

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI  
BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Studio della risposta temporale di  
fotorivelatori con diversi  
accoppiamenti a scintillatori e diversa  
elettronica di *front end* e di *read out*

Relatore:

Chiar.mo Prof.  
Maurizio Basile

Presentata da:

Francesca Carnesecchi

Correlatore:

Dott. Rosario Nania  
Prof.ssa Gilda Scioli

Sessione II  
Anno Accademico 2013/2014

## Abstract

Lo scopo di questa tesi è lo studio, mediante misure sperimentali con un telescopio per raggi cosmici, della risposta temporale di rivelatori a scintillazione accoppiati a diversi tipi di fotorivelatori. In particolare sono stati studiati due tipi di fotorivelatori: i fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) ed i rivelatori *MicroChannel Plate* (MCP); entrambi i sensori presentano ottime caratteristiche per ciò che concerne la risposta temporale.

Per una migliore caratterizzazione dei fotorivelatori e per una maggiore completezza dello studio sono stati analizzati anche diversi modelli di accoppiamento tra gli scintillatori ed i sensori, sia a diretto contatto che tramite fibre ottiche. Per cercare di sfruttare al meglio le eccellenti proprietà temporali, sono state utilizzate anche diverse schede di *front end* veloce e diversa elettronica di *read out*.

In particolare in questa tesi, per la prima volta, è stata usata, per lo studio di questi nuovi fotorivelatori, l'elettronica di *front end* e *read out* realizzata per il rivelatore TOF dell'esperimento ALICE a LHC.

I risultati di questa tesi rappresentano un punto di partenza per la realizzazione di rivelatori con ottima risoluzione temporale in esperimenti di fisica nucleare ed subnucleare (definizione del trigger, misure di tempo di volo, calorimetria). Altre interessanti applicazioni sono possibili in ambito medico, in particolare strumenti di diagnostica avanzata quali ad esempio la PET.



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
<b>1 Rivelatori di particelle</b>	<b>7</b>
1.1 Rivelatore a scintillazione . . . . .	7
1.1.1 Fibre WLS . . . . .	11
1.2 I fotorivelatori . . . . .	13
1.2.1 PM . . . . .	13
1.2.2 MCP . . . . .	15
1.2.3 SiPM . . . . .	16
<b>2 Rivelatori usati e misure preliminari</b>	<b>25</b>
2.1 Caratteristiche dei rivelatori usati . . . . .	25
2.2 Misure preliminari . . . . .	31
2.2.1 Risoluzione temporale dei fotorivelatori illuminati da un laser. . . . .	31
2.2.2 Misura del numero di fotoni incidenti sul SiPM . . . . .	34
<b>3 Il telescopio per raggi cosmici</b>	<b>37</b>
3.1 Descrizione telescopio . . . . .	37
3.2 Elettronica . . . . .	43
3.2.1 Elettronica di <i>front end</i> . . . . .	43
3.2.2 Elettronica di <i>read out</i> . . . . .	48
3.2.3 Sistema di acquisizione . . . . .	50

<b>4</b>	<b>Analisi dati</b>	<b>53</b>
4.1	Analisi dati per il fotorivelatore SiPM . . . . .	53
4.2	Analisi dati per il fotorivelatore MCP . . . . .	63
4.3	Analisi dati per la configurazione con due SiPM a contatto con uno stesso scintillatore . . . . .	63
<b>5</b>	<b>Risultati</b>	<b>71</b>
5.1	MCP . . . . .	71
5.2	SiPM 100P . . . . .	71
5.3	SiPM 50P . . . . .	72
<b>6</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>75</b>
<b>A</b>	<b>Strumentazione</b>	<b>77</b>
<b>B</b>	<b>Formula di Bethe-Block</b>	<b>79</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>81</b>

# Introduzione

Lo sviluppo di dispositivi per la rivelazione di fotoni, che si differenziassero dai fotomoltiplicatori standard, ha avuto nel corso degli ultimi anni un forte impulso. Dispositivi come i *Micro Channel Plates* (MCP) o i fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM) rappresentano due degli esempi principali. Ultimamente tali dispositivi hanno raggiunto prestazioni che li rendono competitivi se non preferibili a fotorivelatori di tipo standard.

Il miglioramento delle prestazioni di tali dispositivi in termini di risoluzione temporale rendono questi ottimi candidati per la realizzazione di esperimenti della fisica nucleare e subnucleare. Altre importanti ed interessanti applicazioni sono possibili ad esempio in ambito medico, in particolare negli strumenti di diagnostica avanzata quali ad esempio la PET.

Lo scopo di questa tesi è stato lo studio, mediante misure sperimentali, della risposta temporale di tali nuovi tipi di fotorivelatori accoppiati a scintillatori plastici. Sono stati studiati i SiPM ed i MCP.

Inizialmente sono state effettuate alcune misure preliminari, utilizzando sia un LED che un LASER, per controllare il corretto funzionamento dei dispositivi.

In un secondo tempo lo studio è stato fatto con i raggi cosmici costruendo un telescopio con tre scintillatori: due esterni di riferimento con lettura tramite standard PM ed uno interno usato per le varie prove. A tutt'oggi i risultati ottenuti in queste misure con raggi cosmici rappresentano per quanto ci è dato sapere una novità.

Per una migliore caratterizzazione dei fotorivelatori e per una maggiore completezza dello studio sono stati analizzati anche diversi modelli di ac-

coppiamento tra lo scintillatore centrale ed i sensori: in particolare sono state studiate le prestazioni in termini di risposta temporale dei rivelatori sia quando il fotosensore è a contatto diretto con lo scintillatore sia quando si utilizzano fibre *WaveLength Shifting* (WLS) per la trasmissione della luce di scintillazione al fotorivelatore. Sono state utilizzate anche diverse schede di *front end* veloce e diversi tipi di elettronica di *read out*. I risultati ottenuti in questo lavoro possono essere utilizzati come punto di partenza per lo sviluppo di nuovi rivelatori con ottime prestazioni temporali in grado da funzionare come sistemi di definizione del trigger o nelle misure di tempo di volo e di calorimetria negli esperimenti di fisica nucleare e subnucleare.

Nel Capitolo 1 è spiegato il funzionamento dei rivelatori utilizzati in questo lavoro; in particolare, dopo una prima introduzione sul funzionamento e le caratteristiche dei rivelatori a scintillazione e sulle fibre WLS, è descritto il funzionamento in generale dei fotorivelatori MCP e SiPM studiati.

Nel Capitolo 2 è illustrato l'apparato sperimentale utilizzato. sono riportate le caratteristiche dei fotorivelatori usati ed alcune misure preliminari, utilizzando sia un LASER che un LED.

Nel Capitolo 3 vi è la descrizione della misura principale di questo lavoro di tesi, ovvero lo studio della risoluzione temporale di alcuni fotorivelatori. In particolare, è descritto il telescopio per raggi cosmici, e vari tipi di elettronica impiegate, di *front end* e di *read out*.

Per la prima volta, è stata inoltre usata l'elettronica di *front end* e *read out* realizzata per il rivelatore TOF dell'esperimento ALICE a LHC.

Nel Capitolo 4 è riportata l'analisi dei dati tramite ROOT.

Nel Capitolo 5 sono riportati i risultati ottenuti nelle varie configurazioni utilizzate.

Nel capitolo 6 infine sono riportate le conclusioni.

# Capitolo 1

## Rivelatori di particelle

### 1.1 Rivelatore a scintillazione

I rivelatori a scintillazione, o scintillatori, sono dei particolari tipi di materiali che attraversati da radiazione emettono impulsi di luce [1].

Gli scintillatori sono materiali luminescenti: una particella che attraversa lo scintillatore interagisce con esso perdendo energia che è assorbita dal materiale stesso e riemessa sotto forma di fotoni. L'emissione di fotoni può avvenire in tempi più o meno lunghi e si parla di fluorescenza per tempi di emissione dell'ordine dei  $10^{-8}s$  (componente veloce) e di fosforescenza per tempi di emissione dei fotoni che vanno dall'ordine dei  $\mu s$  alle ore (componente lenta).

In particolare la scintillazione avviene tramite l'eccitazione e il successivo ritorno allo stato fondamentale degli elettroni di valenza; i tempi più o meno lunghi dipendono da quali siano gli stati eccitati. Lo stato fondamentale infatti è lo stato di singoletto  $S_0$ , sopra il quale, ad uno stato di energia maggiore dell'ordine dell' $eV$ , vi sono gli stati eccitati di singoletto  $S^*$ ,  $S^{**}$ ; vi è inoltre lo stato di tripletto  $T_0$  e sopra gli stati eccitati di tripletto  $T^*$ ,  $T^{**}$  (vedi Figura 1.1). Quando un elettrone nello stato di singoletto è eccitato ( $S^{**}$ ), esso decade immediatamente ( $< 10 ps$ ) senza emissione di luce nello stato  $S^*$  che decade successivamente nello stato  $S_0$  con emissione di fotoni. In realtà

lo stato finale non è propriamente  $S_0$  bensì uno dei suoi stati vibrazionali, che distano qualche decimo di  $eV$  dallo stato  $S_0$ ; è grazie a questa differenza di energia che lo scintillatore risulta trasparente alla sua radiazione, difatti in tale maniera l'energia del fotone emesso  $h\nu$  non è sufficiente a far passare nuovamente dallo stato  $S_0$  allo stato  $S^*$ . Questo processo descrive il fenomeno della fluorescenza, caratterizzata da un'emissione più veloce.

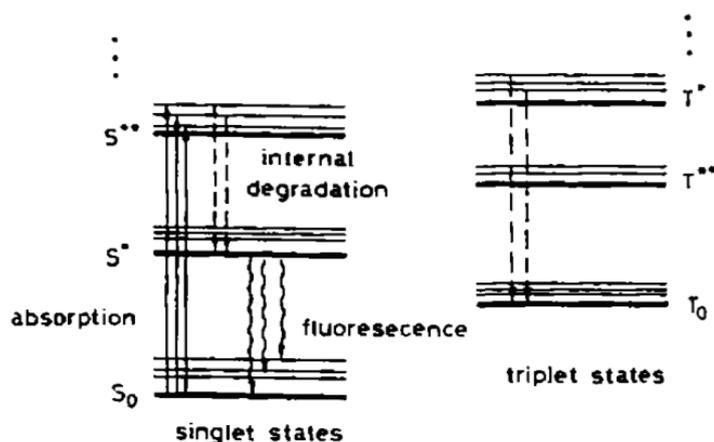


Figura 1.1: Diagramma dei livelli di energia di una molecola di uno scintillatore organico. Per chiarezza gli stati di singoletto  $S$  sono separati da quelli di tripletto  $T$ .

La fosforescenza invece deriva dal decadimento dello stato eccitato del tripletto  $T_0$ , che una volta eccitato decade immediatamente nello stato  $T_0$  senza emissione di fotoni e la transizione allo stato fondamentale  $S_0$  avviene tramite l'interazione con un altro stato di tripletto  $T_0$ :



Dopodichè lo stato  $S^*$  decade nello stato  $S_0$ , come nel caso della fluorescenza, con emissione di fotoni. La scintillazione è ritardata a causa del tempo che richiede un'interazione tra due stati  $T_0$ .

Il numero di fotoni emessi da uno scintillatore in funzione del tempo  $t$  segue la seguente legge:

$$N(t) = A e^{-t/\tau_V} + B e^{-t/\tau_L} \quad (1.2)$$

con  $A$  e  $B$  costanti che dipendono dal tipo di materiale,  $\tau_V$  e  $\tau_L$  costanti di decadimento rispettivamente della componente veloce e della componente lenta. L'esistenza di queste due componenti è fondamentale per la PSD (*pulse shape discrimination*).

Gli scintillatori sono spesso usati per il *timing*, sfruttando la componente veloce del segnale.

L'efficienza dello scintillatore si riferisce all'efficienza di conversione dell'energia persa in fotoni.

In particolare la perdita di energia di una particella carica per unità di lunghezza  $\frac{dE}{dx}$  è descritta dalla formula di Bethe-Block (vedi Appendice B).

Negli scintillatori il numero di fotoni prodotti è proporzionale all'energia rilasciata dalle particelle. In termini di unità di lunghezza, la luce fluorescente emessa per unità di cammino può essere espressa come :

$$\frac{dL}{dx} = A \frac{dE}{dx} \quad (1.3)$$

con  $A$  efficienza di scintillazione. In realtà, a causa dell'effetto *quenching*, la formula precedente diviene quella che è denominata formula di Birks:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (1.4)$$

con  $kB$  parametro che lega la densità dei centri di ionizzazione a  $dE/dx$ .

È inoltre utile definire una grandezza che esprima l'assorbimento della luce da parte dello scintillatore. Se esprimiamo l'intensità  $I$  della luce in funzione della distanza percorsa come:

$$I = I_0 e^{-x/\lambda} \quad (1.5)$$

dove  $x$  è la distanza percorsa dalla luce e  $I_0$  è l'intensità iniziale, possiamo definire la lunghezza di attenuazione  $\lambda$  come la distanza che percorre la luce

all'interno dello scintillatore, prima di subire un'attenuazione di un fattore  $1/e$ .

All'interno dello scintillatore, i fotoni si propagano ad una velocità effettiva che dipende sia dall'indice di rifrazione del materiale sia dall'angolo medio della luce raccolta rispetto all'asse del fotodivelatore.

Gli scintillatori possono essere di diversi tipi a seconda del materiale: cristalli organici, liquidi organici, plastici, cristalli inorganici, gas e vetri. In particolare gli scintillatori organici (siano essi cristalli, liquidi o plastici) sono scintillatori veloci (fino a  $10^{-9}s$ ) e sono molto utilizzati anche perché possono essere costruiti in svariate forme. Gli scintillatori inorganici sono più lenti (fino a  $500 ns$ ), hanno un'alta densità e alto  $Z$  quindi grande  $dE/dx$ .

Tra gli scintillatori plastici più utilizzati vi sono quelli costituiti da composti organici (idrocarburi aromatici) formati da un soluto organico e da un solvente. Gli scintillatori appartenenti a questa famiglia sono tipicamente veloci (2-3 ns di risposta temporale tra passaggio della particella ed emissione dei fotoni).

Per rivelare i fotoni generati dalla scintillazione, è necessario accoppiare gli scintillatori con opportuni rivelatori di fotoni o fotodivelatori. In particolare la lunghezza d'onda della luce emessa dagli scintillatori deve essere compatibile con quella di assorbimento dei fotodivelatori. In Figura 1.2 vi è un esempio di spettro di emissione per uno scintillatore plastico.

Questo accoppiamento tra scintillatore e fotodivelatore può essere fatto a contatto diretto o mediante l'utilizzo di guide di luce e fibre ottiche per trasmettere la luce di scintillazione al fotodivelatore. In alcuni casi le fibre possono essere anche di tipo *WaveLength Shifting* in modo da ottimizzare la lunghezza d'onda dei fotoni emessi dallo scintillatore e la finestra di sensibilità dei fotodivelatori.

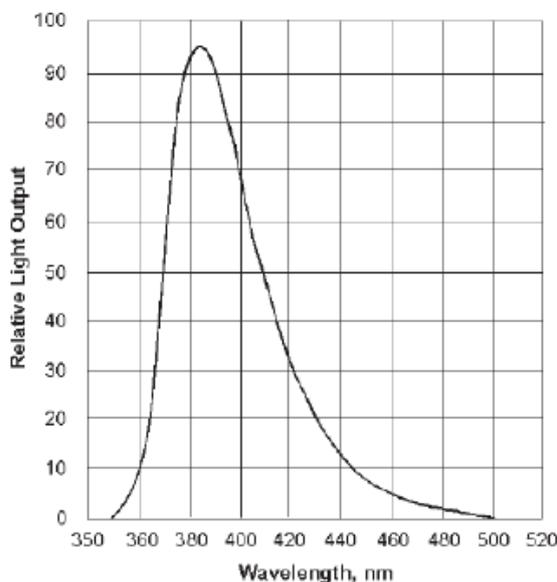


Figura 1.2: Spettro di emissione dello scintillatore plastico BC-420 [2].

### 1.1.1 Fibre WLS

Un *wavelength shifter* è un materiale fluorescente che assorbe la radiazione ad una data lunghezza d'onda e la riemette ad una lunghezza d'onda maggiore.

Le fibre *WaveLength Shifting* hanno il *core* drogato con un materiale di questo tipo; in Figura 1.3 vi è un esempio del loro spettro di emissione ed assorbimento.

Il *core* di una fibra ottica rappresenta uno dei due strati fondamentali concentrici; attorno ad esso vi è il *cladding*. I materiali sono scelti in maniera tale da avere l'indice di rifrazione che porti al fenomeno della riflessione interna totale (per cui  $n_{cladding} < n_{core}$ ). In Figura 1.4 vi è una schematizzazione del processo di propagazione della luce in una fibra ottica.

