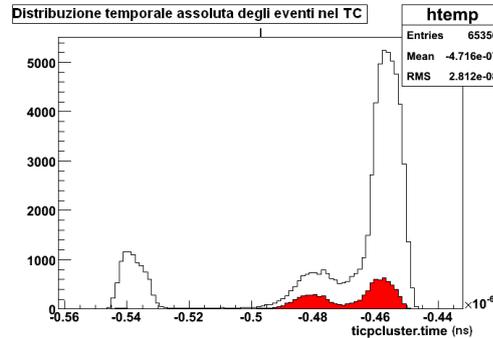


Figura 6.33: Distribuzione temporale degli eventi nel TICIP prima (distribuzione con sfondo bianco) e dopo (sfondo rosso) l'applicazione dei tagli.

La correlazione tra i tempi del Timing Counter e del calorimetro per gli eventi selezionati è mostrata in figura 6.34; la distribuzione di colore nero riguarda il totale degli eventi, mentre in rosso sono riportati solo gli eventi selezionati dai tagli in carica e posizione. Si noti che nella distribuzione senza tagli sono presenti più popolazioni correlate (individuate da distribuzioni parallele) e diversi punti distribuiti in maniera uniforme sul piano del grafico (attribuibili ad eventi di fondo scorrelato) che sono efficacemente rigettati dai tagli.

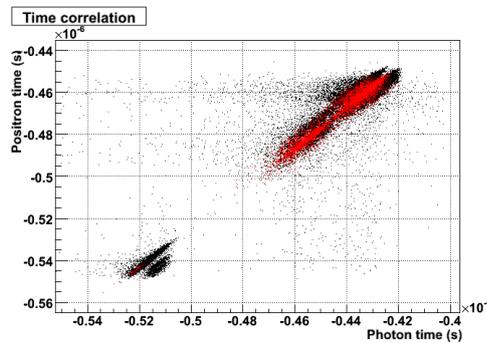


Figura 6.34: Correlazione tra i tempi del Timing Counter e del calorimetro per il totale degli eventi (grafico nero) e per gli eventi selezionati dai tagli in carica e posizione (in rosso).

La differenza temporale tra Timing Counter e calorimetro, $t_e - t_\gamma$, senza tagli è mostrata nella parte sinistra di figura 6.35 (distribuzione con sfondo bianco); la distribuzione ha una larghezza di ~ 15 ns, da cui emerge un picco a $\Delta t \approx -28$ ns; sono inoltre visibili due eccessi di eventi per $\Delta t \approx -32$ ns e $\Delta t \approx -35$ ns. Selezionando solo gli eventi ricostruiti all'interno della regione fiduciale del calorimetro ($|v| < 50$) ed applicando la selezione sulla carica totale misurata nel calorimetro ($qsum < 7500$) vengono rigettati $\approx 90\%$ degli eventi; la distribuzione residua è mostrata in rosso. Si noti che il picco posto a $\Delta t \approx -28$ ns scompare, la larghezza della distribuzione viene fortemente ridotta e sopravvive solo una distribuzione centrata a $\Delta t \approx -32$ ns. Si noti come le distribuzioni della differenza temporale per eventi indotti dai cosmici, evidenziate nella parte destra di figura 6.35, siano compatibili con le previsioni esposte in precedenza.

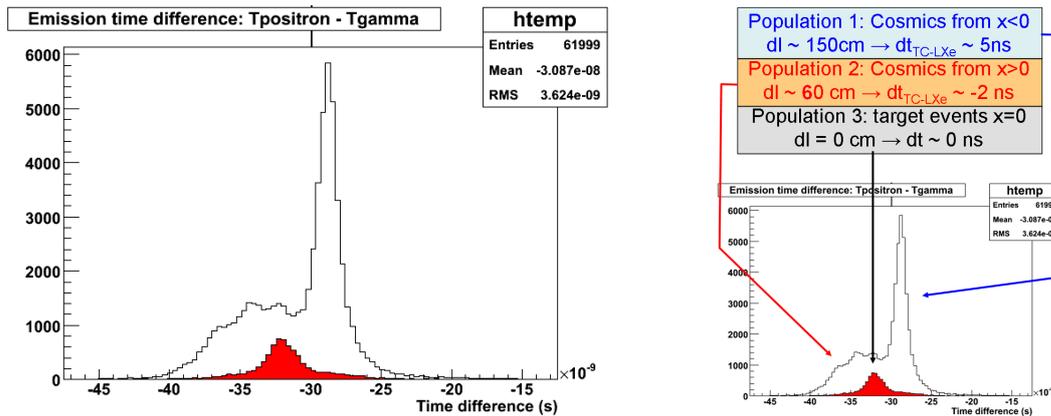


Figura 6.35: Differenza temporale tra Timing Counter e calorimetro. A sinistra: distribuzione ottenuta senza tagli (sfondo bianco) e con tagli sulla posizione ricostruita e sull'energia rilasciata nel calorimetro (sfondo rosso). A destra: illustrazione della differenza temporale per differenti popolazioni di eventi: cosmici che passano prima nel calorimetro ("Population 1"), cosmici che passano prima nel Timing Counter ("Population 2") ed eventi emessi in coincidenza dal centro del rivelatore ("Population 3"). I picchi delle distribuzioni sono compatibili con le previsioni esposte in precedenza.

La distribuzione della differenza temporale ottenuta con i tagli è mostrata ingrandita in figura 6.36; operando un fit gaussiano si ottiene una risoluzione temporale relativa Timing Counter-calorimetro $\sigma_t = 1.12$ ns.

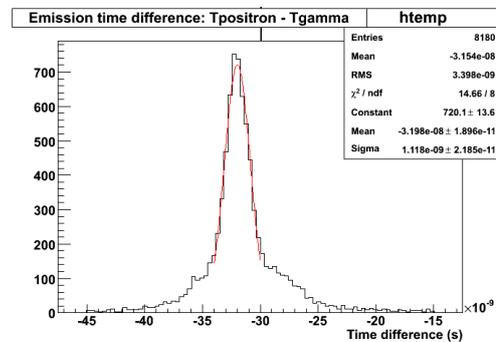


Figura 6.36: Distribuzione della differenza temporale tra Timing Counter e calorimetro ottenuta con i tagli sulla posizione ricostruita e sull'energia rilasciata nel calorimetro.

È bene osservare che questa distribuzione non tiene conto di possibili effetti sistematici nella ricostruzione del tempo e della posizione, o di possibili correlazioni tra esse. Inoltre la ricostruzione del tempo d'interazione nel calorimetro è tanto meno precisa quanto più bassa è l'energia rilasciata. La dipendenza della risoluzione temporale dall'energia del fotone nel calorimetro è mostrata in figura 6.37: selezionando il fotone di più bassa energia nel calorimetro la risoluzione peggiora lievemente arrivando a $\sigma_t = 1.18$ ns (parte sinistra di figura 6.37) mentre selezionando il fotone di alta energia nel calorimetro la risoluzione diventa $\sigma_t = 885$ ps, con un miglioramento di ≈ 250 ps. Ricordiamo che la simulazione prevedeva una risoluzione $\sigma_t = 340$

ps, inferiore per un fattore 3 al valore misurato; questa discrepanza è da attribuire alla minore uscita in luce del calorimetro rispetto all'atteso ed agli effetti sistematici legati alla non perfetta calibrazione temporale del TICP e del calorimetro.

