

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

MISURA  
DELLA VITA MEDIA  
DEL MUONE

A cura di:  
Serena Maccolini  
Daniele Manuzzi  
Elisabetta Montagna

---

Anno Accademico 2015/2016

## Sommario

Il fine dell'esperienza è la misura della vita media a riposo del muone utilizzando particelle provenienti dai raggi cosmici. La miglior stima ottenuta è di  $2.1 \pm 0.18 \mu s$  in accordo con la comunità scientifica [1].

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>2</b>
1.1	Raggi cosmici e muoni . . . . .	2
1.2	Decadimento del muone . . . . .	3
1.3	Rivelatore . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Misure preliminari</b>	<b>6</b>
2.1	Curve di lavoro dei fotomoltiplicatori . . . . .	6
2.2	Curve di discriminazione . . . . .	8
2.3	Curve di ritardo . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Misura della vita media del muone</b>	<b>12</b>
3.1	Calibrazione dei TDC . . . . .	12
3.2	Il TRIGGER . . . . .	14
3.3	Circuito di acquisizione . . . . .	15
3.4	Analisi dati . . . . .	16
3.4.1	Cattura dei muoni negativi . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>22</b>
<b>A</b>	<b>Curve di lavoro</b>	<b>23</b>
<b>B</b>	<b>Tensione di discriminazione</b>	<b>24</b>
<b>C</b>	<b>Calibrazione dei TDC</b>	<b>27</b>
<b>D</b>	<b>Misura della carica raccolta dai fotomoltiplicatori</b>	<b>31</b>
<b>E</b>	<b>Strumentazione</b>	<b>34</b>

# Capitolo 1

## Introduzione

Il muone ( $\mu$ ) è una particella fondamentale del Modello Standard (SM); esso appartiene alla famiglia dei leptoni e decade debolmente in elettrone più neutrini. Al fine di misurare la sua vita media, sono stati utilizzati i muoni provenienti dai raggi cosmici.

L'apparato sperimentale è formato da piani di scintillatori ed assorbitori in ferro aventi lo scopo di tracciarne il passaggio e selezionare gli eventi di decadimento in cui il muone è a riposo.

Tramite moduli di elettronica sono state acquisite le osservabili necessarie per effettuarne la misura di vita media.

### 1.1 Raggi cosmici e muoni

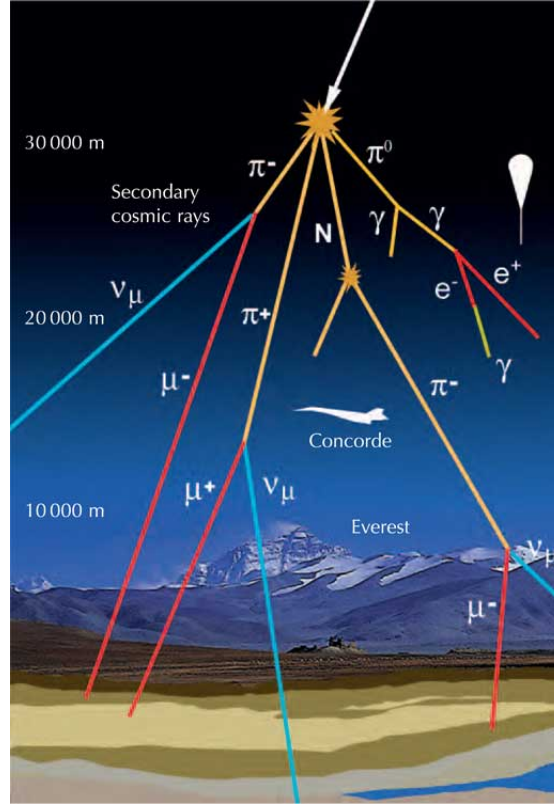
I raggi cosmici possono essere di due tipologie [2]:

- *raggi cosmici primari*, prodotti da processi astrofisici, sono costituiti da protoni per  $\sim 85\%$  e nuclei di elio per  $\sim 10\%$ ;
- *raggi cosmici secondari*, per lo più pioni ( $\pi$ ), prodotti dall'interazione della componente primaria con l'atmosfera terrestre.

I pioni carichi, provenienti da questi ultimi, decadono in muoni con  $BR \sim 100\%$ , mentre i pioni neutri ( $\pi^0$ ) decadono in una coppia di fotoni, i quali portano alla produzione di uno sciame elettromagnetico:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu; \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu; \quad \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma.$$

La Fig. 1.1 mostra lo sviluppo degli sciame nell'atmosfera terrestre.



**Figura 1.1:** Raggi cosmici primari interagenti con atmosfera, con conseguente produzione di sciame.

## 1.2 Decadimento del muone

Il muone decade debolmente nel canale elettronico con  $BR \sim 100\%$ :

$$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e; \quad \mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e. \quad (1.1)$$

La distribuzione di questi decadimenti in funzione del tempo,  $t$ , è governata dalla ben nota legge esponenziale qui riportata:

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_\mu}\right) \quad (1.2)$$

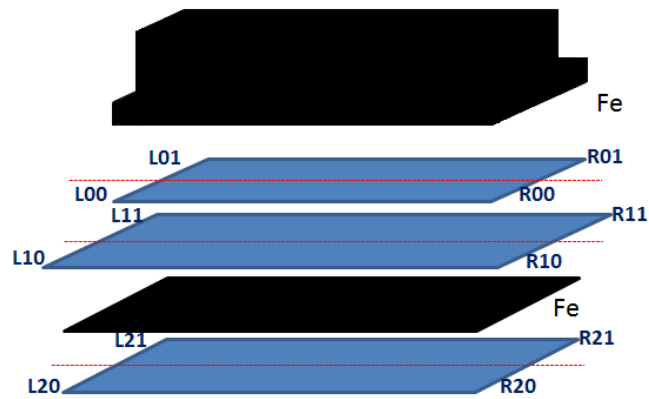
dove  $\tau_\mu$  rappresenta la vita media del muone.

La misura della vita media del muone sarà effettuata portando queste particelle a riposo con un assorbitore di ferro e inferendo  $\tau_\mu$  dalla distribuzione dei decadimenti rivelati, entro una finestra temporale di  $\sim 10 \mu s$ , dal detector di seguito descritto.

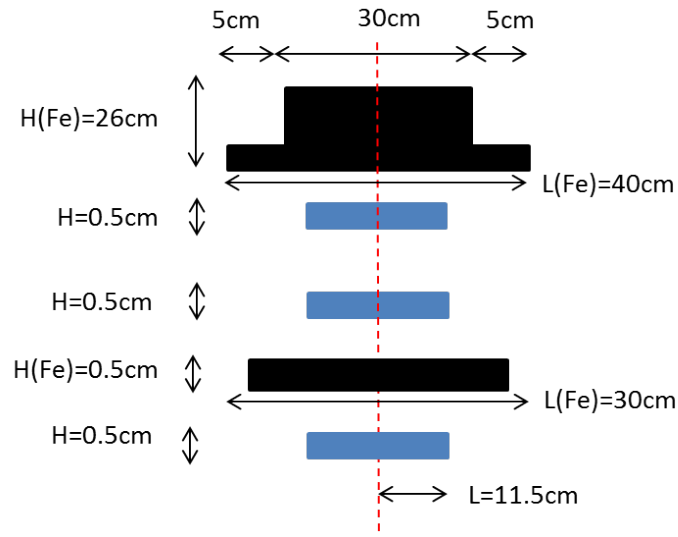
## 1.3 Rivelatore

L'apparato sperimentale utilizzato per le misure è raffigurato in Fig. 1.2, Fig. 1.3 e Fig. 1.4 ed è formato da:

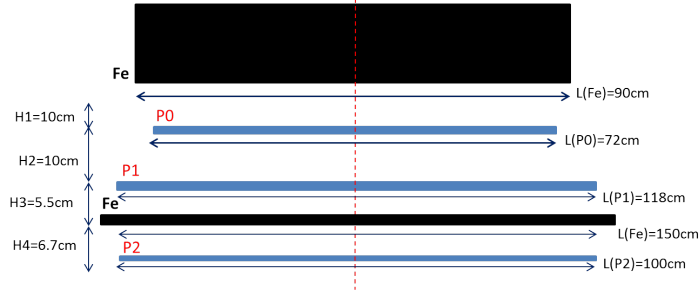
- un primo strato di ferro di spessore 26 cm;
- due piani di scintillatori plastici, denominati nel seguito piano 0 (P0) e piano 1 (P1);
- una seconda lastra di ferro di spessore 5 mm;
- un terzo piano di scintillatori, denominato piano 2 (P2).



**Figura 1.2:** Schema non in scala del setup sperimentale.



**Figura 1.3:** Schema non in scala del rivelatore visto di lato.



**Figura 1.4:** Schema non in scala del rivelatore visto frontalmente.

I piani di scintillatore sono formati da due semipiani: uno anteriore (0) e uno posteriore (1); al lato destro (R) e al lato sinistro (L) di ogni semipiano sono collegati, tramite guide di luce, tre fotomoltiplicatori (denominati A,B e C); ove non specificato il segnale letto in uscita, è la somma dei segnali dei tre fotomoltiplicatori. Nel seguito ci riferiremo ad ogni fotomoltiplicatore riportando nell'ordine: lato, piano, posizione del semipiano e, ove necessario, lettera della tripletta<sup>1</sup>.

Gli eventi che vogliamo acquisire ( $\mu$ -stop) seguono il seguente schema ideale: i muoni, attraversanti il set-up sperimentale, sono rallentati dal primo strato di ferro, riescono ad attraversare i primi due piani di scintillatori e una volta giunti nel secondo strato di ferro, vi si fermano decadendo. La selezione degli eventi con tali caratteristiche sarà eseguita tramite un TRIGGER, che darà il via al cronometro per il rivelamento dell'elettrone. Studiando la distribuzione dei tempi di decadimento si può ottenere la vita media del muone.

<sup>1</sup>Secondo la notazione appena introdotta R10B indica il fotomoltiplicatore collegato al lato destro del semipiano anteriore, nel secondo piano di scintillatori (P1) e in posizione centrale nella tripletta (B).

## Capitolo 2

# Misure preliminari

Al fine di utilizzare compiutamente l'apparato in dotazione, sono state eseguite in fase preliminare alcune misure di calibrazione, riportate nel presente capitolo.

### 2.1 Curve di lavoro dei fotomoltiplicatori

Per trovare la tensione di lavoro adeguata per i fotomoltiplicatori utilizzati, sono state effettuate delle misure preliminari delle curve di lavoro.

Sono stati considerati due fotomoltiplicatori appartenenti a due semipiani sovrapposti, in particolare R00B e R10B. Tenendo fissa la tensione di uno dei fotomoltiplicatori e variando la tensione applicata all'altro, si è proceduto con il conteggio del numero di eventi in coincidenza temporale (tali eventi sono dati dal passaggio di una particella attraverso entrambi i piani selezionati).