La luce entra infatti nel *core*, ove avviene appunto l'assorbimento e la riemissione della luce ad una lunghezza d'onda diversa; luce che si propaga lungo la fibra mediante continue riflessioni lungo la parete che separa il *core* dal *cladding*.

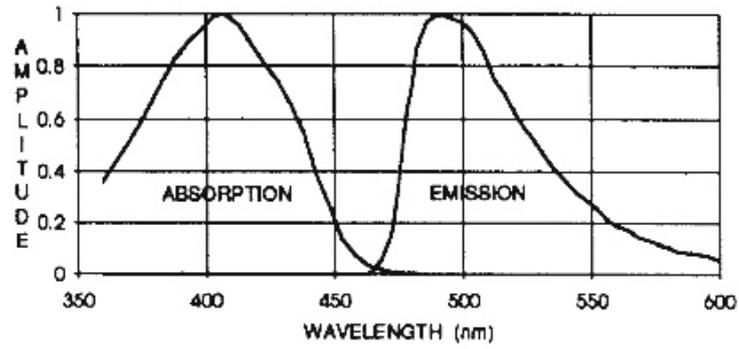


Figura 1.3: Spettro di assorbimento e di emissione delle fibre WLS BCF-92 [3].

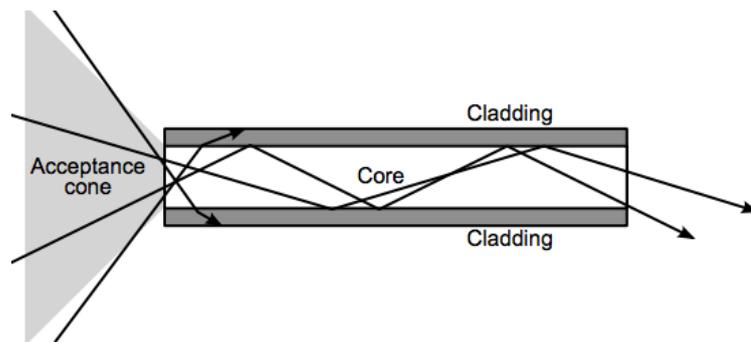


Figura 1.4: Propagazione della luce attraverso una fibra ottica.

## 1.2 I fotorivelatori

La rivelazione della luce, pur se di bassa intensità, è divenuta possibile un centinaio di anni fa, quando nel 1913 i fisici tedeschi Elster e Geite inventarono il fototubo [4]. Ci vollero poi più di vent'anni prima che fosse inventato il primo fotomoltiplicatore (PM) che nel 1936 divenne un prodotto commerciale. Negli anni successivi, anni '50 e '60, vi furono poi degli sviluppi che hanno portato ad apparecchi sempre più sofisticati. I PM sono però rivelatori costosi e soprattutto sensibili a campi magnetici esterni. È stato quindi necessario cercare un'alternativa ai PM così da avere fotorivelatori che potessero essere utilizzati anche in presenza di forti campi magnetici.

Negli anni '60 iniziarono quindi i primi passi che portarono allo sviluppo di rivelatori a stato solido a valanga di singoli fotoni, *Single-Photon Avalanche Diode* (SPAD) [5]. In quegli anni infatti nei laboratori Shockley fu studiato il fenomeno della valanga nelle giunzioni p-n. Negli anni '70, durante i primi sviluppi dei fotodiodi al silicio a valanga, *silicon Avalanche PhotoDiodes* (APD), R. J. McIntyre and P. P. Webb portarono dei contributi fondamentali per la comprensione del fenomeno della valanga e delle sue proprietà statistiche. Solo negli anni '90 iniziarono ad essere disponibili per gli esperimenti i primi SPAD. Il passo successivo fu quello di cercare di avere informazioni anche sul numero di fotoni, si passò quindi ad *array* di SPAD, ovvero ai *Silicon PhotoMultipliers* (SiPM).

### 1.2.1 PM

I PM convertono i fotoni incidenti in segnale elettrico. Il processo mediante cui avviene è schematizzato in Figura 1.5; i fotoni da rivelare incidono sul fotocatodo ove per effetto fotoelettrico sono emessi elettroni, detti elettroni primari [1]. Poiché il fotocatodo è posto ad una certa differenza di potenziale rispetto all'anodo, gli elettroni sono accelerati e focalizzati da un elettrodo e diretti quindi verso il primo dinodo dove gli elettroni primari trasmettono la loro energia agli elettroni del dinodo i quali sono emessi (elettroni secondari) e accelerati verso il dinodo successivo e via proseguendo dando luogo a quello che è denominato moltiplicazione a valanga. Lo sciame di elettroni prodotto è

raccolto all'anodo e la corrente prodotta può essere amplificata ed analizzata. L'intera struttura è contenuta all'interno di un tubo a vuoto.

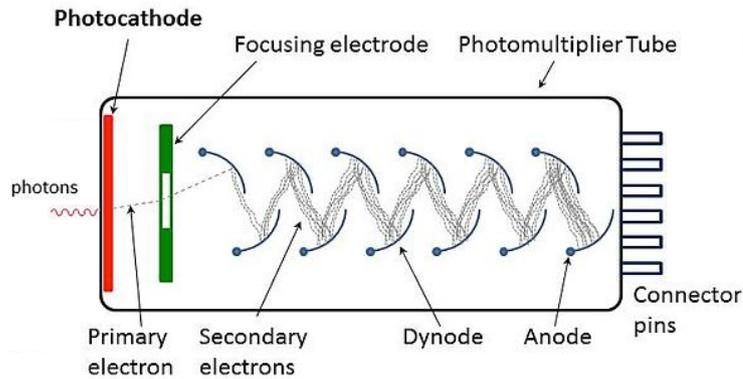


Figura 1.5: Schema di un fotomoltiplicatore.

Per fotocatodi (di materiale composto tipicamente da metalli alcalini) , l'efficienza quantica  $\epsilon$  è pari a circa il (10 – 30)% , con

$$\epsilon = \frac{n^\circ \text{ fotoelettroni emessi}}{n^\circ \text{ fotoni incidenti}} \quad (1.6)$$

Per i PM veloci, per i quali ovvero vogliamo dei fronti di salita veloci e uniformi del segnale, è particolarmente importante che il sistema elettro-ottico focalizzi gli elettroni al primo dinodo in maniera tale che il tempo che intercorre da quando l'elettrone è emesso dal catodo ed arriva al primo dinodo sia indipendente dal punto di emissione.

La sezione di moltiplicazione quindi amplifica la debole corrente iniziale così da ottenere una corrente misurabile. Il guadagno  $G$  del fotomoltiplicatore è proporzionale a  $\delta^n$ , con  $n$  numero di dinodi e  $\delta$  fattore di emissione secondaria del singolo dinodo proporzionale alla tensione applicata. Il guadagno, dal momento che in media  $\delta = 5$  e si hanno tipicamente una decina di dinodi, è all'incirca  $10^5 - 10^6$  [1] [6].

La risposta temporale del PM è influenzata sia dalle variazioni nel tempo di transito degli elettroni attraverso il fotomoltiplicatore sia dalle fluttuazioni

dovute a rumore statistico.

Vi sono diverse configurazioni dei dinodi, da quella classica in Figura 1.5, a quella delle *Micro Channel Plates* (MCP).

### 1.2.2 MCP

L'MCP consiste in un piano di vetro perforato da *array* di canali microscopici (decine di  $\mu m$  di diametro) in parallelo. La parete di ogni canale offre una sufficiente resistenza elettrica rispetto ai canali adiacenti e presenta proprietà di emissione secondaria di elettroni. Gli elettroni sono quindi accelerati lungo il canale dove avviene la moltiplicazione a valanga, si può immaginare il singolo canale come un dinodo continuo (vedi Figura 1.6).

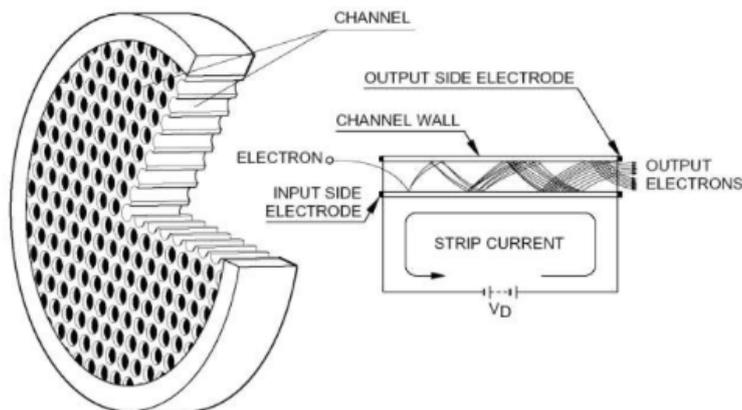


Figura 1.6: Struttura di un *Micro Channel Plate* e schema di funzionamento di un singolo canale.

Gli MCP hanno un elevato costo; hanno però una migliore risoluzione temporale e sono più resistenti ai campi magnetici rispetto ai PM classici.

### 1.2.3 SiPM

I *Silicon Photomultipliers* sono fotorivelatori formati da una matrice di *Single Photon Avalanche Photodiode* (SPAD),  $(10 - 10000)$  celle/mm<sup>2</sup>, su un substrato comune di silicio. Singolarmente ogni cella (pixel) funziona come un micro contatore Geiger (sistema binario) ovvero rivela solo se è passato o meno un fotone, senza dare alcuna ulteriore informazione sul segnale iniziale in particolare sul numero di fotoni; solo grazie al parallelo di più SPAD ed alle loro piccole dimensioni è possibile recuperare anche l'informazione sul numero di fotoni [4] [5] [7] [8] [9].

Come già evidenziato ogni SPAD funziona come un *Avalanche Photodiode* (APD) in modalità Geiger; in particolare lo SPAD consiste in una giunzione  $p - n$  polarizzata inversamente con una tensione  $V_a$  il  $(10 - 20)\%$  sopra la tensione di *breakdown* ( $V_{BD}$ ). In tale maniera, quando il fotone incide sulla cella, crea una coppia elettrone-lacuna; l'elettrone (e la lacuna) possono quindi dare origine ad una moltiplicazione a valanga che porta alla creazione del segnale in uscita. Il segnale prodotto sarà proporzionale alla carica accumulata

$$Q_{cella} = C_{cella}(V_a - V_{BD}) \quad (1.7)$$

dove  $C_{cella}$  è la capacità della cella. Il guadagno  $G$  di un SiPM è definito come la carica  $Q$  di un impulso prodotto da un pixel quando esso rivela un fotone, diviso per la carica dell'elettrone  $q_e = 1.602 \cdot 10^{-19}$  C:

$$G = \frac{Q}{q_e} \quad (1.8)$$

Quindi, dalla 1.7 e 1.8, è evidente che all'aumentare della tensione applicata aumenti  $G$ ; bisogna fare però attenzione agli effetti collaterali dovuti all'aumentare di  $V_a$  quali un aumento della *dark current* e del fenomeno degli *after pulses*. Il guadagno inoltre dipende dalla temperatura, come si può osservare in Figura 3.3.

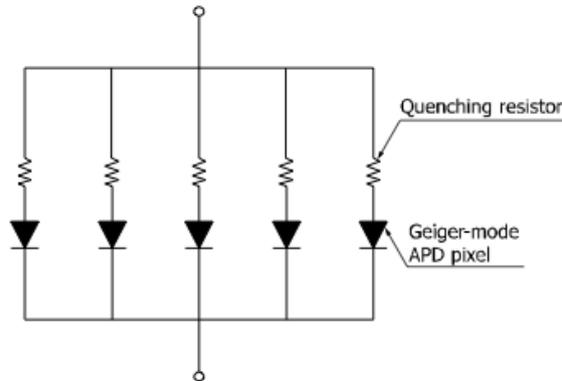


Figura 1.7: Struttura di più celle di un SiPM collegati in parallelo; ogni cella è una combinazione di un APD in modalità Geiger e di una resistenza di *quenching*.

Una volta che la valanga Geiger comincia, questa continua fintanto che è mantenuto il campo elettrico nella SPAD. Per fermare la valanga ed affinché la cella sia di nuovo in grado di rivelare fotoni, si utilizza una resistenza in serie al diodo (Figura 1.7) denominata resistenza di *quenching* che permette di interrompere appunto lo sviluppo della valanga.

Come mostrato in Figura 1.8, una SPAD è formata da quattro strati di semiconduttore con drogaggi differenti, partendo da sinistra con riferimento alla figura si ha: uno strato drogato  $n^+$ , uno drogato  $p$ , uno strato di semiconduttore quasi intrinseco  $\pi$  poco drogato  $p^-$  ed infine uno strato drogato  $p^+$ . Dati i diversi livelli di drogaggio, la *depletion region* creata dalla giunzione  $p-n$  si estende maggiormente in  $p$  e si espande attraverso la zona  $\pi$ ; il campo elettrico  $E$  varia in funzione della posizione, in particolare raggiunge il massimo ( $\sim 10^5 V/cm$ ) nella giunzione  $n^+ - p$  e pian piano decresce lungo  $\pi$ .

Lo strato  $\pi$ , di circa  $5 \mu m$ , è detto regione di *drift* ed è una regione a basso campo elettrico. Tra  $n^+$  e  $p$  vi è invece una regione di circa  $(0.7 - 0.8) \mu m$  ed è una regione di campo elevato ove si verifica la condizione per il *breakdown* ( $V_a > V_{BD}$ ) e quindi per la moltiplicazione.

I fotoni incidenti interagiscono quindi principalmente nella regione di *drift*



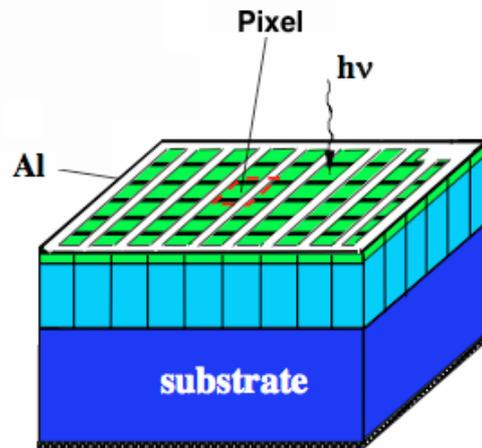


Figura 1.9: Rappresentazione semplificata di un SiPM.

Ogni pixel fornisce un segnale della stessa ampiezza quando colpito da un fotone ed è indipendente dal numero di fotoni che vi incide. Quindi la linearità del SiPM peggiora all'aumentare del numero di fotoni incidenti dal momento che due o più fotoni possono incidere con maggiore probabilità su un medesimo pixel.

Il segnale totale in uscita  $A$  sarà quindi dato dalla somma analogica dei segnali di tutte le celle colpite  $A_i$  e sarà quindi proporzionale al numero di celle colpite. Ad esempio, se tre fotoni incidono su tre pixel differenti e rivelano allo stesso tempo (Figura 1.10) allora l'output del SiPM sarà un segnale la cui ampiezza è uguale all'altezza dei tre impulsi sovrapposti.

## PDE

I SiPM sono caratterizzati da un'elevata *Photon Detection Efficiency* (PDE), tipicamente tra il 20% e il 40%. La PDE è data dal rapporto tra il numero di fotoni rivelati e il numero di fotoni incidenti:

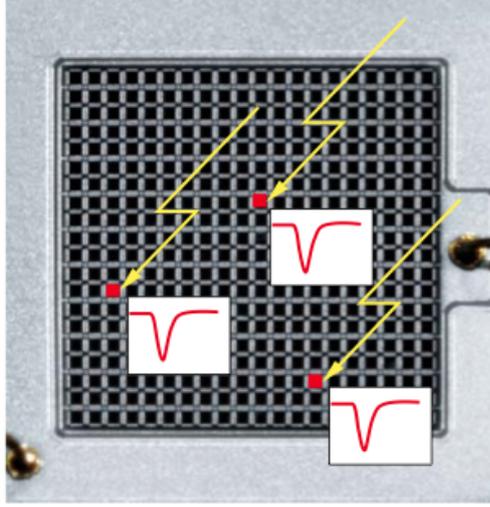


Figura 1.10: Rappresentazione del conteggio di fotoni del SiPM.

$$PDE = \frac{\text{Numero di fotoni rivelati}}{\text{Numero di fotoni incidenti}} \quad (1.9)$$

Questa dipende da più fattori:

$$PDE = QE \cdot \epsilon_{BD} \cdot \epsilon_g \quad (1.10)$$

dove  $QE$  è la *quantum efficiency*, che corrisponde al numero medio di coppie elettrone-lacuna generate dalla conversione di un fotone nella *depletion region* e dipende dalla lunghezza d'onda;  $\epsilon_{BD}$  rappresenta la probabilità che un singolo portatore dia luogo al *breakdown* e dipende dal campo elettrico  $E$  e dal tipo di carica, se elettrone o lacuna<sup>1</sup>;  $\epsilon_g$  rappresenta l'efficienza geometrica (*fill factor*) ed è pari a  $\epsilon_g = \frac{\text{Area sensibile}}{\text{Area totale}}$ . La PDE dipende inoltre dalla perdita di fotoni all'ingresso della finestra (per riflessione o assorbimento) e dal tempo di recupero; quest'ultimo rappresenta il periodo di tempo affinché una cella sia nuovamente sensibile dopo una moltiplicazione a valanga e possa dare *breakdown* ( $\sim 100 \text{ ns}$ ). La PDE non include invece fenomeni di *after*

<sup>1</sup>L' elettrone ha una probabilità più elevata di innescare un *breakdown* in quanto ha un maggiore coefficiente di ionizzazione rispetto alla lacuna.