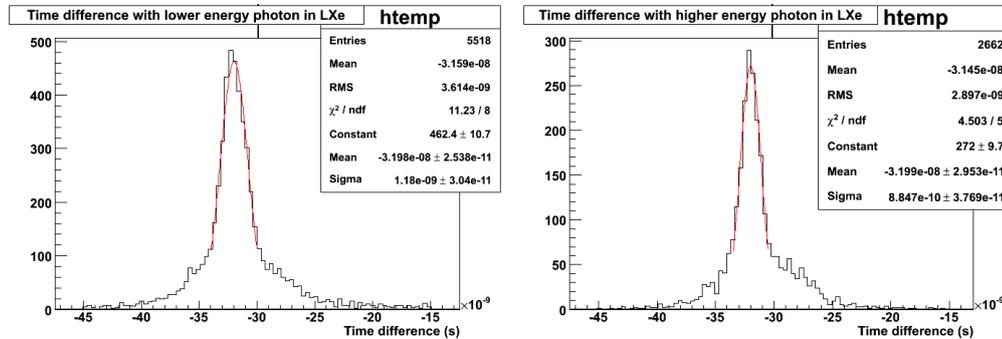


Figura 6.37: Dipendenza dall'energia della differenza temporale TICP-LXe.

In conclusione si può osservare come questo metodo di calibrazione risulti molto utile per la determinazione del tempo relativo tra il Timing Counter ed il calorimetro e consenta di tenere sotto controllo la risoluzione temporale dell'apparato. Per una calibrazione come quella illustrata in questo paragrafo sono necessari circa 5000 eventi nel picco; riuscendo ad eliminare i raggi cosmici (sono in fase di studio sistemi di reiezione attiva o ulteriori condizioni di trigger) si potrebbe recuperare una frazione rilevante ($\approx 2/3$) di eventi rigettati dai tagli di analisi; sarebbe quindi necessario un tempo di acquisizione pari a $\sim 1/3$ di quello impiegato per la misura ora discussa, e quindi pari a ≈ 30 minuti totali di acquisizione.

6.2 Il decadimento radiativo del muone

L'identificazione di eventi di decadimento radiativo del muone è una delle procedure di analisi più complesse dell'esperimento, poichè richiede un'affidabile calibrazione di tutti i sottorivelatori e necessita di tutti gli strumenti di analisi, ovvero:

- ricostruzione di energia, posizione e tempo d'interazione del fotone nel calorimetro;
- ricostruzione della traccia del positrone all'interno delle camere a deriva e del suo impulso nell'istante di emissione;
- ricostruzione del punto e del tempo di impatto del positrone sul Timing Counter;
- combinazione della traccia del positrone con l'informazione del Timing Counter;
- combinazione delle informazioni relative tra le due particelle, calcolo del tempo e dell'angolo relativo fra positrone e fotone.

La definizione di una procedura per l'identificazione di questo tipo di eventi, inoltre, è uno strumento importante per la ricerca del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$, poichè l'unica differenza tra le due analisi è rappresentata dai tagli.

Le condizioni di trigger per la ricerca degli eventi di decadimento radiativo richiedono la coincidenza di un rilascio di energia $\gtrsim 30$ MeV nel calorimetro e di un rilascio di energia in almeno



una barra del Timing Counter entro una finestra temporale di 80 ns; non è tenuta in conto la correlazione angolare delle due particelle nell'istante di emissione.

Il segnale derivante dal decadimento radiativo del muone per energie del fotone maggiori di ~ 30 MeV è molto debole. D'altronde, se questo tipo di segnale non fosse debole costituirebbe un fondo pericoloso per l'esperimento. La maggior parte degli eventi raccolti è invece costituita da eventi di fondo accidentale, che possono venir rigettati in fase di analisi tramite la correlazione angolare e la coincidenza temporale. Il campione analizzato è costituito da oltre 10^6 eventi raccolti in ~ 2.5 giorni di tempo reale; il tempo vivo è 1.1×10^5 s, con una frazione di $\approx 50\%$.

Per una più efficiente identificazione di un campione di eventi di decadimento radiativo è utile acquisire i dati in condizioni di intensità del fascio minore di quella usualmente utilizzata ($R_\mu = 3 \cdot 10^7/s$) in modo da ridurre il contributo del fondo accidentale che è proporzionale a R_μ^2 . È stata quindi scelta una frequenza di arresto dei muoni sul bersaglio $R_\mu \approx 5 \cdot 10^6/s$, configurazione denominata "ultra-low".

La configurazione ultra-low è stata utilizzata durante la fase iniziale della presa dati, quando le condizioni sperimentali erano di limitata qualità (ad es. il segnale di master clock per la calibrazione offline del DRS non era ancora presente ed alcuni problemi di elettronica non erano stati ancora risolti). Successivamente l'intensità del fascio è stata portata al valore normale, ovvero $R_\mu = 3 \cdot 10^7/s$; poi, a causa del blocco di una "slit" del fascio, non è stato più possibile ripristinare la configurazione ultra-low per il resto della presa dati. Per l'analisi dei dati in configurazione ultra-low la calibrazione offline del master clock non può quindi essere utilizzata, con conseguente perdita di risoluzione nella ricostruzione temporale.

La distribuzione dell'energia rilasciata all'interno del calorimetro è mostrata in figura 6.38, ed è analoga a quella di figura 6.14, ottenuta in condizioni di fascio normale; la zona di interesse per il decadimento radiativo è delimitata da $10000 \lesssim qsum \lesssim 20000$.

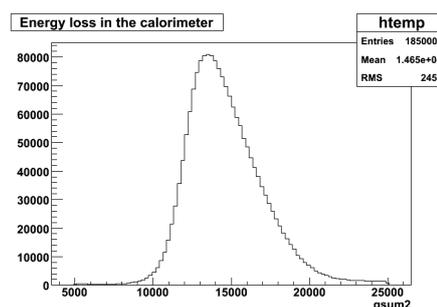


Figura 6.38: Distribuzione dell'energia rilasciata nel calorimetro in condizioni di fascio ultra-low.

La distribuzione delle coordinate ricostruite all'interno del calorimetro è riportata in figura 6.39. I grafici con sfondo bianco si riferiscono al totale degli eventi, quelli con sfondo verde agli eventi con intervallo di carica nella regione di interesse. La distribuzione in v (proporzionale a ϕ) non è perfettamente piatta ma presenta un eccesso di eventi nella regione inferiore del calorimetro, dovuta probabilmente ad eventi di cosmici, non eliminati dal semplice taglio in

energia. È quindi opportuno anche in questo caso definire una regione fiduciale del calorimetro per $|v| < 50$ cm.