Inizialmente si è fissata una tensione di 750 V per R10B, mentre per R00B è stata fatta variare la tensione in un intervallo di valori compreso tra 650 e 900 V studiando il numero di conteggi in un intervallo di 90 s. Successivamente si è ripetuto il procedimento, invertendo i fotomoltiplicatori e fissando R00B a 775 V.

La coincidenza dei segnali nei due semipiani, divenuti logici attraverso il processo di discriminazione<sup>1</sup>, è stata conteggiata attraverso il modulo logico di AND. Durante tale procedura si sono valutati anche i conteggi dei singoli piani, al fine di controllare che i fotomoltiplicatori non entrassero nella regione di scarica<sup>2</sup> (vedi Appendice A).

Dalle curve ottenute graficando i conteggi risultanti (Fig. 2.1), è stata individuata una regione di plateau dove il numero di conteggi resta circa costante per piccole variazioni di corrente. Il punto medio di tale regione è stato scelto come punto di lavoro.

In tabella 2.1, sono riportati i valori ottimali delle tensioni di lavoro, ottenuti per i due fotomoltiplicatori presi in esame.

---

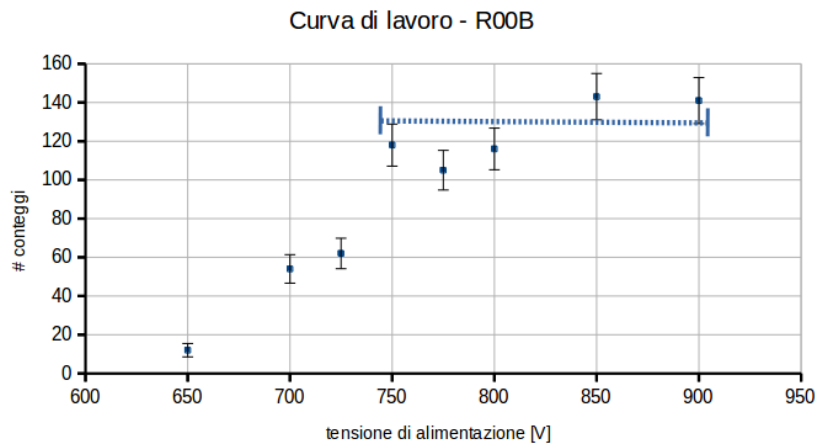
<sup>1</sup>vedi sezione successiva.

<sup>2</sup>Ad alte tensioni il fotomoltiplicatore si comporta essenzialmente come un generatore di corrente.

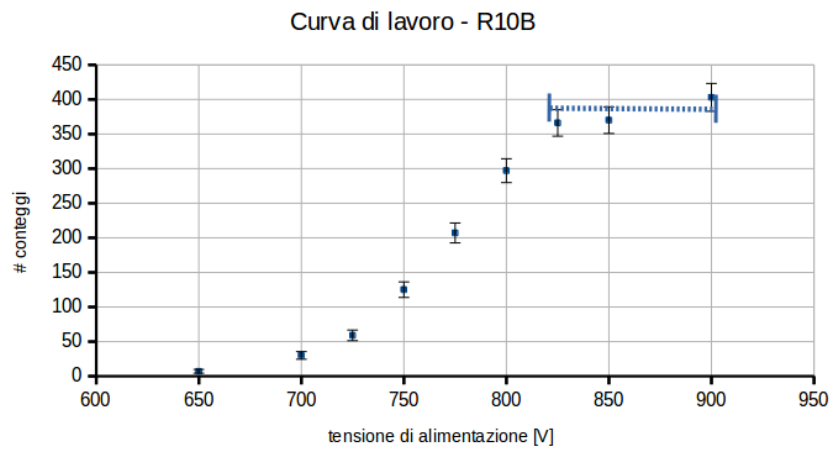


PM	$V_{\text{alimentaz.}}$ (V)
R00B	825
R10B	860

**Tabella 2.1:** Tensioni di lavoro ottimali ottenute dalle misure.



(a) R00B.



(b) R10B.

**Figura 2.1:** Curve di lavoro per i due fotomoltiplicatori considerati. La linea azzurra tratteggiata evidenzia la zona di plateau.

## 2.2 Curve di discriminazione

La conversione in digitale del segnale analogico, proveniente dei fotomoltiplicatori, è operata da moduli di elettronica detti: *discriminatori*. Questi forniscono in uscita un segnale NIM <sup>3</sup> di larghezza fissata a 40 ns ogni volta che il segnale in entrata supera una data soglia in tensione.

Impostare correttamente la suddetta soglia è importante per ottimizzare il rapporto tra segnale e fondo. Una soglia troppo bassa può portare ad una cattiva reiezione del fondo, costituito principalmente da rumore elettronico. Una soglia troppo alta, al contrario, potrebbe causare la perdita di effettivi eventi di segnale.

Assumendo costante nel tempo il flusso di raggi cosmici sul rivelatore, attendiamo piccole variazioni nel numero di eventi registrati per piccole variazioni della tensione di soglia attorno al valore ottimale. In altri termini, attendiamo di trovare un plateau nel grafico del numero di eventi registrati in funzione della soglia impostata per il discriminatore. Definiamo come tensione di discriminazione ottimale il valore centrale di tale plateau.

D'ora in poi non considereremo più il segnale proveniente dai singoli fotomoltiplicatori, ma sempre il segnale dato dalla somma dei contributi dei tre fotomoltiplicatori collocati alla stessa estremità dello stesso semipiano (A, B, C).

Per determinare la tensione di discriminazione ottimale è necessario aggiungere la condizione di coincidenza temporale tra il segnale proveniente dalla tripletta di fotomoltiplicatori in esame ed il segnale proveniente da un'altra tripletta, collegata ad un semipiano diverso e con tensione di discriminazione fissata.

Lo schema circuitale utilizzato per R00 e R10 è mostrato in figura 2.2. L'uso di due discriminatori ciascuno con otto canali ci ha permesso di eseguire la determinazione della tensione di discriminazione due piani alla volta.

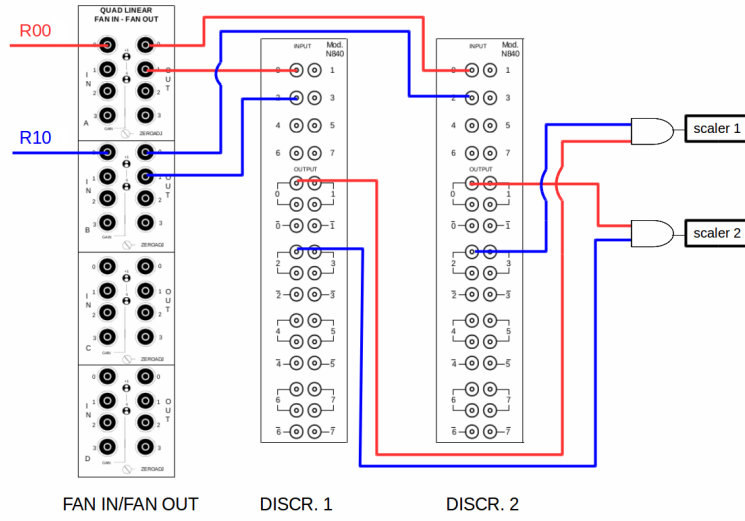
A titolo di esempio, la figura 2.3 mostra i conteggi ottenuti per R00 e R10. Tutti gli altri grafici sono riportati in appendice B.

Abbiamo accoppiato, dunque, i semipiani del piano 0 agli omologhi del piano 1, e successivamente abbiamo fatto lo stesso tra piano 1 e piano 2. Abbiamo fissato la tensione di soglia di tutti i canali del discriminatore 1 a 40 mV. Abbiamo fatto variare la soglia per i canali del discriminatore 2 tra 3 e 255 mV. Gli intervalli temporali di acquisizione sono stati di 50 s.

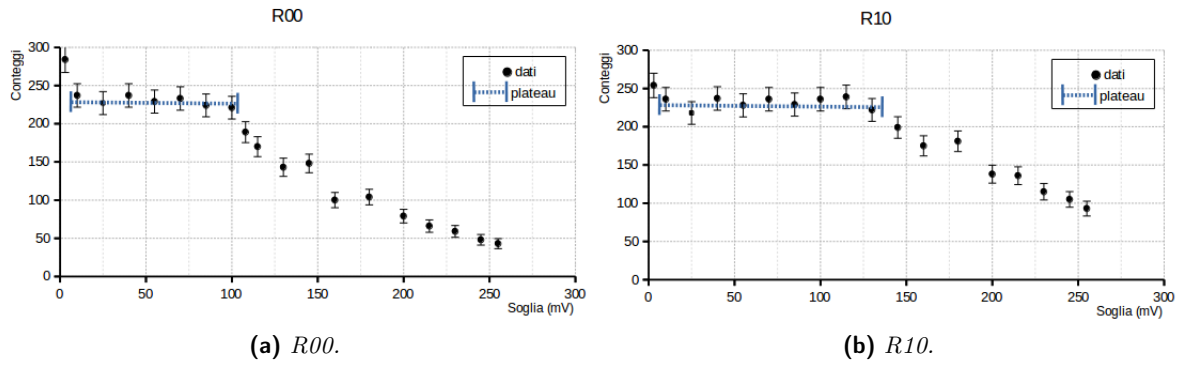
La tabella 2.2 contiene, infine, i valori trovati per la tensione di discriminazione ottimale.

---

<sup>3</sup>Lo zero logico corrisponde ad una tensione di 0 V mentre l'uno logico corrisponde a -800 mV.



**Figura 2.2:** Misura della tensione di discriminazione. Per tutti i canali del discriminatore 1 la soglia è tenuta fissa. Facciamo invece variare la soglia del discriminatore 2. Otteniamo nello scaler 1 i conteggi relativi a R10 e nello scaler 2 i conteggi relativi a R00.



**Figura 2.3:** curve di discriminazione per R00 (a) e R10 (b).

Piani Left	Discr. (mV)	Piani Right	Discr. (mV)
L00	95	R00	55
L01	40	R01	40
L10	52	R10	70
L11	25	R11	25
L20	70	R20	48
L21	103	R21	95

**Tabella 2.2:** Tensione di discriminazione ottimale per ciascuna tripletta di fotomoltiplicatori.

## 2.3 Curve di ritardo

Il passaggio di una particella su più piani produce in questi ultimi un segnale all'interno dello scintillatore. Successivamente i segnali sono convertiti in segnali NIM dai discriminatori. Pertanto, se una particella attraversa più piani, i NIM relativi ad ogni piano saranno ritardati temporalmente fra loro.