*pulses e cross talk.*

### ***After pulsing***

Può succedere che alcuni portatori siano intrappolati da dei difetti reticolari nel materiale e rilasciati in seguito (qualche  $\mu s$  dopo il *breakdown*) dando luogo al fenomeno detto di *after pulsing*; questi *after pulses* non sono distinguibili dalla forma dagli impulsi generati dai fotoni. Ridurre gli *after pulses* porta diversi vantaggi quali un migliore rapporto segnale-rumore, un più ampio range di voltaggio in cui operare, riduce i tempi di recupero della cella, migliora la risoluzione temporale e la PDE nelle regioni di alta tensione.

### ***Dark pulses***

Nel SiPM gli impulsi sono prodotti non solo dai portatori prodotti dai fotoni ma anche dai portatori prodotti termicamente (*dark pulses*). Questi ultimi si osservano insieme agli impulsi dei segnali (Figura 1.11) e possono portare ad errori di rivelazione poichè non sono distinguibili dalla forma dagli impulsi generati dai fotoni. Questi *dark counts* possono essere quindi ridotti raffreddando il sistema.

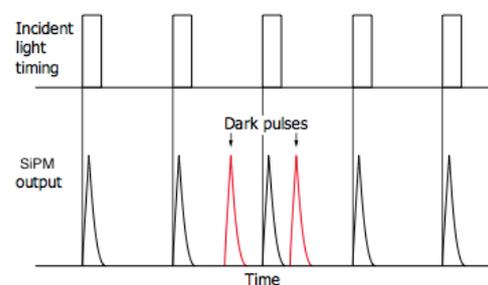


Figura 1.11: Schematizzazione di *dark pulses* mischiati a impulsi generati da fotoni.

La corrente che si osserva anche quando il fotorivelatore non è illuminato, è detta *dark current* ( $I_D$ ). Questa può essere dovuta a più fattori, a correnti di perdita sulla superficie, a correnti dovuti alla ricombinazione, ma nel nostro caso (modalità Geiger) il contributo maggiore è dovuto alla corrente ( $I_B$ ) generata dal *rate* di *dark counts* (DC). Quindi

$$I_D \sim I_B = q_e G DC \quad (1.11)$$

con  $q_e$  carica dell'elettrone e  $G$  il guadagno.

### ***Cross talk***

I pixel che rivelano fotoni possono indurre negli altri pixel adiacenti la produzione di impulsi spuri (*cross talk* ottico); ovvero l'emissione di fotoni secondari durante il processo di moltiplicazione in un pixel (in media  $3 \gamma \text{ emessi}/10^5 \text{ portatori}$ ) può portare all'innescò del processo di moltiplicazione a valanga di una cella adiacente. La probabilità di *cross talk* aumenta all'aumentare della tensione applicata. Per ridurre l'effetto di *cross talk* tra le celle si utilizzano appositi materiali per separare le celle o si costruiscono vere e proprie barriere (trincee ottiche).

### **Range dinamico**

Il range dinamico è determinato dal numero di pixel e dal tempo di recupero di ciascuna cella. Il segnale di *output* del SiPM infatti non è direttamente proporzionale al numero di fotoni bensì è influenzato dalle fluttuazioni statistiche che possono portare due o più fotoni ad incidere su una singola cella. Il numero di celle colpite e che danno segnale ( $N_{fired}$ ) infatti, senza considerare fenomeni di *afterpulses* e di *cross talk*, è dato da:

$$N_{fired} = N_{tot} \left(1 - e^{-\frac{N_{fotoni} PDE}{N_{tot}}}\right) \quad (1.12)$$

con  $N_{tot}$  numero totale di pixel disponibili e  $N_{fotoni} PDE$  numero di fotoni rivelati. Il numero finito di pixel porta ad una saturazione del segnale del

SiPM all'aumentare del numero di fotoni incidenti.

Le principali caratteristiche del SiPM sono un elevato guadagno  $G$  (determinato dalla carica prodotta dalla singola cella),  $\sim 10^6$ , un'alta PDE, un basso *after pulse*, un'ampio range dinamico, un basso *crosstalk*, una bassa sensibilità a campi magnetici  $B$ , basso rumore, un basso voltaggio necessario ( $< 100V$ ); sono inoltre rivelatori veloci, hanno un'ampiezza di segnale grande e proprietà temporali molto buone anche per singoli fotoni, sono quindi estremamente adatti per essere utilizzati come rivelatori a soglia.

La risposta e la risoluzione temporale dipendono da vari fattori: dal tempo di raccolta dei portatori nella regione di *drift* a quello di propagazione della valanga in tutta la cella. Questi possono subire delle fluttuazioni (*jitter*) che si distribuiscono però gaussianamente attorno ad un valore medio.



# Capitolo 2

## Rivelatori usati e misure preliminari

### 2.1 Caratteristiche dei rivelatori usati

L'obiettivo di questo lavoro è lo studio della risoluzione temporale di alcuni fotorivelatori. In particolare sono stati esaminati i rivelatori SiPM e MCP.

I SiPM sono stati studiati sia con un accoppiamento diretto (a contatto) con gli scintillatori, sia mediante l'utilizzo di fibre *Wave Length Shifting* (WLS), utilizzate come guide di luce. La configurazione tramite fibre WLS è stata introdotta poichè i SiPM hanno una *radiation hardness* intorno ai  $10^{10} - 10^{11} n_{eq}/cm^2$  e quindi non sono adatti a lavorare in zone con forte radiazione (vicini al fascio per esempio). Si è quindi pensato ad una configurazione con il SiPM lontano dallo scintillatore in zone con minor radiazione.

Inoltre la risoluzione temporale dei SiPM è stata studiata utilizzando diverse tipologie di elettronica di *front end* e *read out*.

Gli scintillatori plastici utilizzati BC-420 (2x2x3 cm) sono stati realizzati per misure di tempo *ultra fast* e sono scintillatori a basso autoassorbimento. In Figura 1.2 è riportato lo spettro di emissione di tale scintillatore [2].

In Tabella 2.1 sono riportate le caratteristiche principali degli scintillatori plastici utilizzati BC-420.

La velocità effettiva dei fotoni all'interno dello scintillatore è pari a circa  $13 \text{ cm/ns}$ ; per una larghezza di  $3 \text{ cm}$  i fotoni impiegano quindi circa  $230 \text{ ps}$ . L'incertezza sul tempo di arrivo è quindi pari a:  $230/\sqrt{12} = 66 \text{ ps}$ .

Parametri	Valori
Base	Polyvinyltoluene
Lunghezza d'onda di massima emissione (nm)	391
Indice di rifrazione	1.58
Lunghezza di attenuazione (cm)	110
Frazione atomi, $H/C$	$\sim 1.1$
Costante di tempo (ns)	1.5

Tabella 2.1: Specifiche scintillatori plastici BC-420.

Le fibre plastiche WLS BCF-92 utilizzate hanno la caratteristica di spostare velocemente (tempo di decadimento pari a  $2.7 \text{ ns}$ ) la lunghezza d'onda dal blu al verde; in particolare hanno come picco di emissione  $\lambda = 492 \text{ nm}$ . In Figura 1.3 vi è lo spettro di assorbimento e di emissione [3] ed in Tabella 2.2 sono riportate le caratteristiche principali di tali fibre.

Parametri	Valori
Colore di emissione	verde
Picco di emissione (nm)	492
Tempo di decadimento (ns)	2.7
Materiale del core	polistirene
Indice di rifrazione del core	1.60
Materiale cladding	acrilico
Indice di rifrazione del cladding	1.49
No. di atomi di $H$ per cc (core)	$4.82 \cdot 10^{22}$
No. di atomi di $C$ per cc (core)	$4.85 \cdot 10^{22}$
No. di elettroni per cc (core)	$3.4 \cdot 10^{23}$

Tabella 2.2: Specifiche fibre plastiche WLS BCF-92.

- SiPM

Nello studio sono stati utilizzati due SiPM, S12572-050P (Figura 2.1) e S10931-100P, denominati dalla ditta produttrice Hamamatsu con la sigla MPPC (*Multi-Pixel Photon Counter*), che differiscono tra loro per il numero di pixel [11] [12].

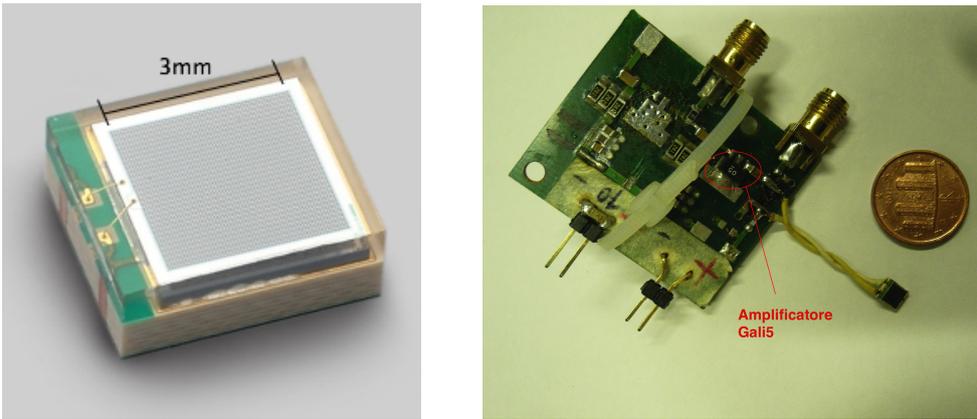


Figura 2.1: SiPM S12572-050P della ditta Hamamatsu a sinistra. A destra il medesimo SiPM collegato ad una scheda di amplificazione denominata Gali5.

In Tabella 2.3 sono riportate le specifiche dei due rivelatori.

Parametri	S12572-050P	S10931-100P
Area effettiva	3x3 mm	3x3 mm
Dimensione pixel	50x50 $\mu\text{m}$	100x100 $\mu\text{m}$
Numero pixel	3600	900
Fill factor	62 %	78.5 %
Range spettrale ( $\lambda$ )	320-900 nm	320-900 nm
Guadagno	$1.25 \cdot 10^6$	$2.4 \cdot 10^6$
Risoluzione temporale (FWHM per singolo fotone)	250 ps	500-600 ps
Tensione di lavoro consigliata (V)	$67.6 \pm 10.0$	$70.0 \pm 10.0$

Tabella 2.3: Specifiche S12572-050P e SiPM S10931-100P.

In Figura 2.2 è riportata la distribuzione della *Photon Detection Efficiency* (PDE) in funzione della lunghezza d'onda del SiPM-050P (a

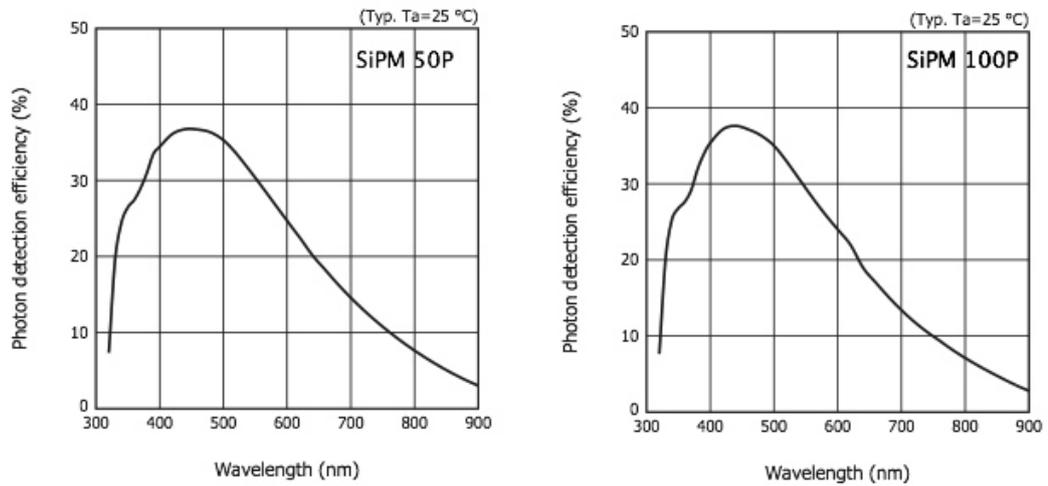


Figura 2.2: Distribuzione della *photon detection efficiency* verso la lunghezza d'onda del SiPM-050P (a sinistra) e del SiPM-100P (a destra).

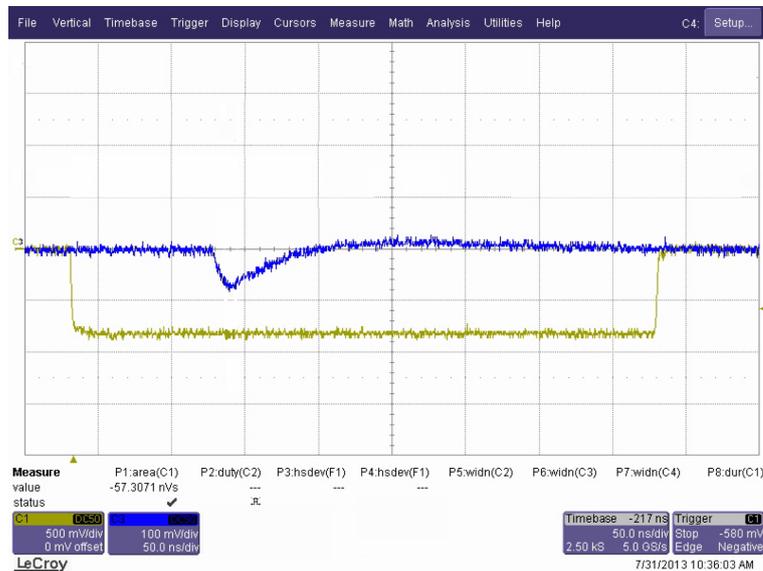


Figura 2.3: Immagine acquisita all'oscilloscopio, il segnale analogico blu è tipico del SiPM già amplificato mentre il giallo è il segnale digitale del *gate*. In particolare il segnale analogico visualizzato rappresenta solo il 17% del segnale totale (vedi Figura 3.15).

sinistra) e del SiPM-100P (a destra).

In Figura 2.3 si può vedere un tipico segnale analogico in uscita da un SiPM generato da fotoni raccolti dopo il passaggio di un raggio cosmico nello scintillatore (curva blu). In particolare è riportato anche il segnale di *gate*, cioè il segnale che è utilizzato per abilitare l'acquisizione e la misura delle caratteristiche del segnale (carica integrata e tempo di arrivo).

- MCP

Il MCP utilizzato è prodotto dalla ditta Photonis, MCP-PMT *Image Intensifier* PP0365E (Figura 2.4) [10].

Le specifiche di questo fotosensore sono riportate in Tabella 2.4.

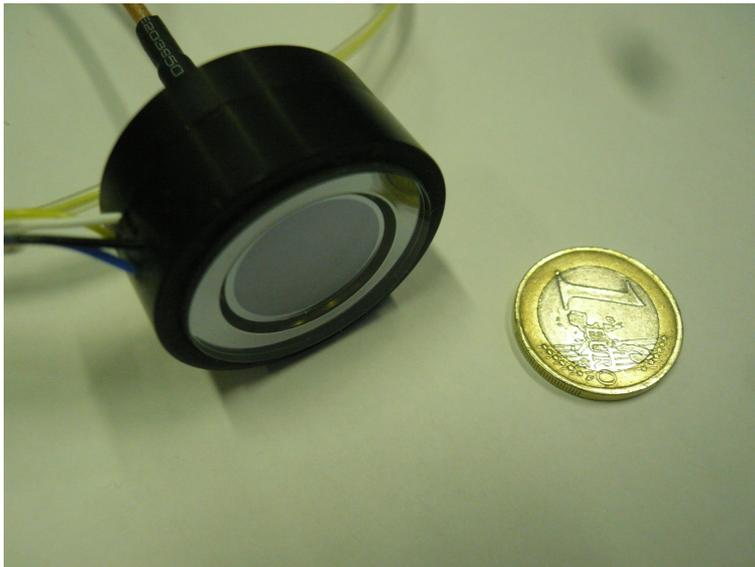


Figura 2.4: MCP-PMT *Image Intensifier* PP0365E.

In Figura 2.5 è mostrato un tipico segnale analogico in uscita da un MCP.