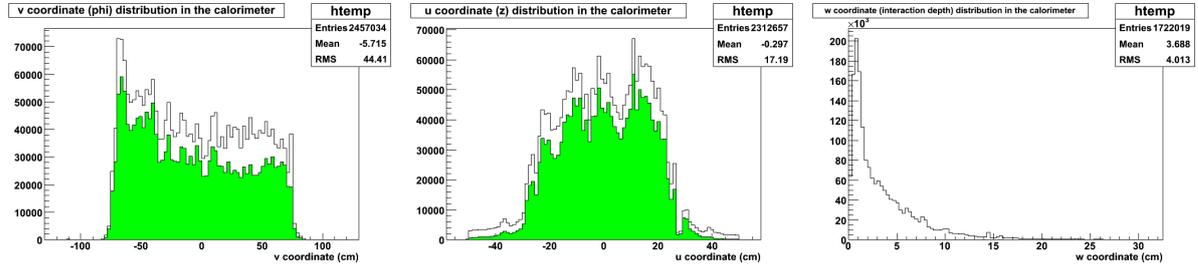


Figura 6.39: Distribuzione delle coordinate ricostruite nel calorimetro: v ($\propto \phi$) a sinistra, u ($\propto z$) al centro, w (profondità d'interazione) a destra.

Tramite il sistema di tracciatura si può ricostruire lo spettro in impulso dei positroni di Michel che è limitato inferiormente a ~ 40 MeV dal campo magnetico e dalla geometria delle camere. Come descritto nel capitolo precedente l'impulso viene ricostruito utilizzando algoritmi di “pattern recognition” e di fit basato sul filtro di Kalman. In figura 6.40 è mostrata la distribuzione in impulso ricostruito; la risoluzione a 52.8 MeV è ottenuta con l'interpolazione della distribuzione tramite una funzione gaussiana convoluta con una funzione che riproduce la caduta dello spettro di Michel ad alte energie. La risoluzione misurata è 1.95% FWHM, mentre la proposta dell'esperimento prevede una risoluzione in energia dello spettrometro pari a 0.8% FWHM.

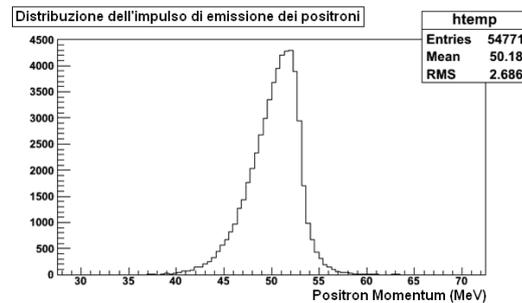


Figura 6.40: Ricostruzione dello spettro di Michel con il sistema di tracciatura.

La discrepanza tra i valori di risoluzione è dovuta principalmente ad un problema di tipo meccanico riscontrato nel RUN2007: in una frazione rilevante di camere a deriva il particolare tipo di colla utilizzato per un contatto del cavo di alta tensione non garantiva l'isolamento necessario; per ovviare a questo inconveniente è stato necessario portare queste camere a tensioni più basse di quelle nominali, con conseguente peggioramento delle prestazioni nella ricostruzione dei singoli hit e perdita dell'efficienza di ricostruzione delle tracce. A causa del deterioramento progressivo alla fine del run $\sim 15\%$ dei piani delle camere non erano operativi; per il RUN2007 l'efficienza di tracciamento è stata di $\sim 30\%$.

Tutte le camere sono state riparate durante la recente fase di manutenzione dell'apparato (marzo 2008) e saranno disponibili per il RUN2008. In condizioni di buon funzionamento l'efficienza di tracciamento dovrebbe raggiungere $\approx 75 \div 80\%$.

La ricostruzione della lunghezza di traccia dal bersaglio al Timing Counter dà un importante



contributo alla ricostruzione temporale: la larghezza della sua distribuzione, espressa in unità di tempo, è $\sigma \approx 800$ ps, come mostrato in figura 6.41.

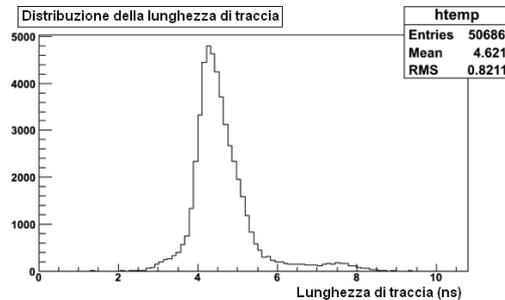


Figura 6.41: Distribuzione della lunghezza di traccia dal bersaglio al Timing Counter espressa in unità di tempo.

Il fit della traccia fornisce l'estrapolazione della traccia stessa fino al bersaglio e fino al punto di ingresso nel Timing Counter; dalla prima estrapolazione si estrae una misura del vertice di decadimento. Per combinare le informazioni della traccia con quelle del Timing Counter è necessario costruire la distribuzione della differenza delle coordinate $(r\phi, z)$ ottenute con i due sistemi. I grafici di figura 6.42 mostrano i risultati per tutte le possibili combinazioni tra gli hit del Timing Counter e l'estrapolazione della traccia senza alcuna selezione (ricordiamo che all'interno di un evento sono normalmente presenti più hit sulle barre del Timing Counter, nonché molteplici tracce).

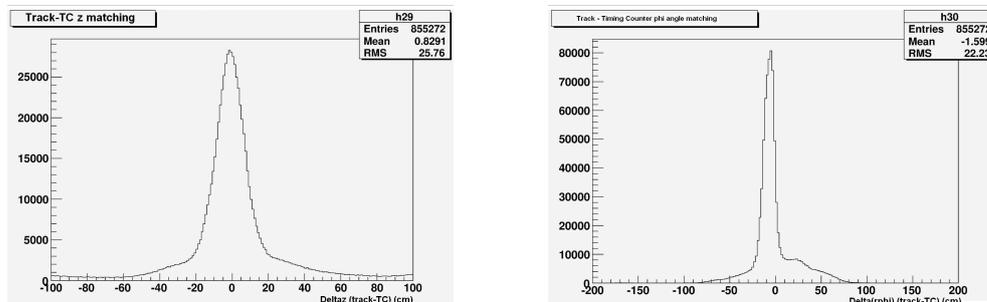


Figura 6.42: Combinazione dell'informazione della traccia con il Timing Counter per la coordinata $r\phi$ (a sinistra) e per la coordinata z (al centro) ottenuta su tutte le possibili coppie all'interno dell'evento.

I grafici riportati in figura 6.43 mostrano la distanza $d_{TC-track} = \sqrt{\Delta z^2 + \Delta(r\phi)^2}$ che si ottiene combinando le due variabili $(r\phi, z)$ (a sinistra) e la correlazione che si ottiene tra queste selezionando all'interno dell'evento la coppia con distanza $d_{TC-track}$ minima, richiedendo inoltre che sia minore di 20 cm. Il numero di eventi selezionati in questo modo è ≈ 150000 .

Una variabile fondamentale per l'identificazione degli eventi da decadimento radiativo del muone è la correlazione angolare fotone-positrone: al crescere dell'energia delle due particelle, lo spazio delle fasi a disposizione si riduce ed il fotone ed il positrone tendono ad assumere direzioni di emissione sempre più vicino ad un angolo relativo di 180° . Nella parte sinistra di figura 6.44

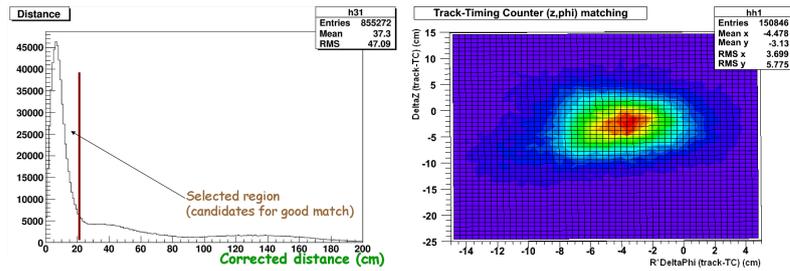


Figura 6.43: A sinistra: distribuzione della distanza tra punto ricostruito con il Timing Counter ed estrapolazione della traccia. A destra: grafico di correlazione tra le due variabili (Δz vs. $\Delta r\phi$) che si ottiene selezionando la migliore coppia all'interno dell'evento e richiedendo che la distanza sia minore di 20 cm.