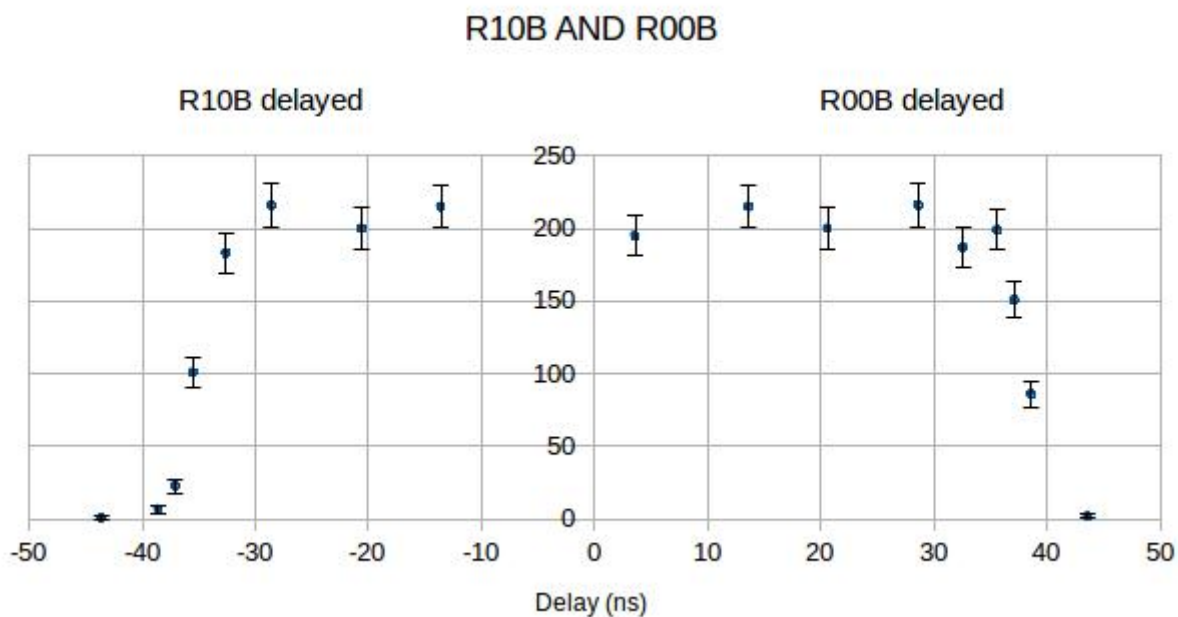
Considerato il fatto che ogni evento è definito come una coincidenza di segnale tra due semipiani, è necessario studiare come questo ritardo possa influenzare tale conteggio.

In questa fase sono stati considerati i segnali provenienti dai due semipiani R00B e R10B. Attraverso l'utilizzo di un *Delayer*, il segnale NIM relativo ad un semipiano è stato ritardato di intervalli temporali discreti e, in corrispondenza di ciascuno di essi, sono state contate le coincidenze con il segnale associato all'altro semipiano. La misura è stata fatta per un periodo di 60 s.

Dato che la durata del segnale NIM è di 40 ns, è previsto un andamento a gradino delle coincidenze in funzione del ritardo, dove i conteggi crollano per ritardi maggiori di 40 ns.

Il circuito realizzato per questa fase permette di effettuare contemporaneamente il conteggio delle coincidenze sia per la configurazione in cui il ritardo è applicato al segnale proveniente dal fotomoltiplicatore R00B sia per quella che prevede il ritardo su R10B.

La misura ottenuta è riportata in Fig. 2.4. In modo da ottenere una rappresentazione più efficace, i ritardi associati al segnale da R10B sono stati moltiplicati per -1.



**Figura 2.4:** Il grafico rappresenta le coincidenze di eventi tra due semipiani (R00B e R10B) in funzione del ritardo del segnale proveniente da uno di essi. A sinistra le coincidenze con R10B ritardato e a destra le coincidenze con R00B ritardato.

Coerentemente a quanto previsto, le coincidenze crollano per ritardi maggiori di 40 ns. Tuttavia il grafico non rappresenta un gradino netto e ciò è interpretabile considerando i fenomeni di *time walk* e di *jitter* [3].

Si può osservare una piccola asimmetria fra i due grafici. La spiegazione è da ricondursi al fatto che i muoni attraversano prima il semipiano collegato a R00B rispetto a quello di R10B e pertanto è possibile ritardare maggiormente il segnale proveniente dal primo mantenendo le coincidenze con il semipiano inferiore.

Infine è possibile osservare che per intervalli di ritardo superiori ai 40 ns le coincidenze sono poche; ciò è indice della bassa influenza del rumore sulla misura.

## Capitolo 3

# Misura della vita media del muone

La misura della vita media del muone richiede la presenza di un trigger in grado di selezionare eventi di tipo  $\mu$ -stop, ovvero in cui il muone si ferma nel sottile strato di ferro fra piano 1 e piano 2. Il trigger avvia la misura di tempi attraverso il TDC che funge da cronometro; lo stop è dato dalla rivelazione dell'elettrone dal decadimento.

### 3.1 Calibrazione dei TDC

Il TDC (*Time to Digital Converter*) è un modulo di elettronica CAMAC (*Computer Automated Measurement And Control*) che permette di misurare intervalli temporali. Un segnale di COMMON START fa partire il conteggio mentre lo STOP, che può provenire da 8 ingressi diversi, termina il conteggio. Un opportuno software ha il compito di acquisire ed immagazzinare i dati in formato digitale.

I valori misurati dal TDC sono espressi in unità arbitrarie (a.u.) e la loro conversione in unità temporali (ns) avviene mediante una costante di calibrazione. Il valore di questo parametro è stato misurato, per ciascun canale dei due TDC a disposizione, attraverso la procedura di calibrazione.

Lo schema del circuito realizzato per la fase di calibrazione è illustrato in figura 3.1.

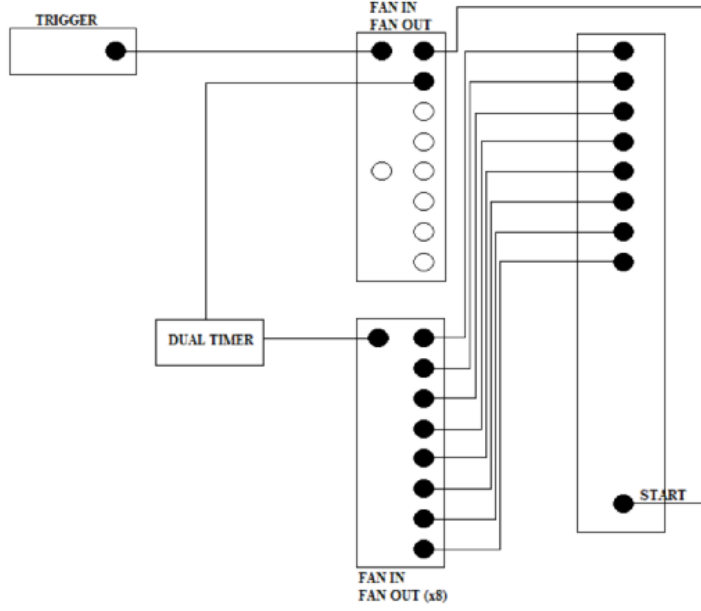
La calibrazione avviene attraverso un confronto degli intervalli di tempo acquisiti dal TDC ed alcuni intervalli di tempo noti in quanto selezionati attraverso l'oscilloscopio.

Il segnale di Trigger è utilizzato come COMMON START, mentre lo STOP è ottenuto ritardando lo stesso Trigger di un tempo noto. Quest'ultima operazione è stata realizzata tramite il modulo Dual Timer, che restituisce un segnale NIM allargato e, nell'uscita END MARKER, un impulso di larghezza di circa 15 ns. L'END MARKER è stato utilizzato come impulso di STOP per i TDC.

La calibrazione è stata realizzata considerando la media di circa 200 eventi per ogni intervallo di tempo impostato. La calibrazione è stata ottenuta attraverso un fit lineare del tipo

$$y = p0 + x \cdot p1$$

dove  $x$  è il tempo in nanosecondi e  $y$  è l'unità arbitraria del TDC.



**Figura 3.1:** Schema del circuito utilizzato per la calibrazione del TDC.

I grafici di tale fit sono riportati in appendice C mentre in tabella 3.1 sono riportate le costanti di calibrazione  $p0$  e  $p1$  per ognuno dei canali utilizzati per la misura della vita media del muone.

Canale TDC1	$p0$ (a.u.)	$p1$ (a.u. $\cdot$ ns $^{-1}$ )	Canale TDC2	$p0$ (a.u.)	$p1$ (a.u. $\cdot$ ns $^{-1}$ )
ch3	$5.1 \pm 0.3$	$0.7507 \pm 0.0001$	ch3	$33.9 \pm 0.4$	$0.8043 \pm 0.0002$
ch4	$5.3 \pm 0.3$	$0.7616 \pm 0.0001$	ch4	$39.3 \pm 0.4$	$0.7947 \pm 0.0001$
ch5	$6.7 \pm 0.3$	$0.742 \pm 0.0001$	ch5	$10.6 \pm 0.4$	$0.7869 \pm 0.0001$
ch6	$6.8 \pm 0.2$	$0.7223 \pm 0.0001$	ch6	$25.3 \pm 0.3$	$0.7892 \pm 0.0001$

**Tabella 3.1:** Costanti di calibrazione per i canali utilizzati dei TDC.

La calibrazione ha inoltre permesso di selezionare i canali migliori dei TDC utilizzati successivamente per la misura. Tali canali sono riportati in tabella 3.2.

Segnale	Canale TDC1	Canale TDC2
piano 0	ch3	ch3
piano 1	ch4	ch4
piano 2	ch5	ch5
Fake Stop	ch6	ch6

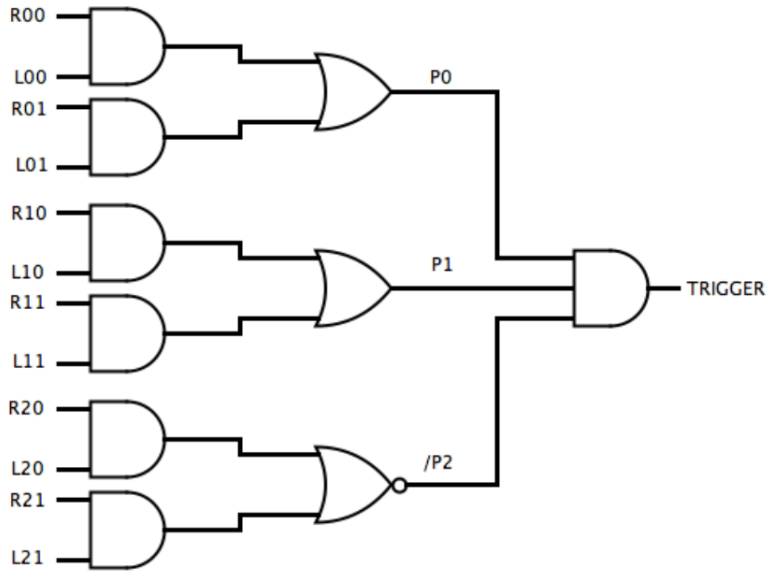
**Tabella 3.2:** Canali TDC usati per la calibrazione.