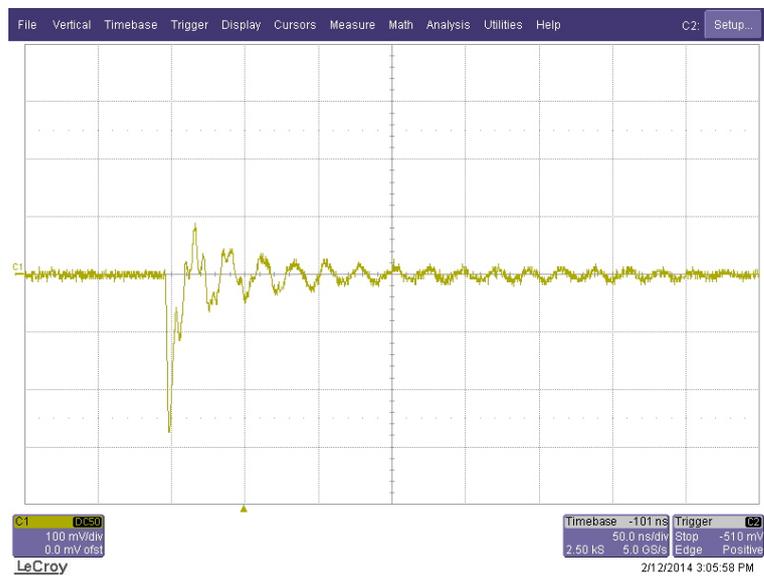


Figura 2.5: Immagine acquisita all'oscilloscopio di un tipico segnale analogico MCP. Altezza massima segnale (primo picco)  $200\text{ mV}$ , larghezza  $15\text{ ns}$ . Si notano anche delle oscillazioni smorzate dovute ad effetti di risonanza tra componenti reattivi nel circuito di acquisizione.

Parametri	Valori
Finestra ingresso	quarzo
Fotocatodo	S20
Struttura di moltiplicazione	MCP chevron (2), canali $6 \mu\text{m}$ , 50:1 L:d
Struttura anodi	Anodo singolo, connettore SMA
Diametro area sensibile	17.5 mm
Guadagno tipico	$7 \cdot 10^5$
Tensione massima	2600 V

Tabella 2.4: Specifiche MCP-PMT *Image Intensifier* PP0365E .

## 2.2 Misure preliminari

### 2.2.1 Risoluzione temporale dei fotorivelatori illuminati da un laser.

Per studiare il limite della risoluzione temporale, il SiPM e l'MCP sono stati illuminati da un laser.

È stato utilizzato un laser Pilas PiL040X ed un Controller EIG2000DX della ditta Advanced Laser Diode System [19]. Il controller permette di regolare la frequenza degli impulsi, il trigger e l'attenuazione (tune) dell'ampiezza dell'impulso del raggio. Tutte le misure sono state effettuate con un'attenuazione del 35.2% e ad un tasso di ripetizione dell'impulso laser di  $100 \text{ kHz}$ .

Il raggio prodotto dal laser viaggia su una fibra ottica schermata di sezione 50 micron alla cui estremità è collegata la testina che emette il raggio e che quindi produce un light spot di  $50 \mu\text{m}$ .

Per la risoluzione temporale è stato considerato l'errore associato alla misura del ritardo sullo schermo tra il punto in cui il segnale di trigger supera la soglia di 1.5 V e il punto in cui il segnale acquisito scende sotto i 200 mV (Figura 2.6) utilizzando un oscilloscopio Le Croy - SDA 3010 Serial Data Analyzer (Dual 20 GS/s, Quad 10 GS/s). In particolare è quindi stata calcolata la sigma del fit gaussiano della distribuzione di questi ritardi.

Per la misura la testina è stata inserita nel vano di una maschera in resina appositamente costruita per assicurare una buona illuminazione con il laser

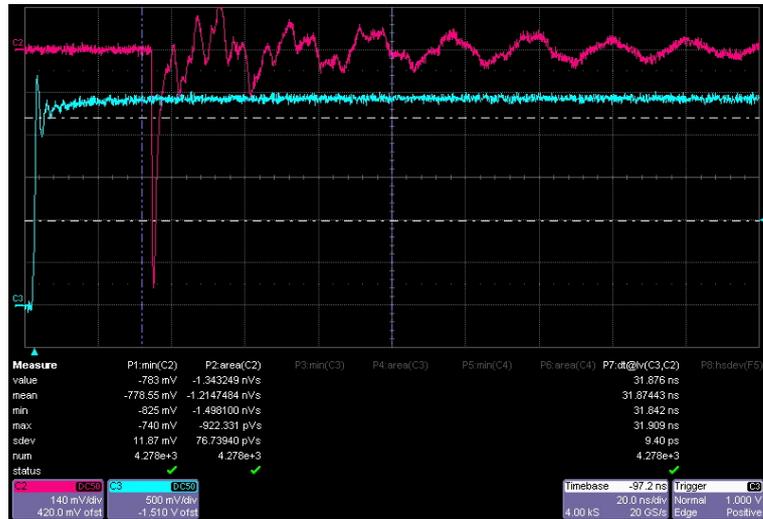


Figura 2.6: Il segnale azzurro è il trigger mentre quello rosso il segnale dell' MCP. Nella parte inferiore si notano le quantità statistiche su un campione di  $4.278 \cdot 10^3$  eventi, calcolate dall'oscilloscopio.

(Figura 2.7). Per l'MCP sono stati utilizzati cinque fori disposti a forma di croce mentre per il SiPM, viste le dimensioni inferiori, è stato utilizzato un unico foro.

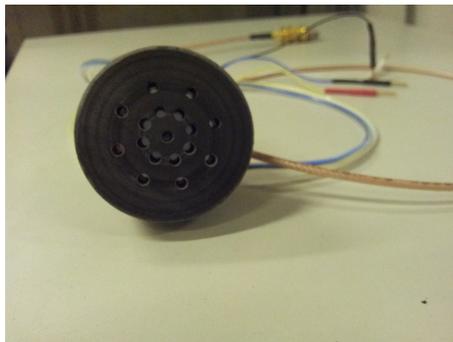


Figura 2.7: Maschera utilizzata per illuminare l'MCP con il laser.

Il ritardo, sia per i SiPM che per gli MCP, è stato misurato dal segnale sull'oscilloscopio utilizzando una soglia molto bassa rispetto all'ampiezza del picco, in modo da misurare il *jitter* del ritardo tra il trigger e il segnale,

diminuendo eventuali fluttuazioni dovute ad un segnale con tempo di salita più lungo.

In Tabella 2.5 sono riportati i risultati ottenuti.

Fotorivelatore	Tensione (V)	Risoluzione temporale (ps)
MCP	2100	$10.99 \pm 0.05$
MCP	2200	$9.34 \pm 0.05$
MCP	2300	$8.92 \pm 0.04$
SiPM 50P	67.88	$13.3 \pm 0.2$
SiPM 50P	68.38	$12.3 \pm 0.1$
SiPM 50P	68.88	$12.2 \pm 0.1$
SiPM 100P	72.17	$23.1 \pm 0.3$
SiPM 100P	72.67	$21.2 \pm 0.2$
SiPM 100P	73.17	$16.6 \pm 0.2$

Tabella 2.5: Media della risoluzione temporale dei cinque fori dell'MCP , risoluzione temporale del SiPM 50P e del SiPM 100P.

Come si può notare dalle misure effettuate l'MCP risulta avere una migliore risoluzione temporale; il SiPM 50P ha evidenziato un comportamento migliore rispetto al SiPM 100P.

Inoltre è stata fatta variare la tensione per i vari fotorivelatori e, come prevedibile, all'aumentare della tensione, è osservabile un miglioramento della risoluzione temporale.

Le stesse misure, ripetute utilizzando una maggiore attenuazione (pari al 44%), hanno mostrato un peggioramento (dal 60% al 200%) della risoluzione temporale per tutti i fotorivelatori (ed a diversi valori di tensione).

## 2.2.2 Misura del numero di fotoni incidenti sul SiPM

Un'ulteriore misura preliminare è quella relativa allo studio della risposta del SiPM a impulsi luminosi di bassa intensità. In particolare è stato studiato lo spettro in carica di singolo fotoelettrone ottenuto illuminando il SiPM con luce (di debole intensità) proveniente da un LED, cosicchè solo pochi fotoni colpissero l'area attiva del fotorivelatore.

Lo spettro in carica è stato ottenuto utilizzando un *Charge-Integrating ADC* (CIA) che permette di misurare la carica contenuta nel segnale analogico proveniente dal SiPM.

In particolare per tale misura il SiPM è stato illuminato utilizzando un LED a luce blu (Figura 2.8). Inoltre per ridurre eventuali sorgenti di rumore elettronico come alimentazione per i SiPM sono state utilizzate delle batterie. Infine il segnale del SiPM è stato amplificato dalla scheda di amplificazione Gali5.

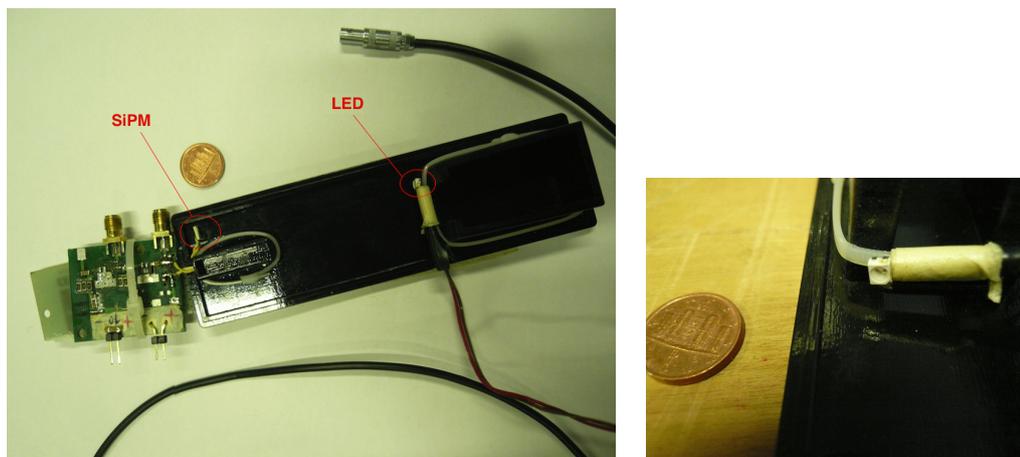


Figura 2.8: A sinistra intero apparato (amplificatore, SiPM, LED); a destra il LED.

Dallo spettro in carica di singolo fotoelettrone è possibile ricavare il guadagno del SiPM+amplificatore(Gali5) ed è anche possibile osservare e quantificare i picchi in carica relativi all'emissione da parte del SiPM di un numero maggiore di fotoelettroni. Avendo a disposizione tali valori è possibile valutare il numero di fotoni incidenti sul SiPM per segnali relativi al passaggio di raggi cosmici nello scintillatore.

In Figura 2.9 si possono distinguere i picchi corrispondenti ad ogni fotoelettrone emesso dal SiPM. Grazie all'eccellente risoluzione di singolo fotoelettrone, il guadagno ( $G$ ) può essere determinato direttamente dalla distanza tra due picchi adiacenti, distanza che corrisponde alla carica prodotta da ogni fotoelettrone (o pixel)  $Q_{pixel}$ :

$$G = \frac{Q_{pixel}}{q_e} \quad (2.1)$$

con  $q_e$  carica dell'elettrone.

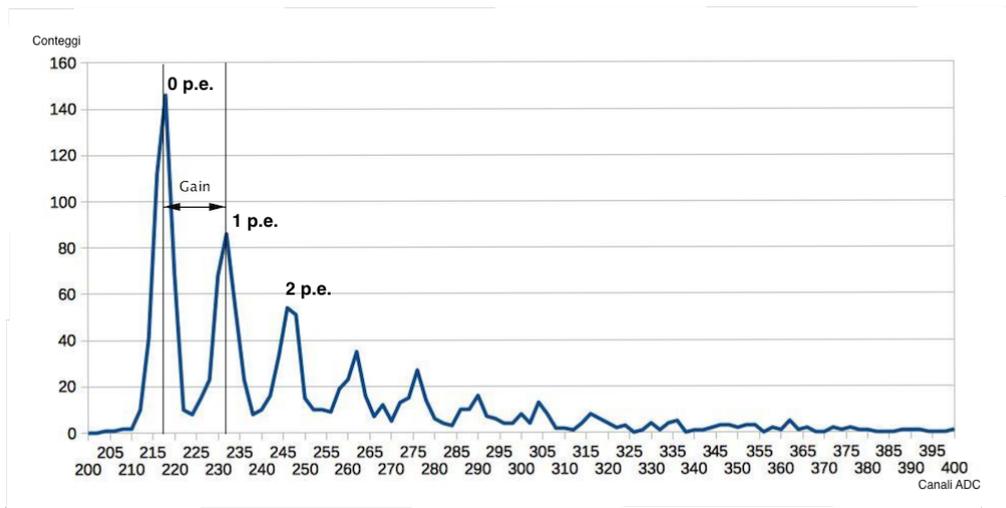


Figura 2.9: Esempio di spettro di singoli fotoni. Il primo picco corrisponde al piedistallo, il secondo al picco generato da fotoelettroni singoli, ecc. (p.e. sta per *photo electron*).

Conoscendo la carica  $Q_{pixel}$  è possibile risalire al numero medio di fotoni che colpiscono il SiPM al passaggio di una particella (raggio cosmico) nello scintillatore. Per uno scintillatore sottile lo spettro in carica può essere ap-

prossimato con una funzione di Landau [1]. Dividendo il valore in carica del picco della distribuzione di Landau (MPV), cui è stato sottratto il valore del piedistallo, per  $Q_{pixel}$  si può quindi ottenere il numero medio di fotoni per particella.

Sono stati illuminati sia il SiPM 050P che 100P applicando sia tensioni di lavoro diverse sia utilizzando diversi accoppiamenti con lo scintillatore (contatto o fibra ottica). Come atteso, all'aumentare del valore di tensione, il numero di fotoni aumenta ed ovviamente anche nel passare da una configurazione con fibre ad una a contatto. In particolare, per valori di tensione di 0.5 V sopra il valore nominale (tensione più utilizzata nello studio), per il SiPM 050P+amplificatore nella configurazione a contatto è risultato un guadagno di circa  $10^6$  (che corrisponde ad una carica per p.e. di circa 0.5 pC) per cui il numero di fotoni che, a seguito del passaggio di un raggio cosmico attraverso lo scintillatore, hanno colpito l'area effettiva del SiPM sono risultati essere circa 470 fotoelettroni, mentre nella configurazione con fibre circa 240.

# Capitolo 3

## Il telescopio per raggi cosmici

### 3.1 Descrizione telescopio

Il rivelatore è costituito da un telescopio per raggi cosmici formato da tre scintillatori plastici, ognuno accoppiato a un fotorivelatore (Figura 3.1).

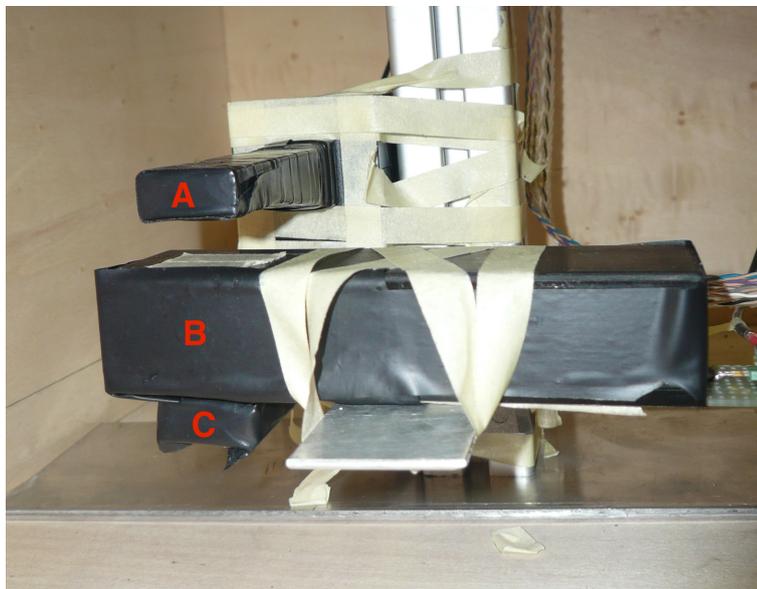


Figura 3.1: La figura mostra il telescopio per raggi cosmici realizzato, con due scintillatori esterni (A e C) accoppiati con dei fotorivelatori mentre la scatola nera centrale (B) contiene lo scintillatore accoppiato con un SiPM.

I due rivelatori esterni (A e C in Figura 3.1) sono costituiti da rivelatori a scintillazione accoppiati con fotomoltiplicatori di tipo standard mentre il rivelatore centrale (B) è costituito da un rivelatore a scintillazione accoppiato con uno dei fotorivelatori dei quali si vuole studiare la risposta.

In Figura 3.2 si può vedere un tipico segnale analogico in uscita da un SiPM generato da fotoni dovuti a raggi cosmici (curva blu). In particolare è riportata una coincidenza tripla dei due PM e del SiPM; sono quindi riportati anche i tipici segnali analogici dei PM ed il segnale di *gate*.