è mostrata la correlazione angolare delle due particelle per eventi di decadimento radiativo simulati con il Montecarlo; si può notare come una selezione degli eventi con $\cos\theta_{e\gamma} < -0.7$ (ovvero $\theta_{e\gamma} > 135^\circ$) conserva circa il 95% del segnale, mentre il taglio $\cos\theta_{e\gamma} < -0.9$ (ovvero $\theta_{e\gamma} > 155^\circ$) comporta una perdita di $\sim 50\%$ del segnale. Nella parte destra di figura 6.44 è riportata la correlazione angolare fotone-positrone ottenuta con i dati del decadimento radiativo; in base alle considerazioni precedenti ed all'esame di questa figura si conclude che selezionando gli eventi con $\cos\theta_{e\gamma} < -0.7$ è possibile rigettare $\sim 50\%$ del fondo senza perdita apprezzabile di segnale; scegliendo il taglio $\cos\theta_{e\gamma} < -0.9$ ci si aspetta invece che ad una riduzione ancor più rilevante del fondo si accompagni una perdita di circa metà del segnale.

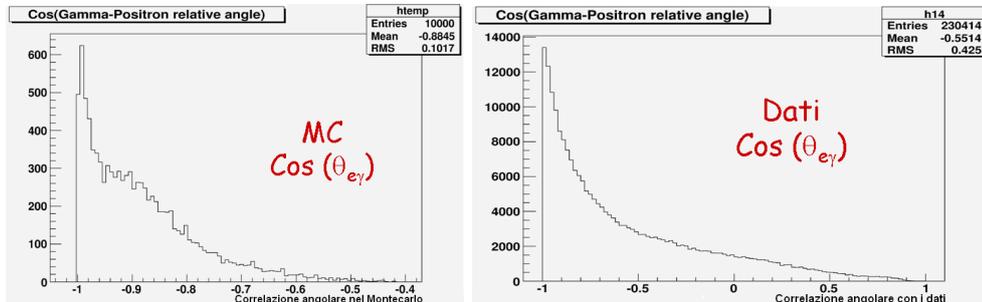


Figura 6.44: A sinistra: correlazione angolare degli eventi di decadimento radiativo ottenuta con il Montecarlo; da questa figura si evince che il taglio $\cos\theta_{e\gamma} < -0.7$ preserva circa il 95% del segnale, mentre il taglio $\cos\theta_{e\gamma} < -0.9$ approssimativamente dimezza il numero degli eventi. A destra: correlazione angolare degli eventi di decadimento radiativo ottenuta con i dati.

È a questo punto possibile analizzare la differenza temporale delle due particelle nell'istante dell'emissione. Il tempo di emissione del positrone si ottiene a partire dal tempo misurato dalla barra del Timing Counter compatibile con l'estrapolazione della traccia ricostruita, da cui viene sottratto il tempo di volo della particella dal vertice di decadimento sul bersaglio fino al Timing Counter (cioè la lunghezza di traccia in unità di tempo, la cui distribuzione è riportata in figura 6.41); il tempo di emissione del fotone è calcolato a partire dal tempo di prima interazione all'interno del calorimetro, da cui viene sottratta la lunghezza di traccia dal vertice di decadimento al suddetto punto di prima interazione, anch'essa espressa in unità

di tempo. La distribuzione della differenza temporale è riportata in figura 6.45, per eventi in cui: a) la carica totale nel calorimetro è compresa fra ≈ 35 e 55 MeV equivalenti e l'impulso del positrone fra ≈ 40 e 55 MeV; b) gli eventi nel calorimetro sono situati entro la regione fiduciale; c) la distanza tra il punto estrapolato della traccia e quello ricostruito sul Timing Counter $d_{TC-track} = \sqrt{\Delta z^2 + \Delta(r\phi)^2} < 20$ cm (parte destra di figura 6.42). Il grafico di colore nero è ottenuto senza operare alcun taglio in correlazione angolare, quello rosso con il taglio $\cos\theta_{e\gamma} < -0.7$ (che non ha impatto sul segnale di decadimento radiativo), quello blu con il taglio $\cos\theta_{e\gamma} < -0.9$ (che all'incirca dimezza il segnale).

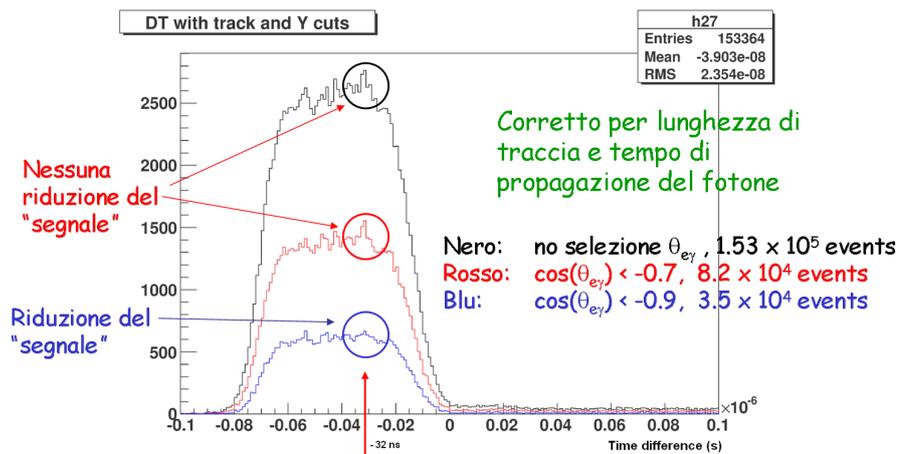


Figura 6.45: Differenza temporale positrone-fotone nell'istante dell'emissione. Il grafico nero è ottenuto senza taglio in correlazione angolare; il grafico rosso è ottenuto con il taglio $\cos\theta_{e\gamma} < -0.7$ (che non ha impatto sul segnale), il grafico blu è ottenuto con il taglio $\cos\theta_{e\gamma} < -0.9$ (che all'incirca dimezza il segnale). Nei primi due grafici si nota un piccolo eccesso di eventi per $\Delta t \approx -32$ ns, nella stessa posizione che risulta dall'analisi degli eventi di coppie di fotoni provenienti da reazioni di protoni su Boro.