## 3.2 IL TRIGGER

Al fine di selezionare eventi interessanti, costituiti da un muone che si ferma nella lastra di ferro sottile ( $\mu$ -stop) e qui vi decade, è stato realizzato il circuito di TRIGGER.

Il TRIGGER deve quindi selezionare i muoni<sup>1</sup> che riescono ad attraversare il piano 0 e il piano 1 ma non il piano 2, poichè si sono fermati nella lastra di ferro sottile; ciò avviene richiedendo la coincidenza dei segnali digitali.

La realizzazione logica del circuito è raffigurata in Fig. 3.2. La determinazione di un segnale da un piano è realizzata attraverso un AND tra le sezioni right e left dei semipiani e un OR fra i semipiani anteriori e posteriori.



**Figura 3.2:** Schema logico del circuito di TRIGGER.

<sup>1</sup>Le particelle che attraversano l'apparato sono per lo più muoni, inoltre il blocco di ferro ne aumenta il livello di confidenza.

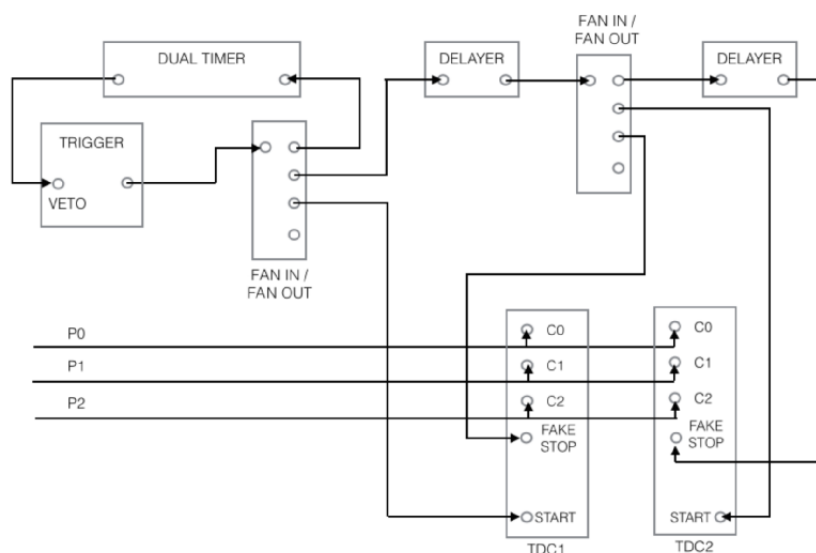


### 3.3 Circuito di acquisizione

Una volta selezionati gli eventi di  $\mu$ -stop, è necessario misurare l'intervallo di tempo trascorso fino all'arrivo del segnale generato dall'elettrode, prodotto dal decadimento del  $\mu$ .

Considerato che il tempo di vita media del muone è circa  $2.2 \mu\text{s}$  [1] è necessario che il circuito di acquisizione sia in grado di misurare intervalli temporali dell'ordine della decina di  $\mu\text{s}$ . A tal fine sono stati utilizzati due moduli CAMAC TDC (TDC1 e TDC2) con fondoscala di  $5 \mu\text{s}$  ciascuno.

In Fig. 3.3 è riportato lo schema del circuito di acquisizione. Il trigger funge da START per il TDC1 e, dopo essere stato ritardato di  $4.5 \mu\text{s}$  funge sia da FAKE STOP per il TDC1 che da START per il TDC2. Il Fake Stop è un canale di ingresso del TDC, la cui funzione è quella di generare una segnale Look At Me (LAM) che abilita l'acquisizione dei valori su tutti i canali.



**Figura 3.3:** Schema del circuito di acquisizione.

Il TDC impiega diverso tempo nella conversione del dato temporale, pertanto è necessario bloccare l'acquisizione di ulteriori eventi di  $\mu$ -stop attraverso l'applicazione del veto sul trigger. Tale veto è dato dal trigger stesso ritardato di circa  $100 \mu\text{s}$ .

I segnali provenienti dai tre piani sono mandati nei canali di ingresso di entrambi i moduli di TDC.

### 3.4 Analisi dati

L'acquisizione dati è stata svolta fra giovedì 19/05/2016 ed il lunedì 23/05/2016 acquisendo un totale di 1025891 eventi. Per effettuare l'analisi dati è stato utilizzato il software ROOT e il pacchetto ROOFIT. Dalla distribuzione degli eventi in funzione del tempo è stato inferito il valore della vita media del muone.

La funzione usata come modello per la stima dei parametri, considera una legge esponenziale per il decadimento del muone e un fondo costante:

$$f(t; \tau_\mu, N_{sig}, N_{bkg}) = N_{sig} \cdot \exp(-t/\tau_\mu) + N_{bkg} \quad (3.1)$$

Il fit è stato eseguito con il metodo *Extended Maximum Likelihood* su dati *unbinned*.

Per avere un miglior potere di reizione del fondo, sono stati applicati alternativamente i seguenti tagli:

- a) eventi provenienti dal piano 1, in coincidenza<sup>2</sup> con il piano 0 ed escludendo le coincidenze con il piano 2;
- b) eventi provenienti dal piano 2, escludendo le coincidenze con i piani 0 o 1;
- c) unione dei campioni indipendenti di dati ottenuti ai punti precedenti.

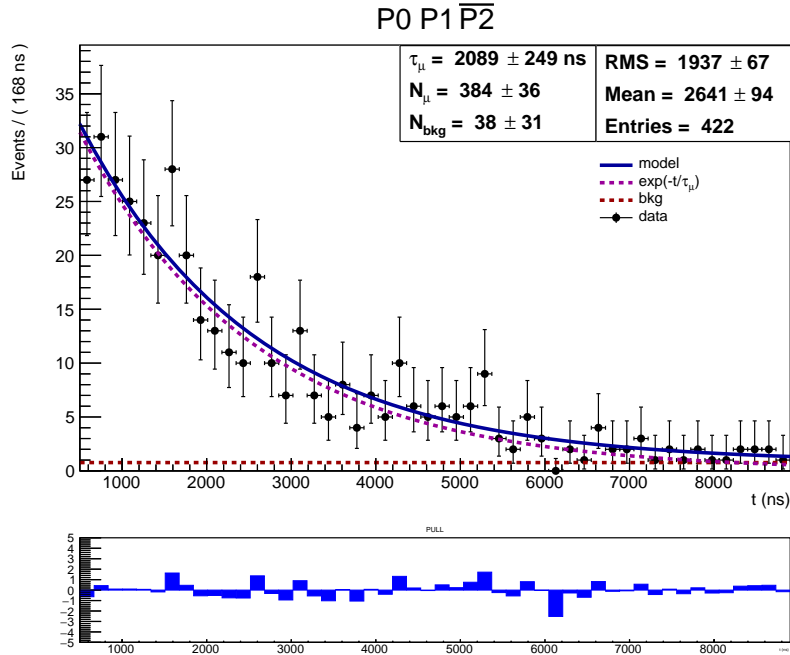
In tutti e tre i casi sono stati esclusi dal range di fit gli eventi rivelati a meno di  $0.5 \mu\text{s}$  dallo START del trigger; il motivo è escludere la grande componente di fondo presente a piccoli tempi. I risultati dei fit, sovrainposti ai dati, sono mostrati nelle Fig. 3.4, 3.5 e 3.6. La tabella 3.3 contiene un riassunto dei valori trovati per la vita media del muone ( $\tau_\mu$ ). Assumiamo come stima finale il valore ottenuto nel caso (c).

taglio	$\tau_\mu$ ( $\mu\text{s}$ )	err. rel.
a	$2.10 \pm 0.25$	12%
b	$2.11 \pm 0.23$	11%
c	$2.11 \pm 0.18$	9%

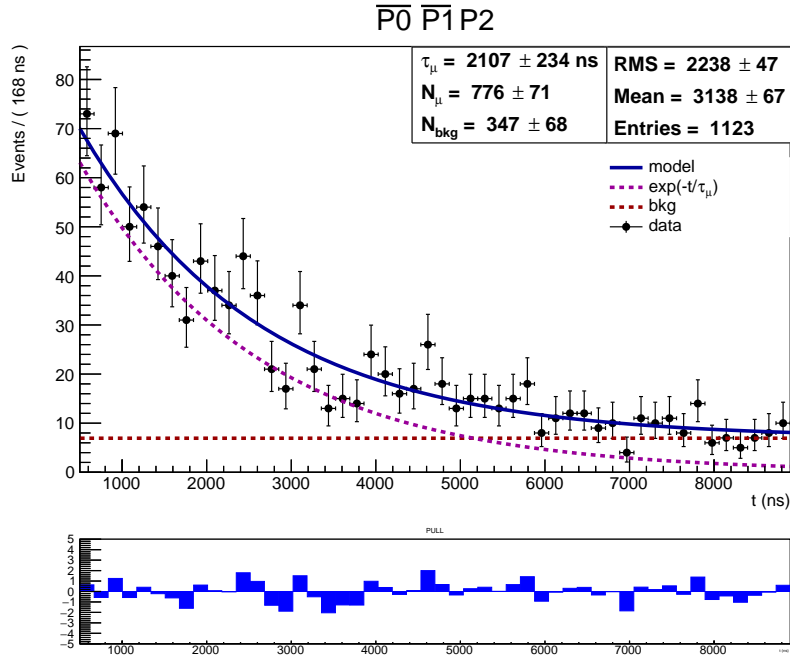
**Tabella 3.3:** risultati dei fit.