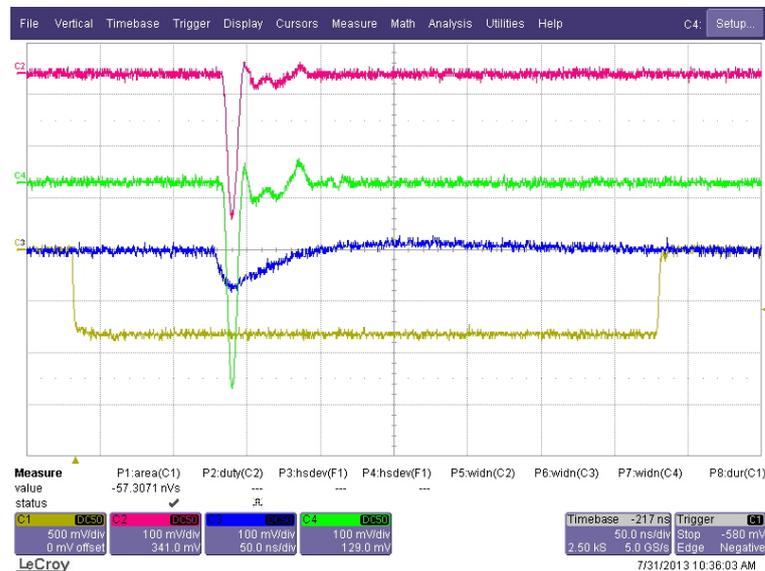


Figura 3.2: Immagine acquisita all'oscilloscopio di una tipica coincidenza tripla dovuta al passaggio attraverso gli scintillatore di raggi cosmici. I segnali analogici rosso e verde sono i segnali tipici dei PM, il segnale analogico blu è tipico del SiPM già amplificato mentre il giallo è il segnale digitale del *gate*. In particolare i segnali visualizzati rappresentano solo il 17% del segnale totale (vedi Figura 3.15).

L'intero apparato è posizionato all'interno di una scatola al cui interno, tramite un criostato, viene mantenuta una temperatura costante di circa 18°. L'utilizzo del criostato permette di limitare le variazioni con la temperatura nel comportamento dei fotorivelatori; in particolare i SiPM evidenziano un

aumento della *dark current* e una diminuzione del guadagno all'aumentare della temperatura (Figura 3.3).

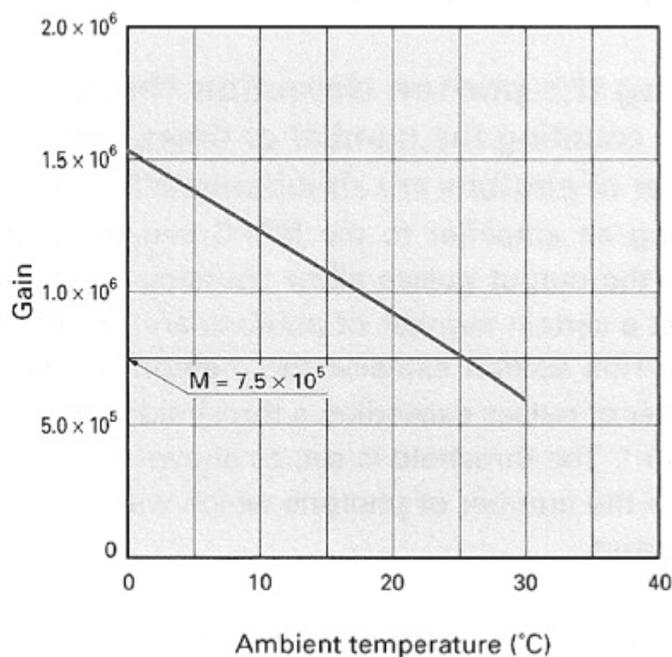


Figura 3.3: Dipendenza del guadagno dei SiPM dalla temperatura; si nota che i SiPM evidenziano una diminuzione del guadagno all'aumentare della temperatura.

Per quanto concerne l'accoppiamento tra i fotorivelatori in test e lo scintillatore i SiPM sono stati invece studiati sia nella configurazione a contatto sia in quella mediante l'utilizzo di fibre WLS (Figura 3.5). In particolare sono state utilizzate tre fibre WLS da 2 mm di diametro per raccogliere maggiore quantità di luce dallo scintillatore; in Figura 3.4 vi è un disegno schematico della disposizione delle fibre con lo scintillatore.

Gli MCP sono stati studiati nella sola configurazione a contatto; in Figura 3.6 si può vedere a sinistra l'MCP con uno strato di silicone in maniera da farlo aderire al meglio con lo scintillatore (nella foto al centro), quest'ultimo

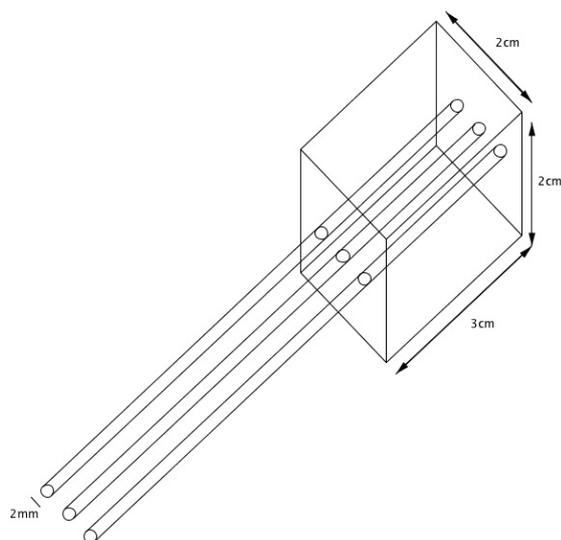


Figura 3.4: Schema dell'apparato con tre fibre da 2mm più scintillatore.

rivestito da uno strato di mylar riflettente. A destra vi è la scatola dove sono posizionati sia scintillatore che MCP in maniera tali da proteggerli dalla luce ambientale.

In una terza configurazione, al posto di un unico SiPM sullo scintillatore, ne sono stati posti due, a contatto a due estremità dello scintillatore ( Figura 3.7).

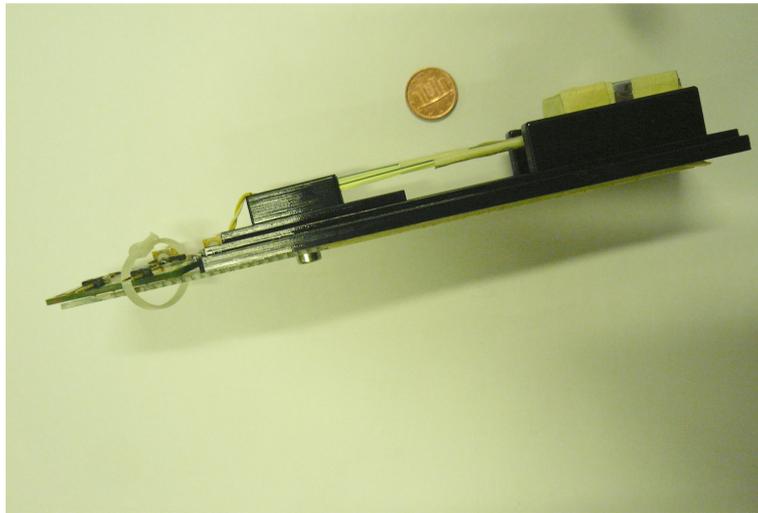
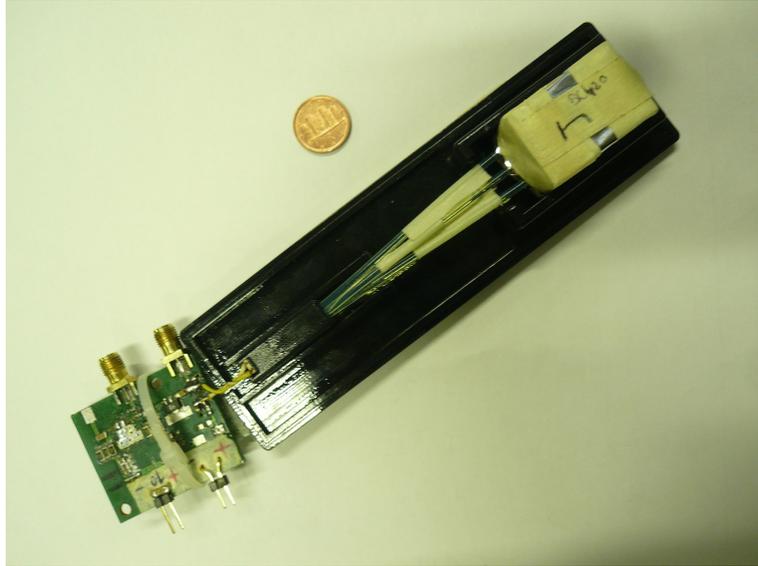


Figura 3.5: Vista dall'alto (in alto) e laterale (in basso) dell'apparato amplificatore, SiPM, fibre, scintillatore posizionato dentro una scatola che poi andrà chiusa per proteggere il sistema dalla luce ambientale.

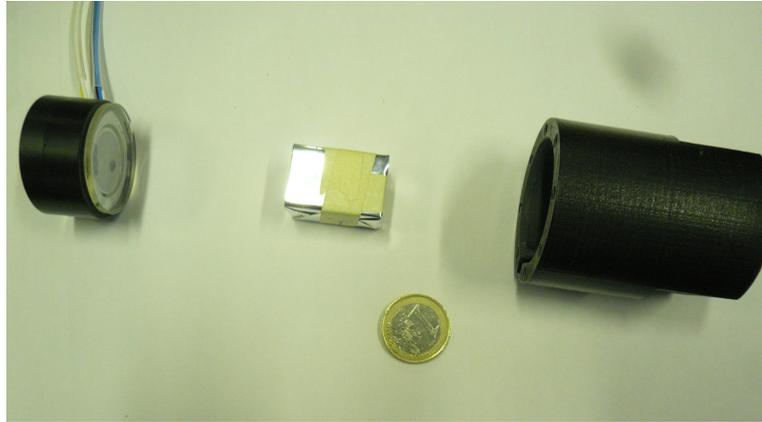


Figura 3.6: Da sinistra: MCP, scintillatore, scatola contenente i due rivelatori.

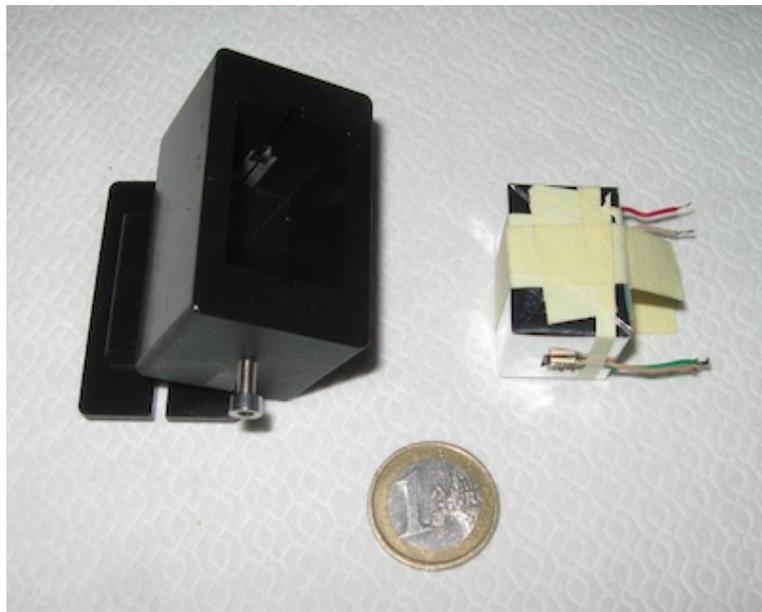


Figura 3.7: A sinistra scatola ove è inserito scintillatore con due SiPM a contatto; a destra scintillatore con SiPM.

## 3.2 Elettronica

Per una buona risoluzione temporale è fondamentale ottimizzare l'elettronica di *front end* e l'elettronica di *read out*.

### 3.2.1 Elettronica di *front end*

Il SiPM deve essere collegato ad una scheda di amplificazione in quanto il segnale in uscita in assenza di amplificatore è tipicamente inferiore al mV.

Per questo è stata utilizzata in un primo momento una scheda a componenti discrete che ha essenzialmente due funzioni:

- escludere le frequenze prodotte dal rumore elettromagnetico;
- amplificare il segnale attraverso un amplificatore a basso rumore Gali5 (Figura 2.1).

Il Gali 5 sono amplificatori a banda larga che offrono elevate prestazioni e mantengono inalterata la forma del segnale in ingresso [13]. La scheda di amplificazione è alimentata da una tensione di 10 V.

### NINO-ASIC

In un secondo momento la scheda di amplificazione Gali5 e il discriminatore sono stati sostituiti dalla scheda NINO-ASIC <sup>1</sup>.

Il chip NINO-ASIC (Figura 3.8) è un chip realizzato per il TOF<sup>2</sup> di ALICE<sup>3</sup>. È un amplificatore/discriminatore ultra veloce a basso potere dissipativo [14] [15] [16]. Ogni chip ha otto canali per ognuno dei quali vi è un amplificatore differenziale (in realtà quattro amplificatori in serie) con un tempo di picco minore di 1 ns, un discriminatore con una soglia di rivelazione minima di 10 pC ed uno stadio di uscita. Ogni canale consuma circa 30 mW e gli otto canali sono compattati su un chip ASIC di 2x4mm<sup>2</sup> realizzato in tecnologia CMOS a 0.25 μm.

---

<sup>1</sup>Application Specific Integrated Circuit

<sup>2</sup>Time Of Flight

<sup>3</sup>A Large Ion Collider Experiment: esperimento presso il collisionatore LHC

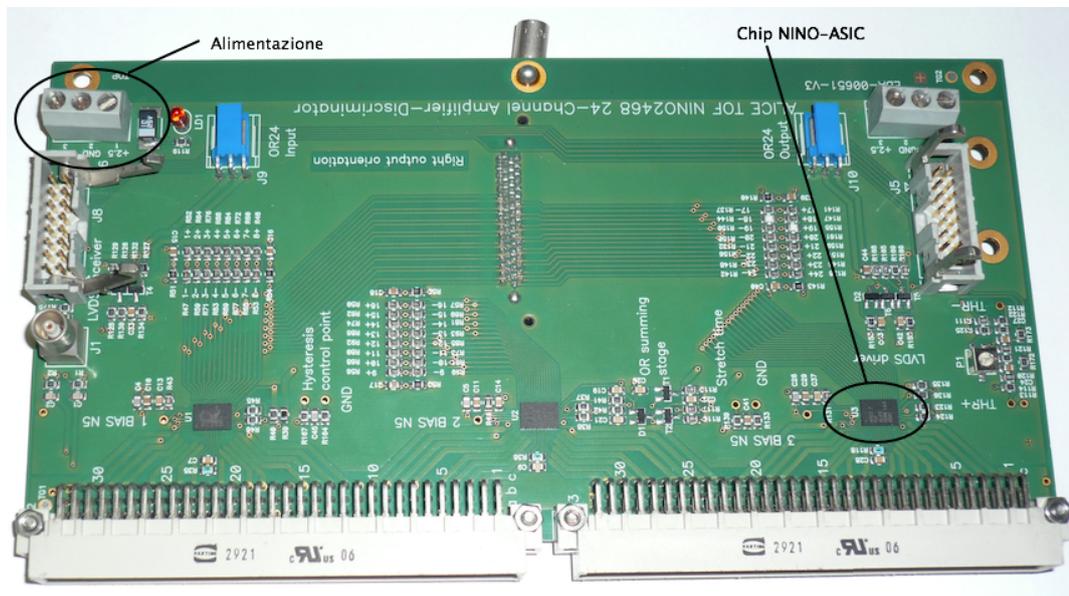


Figura 3.8: Scheda FEA (*Front End Amplifier*); sono visibili tre NINO-ASIC per un totale di ventiquattro canali.

La connessione, dall'ingresso all'uscita, è quindi differenziale, il che riduce il rumore di alimentazione e di fondo.

In Figura 3.9 è riportato un diagramma a blocchi del NINO-ASIC. Lo stadio d'ingresso, di cui di può vedere uno schema circuitale in Figura 3.10, è un circuito a basso rumore e a larghezza di banda larga, con un convertitore corrente-tensione molto robusto, basato su una configurazione a *common gate* bilanciato.

La successiva amplificazione del segnale è gestita da quattro amplificatori differenziali identici, disposti in serie. Questi, inoltre, forniscono un guadagno sufficiente da poter operare come discriminatori.