Nella distribuzione della differenza temporale positrone-fotone si possono individuare piccole concentrazioni di eventi. Ricordiamo che il valore della differenza temporale per eventi emessi simultaneamente dal centro del rivelatore, ottenuto analizzando gli eventi di coppie di fotoni provenienti da reazioni di protone sul Boro, è $\Delta t \approx -32$ ns; proprio attorno a questo valore è presente il maggiore eccesso di eventi. Un altro aspetto a favore dell'interpretazione degli eventi appartenenti a questo eccesso come indotti dal decadimento radiativo del muone è fornito dal comportamento del numero di eventi nel picco in funzione del taglio in correlazione angolare: passando dal grafico senza taglio angolare a quello con il taglio $\cos\theta_{e\gamma} < -0.7$ l'altezza del picco rimane sostanzialmente invariata, mentre nel grafico con $\cos\theta_{e\gamma} < -0.9$ l'altezza del picco si riduce di $\approx 50\%$, come atteso.

Espandendo il grafico in corrispondenza della regione superiore dello spettro è possibile eseguire un fit della curva con una funzione gaussiana sovrapposta ad un fondo piatto. In figura 6.46 è riportato il fit della parte superiore della distribuzione con due diverse larghezze dei bin: 1 ns a sinistra, 0.5 ns a destra. In entrambi i casi la media del fit della funzione gaussiana è $\Delta t = -31.9$ ns, compatibile con il valore ricavato per gli eventi di Boro, mentre la larghezza è $\sigma \approx 1.2$ ns. Il numero di eventi contenuti nel picco, calcolato come integrale della funzione

gaussiana, è ≈ 540 .

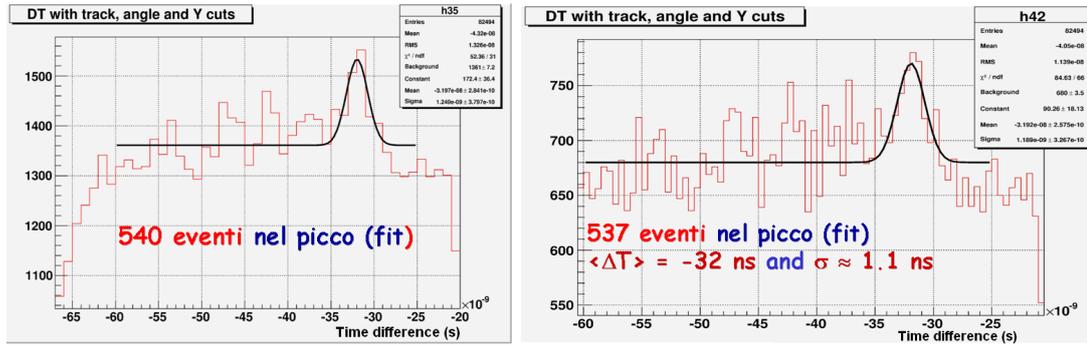


Figura 6.46: Fit della regione superiore della differenza temporale positrone-fotone all'istante dell'emissione per diverse larghezze di bin. A sinistra la larghezza del bin è 1 ns, a destra è 0.5 ns. La distribuzione viene interpolata con la somma di un segnale gaussiano e di un fondo piatto e la media del segnale risulta nella posizione precedentemente misurata con gli eventi di Boro (≈ -32 ns).

Per un confronto con le previsioni teoriche è possibile utilizzare il modello proposto da Kuno-Okada [28], considerando un taglio in energia del positrone $E_e > 40$ MeV, un taglio in energia del fotone $E_\gamma > 30$ MeV ed un taglio in correlazione angolare $\Delta\theta_{e\gamma} \geq 135^\circ$; il rapporto di decadimento (BR) predetto per il decadimento radiativo del muone vale in questo caso 7.4×10^{-8} . Il numero di eventi attesi N dipende dal rapporto di decadimento del processo considerato $BR_{(RD)}$, dal tempo vivo di presa dati T_{live} , dalla frequenza di arresto dei muoni nel bersaglio $R_{\mu-stop}$, dall'accettanza geometrica $\Delta\Omega$ dell'apparato e dalle efficienze di rivelazione e ricostruzione delle particelle, secondo la formula:

$$N = BR_{(RD)} \times T_{live} \times R_{\mu-stop} \times \Delta\Omega \times \epsilon_{LXe} \times \epsilon_{(track+TC)} \times \epsilon_{cuts}$$

Le efficienze ϵ_{LXe} , $\epsilon_{(track+TC)}$ ed ϵ_{cuts} sono note solo approssimativamente, ma delle stime ragionevoli sono: $\epsilon_{LXe} = 40\%$, $\epsilon_{(track+TC)} = 50\%$ ed $\epsilon_{cuts} = 70\%$. Inserendo i valori di T_{live} , $R_{\mu-stop}$ e $\Delta\Omega$ e le stime delle efficienze si ottiene:

$$N = 7.4 \cdot 10^{-8} \times 1.14 \cdot 10^5 \text{s} \times 6 \cdot 10^6 \text{s}^{-1} \times 0.09 \times 0.4 \times 0.5 \times 0.7 = 638 \pm 160 \quad (6.9)$$

L'incertezza di questa valutazione è stimata $\approx 25\%$ a causa della limitata conoscenza delle efficienze e della scala di energia. Il valore ottenuto teoricamente, 638 ± 160 , è quindi in ragionevole accordo con il risultato sperimentale di 540 eventi.

In conclusione l'analisi discussa in questo paragrafo mostra la possibilità di identificare su basi statistiche un campione di eventi dovuti al decadimento radiativo del muone al di sopra di un fondo scorrelato largamente dominante. L'evidenza statistica non è incontrovertibile (basta pensare agli altri piccoli eccessi di eventi presenti nella distribuzione di $\Delta t_{e+\gamma}$), ma l'interpretazione positiva è rafforzata dal comportamento del numero di eventi nel picco in funzione del taglio angolare e dal buon accordo fra il numero di eventi misurato ed atteso. Nel corso del RUN2008 è prevista l'acquisizione di un più ampio campione di eventi in configurazione ultra-low e la ripetizione di questa ricerca.



Capitolo 7

Conclusioni

L'esperimento MEG ha acquisito per la prima volta dati in configurazione completa nell'autunno del 2007. Il RUN2007 è stato di tipo ingegneristico; per la prima volta l'intero apparato è stato montato e testato ed è stato possibile estrarre le risoluzioni intrinseche dei sottorivelatori e misurare (in condizioni non ottimali) alcune risoluzioni globali dell'esperimento.

Nel presente lavoro di tesi sono state presentate in particolare le problematiche relative alla simulazione e ricostruzione degli eventi e le procedure di calibrazione del calorimetro e del Timing Counter, focalizzando l'attenzione sulla risoluzione temporale di questi rivelatori, sia presi singolarmente che in combinazione.

L'analisi dei dati sperimentali ha mostrato che il livello di prestazioni attualmente raggiunto dall'esperimento è inferiore alle richieste, a causa di alcuni problemi di tipo hardware osservati durante la presa dati; tali problemi sono già stati parzialmente risolti e dovrebbero essere completamente eliminati prima della prossima acquisizione dati prevista per estate/autunno 2008. Dal punto di vista del software, i programmi di ricostruzione e simulazione ed il database si possono considerare completamente operativi e sono stati usati con piena potenzialità durante l'analisi dati.

Nonostante le difficoltà prima menzionate, a conclusione del RUN2007 è stato comunque possibile acquisire dati con il trigger dedicato alla ricerca del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ e con altri tipi di trigger, fra cui quello dedicato alla ricerca del decadimento radiativo del muone. L'analisi riportata nell'ultimo capitolo ha dimostrato la possibilità di individuare un campione di eventi attribuibili a questo decadimento al di sopra di un fondo scorrelato largamente dominante.