---

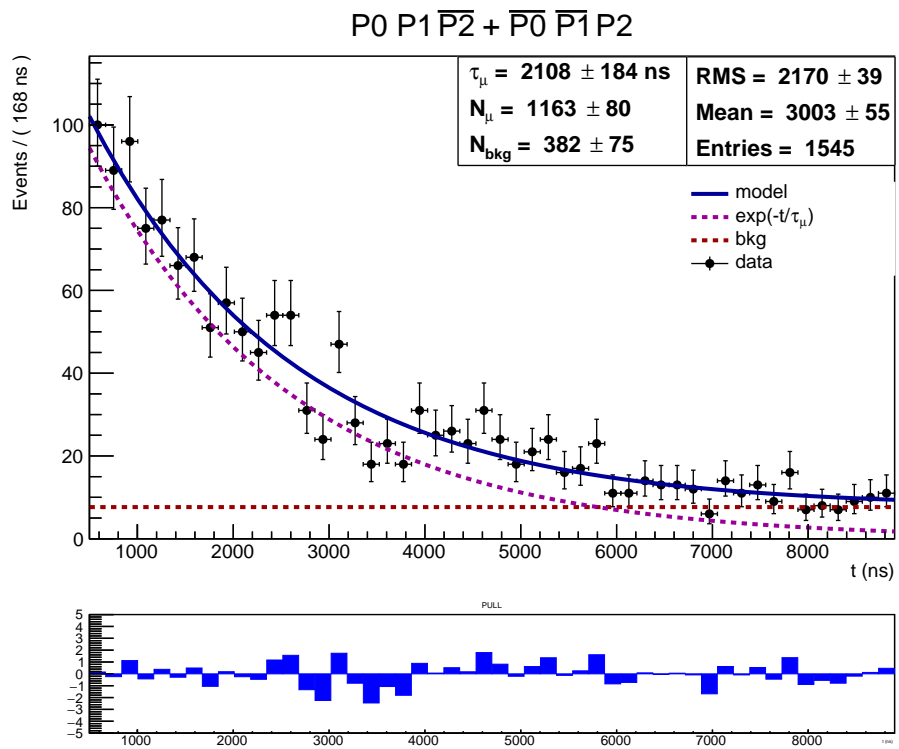
<sup>2</sup>Qui e nel seguito, sono stati considerati in coincidenza quei segnali provenienti da piani diversi e separati da uno scarto temporale minore di 50 ns.



**Figura 3.4:** Taglio (a). Il risultato del fit, assieme alle componenti di segnale e fondo è sovrapposto ai dati. Il seguente valore ottenuto con un test di  $\chi^2$  testimonia la bontà del fit:  $\chi^2/ndf = 0.45$ ,  $ndf = 47$ .



**Figura 3.5:** Taglio (b). Il risultato del fit, assieme alle componenti di segnale e fondo è sovrapposto ai dati. Il seguente valore ottenuto con un test di  $\chi^2$  testimonia la bontà del fit:  $\chi^2/ndf = 0.92$ ,  $ndf = 47$ .



**Figura 3.6:** Taglio (c). Il risultato del fit, assieme alle componenti di segnale e fondo è sovrainposto ai dati. Il seguente valore ottenuto con un test di  $\chi^2$  testimonia la bontà del fit:  $\chi^2/ndf = 0.99$ ,  $ndf = 47$ .

### 3.4.1 Cattura dei muoni negativi

Tentiamo ora di stimare un effetto implicitamente trascurato nelle sezioni precedenti, ovvero che la vita media dei muoni negativi nella materia differisce dallo stesso valore misurato nel vuoto. Ciò è dovuto all'interazione elettromagnetica tra i  $\mu^-$  e i nuclei atomici.

L'effetto risulterà altresì importante per gli eventi registrati nell'intervallo temporale  $t < 500$  ns, escluso dalle analisi precedenti.

**Cattura dei  $\mu^-$  nella materia.** Nel vuoto non sono mai state riscontrate differenze sostanziali tra la vita media dei muoni positivi e negativi<sup>3</sup>, in accordo con la simmetria indotta dal teorema CPT. Quando un muone con carica negativa si arresta all'interno di un materiale, esso viene attratto dal nucleo di un atomo, e rapidamente ne viene catturato con formazione del cosiddetto *atomo muonico*. Successivamente, la particella scenderà attraverso i vari livelli energetici fino a giungere al livello ad energia minima (1S). L'energia emessa durante questo processo porterà dapprima all'emissione di elettroni per *effetto Auger*, e successivamente tramite emissione di raggi X. Nel caso del ferro la cattura avviene in un tempo medio pari a [6]:

$$\tau_{Fe} = 0.20 \mu s. \quad (3.2)$$

e solo una piccola parte (10%) riesce a decadere prima.

Questo fenomeno va preso in considerazione in quanto un elettrone emesso per effetto Auger può essere confuso con uno proveniente dal decadimento, mostrando così una differente vita media per i  $\mu^-$  nel ferro. L'apparato a nostra disposizione, seppure non possa fornirci direttamente alcuna informazione sulla carica dei muoni che lo attraversano, è quindi in grado di dare una stima di questo effetto.

**Misura e risultati.** In fase di analisi dati, possiamo comunque tenere conto del diverso contributo dei  $\mu^-$ , inserendo nel modello per la stima dei parametri un'ulteriore termine esponenziale:

$$f(t) = N_\mu \exp(-t/\tau_\mu) + N_{bkg} + N_A \exp(-t/\tau_A) \quad (3.3)$$

dove  $\tau_A = (1/\tau_\mu + 1/\tau'_A)^{-1}$  e  $\tau'_A$  indica il tempo di cattura dei muoni.

Sugli eventi utilizzati in questa analisi sono state imposte le stesse condizioni introdotte al punto (c) del paragrafo precedente e che hanno portato alla miglior stima di  $\tau_\mu$ . La figura 3.7 riporta i dati e i risultati del fit, eseguiti in (a) fissando  $\tau_\mu$  al valore standard fornito in [1] e in (b) lasciando liberi tutti i parametri<sup>4</sup>. I valori del tempo medio di cattura dei  $\mu^-$ :

$$\begin{array}{ll} (a) & \tau_A = 150 \pm 60 \text{ ns}, & \tau'_A = 160 \pm 60 \text{ ns} \\ (b) & \tau_A = 140 \pm 60 \text{ ns}, & \tau'_A = 150 \pm 80 \text{ ns} \end{array}$$

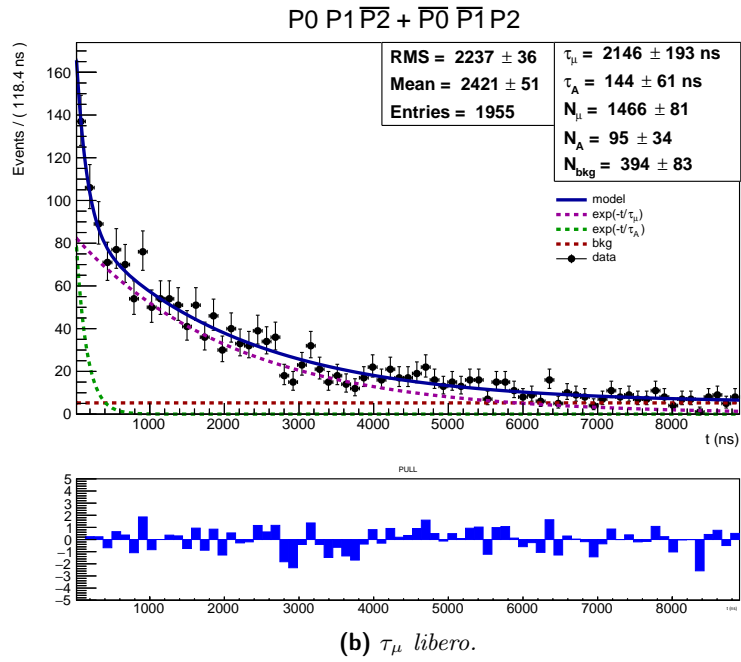
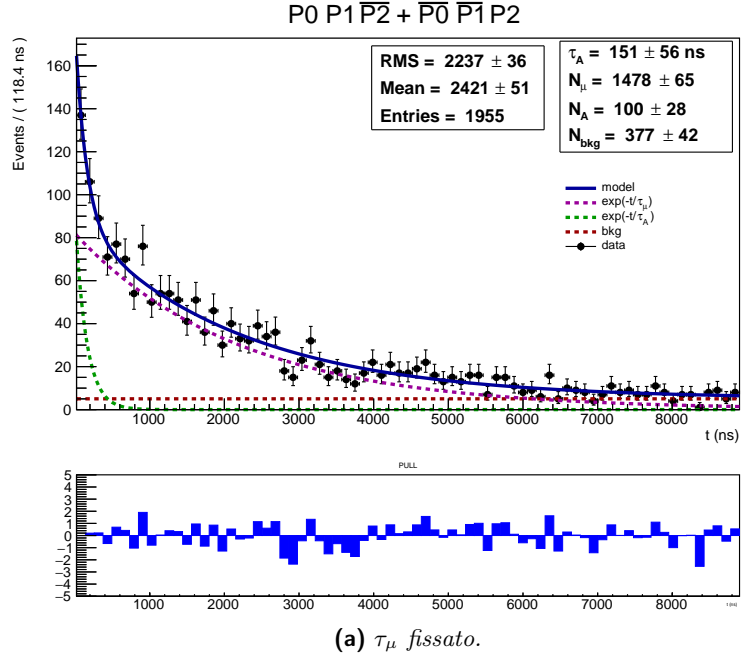
<sup>3</sup>Il rapporto tra le due vite medie secondo quanto riportato nel Particle Data Group [1] vale  $\tau^+/\tau^- = 1.000024 \pm 0.000078$ .

<sup>4</sup>Ancora una volta i parametri sono stati stimati attraverso il metodo detto *Extended Maximum Likelihood* su dati *unbinned*.

sono consistenti con quanto atteso in (3.2), all'interno delle incertezze sperimentali. Anche il valore della vita media dei muoni liberi, stimato nel secondo caso:

$$\tau_\mu = 2.1 \pm 0.2 \, \mu s \tag{3.4}$$

è consistente con quanto atteso e sostanzialmente analogo a quanto trovato precedentemente. Poiché l'errore relativo su  $\tau_A$  resta comunque piuttosto alto ( $\approx 40\%$ ), non includeremo questi risultati nelle conclusioni, attribuendo a quest'ultimo studio lo scopo di giustificare, almeno parzialmente, la decisione escludere gli eventi appartenenti a  $t < 500$  ns dall'analisi precedente.



**Figura 3.7:** Analisi della cattura dei  $\mu^-$ . I risultati del fit sono sovrainposti ai dati. In entrambi i casi il seguente valore ottenuto con un test di  $\chi^2$  testimonia la bontà del fit:  $\chi^2/ndf = 0.90$ ,  $ndf = 145$ .

## Capitolo 4

# Conclusioni

L'esperienza sulla misura della vita media del muone è composta da una fase preliminare di calibrazione dell'apparato sperimentale e dalla successiva parte di acquisizione ed analisi dati. Con la prima fase è stato possibile configurare l'apparato in modo da poter selezionare i muoni dal fondo di raggi cosmici e, attraverso il circuito TRIGGER, determinare gli eventi di  $\mu$ -stop. Sono state individuate le tensioni di discriminazione e sono stati valutati i ritardi sui segnali. Infine sono stati calibrati i TDC.