In particolare dopo il primo stadio di amplificazione troviamo un circuito di *feedback* a bassa frequenza (con un tempo RC lungo) che ha il compito di:

- fornire corrente allo stadio d'ingresso, in caso di necessità, per mantenerlo correttamente alimentato
- gestire le soglie

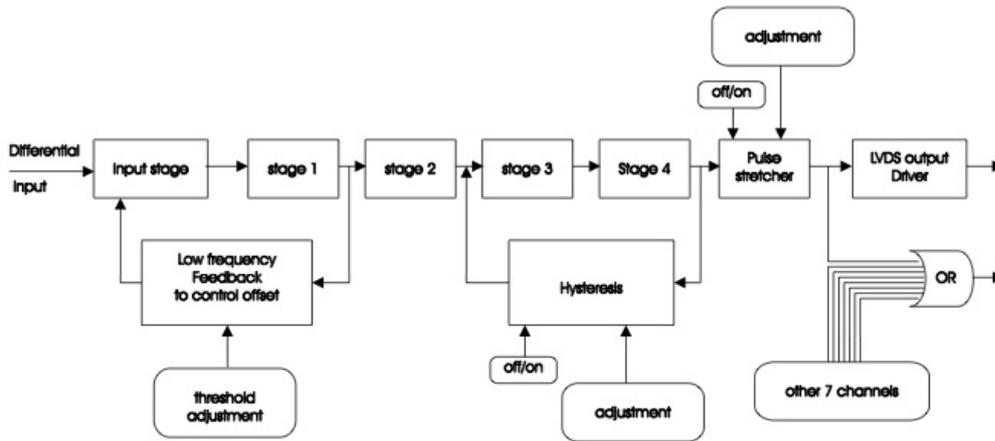


Figura 3.9: Schema a blocchi del NINO-ASIC.

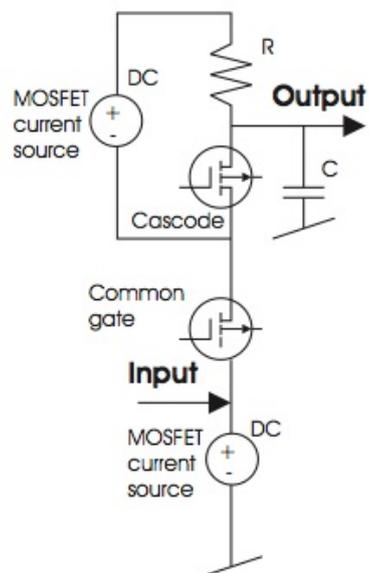


Figura 3.10: Schema dello stadio d'ingresso del NINO-ASIC.

L'impulso in uscita ha un *jitter* minore di 25 ps sul fronte di salita e la larghezza dell'impulso dipende dalla carica del segnale; in particolare si può quindi misurare la carica in ingresso dal *Time Over Threshold* (TOT), illustrato in Figura 3.11. Il TOT varia rapidamente per segnali piccoli in ingresso. La larghezza dell'impulso risulta quindi una funzione non lineare della carica.

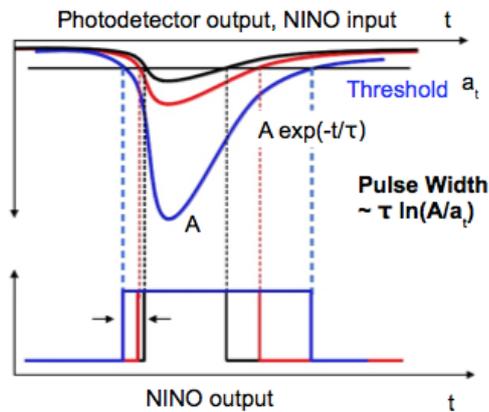


Figura 3.11: Discriminatore del chip NINO-ASIC; metodo del *Time Over Threshold* (TOT).

C'è, inoltre, uno *stretcher* prima del driver LVDS di uscita; questo perché la larghezza del segnale LVDS in uscita può variare tra 2 e 7 ns e un HPTDC (come vedremo in seguito) misura contemporaneamente il *leading* ed il *trailing edge* di un impulso in ingresso con larghezze maggiori di 6 ns. Così lo *stretcher* aumenta la larghezza dell'impulso fino a 10 ns in modo da renderlo sempre compatibile con un HPTDC.

I SiPM hanno una connessione *single ended* all'ingresso dell'amplificatore; in questo caso la connessione deve essere differenziale, per cui sia l'anodo che il catodo del SiPM sono stati connessi all'ingresso dell'amplificatore NINO.

La scheda è stata alimentata con una tensione di 2.5 V. La soglia di discriminazione dei segnali impostata è stata di 550 mV.

Il connettore dai cui prelevare i segnali di uscita montato sulla scheda è di tipo VHDCI SCSI-micro-D per cavi Skewclear della Amphenol, di gran lunga

migliori dei cavi flat standard poichè hanno una maggiore schermatura dal rumore (vedi Figura 3.12) e caratteristiche migliori relative all'attenuazione del segnale.

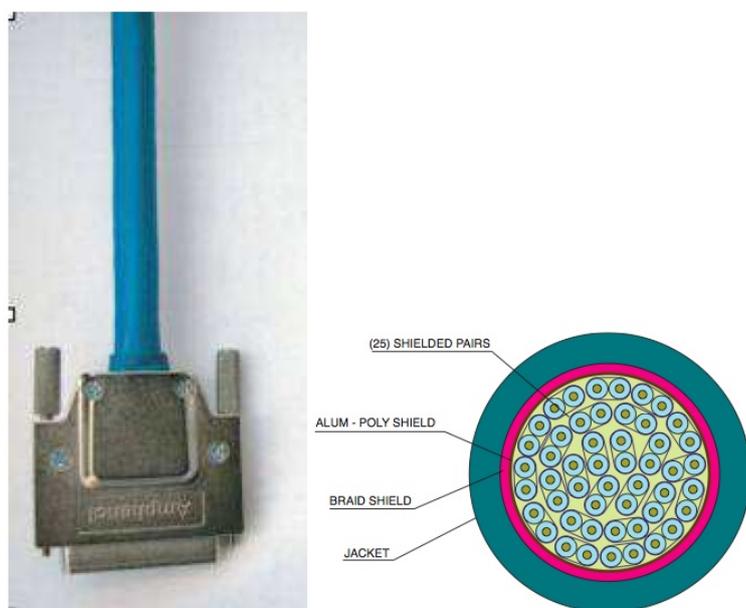


Figura 3.12: Cavo Skewclear della Amphenol e sua sezione.

Inoltre, dal momento che l'interfaccia in uscita dalla scheda è di tipo LVDS<sup>4</sup>, per mandare il segnale all'elettronica di *read out* iniziale (moduli CAMAC TDC e CIA) è stato necessario utilizzare una scheda che convertisse il segnale da LVDS a NIM<sup>5</sup>.

Comunque il chip NINO-ASIC è stato realizzato per un'elettronica di *read out* differente, ovvero per moduli HPTDC (vedi sezione 3.2.2) . Di conseguenza, dopo una serie iniziale di misure effettuate con un'elettronica di *read out* di tipo CAMAC, si è passati all'utilizzo dello standard VME.

---

<sup>4</sup>Low Voltage Differential Signal

<sup>5</sup>Nuclear Instrumentation Module

### 3.2.2 Elettronica di *read out*

Il TDC (*Time to Digital Converter*) è un modulo di elettronica CAMAC<sup>6</sup> che permette di misurare intervalli temporali tra il fronte di salita di un segnale di common START e otto diversi STOP indipendenti. Il TDC da noi utilizzato CAEN Mod. C414 (Figura 3.13) ha una risoluzione temporale di 25 ps e un tempo di conversione per ogni canale di ingresso valido pari a 2.5  $\mu$ s.

Il TDC misura gli intervalli temporali con risoluzione a 12 bit per cui la conversione unità del TDC e tempo avviene considerando il tempo di fondo scala (100 ns) e il numero di bit a disposizione (12) (quindi 25ps/canale). Nel nostro sistema la conversione è effettuata direttamente a livello di codice di acquisizione LabView.



Figura 3.13: Moduli CAMAC TDC e CIA da noi utilizzati.

Il modulo CAMAC CIA (*Charge Integrating ADC*<sup>7</sup>) permette di misurare la carica integrando il segnale analogico in ingresso in un intervallo temporale dettato dalla lunghezza di un segnale NIM (*GATE*). Il CIA da noi utilizzato,

---

<sup>6</sup>Computer Automated Measurement And Control

<sup>7</sup>Analog to Digital Converter

il CAEN Mod. C 205 (Figura 3.13), ha 32 canali *Charge-Integrating* ADC (CIA). Per ogni canale, la carica associata con il segnale in *input* è convertita in due parole, in modo da ottenere la misura con due diverse risoluzioni, 12 bit (4 conteggi/pC) e 15 bit (30 conteggi/pC). La larghezza del GATE può essere impostata in un range da 100 ns a 5  $\mu$ s.

Questa elettronica di *read out* è stata in seguito sostituita dalla scheda TRM (*TDC Readout Module*), una *slave card* VME<sup>8</sup>. Questa scheda si basa su un ASIC HPTDC, *High Performance Time to Digital Converter*. Può misurare contemporaneamente il tempo di fronte di salita di un segnale (*leading edge*) e di discesa (*trailing edge*), così da poter dare sia informazioni temporali (come un TDC CAMAC) sia informazioni sulla carica, in particolare quando collegata a scheda tipo NINO con TOT (Figura 3.11).

La TRM da noi utilizzata MOD. V1290 A/N (Figura 3.14) ha una risoluzione temporale di 25 ps.



Figura 3.14: TRM da noi utilizzata MOD. V1290 A.

---

<sup>8</sup>Versa Module Europa

### 3.2.3 Sistema di acquisizione

Lo studio della risposta temporale dei fotorivelatori è stata effettuata misurando la distanza temporale del segnale del fotorivelatore in esame dal segnale di riferimento indicante il passaggio di una particella; tale segnale è dato dalla coincidenza dei segnali provenienti dai PM degli scintillatori A e C (Figura 3.1).

Per la misura con i SiPM è stato quindi realizzato il sistema di acquisizione riportato in Figura 3.15.

Lo stesso circuito è stato utilizzato per gli MCP.

La tensione dei PM è stata fissata ad 800 V.

Come si può notare dallo schema, i segnali analogici in uscita dai fotorivelatori sono suddivisi in due parti: il 17% del segnale è inviato ad un *Charge-Integrating ADC* (CIA), l'80% del segnale ad un *Time to Digital Converter* (TDC) (il 3% del segnale è disperso da resistenze).

L'80% del segnale di ognuno dei tre fotorivelatori, passa attraverso un discriminatore che trasforma il segnale da analogico a digitale con una soglia di discriminazione impostata a 40 mV per i PM e a 30 mV per SiPM (MCP). Il segnale digitale del SiPM (MCP) è inviato ad un TDC che misura la distanza temporale di arrivo di un segnale da un segnale di START; in particolare il segnale di START al TDC è dato dalla coincidenza (AND) dei segnali dei PM. Lo stesso segnale è anche utilizzato per dare lo START ad un CIA. In questa modalità si selezionano eventi in coincidenza doppia tra i due PM e si misura sia la distanza temporale dei segnali dal segnale di START (tramite il TDC) sia la carica contenuta nei vari segnali (tramite il CIA).

In Appendice A sono riportate le specifiche tecniche degli strumenti utilizzati.

Il codice di acquisizione dati è stato sviluppato in ambiente LabView.

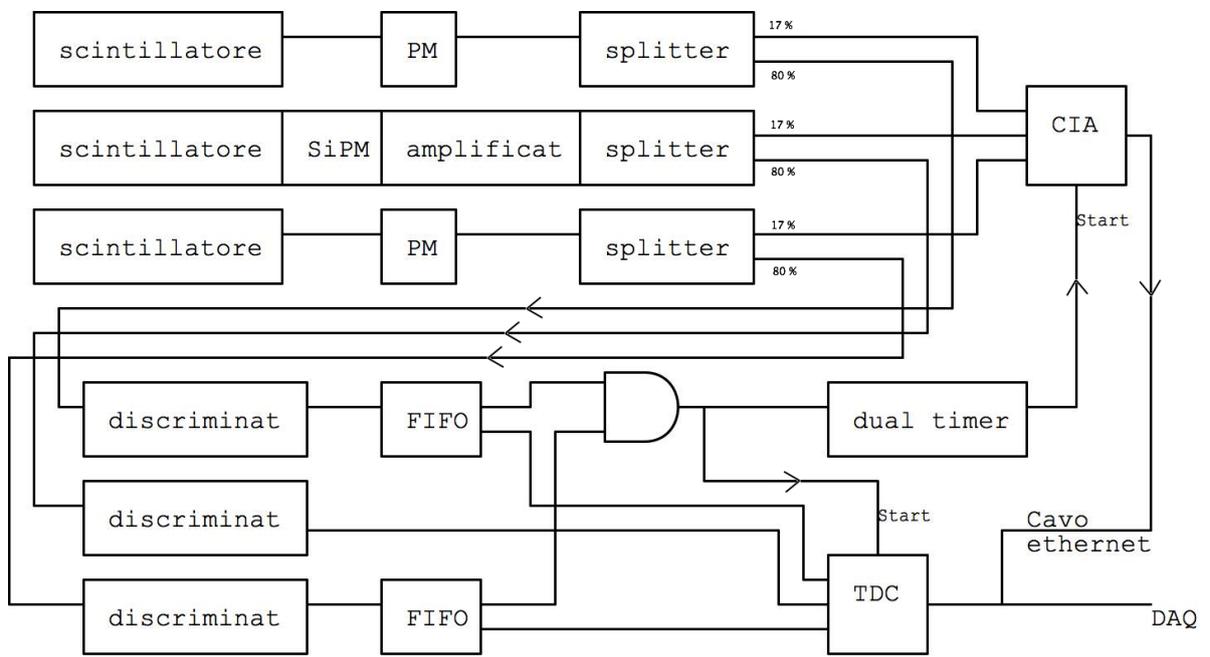


Figura 3.15: Circuito di acquisizione.



# Capitolo 4

## Analisi dati

L'analisi dei dati è stata effettuata mediante il software ROOT (Data Analysis Framework sviluppato al CERN [17]).

Nel seguito saranno descritti i dettagli dell'analisi sia per i dati dei SiPM che del MPC.

### 4.1 Analisi dati per il fotorivelatore SiPM

In Figura 4.1 è riportato lo spettro in carica raccolta dal SiPM per gli eventi acquisiti relativi al passaggio dei raggi cosmici nel telescopio. Come atteso la distribuzione ottenuta segue l'andamento di Landau.

Si è proceduto quindi allo studio dei tempi misurati dal nostro rivelatore. Per ogni evento è stata calcolata la media dei tempi di arrivo dei segnali dei PM; tale media è considerata come tempo zero,  $t_0$ . Sottraendo  $t_0$  al tempo di arrivo del segnale del SiPM,  $t_{SiPM}$ , si ottiene il tempo  $t$ :

$$t = t_{SiPM} - t_0 \quad (4.1)$$

È stata poi applicata la correzione per *time slewing* per tenere conto di come le misure di tempo siano correlate alla dimensione (e quindi alla carica) del segnale.

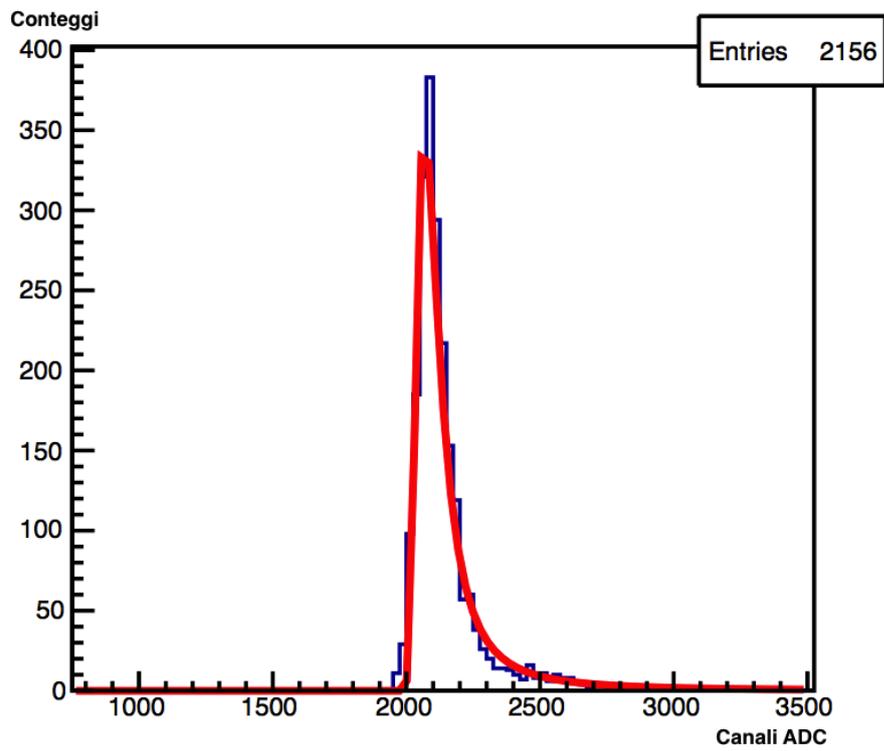


Figura 4.1: Esempio di distribuzione in unità ADC ( $30 \text{ canali/pC}$ ) della carica raccolta da un SiPM (linea blu continua); nella stessa figura è anche riportato il fit con una distribuzione di Landau (linea rossa continua).