Uno schema riassuntivo delle prestazioni dell'apparato durante il RUN2007 e delle prospettive previste per l'anno 2008 è riportato in tabella 7.1. La sensibilità raggiungibile dall'esperimento MEG durante la prossima acquisizione dati può essere valutata in base alle figure di merito riportate in questa tabella ed alla valutazione dei fondi esposta nel capitolo 1. Il limite previsto al 90% di C.L. per un tempo vivo di misura di $\approx 10^7$ s è $\text{BR}_{(\mu \rightarrow e \gamma)} \leq (7 \div 10) \times 10^{-13}$, con un miglioramento di almeno un ordine di grandezza rispetto al limite attuale dell'esperimento MEGA $\text{BR}_{(\mu \rightarrow e \gamma)} \leq 1.2 \times 10^{-11}$ [29, 30].



	“Goal”		Prospettive per il 2008	
	Misurato	Simulato	Misurato 2007	Possibile
Energia del fotone %	4.5 - 5.0		6.5	5.0
Tempo del fotone (ns)	0.15		0.27 ^{a)}	0.15
Posizione del fotone (mm)	4.5 - 9.0		15.0	9.0
Efficienza ϵ_γ (%)	> 40		> 40	> 40
Tempo del positrone (ns)	0.1		0.12 ^{a)}	0.12
Impulso del positrone (%)		0.8	1.95	1.1
Angolo del positrone (mrad)		10.5	17.0 ^{b)}	17.0 ^{b)}
Efficienza ϵ_{e^+} (%)		65	65	65
Vertice del decadimento (mm)		2.1	3.0 ^{b)}	3.0 ^{b)}
Intensità del fascio ($10^8/s$)		0.3	0.3	0.3 ^{c)}
Tempo di run (settimane) ^{d)}		100	8	24

^{a)} Sono stati aggiunti 250 ps legati alla valutazione del rumore indotto dal DRS

^{b)} Stima molto pessimistica

^{c)} L'intensità del fascio può essere ottimizzata per migliorare il limite

^{d)} 1 settimana $\equiv 4 \times 10^5$ s

Tabella 7.1: Prestazioni dell'esperimento MEG; le figure di merito sono date in FWHM.

Bibliografia

- [1] F. Halzen and A.D. Martin, “Quarks & Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physycs”, John Wiley & Sons (1984).
- [2] W.-M. Yao *et al.*, “Review of Particle Physics (RPP)”, Journal of Physics **G33**, (2006), 1. Available at <http://pdg.lbl.gov>
- [3] D.B.Chitwood *et al.*, “Improved Measurement of the Positive Muon Lifetime and Determination of the Fermi Constant”, Phys. Rev. Lett. **99**, (2007), 032001. [arXiv:hep-ex/0704.1981v2]
- [4] KamLAND collaboration, “Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion”, Phys. Rev. Lett. **94**, (2005), 081801.
KamLAND collaboration, “Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND”, submitted to Phys. Rev. Lett, (2008), [arXiv:hep-ex/0801.4589v2]
- [5] M. H. Ahn *et al.* [K2K Collaboration], “Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment”, Phys. Rev. **D74**, (2006), 072003 [arXiv:hep-ex/0606032].
- [6] J. Hosaka *et al.*, “Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I”, Phys. Rev. **D73**, (2006), 112001.
- [7] J. Hosaka *et al.*, “Three flavor neutrino oscillation analysis of atmospheric neutrinos in Super-Kamiokande”, Phys. Rev. **D74**, (2006), 032002. [arXiv:hep-ex/0604011v2]
- [8] Q.R. Ahmad *et al.*, “Direct evidence for neutrino flavor tranformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”, Phys. Rev. Lett. **89**, (2002), 011301.
- [9] S. Wänninger *et al.*, “Probing Neutrino Vacuum Oscillations with the GALLEX Solar Neutrino Results”, Phys. Rev. Lett. **83**, (1999), 1088.
- [10] Borexino collaboration, “First real time detection of Be7 solar neutrinos by Borexino”, Phys. Lett. **B658**, (2008), 101-108. [arXiv:astro-ph/0708.2251v2]
- [11] MACRO Collaboration, “Atmospheric neutrino oscillations from upward throughgoing muon multiple scattering in MACRO”, Phys. Lett. **B566**, (2003), 35.
- [12] Soudan 2 Collaboration, “Observation of Atmospheric Neutrino Oscillations in Soudan 2”, Phys.Rev. **D68**, (2003), 113004.
- [13] Ch. Kraus *et al.*, “Final Results from phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium β Decay”, Eur. Phys. J. **C40**, (2005), 447, [arXiv:hep-ex/0412056].
- [14] N. Angelov *et al.*, “On the muon neutrino mass”, Nucl. Phys. **A780**, (2006), 78-89, [arXiv:nucl-ex/0605002].
- [15] R. Barate *et al.*, “An upper limit on the τ neutrino mass from three- and five-prong tau decays”, Eur. Phys. J. **C2**, (1998), 395.
- [16] L. Wolfenstein, “Neutrino oscillations in matter”, Phys. Rev. **D17**, (1978), 2369.



- [17] S.P. Mikeyev and A.Y. Smirnov, “Resonance Enhancement of Oscillations in Matter and Solar Neutrino Spectroscopy”, *Sov. J. Nucl. Phys.* **42**, (1985), 913.
- [18] M. Gonzalez-Garcia and M. Maltoni, “Phenomenology with Massive Neutrinos”, *Phys. Rept.* **460**, (2008), 1, [arXiv:hep-ph/0704.1800v2].
- [19] John N. Bahcall *et al.*, “Global analysis of solar neutrino oscillations including SNO CC measurement”, *Journal of High Energy Physics*, (2001), 014, [arXiv:hep-ph/0106258].
- [20] John N. Bahcall *et al.*, “Solar neutrinos before and after Neutrino 2004”, *Journal of High Energy Physics*, (2004), 016, [arXiv:hep-ph/0406294v2].
- [21] F. Bohem and P. Vogel, “Physics of massive neutrinos”, Cambridge University Press (1992).
- [22] R. N. Mohapatra, “Unification and Supersymmetry”, 3rd edition, Springer-Verlag, New York (2003).
- [23] R. Barbieri and L. J. Hall, “Signals For Supersymmetric Unification”, *Phys. Lett.* **B338**, (1994), 212-218, [arXiv:hep-ph/9408406v1].
R. Barbieri, L. Hall, A. Strumia, “Violations of lepton flavour and CP in supersymmetric unified theories”, *Nucl. Phys.* **B445**, (1995), 219-251, [arXiv:hep-ph/9501334v1].
- [24] J. Hisano and D. Nomura, “Solar and atmospheric neutrino oscillations and lepton flavor violation in supersymmetric models with right-handed neutrinos”, *Phys. Rev.* **D59**, (1999), 116005.
- [25] L. J. Hall, V. A. Kostelechy and S. Raby, “New flavor violations in supergravity models”, *Nucl. Phys.* **B267**, (1986), 415.
- [26] E. Kh. Akhmedov, G. C. Branco and M. N. Rebelo, “Seesaw mechanism and structure of neutrino mass matrix”, *Phys. Lett.* **B478**, (2000), 215-223, [arXiv:hep-ph/9911364].
- [27] A. Badertscher, D. Renker and L. Simons, PSI internal report (1989), “PSI User’s Guide, Accelerator Facilities”.
- [28] Y. Kuno and Y. Okada, “Muon decay and physics beyond the standard model”, *Rev. Mod. Phys.* **73**, (2001), 151.
- [29] M.L. Brooks *et al.* [MEGA Collaboration], “New limit for the family-number non-conserving decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, (1999), 1521 [arXiv:hep-ex/9905013].
- [30] M. Ahmed *et al.*, “Search for the lepton-family-number non conserving decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ ”, *Phys. Rev. D* **65**, (2002), 112002 [arXiv:hep-ex/0111030].
- [31] U. Bellgardt *et al.*, “Search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$ ” *Nucl. Phys. B* **299**, (1988), 1.
- [32] P. Wintz, in *Proceedings of the First International Symposium on Lepton and Baryon Number Violation*, edited by H.V. Klapdor-Kleingrothaus and I.V. Krivosheina (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia), p. 534, (1998).
- [33] L. Willmann *et al.*, “New Bounds from a Search for Muonium to Antimuonium Conversion”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, (1999), 49.
- [34] P. Depommier *et al.*, “New Limit on the Decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **39**, (1977), 1113.
- [35] A. Van der Schaaf *et al.*, “A search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ ”, *Nucl. Phys.* **A340**, (1980), 249.
- [36] W.W. Kinnison *et al.*, “Search for $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ ”, *Phys. Rev.* **D25**, (1982), 2846.
- [37] R.D. Bolton *et al.*, “Search for rare muon decays with the Crystal Box detector”, *Phys. Rev.* **D38**, (1988), 2077.