La seconda fase è stata dedicata alla raccolta dei dati e alla loro successiva analisi. Quest'ultima fase è stata effettuata determinando i tagli da applicare agli eventi raccolti negli istogrammi. Tutti i risultati dell'analisi sono compatibili entro gli errori sperimentali con il valore riportato in letteratura [1]:

$$\tau_{mu}^{att} = 2.197034 \pm 0.000021 \mu s$$

Il risultato finale ottenuto:

$$\tau_{\mu} = 2.11 \pm 0.18 \mu s.$$

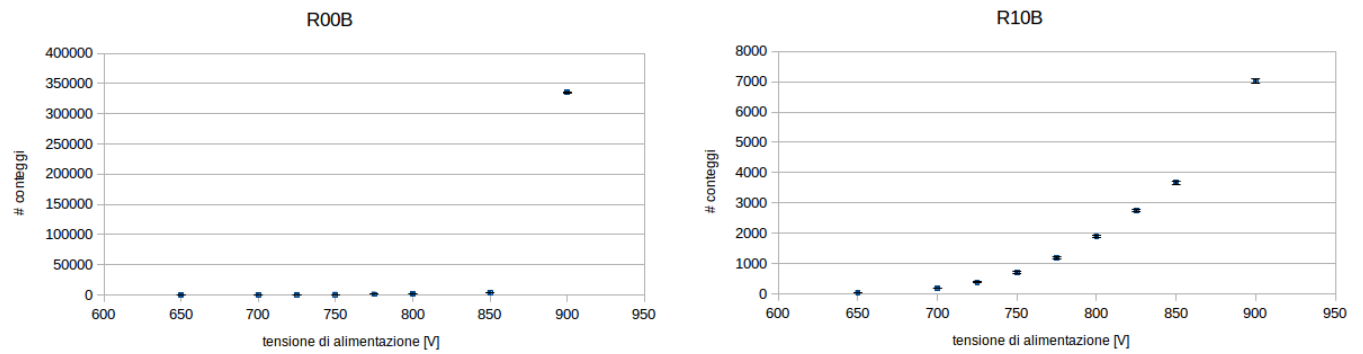
è consistente con quello atteso entro  $0.5 \sigma$ .



## Appendice A

### Curve di lavoro

Di seguito sono riportati i singoli conteggi per i fotomoltiplicatori R10B e R00B durante la fase di calibrazione della tensione di alimentazione dei fotomoltiplicatori.