La correzione per *time slewing* è necessaria ed è dovuta alla trasformazione del segnale da analogico a digitale. Difatti, poichè il segnale analogico ha un tempo di salita finito l'effetto si traduce in una dipendenza (variazione,  $\Delta t$ ) del tempo misurato dall'ampiezza (carica,  $Q$ ) del segnale (*time slewing*) (vedi Figura 4.2); in particolare  $\Delta t \propto 1/\log Q$ . Questa variazione può quindi essere corretta mediante la misura della carica del segnale.

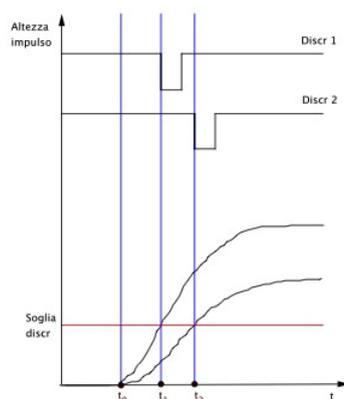


Figura 4.2: Rappresentazione della trasformazione del segnale da analogico a digitale; poichè il segnale analogico ha un tempo di salita finito, l'effetto si traduce in una dipendenza ( $\Delta t$ ) del tempo misurato dall'ampiezza (carica,  $Q$ ) del segnale (*time slewing*).

La correzione per *time slewing* è stata ottenuta interpolando la distribuzione tempo-carica con polinomiali di primo o terzo grado da cui sono stati estratti i valori e sottratti al tempo  $t$  in maniera tale da ottenere il tempo corretto.

In Figura 4.3 e Figura 4.4 è riportato l'andamento del tempo  $t$  in funzione della carica raccolta dal SiPM prima e dopo la correzione. In Figura 4.3 nel caso di un'elettronica di *front end* con la scheda di amplificazione Gali5, in Figura 4.4 nel caso di un'elettronica di *front end* con la scheda NINO-ASIC; in entrambi i casi come elettronica di *read out* sono stati utilizzati moduli CAMAC.

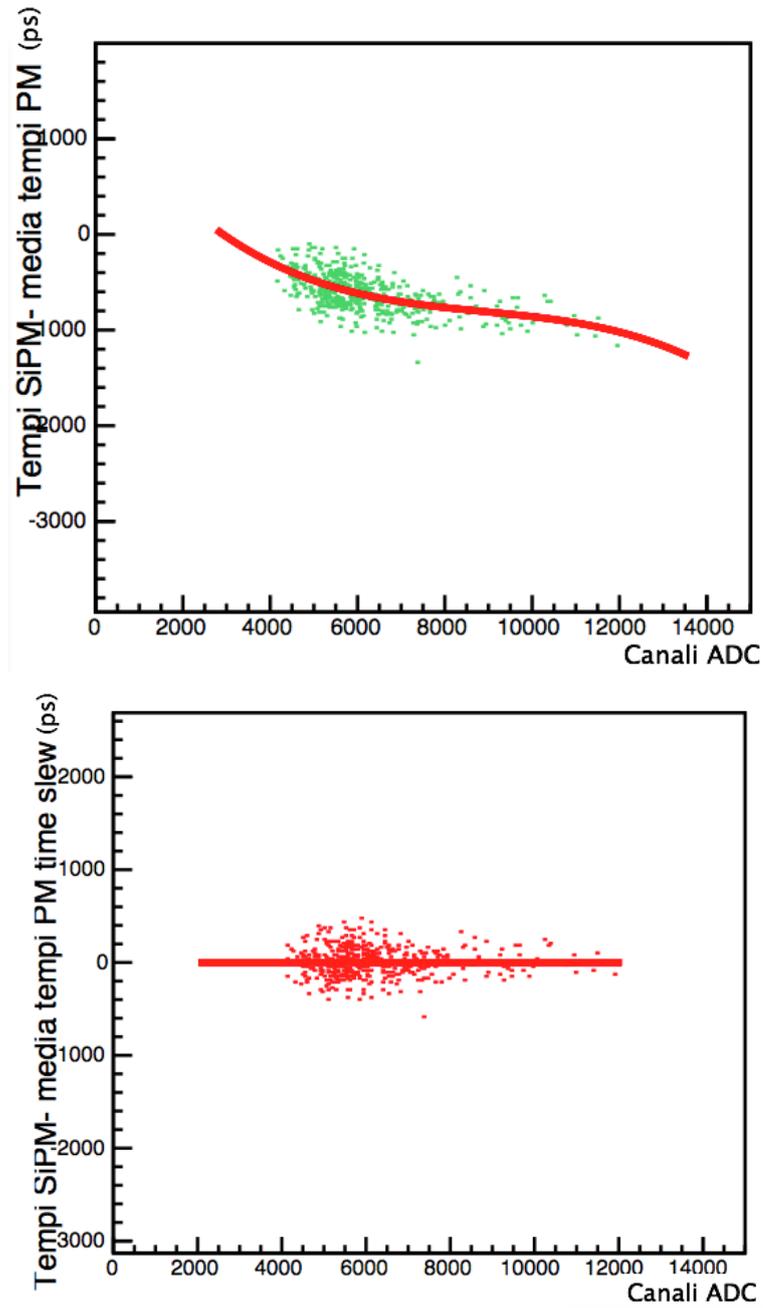


Figura 4.3: Correlazione tempo-carica per il SiPM prima e dopo la correzione per *time slew*, usando come *front end* il Gali5 e come *read out* i moduli CAMAC; SiPM accoppiato tramite fibre allo scintillatore. Il fit è stato fatto con una polinomiale di terzo grado.

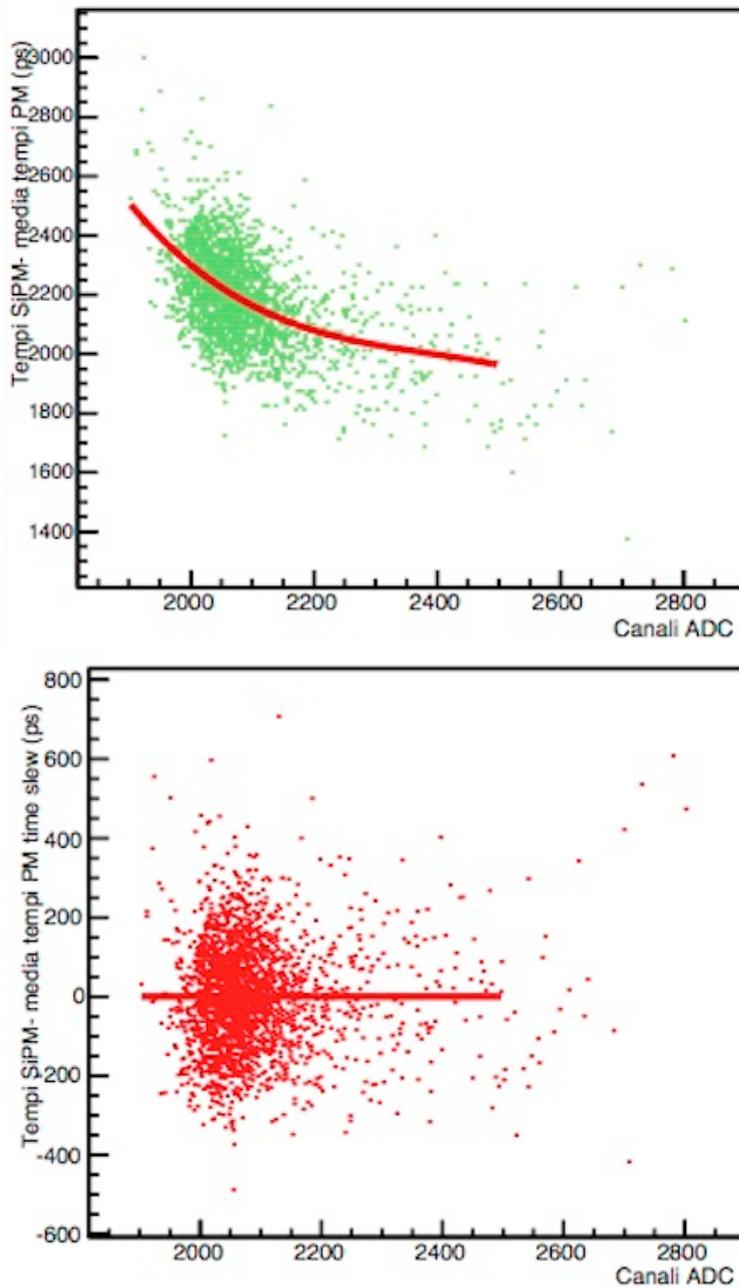


Figura 4.4: Correlazione tempo-carica per il SiPM prima e dopo la correzione per *time slew*, usando la scheda di *front end* NINO e come *read out* i moduli CAMAC; SiPM a diretto contatto con lo scintillatore. Il fit è stato fatto con una polinomiale di terzo grado.

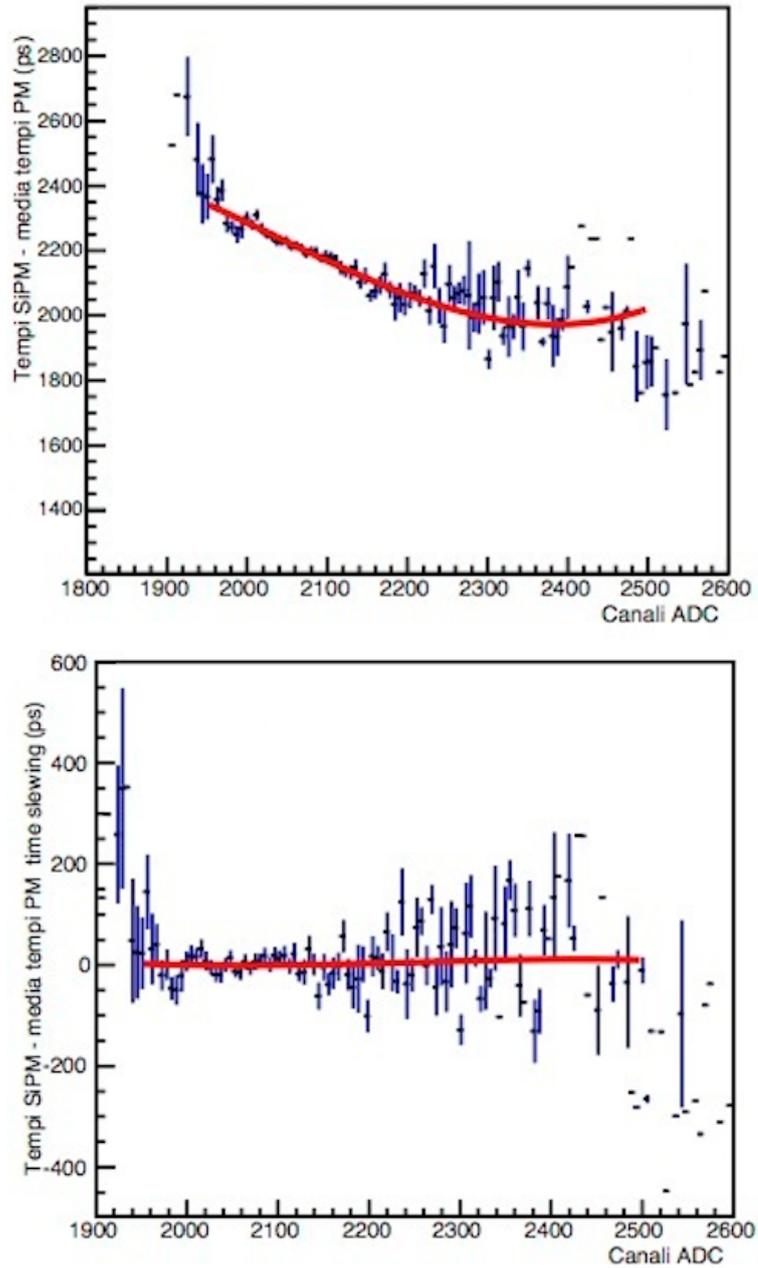


Figura 4.5: Correlazione tempo-carica per il SiPM, usando come *front end* la scheda NINO e come *read out* i moduli CAMAC, prima (in alto) e dopo (in basso) la correzione per *time slewing*. SiPM a diretto contatto con lo scintillatore. Il fit è stato fatto con una polinomiale di terzo grado.

Per cercare di rendere più visibile la qualità del fit in Figura 4.4 e ridurre la dipendenza da singoli eventi problematici, è stata fatta un'ulteriore analisi in cui l'asse della carica, asse x, è stato suddiviso in bin, per ognuno dei quali è stato ricavato il valore medio del tempo. Infine sono stati graficati direttamente i valori medi ottenuti e infine *fittati* direttamente questi valori medi; a questo punto è stata applicata la correzione per *time slewing*. In Figura 4.5 sono visibili i risultati ottenuti.

La distribuzione della differenza dei tempi prima e dopo la correzione per *time slewing* è visibile in Figura 4.6 e Figura 4.7, nel caso di un'elettronica di *front end* basata rispettivamente sulla scheda Gali5 e NINO-ASIC. Le distribuzioni sono fittate con una Gaussiana e quella relativa al tempo dopo le correzioni risulta centrata circa a zero. La risoluzione temporale dei SiPM,  $\sigma_{SiPM}$ , si ricava dalla  $\sigma$  di quest ultima distribuzione:

$$\sigma_{SiPM} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{PM}^2} \quad [18] \quad (4.2)$$

dove  $\sigma_{PM}$  è la risoluzione temporale ricavata dai fotomoltiplicatori.

L'analisi dei dati relativi ai PM è stata effettuata in maniera analoga all'analisi dei dati relativi al SiPM. I risultati ottenuti, riportati in Figura 4.8, sono stati utilizzati per la determinazione della sigma dei PM, utilizzata per calcolare la sigma dei SIPM. Nella stessa figura sono anche riportati i plot della correlazione carica-tempo di un PM fittate con una polinomiale di terzo grado prima e dopo il *time slewing* e la distribuzione dei tempi prima e dopo il *time slewing*.

La sigma dei PM estratta dalla media dei due fotomoltiplicatori è risultata essere dell'ordine dei 30 ps.

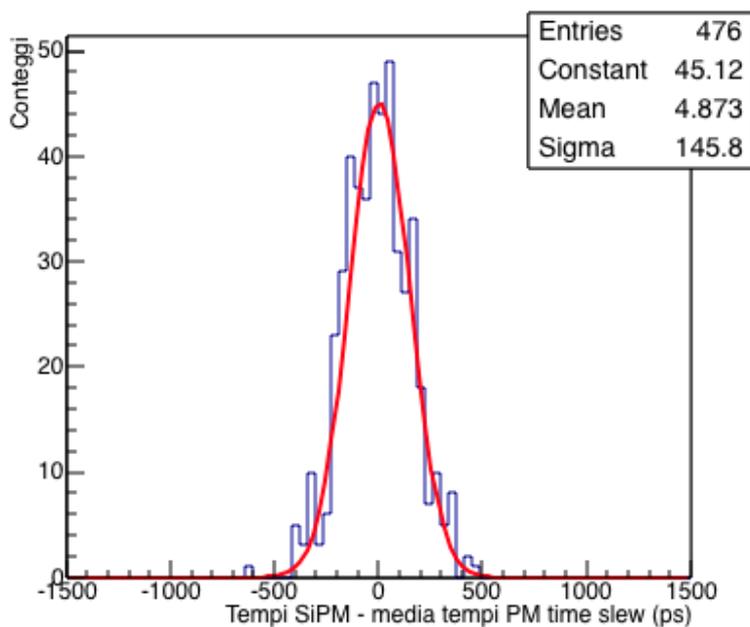
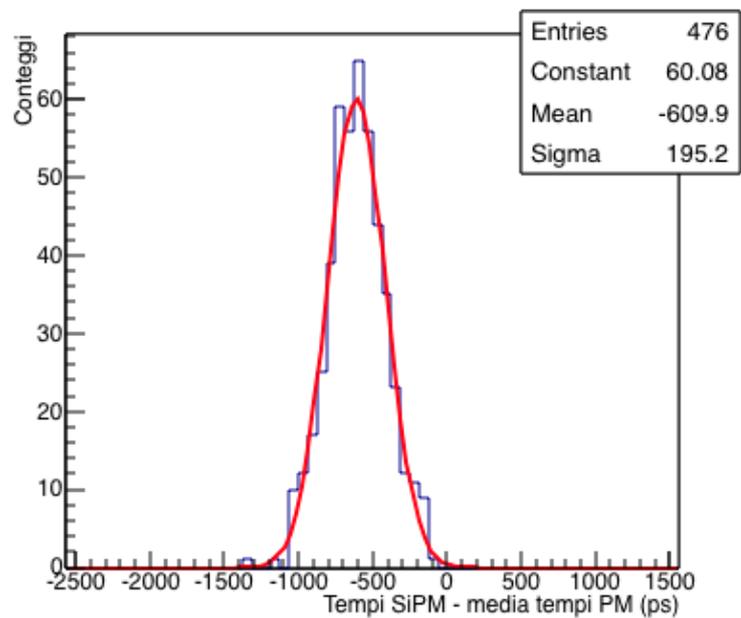


Figura 4.6: Distribuzione dei tempi prima(in alto) e dopo (in basso) la correzione per *time slewing*; le distribuzioni sono fittate con una Gaussiana. Dalla distribuzione in basso si ricava la  $\sigma$  da cui successivamente  $\sigma_{SiPM}$ . Elettronica eseguita dalla scheda di *front end* Gali5 e dai i moduli CAMAC come *read out*; SiPM accoppiato tramite fibre allo scintillatore.