- [38] A. Baldini *et al.*, [MEG Collaboration], “The MEG experiment: search for the $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ decay at PSI”, (2002).
Available at http://meg.psi.ch/docs/prop_infn/nproposal.ps.gz
- [39] Y. Kuno, A. Maki and Y. Okada, “Background estimation and suppression with polarized muons”, MEG Technical Note 1, (1997).
- [40] G. Feldman and R. Cousins, “Unified approach to the classical statistical analysis of small signals”, Phys. Rev. **D57**, (1998), 3873, [arXiv:physics/9711021v2].
- [41] P.R. Kettle, “Beam Line & Setup Considerations for the MEG Large Prototype LXe Calorimeter Test in $\pi E1$ ”, MEG Technical Note 21, (2003).
Available at <http://meg.web.psi.ch/docs/>
- [42] A. Baldini *et al.*, [MEG Collaboration], “Test measurements for the MEG drift chambers”, PSI Annual Report, (2003).
Available at <http://meg.psi.ch/docs/index.html>
- [43] F. Gatti, “Timing Counter Status”, Talks from Review Meetings, (Feb. 14th, 2007).
Available at <http://meg.psi.ch/docs/index.html>
- [44] T. Doke and K. Masuda, “Present status of liquid rare gas scintillation detectors and their new application to gamma-ray calorimeters”, Nucl. Instr. and Meth. **A420**, (1999), 62.
- [45] A. Baldini *et al.*, “Liquid Xenon Scintillation Calorimetry and Xe Optical Properties”, IEEE Trans. Die. **13**, (2006), 547.
- [46] K. Watanabe and M. Zelikoff, “Absorption coefficients of water vapor in the vacuum ultraviolet”, J. Opt. Soc. Am. **43**, (1953), 753.
K. Watanabe, E. Inn and M. Zelikoff, “Absorption coefficients of oxygen in the vacuum ultraviolet”, J. Chem. Phys. **21**, (1953), 1026.
- [47] G. Signorelli, “A sensitive search for lepton-flavour violation: the MEG experiment and the new LXe calorimetry”, Ph.D. Thesis, Scuola Normale Superiore di Pisa (2004).
- [48] HAMAMATSU Photonics, <http://www.hamamatsu.com>
- [49] A. Baldini *et al.*, “Simulation of the Liquid Xenon Calorimeter Behaviour”, MEG Technical Note 18, (2001).
Available at <http://ieeexplore.ieee.org/iel5/94/34709/01657967.pdf>
- [50] A. Papa, “Misura del fotone di decadimento nell’esperimento $\mu \rightarrow e + \gamma$ mediante la nuova calorimetria a Xenon liquido”, Tesi di laurea, Università di Pisa (2004).
- [51] S. Ritt, “The DRS2 chip: a 4.5 GHz waveform digitizing chip for the MEG experiment”, Nuclear Science Symposium Conference Record, 2004 IEEE.
Available at http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1462369
- [52] GEANT: “Detector Description and Simulation Tool”.
Available at <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/>
- [53] ROME: “Root based Object oriented Midas Extension”.
Available at <http://midas.psi.ch/rome/>
- [54] MIDAS: “Maximum Integration Data Acquisition System”.
Available at <http://midas.psi.ch/>



- [55] *MySQL*: “MyStandard Query Language”.
Available at <http://www-it.mysql.com/>
- [56] *ROOT*: “An Object-Oriented Data Analysis Framework”.
Available at <http://root.cern.ch/>
- [57] “Argus - GUI extension of ROME”.
Available at http://midas.psi.ch/rome/gui_howto/index.html
- [58] A. Baldini *et al.*, “Considerations on the Calibration and Monitoring of the MEG experiment”, MEG Technical Note 27, (2005).
Available at http://meg.web.psi.ch/docs/talks/review_july05/tn027.pdf
- [59] A. Baldini *et al.*, “A cryogenic facility for testing the PMTs of the MEG liquid xenon calorimeter”, NIM **A566**, (2006), 294.
- [60] LabVIEW : “Graphical development platform for test, control, design”, by National Instruments.
Available at <http://www.ni.com/labview/>
- [61] A. Baldini *et al.*, “Gain calibration of the Large Prototype Photomultipliers”, MEG Technical Note 17, (2002).
- [62] Hamamatsu Photonics K.K., “Photomultiplier tube, principle to application”, 1994.
- [63] A. Baldini *et al.*, “Neutron background measurements in the π E5 area”, MEG Technical Note 38, (2007).
- [64] W. Ootani and H. Natori, “A technique to improve PMT gain measurement of MEG LXe calorimeter”, MEG Technical Note 37, (2007).
- [65] A. Baldini *et al.*, “A radioactive point-source lattice for calibrating and monitoring the MEG experiment LXe calorimeter”, NIMA **565**, (2005), 589.
Available at <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2006.06.055>
- [66] SORAD s.r.o., Radiative sealed sources, Czech Republic.
- [67] D.R. Tilley, J.H. Kelley, J.L. Godwin, D.J. Millener, J. Purcell, C.G. Sheu, H. R. Weller, “Energy level of light nuclei A = 8,9,10”, Nucl. Phys. **A745**, (2004), 155.
Available at http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=8/08_12_1966.pdf
- [68] J. Spuller *et al.*, “A remeasurement of the Panofsky ratio”, Phys. Lett. **B67**, (1977), 479.
- [69] Morikawa *et al.*, “Argon, krypton, and xenon excimer luminescence: From the dilute gas to the condensed phase”, J. Chem. Phys. **91**, (1989), 1469-1477.
- [70] K. Saito *et al.*, “Absolute numbers of scintillation photons emitted by alpha particles in rare gases”, IEEE Trans. Nucl. Sci. **49**, (2002), 1674.
- [71] N. Ishida *et al.*, “Attenuation length measurements of scintillation light in liquid rare gases and their mixtures using an improved reflection suppresser”, Nucl. Instr. and Meth., Vol. **A384**, (1997), 380.
- [72] S. Belforte *et al.*, “SVT Technical Design Report, CDF note 3108 (1994); CERN EP report 81-12/ReV.
- [73] René Brun *et al.*, “TMinuit: The Minimization package”.
Available at <http://root.cern.ch/root/html/TMinuit.html>

Ringraziamenti

Eccoci giunti, finalmente, alla parte più impegnativa di tutta la tesi...