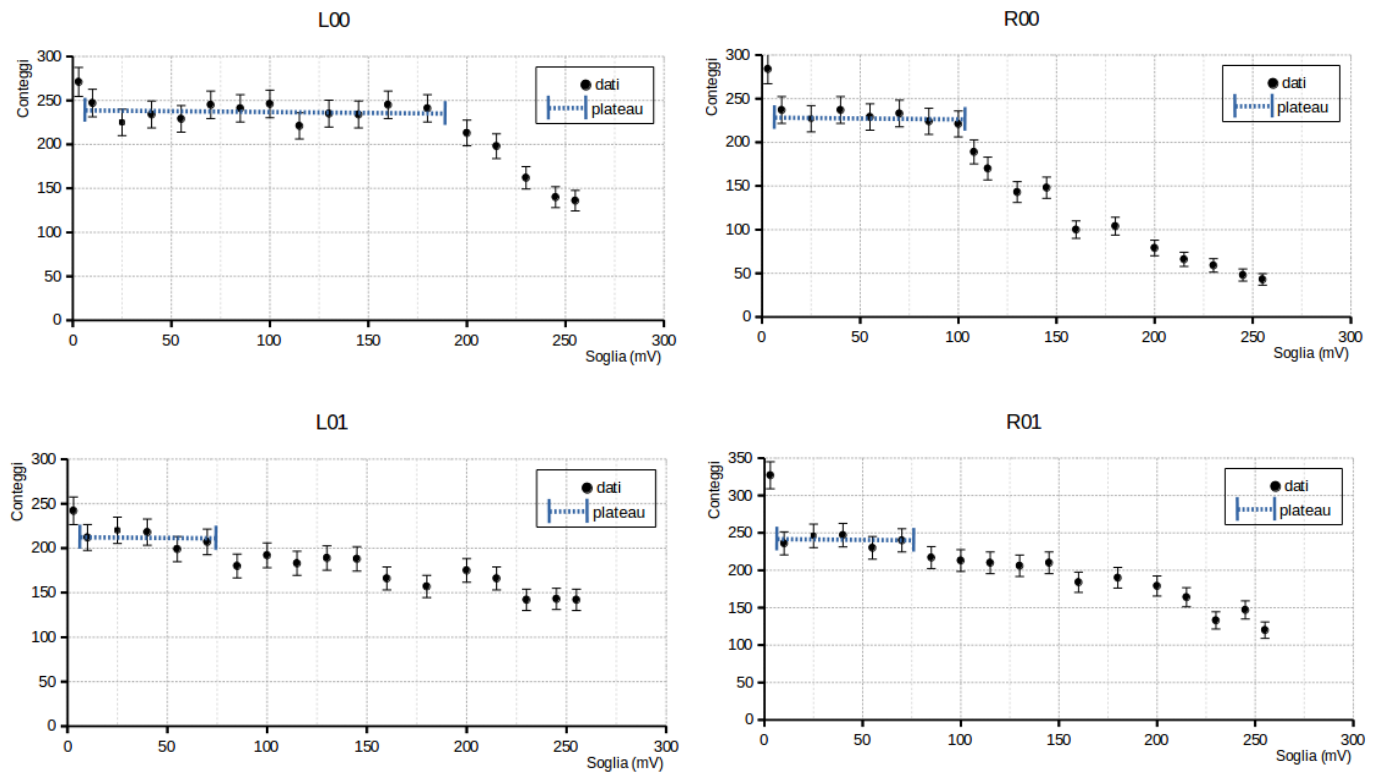


**Figura A.1:** Conteggi sui singoli fotomoltiplicatori R00B (sinistra) e R10B (destra).

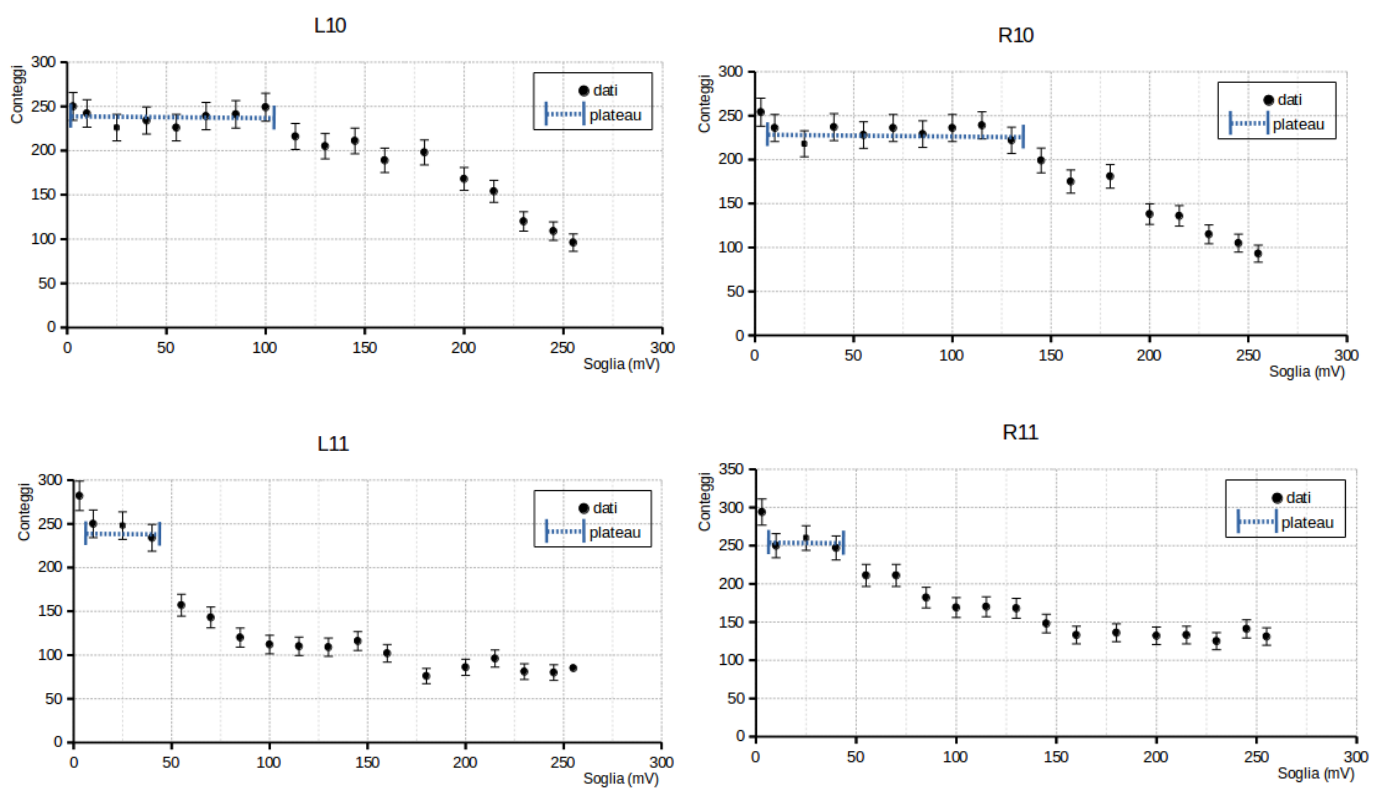
## Appendice B

### Tensione di discriminazione

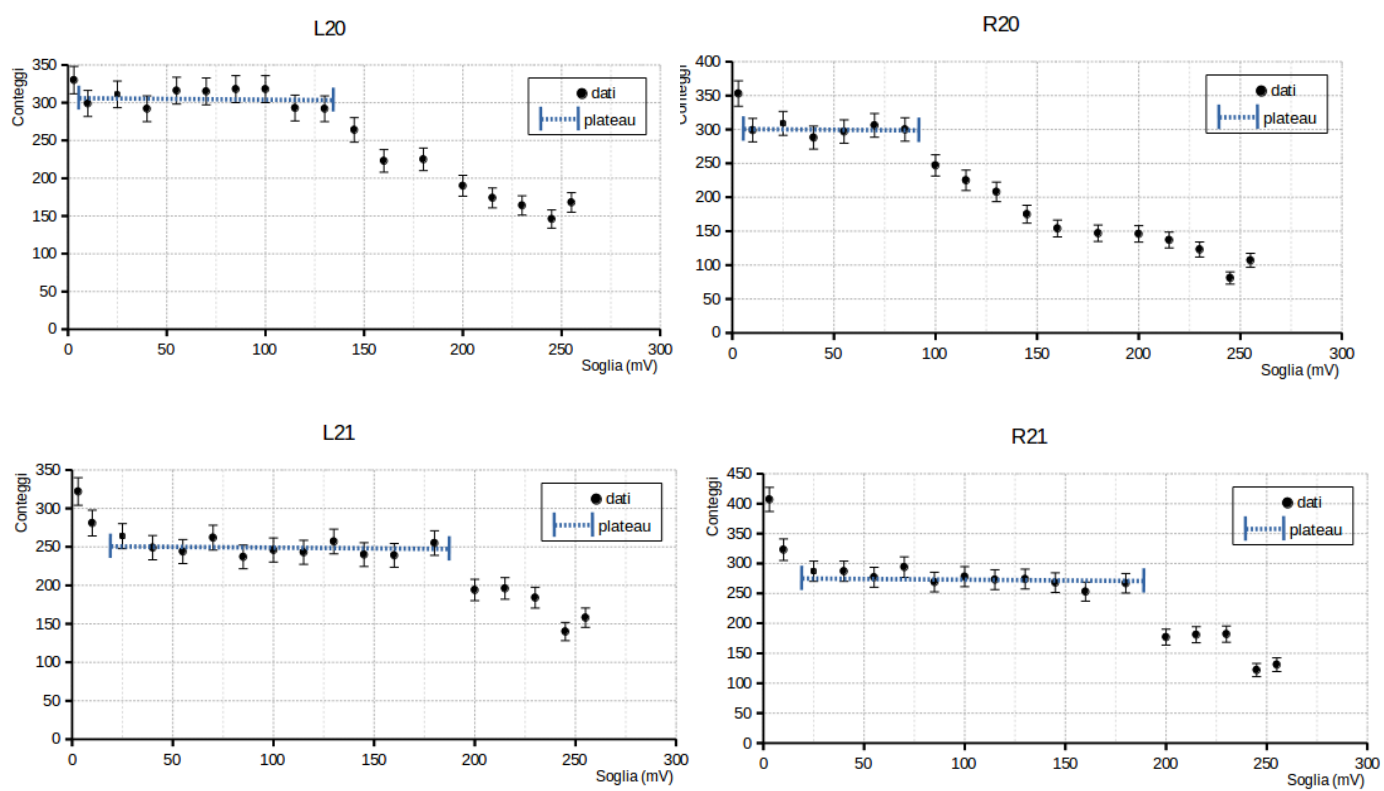
I grafici seguenti mostrano gli studi eseguiti per determinare la tensione di discriminazione ottimale per ogni fotomoltiplicatore.



**Figura B.1:** Curve di discriminazione per il piano 0 considerando le coincidenze con il piano 1.



**Figura B.2:** Curve di discriminazione per il piano 1 considerando le coincidenze con il piano 0.

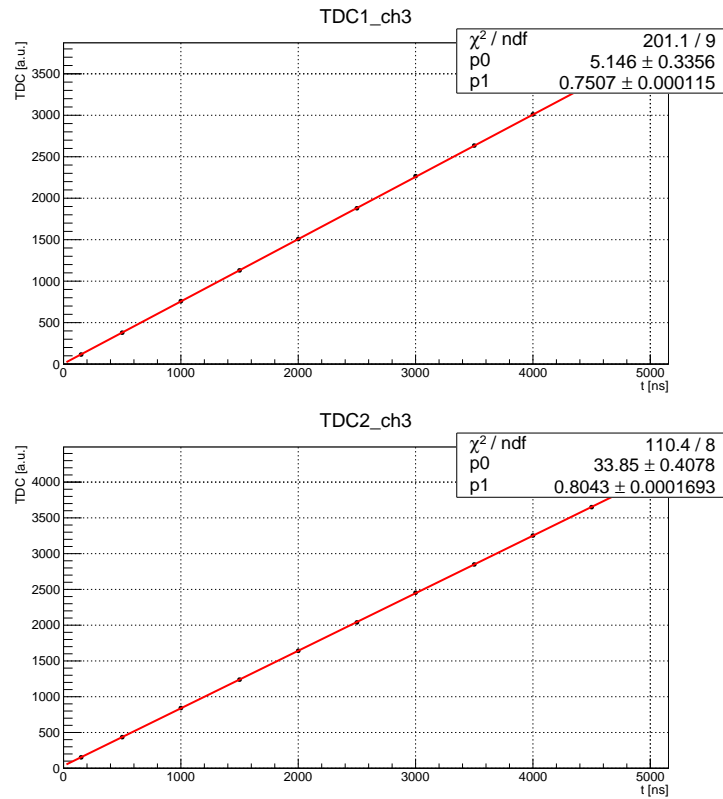


**Figura B.3:** Curve di discriminazione per il piano 2 considerando le coincidenze con il piano 1.

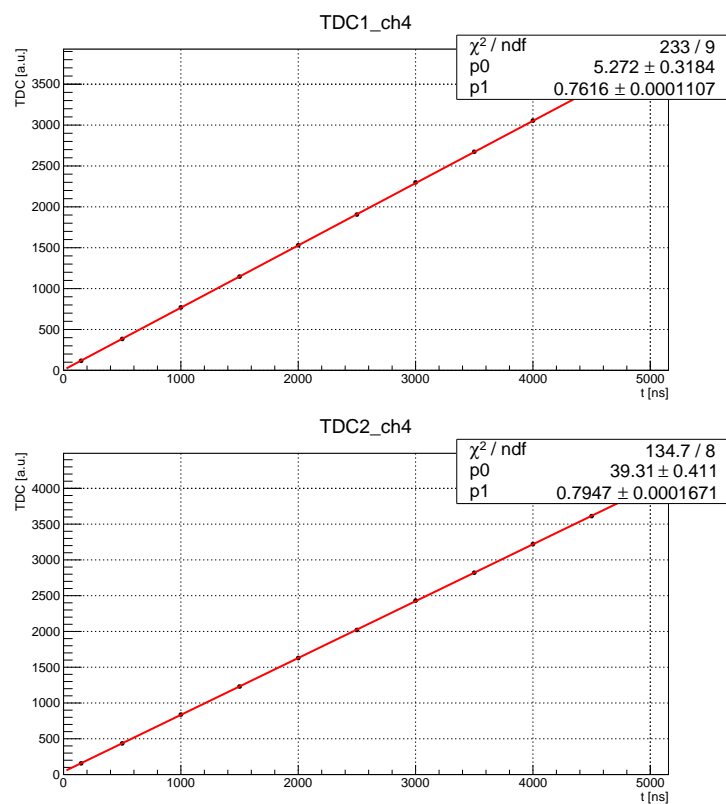
## Appendice C

# Calibrazione dei TDC

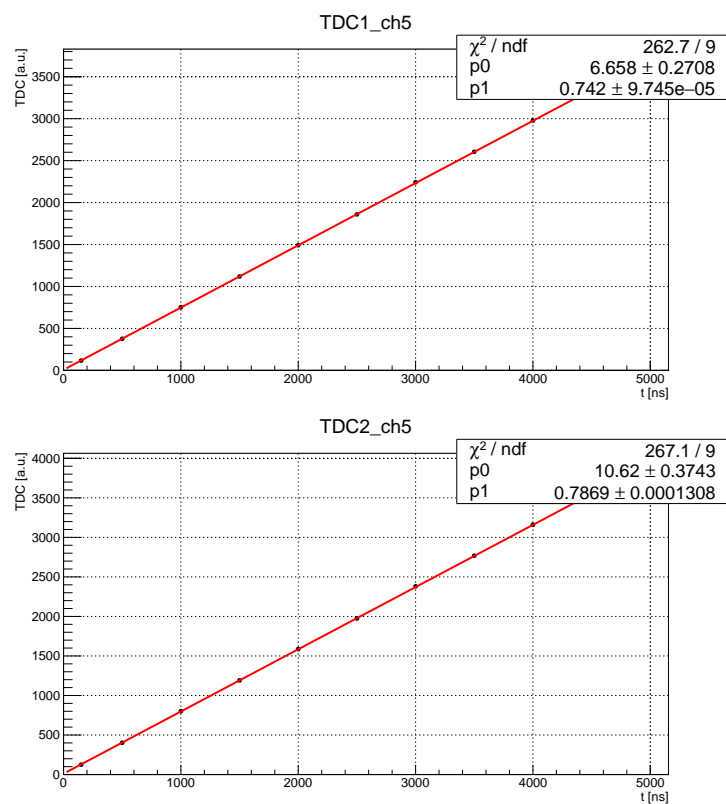
Di seguito sono riportate le rette di calibrazione del Time to Digital Converter.



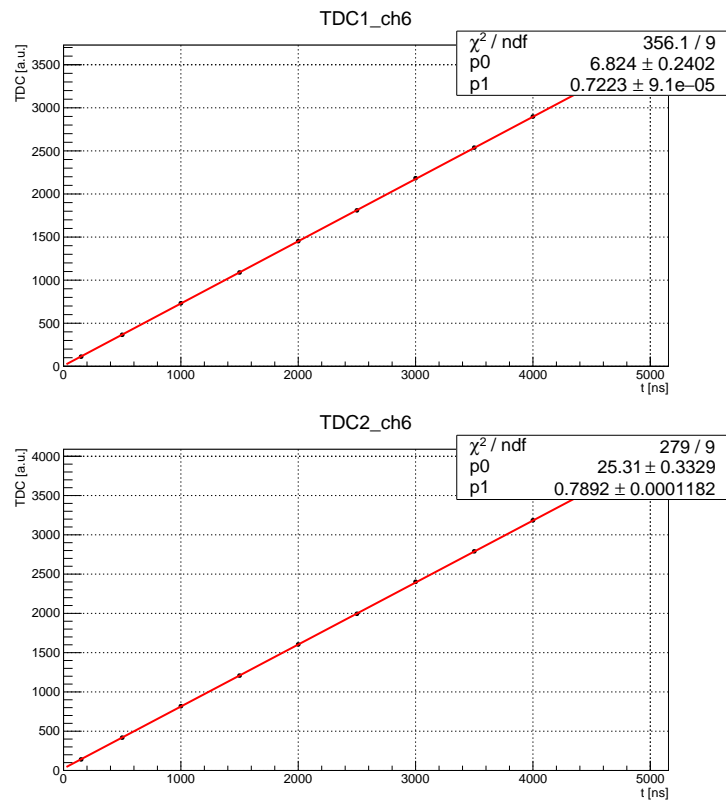
**Figura C.1:** Calibrazione del canale 3 dei due TDC. Tale canale è collegato agli scintillatori del piano 0.



**Figura C.2:** Calibrazione del canale 4 dei due TDC. Tale canale è collegato agli scintillatori del piano 1.



**Figura C.3:** Calibrazione del canale 5 dei due TDC. Tale canale è collegato agli scintillatori del piano 2.



**Figura C.4:** Calibrazione del canale 6 dei due TDC. Tale canale rappresenta il Fake Stop.



## Appendice D

# Misura della carica raccolta dai fotomoltiplicatori

L'apparato di rivelazione utilizzato consiste di scintillatori plastici *sottili*. Attendiamo che l'energia persa dalle particelle che attraversano tale apparato segua una distribuzione di Landau. Mentre per assorbitori relativamente *spessi* è comune osservare una distribuzione dell'energia trasferita essenzialmente gaussiana, nel caso di assorbitori sottili il valor medio della distribuzione è più grande del valore più probabile<sup>1</sup>. Qualitativamente possiamo spiegare questo scostamento osservando che: al diminuire dello spessore di materiale bersaglio, calando il numero medio di urti, cresce la frequenza di eventi con grande trasferimento di energia della particella in una singola collisione. Tali eventi (*knock on collisions*) sono rari ma sufficienti ad originare la coda asimmetrica tipica della distribuzione di Landau.