Eh sì perchè la maggior parte di parenti e amici salteranno a piè pari le deliranti elucubrazioni sulla fisica delle particelle esposte precedentemente, per catapultarsi direttamente qui a cercare di scorgere il proprio nome o per cogliere l'essenza di ciò che è stato. Essenza difficilmente riassumibile in poche parole, specie se questa fatica è durata poco più di 15 mesi.

In un tale lasso di tempo la natura è capace di creare una balena lunga 4 metri e pesante 750 Kg, un cammello o una giraffa, “con tutti i pi grechi al posto giusto” (come direbbe un professore); nel mio piccolo sono stato capace di partorire a fatica questa tesi!!!

A parte gli scherzi, mi sembra d'obbligo ringraziare sia le persone che hanno reso possibile questo lavoro sia quelle che mi hanno accompagnato in questi anni lungo un'avventura che mi ha trasformato sia dentro che fuori.

Ringrazio il gruppo MEG di Pisa nella figura del professor Baldini per avermi accolto in questa famiglia allargata, dandomi la possibilità di sperimentare le gioie ed i dolori della fisica sperimentale; ringrazio il professor Bemporad per avermi introdotto nel magico mondo del Boro (memorabile un intero fine settimana passato a cercare contaminazioni di raggi cosmici), Marco (a cui non ho mai deciso se dare del tu o del lei, mi scusi per questo!) per avermi fatto capire davvero un mucchio di cose con la sua presentazione davanti ai referee, Donato per la sua proverbiale pazienza ed esaustività nel rispondere a domande costantemente mal poste, Giovanni Signorelli per la massiccia dose di ironia con la quale riesce a derimere le questioni più complicate, Angela per aver condiviso con me la fruttuosa partecipazione alle analisi, alle riunioni ed alle discussioni del TCWGA (grazie a PWC per aver inventato questo acronimo spaziale...) oltre che alla tragicomica fase finale dei test dei fototubi a Pisa (con tanto di questua per un po' di azoto liquido), “IN primis debbo ringraziare colui senza il quale questa tesi non sarebbe stata possibile: LUCA GALLI” (scritto da lui) per le discussioni sul trigger e gli spunti forniti dalla sua tesi (non posso non menzionare anche la mitica TROMBO-MOBIL...), Giovanni Gallucci per avermi insegnato come si testa un fototubo nella PMTF senza fare danni e come si legge l'intricatissimo schema di interconnessioni del patch panel del calorimetro.

Il ringraziamento più sentito va a Fabrizio, il quale ha dovuto sopportare il gravoso compito di farmi da relatore, cercando di contrastare costantemente lo spirito da casinista asistematico che mi anima.

Un ringraziamento a parte meritano anche i compagni di stanza e di linguaggio in codice, il MiMille.0 per il suo attaccamento a Windows e per avermi aiutato a pensare come riuscire a progettare schemi per database, il Cama per avermi introdotto a WordPress e Joomla! e per le sfiammate promesse sotto alcuni studi dell'INFN, il Gallorinio per i vari “Buongiorno” e

“Salute” proferiti tra l’ilarità generale e per aver accettato (almeno in parte) il fatto di essere stato soprannominato “Voccaperta”. Un ringraziamento ancora più a parte lo merita Nicolinux, abruzzese “fuori, dentro, intorno e anche di più” per tutte le volte che mi ha chiesto qualcosa e a mia risposta mi ha imposto di convincerlo altrimenti non ci avrebbe creduto (!!!) e per le sue competenze informatiche, oltre che per le chiacchierate fiume e gli sfoghi reciproci nei vari momenti di tensione.

Cito Matteo per ultimo solo perchè fa da anello di congiunzione tra questo primo gruppo di persone ed il prossimo; con lui ho preparato esami (inframezzando allo studio partite di ping-pong in cucina o di bowling), imparato a fare pizze, sushi e crostate, ho condiviso amici e momenti no, casa e vacanze. Dopo avermi incontrato ad un laboratorio non si fece più rivedere per mesi (non dovevo avergli fatto una buona impressione!!!), ma suo malgrado abbiamo da allora percorso praticamente la stessa strada: stesso curriculum triennale, tesi di primo livello nello stesso gruppo, laurea lo stesso giorno con lo stesso controrelatore, stesso curriculum specialistico, tesi di secondo livello nuovamente nello stesso gruppo e laurea nuovamente lo stesso giorno... credo di aver reso l’idea.

Esulando dall’ambiente di “lavoro”, ci sono molte altre persone che meritano di essere ringraziate. Come non citare infatti il povero piccolo Montinaro con cui è stato possibile preparare per due anni consecutivi 6 esami in 6 settimane (tutti superati con successo!!!), “il strano” caro buon vecchio Metere capace di foderare una padella non antiaderente di salame e pasta d’acciughe per cuocervi dentro una frittata, Russo viso vispo in grado probabilmente di correre da Pisa a Melito di Portosalvo e ritorno nutrendosi di solo Ginseng (non troppo però), il gentile Antonio Antonelli detto Antonello dall’atavico ed insaziabile appetito (a tutte le ore del giorno e della notte), Ciro sostenitore della chimica come stile di vita, Gino per essere l’unico al mondo capace di andare dal parrucchiere con la foto di Augusto chiedendo di avere il suo taglio di capelli, Luchino l’uomo che non dorme mai poichè in perenne lotta per salvare il mondo, Vincenza anche detta Ikea, Giovanni il coinquilino più silenzioso e casalingo che abbia mai conosciuto... E poi ci sono i miei amici di Vasto, i compagni d’infanzia e di scuola, ma sarebbe impossibile nominarli tutti. E spero di non aver dimenticato nessuno!!!

Per finire ringrazio la mia famiglia tutta per la nutrita partecipazione a questo evento, ed in particolare i miei genitori e mia sorella Cecilia, perchè avere un figlio o un fratello come me non è di certo cosa facile; ringrazio gli uni per la loro presenza quale punto di riferimento costante, per avermi insegnato che la sostanza è più importante della forma e per avermi dato sempre fiducia, l’altra per mettermi costantemente di fronte ai miei limiti e per aver lavato il bagno tutte le volte che io “non avevo tempo”...

Con questa laurea finisce un altro importante ciclo; non so esattamente cosa mi aspetta ma so che potrò contare su Claudia, disposta ad accettarmi semplicemente per quello che sono.