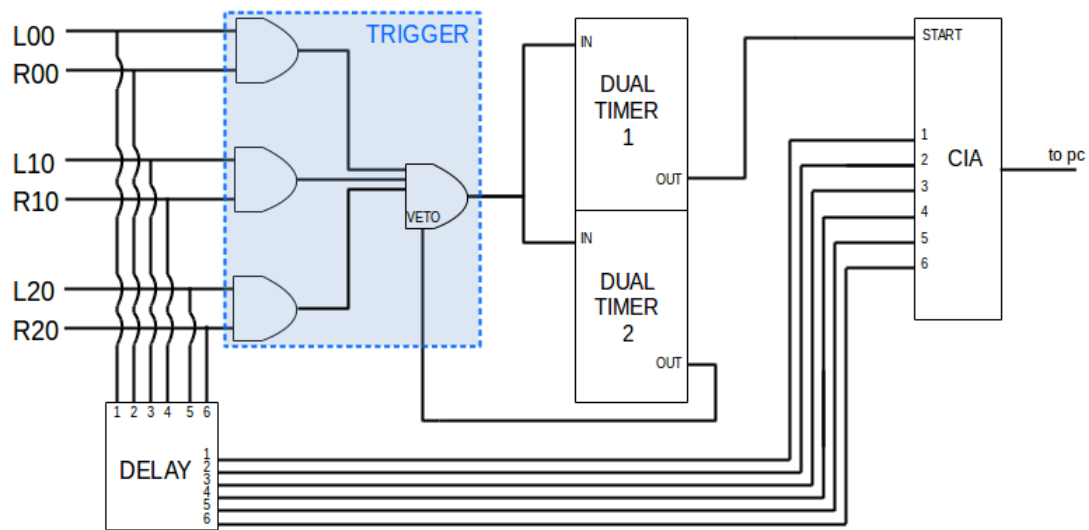
Per grandi spessori, viceversa, l'alto numero medio di urti permette di introdurre l'approssimazione dovuta al *Teorema del Limite Centrale*<sup>2</sup>. In altri termini, eventi a grande trasferimento di energia sono sempre presenti ma statisticamente sommersi dagli altri.

Come test del corretto funzionamento del nostro apparato, abbiamo verificato la forma della distribuzione dell'energia rilasciata dalle particelle incidenti, tramite la misura della carica elettrica raccolta dai fotomoltiplicatori ad ogni evento. Ciò è possibile in quanto l'energia rilasciata è in prima approssimazione proporzionale al numero di fotoni prodotti nello scintillatore. Questo numero è a sua volta proporzionale alla carica raccolta alla fine della catena di amplificazione dei fotomoltiplicatori, ottenuta integrando il segnale analogico da esso proveniente.

---

<sup>1</sup>Con valor medio intendiamo qui la media aritmetica del campione osservato. Data la definizione di distribuzione di Landau, è noto infatti, che tutti i momenti di ordine maggiore o uguale ad 1 divergono. A rigore non è dunque corretto parlare di valore di aspettazione e varianza per questa distribuzione. Il paradosso rispetto alle osservazioni è risolto ricordando che, il percorso teorico che porta alla definizione della distribuzione di Landau non è esatto, ma ricorre ad approssimazioni [4]. Tali approssimazioni portano al disaccordo con la fisica per grandi valori di energia trasmessa. Questo fatto, pur causando matematicamente la divergenza dei momenti, concretamente non introduce errori in campo fisico, poiché le discrepanze sono confinate nelle regioni di coda della distribuzione, dove è molto improbabile osservare eventi [5].

<sup>2</sup>Formalmente non è corretto invocare il *Teorema del Limite Centrale* per variabili random distribuite con densità di probabilità a *varianza infinita*, come la Landau. Lo stesso argomento introdotto alla nota precedente spiega perché sia possibile farlo ora.



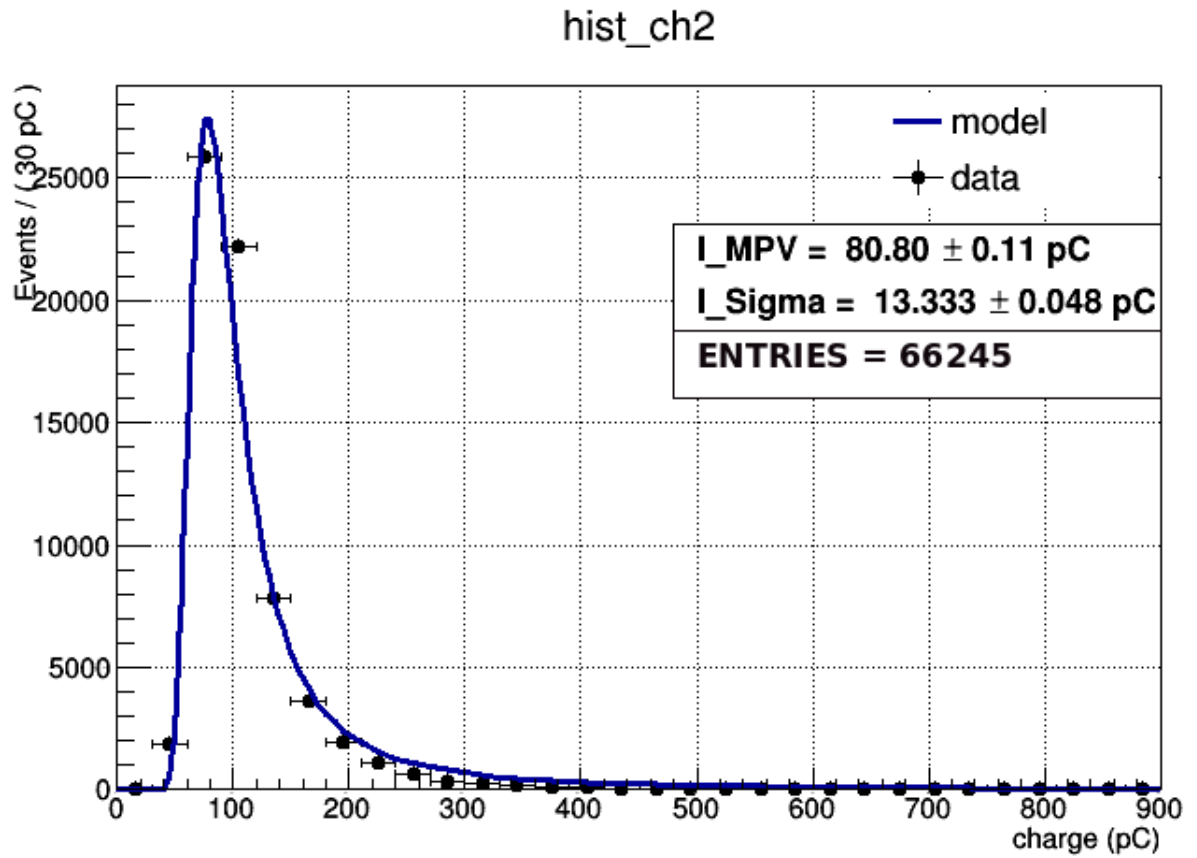
**Figura D.1:** schema circuitale utilizzato per la misura della carica raccolta dai fotomoltiplicatori.

Lo schema circuitale utilizzato per eseguire la suddetta misura di carica elettrica è mostrato in Fig. D.1.

I segnali considerati provengono dai tre scintillatori dei semipiani anteriori (0) mentre il TRIGGER utilizzato richiede la coincidenza temporale su tutti e tre gli scintillatori ( $\mu$ -passante). La carica è misurata attraverso il modulo CAMAC CIA (*Charge Integrating ADC*), il quale integra il segnale analogico in ingresso per un certo intervallo di tempo definito dalla lunghezza del segnale digitale sul GATE del modulo. Il segnale di TRIGGER va in ingresso a due DUAL TIMER: la prima allunga fino a 600 ns il segnale NIM trasformandolo in segnale di GATE per la CIA mentre la seconda allunga fino a 1 s il segnale di TRIGGER e lo rimanda al VETO dell'AND-logico in cui era stato definito. Quest'ultima condizione è necessaria per consentire al modulo CIA di processare l'evento presente senza sovrapposizioni con un possibile evento immediatamente successivo. Infine, occorre introdurre blocco di DELAY per ritardare i segnali in ingresso con lo scopo di compensare il ritardo introdotto dall'elettronica.

Avendo a disposizione un dispositivo di tipo CAMAC abbiamo potuto registrare i valori raccolti tramite un programma di acquisizione LabVIEW.

L'andamento ottenuto dalla carica raccolta corrisponde a quello atteso. A titolo di esempio, in Fig. D.2 sono mostrati i dati raccolti per il canale 2 del CIA.



**Figura D.2:** Distribuzione di carica raccolta da L01. Il risultato a 12-bits del CIA è stato convertito in pC tramite l'espressione:  $q[\text{pC}] = q[12\text{-bit}] \frac{900}{4096}$ . Dove 900 è il fondoscala del CIA fornito dal costruttore in pC.

## Appendice E

# Strumentazione

- Discriminatore (NIM): CAEN mod. N840  
8 channel leading edge discriminator  
pulse width: 40 ns;
- TDC (*Time to Digital Converter*): CAEN mod. C414;
- 3-fold logic unit: CAEN mod. N405  
3-fold logic unit/majority with VETO;
- Dual Timer: CAEN mod. N93B;
- Alimentatore: CAEN mod. N470  
4 channel programmable H.V. power supply;
- FAN-IN/FAN-OUT: Quad linear mod. N625;
- FAN-IN/FAN-OUT: 4-8 logic mod. N454;
- ADC (*Analog to Digital Converter*) (CIA): mod. C205  
32 channel charge-integrating ADC conversion time: 2.5  $\mu$ s per ogni canale di ingresso valido;
- Oscilloscopio: TEXTRONIX TDS3014B  
Four channel color digital phosphor oscilloscope (100 MHz, 125 GS/s).

# Bibliografia

- [1] K. A. Olive et al. (*Particle Data Group*), Chin. Phys, **C38**, 090001 (2014)(URL: <http://pdg.lgl.gov>).
- [2] Braibant et al. (*Particelle e Interazioni Fondamentali*), Springer, 2012.
- [3] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, 1987
- [4] L. Landau: J. Phys. (USSR) **8**, 201 (1944) .
- [5] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*, par. 2.9, Oxford, Oxford University Press, 1998.
- [6] T. Suzuki and D.F. Measday, *Total nuclear capture rates for negative muons*, Physical Review **C**, volume 35, numero 6, 1987.