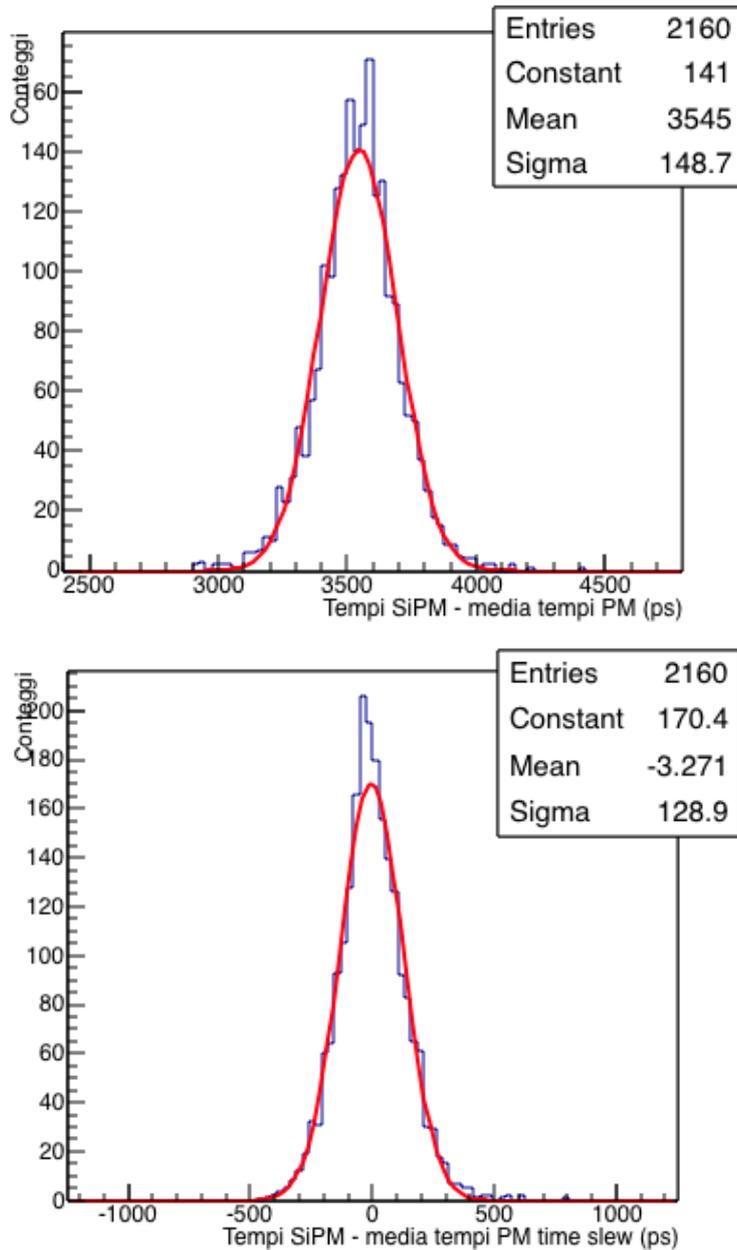


Figura 4.7: Distribuzione dei tempi prima(in alto) e dopo (in basso) la correzione per *time slewing*; le distribuzioni sono fittate con una Gaussiana. Dalla distribuzione in basso si ricava la  $\sigma$  da cui successivamente  $\sigma_{SiPM}$ . Elettronica eseguita dalla scheda di *front end* NINO-ASIC e dai moduli CAMAC come *read out* ; SiPM a diretto contatto con lo scintillatore.

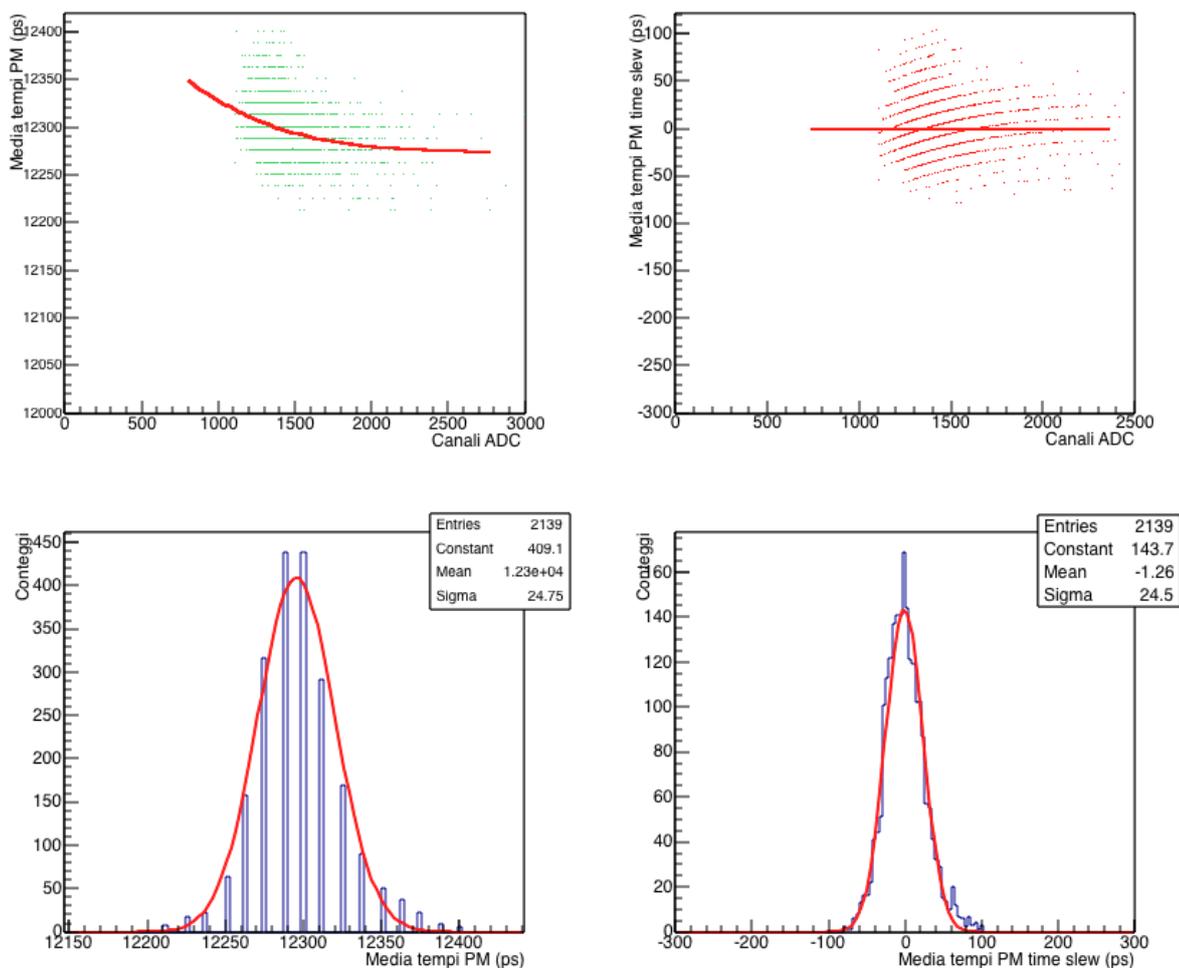


Figura 4.8: In alto troviamo il plot della correlazione carica-tempo di un PM fittate da una polinomiale di terzo grado prima e dopo il *time slewing*; in basso la distribuzione dei tempi prima e dopo il *time slewing*. In particolare i segnali non sono stati amplificati e l'elettronica di *read out* è stata eseguita da moduli CAMAC; PM a diretto contatto con lo scintillatore.

## 4.2 Analisi dati per il fotorivelatore MCP

L'analisi sviluppata per i SiPM è stata utilizzata anche per i dati acquisiti col MPC. In Figura 4.9 sono riportati i plot ottenuti con gli MCP con i segnali non amplificati ed elettronica di *read out* CAMAC.

## 4.3 Analisi dati per la configurazione con due SiPM a contatto con uno stesso scintillatore

Per quanto riguarda l'analisi dei dati ottenuti dalla configurazione con due SiPM a contatto con uno stesso scintillatore, per ricavare la risoluzione temporale del SiPM è stata calcolata la differenza tra i tempi misurati dai due SiPM ottenendo  $t_{DIFF}$ :

$$t_{DIFF} = t_{SiPM1} - t_{SiPM2} \quad (4.3)$$

A questo punto è stata ricavata la  $\sigma$  dalla distribuzione di  $t_{DIFF}$  (Figura 4.10) da cui è stata ottenuta la  $\sigma_{SiPM}$

$$\sigma_{SiPM} = \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \quad (4.4)$$

Alla differenza dei tempi è stata apportata un'ultima correzione per eliminare la dipendenza temporale dovuta alla posizione di passaggio della particella all'interno dello scintillatore.

In particolare è stata graficata la variabile  $t_{DIFF}$  in funzione della variabile  $c_{mod}$ , definita come:

$$c_{mod} = \frac{c_{SiPM1} - c_{SiPM2}}{c_{SiPM1} + c_{SiPM2}} \quad (4.5)$$

con  $c_{SiPM1}$  e  $c_{SiPM2}$  cariche rispettivamente del SiPM1 e del SiPM2 misurate con ADC. È stata poi ricavata la  $\sigma_{SiPM}$  in maniera analoga a quanto fatto in precedenza. In Figura 4.11 e Figura 4.12 si possono osservare i risul-

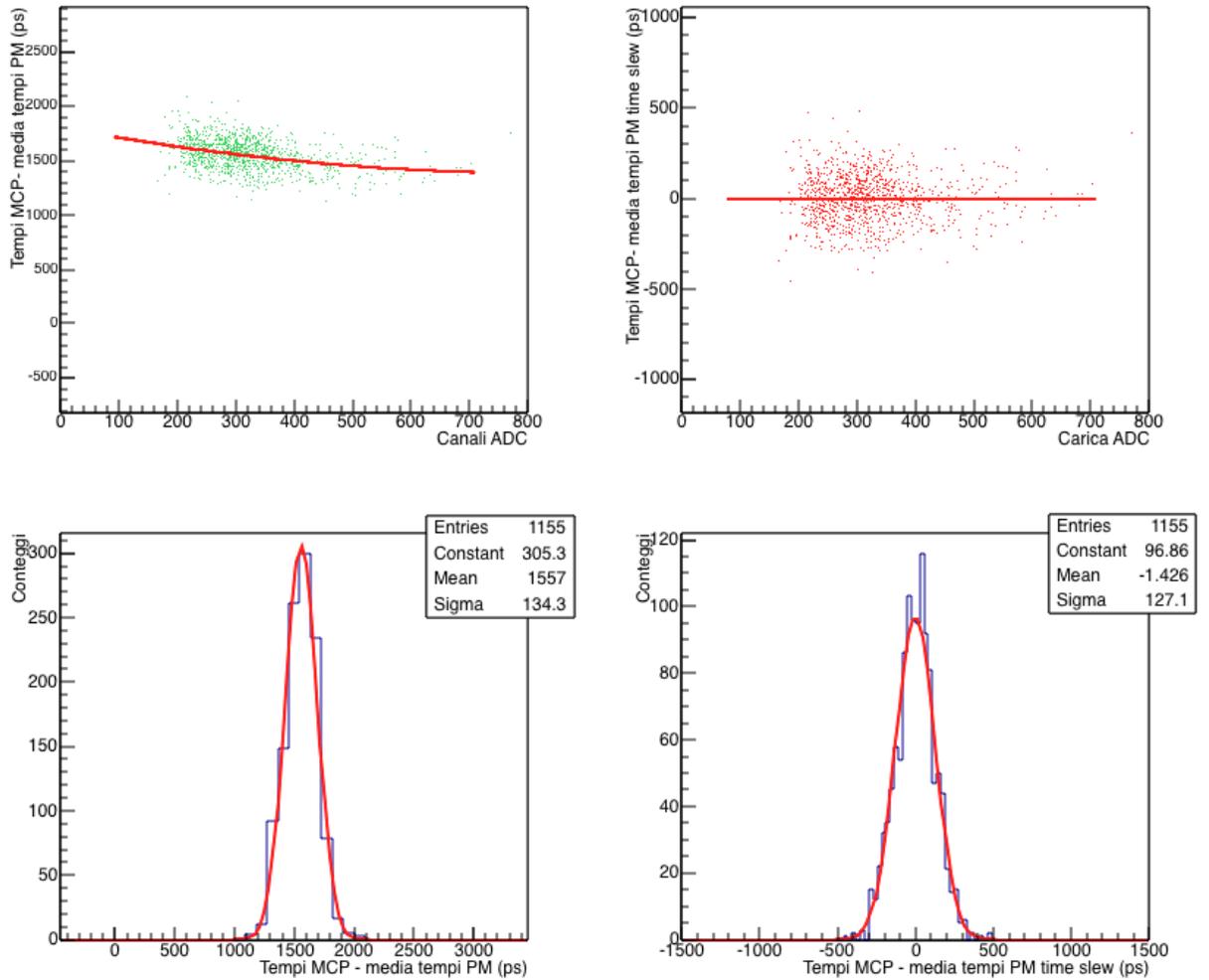


Figura 4.9: In alto troviamo il plot della correlazione carica tempo di un MCP fittate da una polinomiale di terzo grado prima e dopo il *time slewing*; in basso la distribuzione dei tempi prima e dopo il *time slewing*. In particolare i segnali non sono stati amplificati e l'elettronica di *read out* è stata eseguita da moduli CAMAC; MCP a diretto contatto con lo scintillatore.

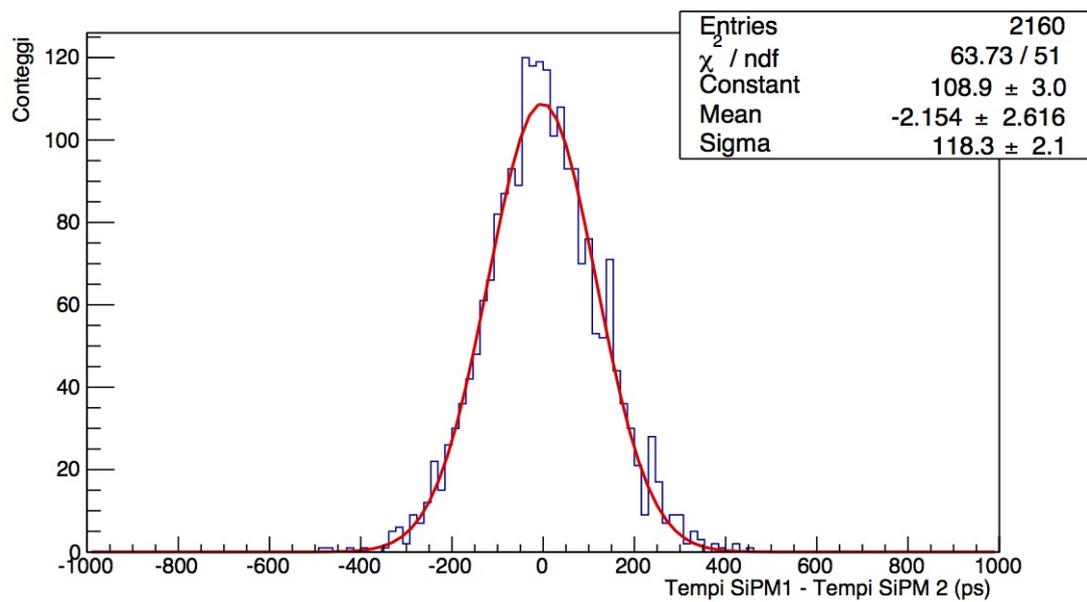


Figura 4.10: Distribuzione di  $t_{DIFF}$  nella configurazione con due SiPM a contatto. Dalla distribuzione si ricava la  $\sigma$  da cui successivamente  $\sigma_{SiPM}$ . Elettronica eseguita dalla scheda di *front end* NINO-ASIC e dai moduli CAMAC come *read out*.

tati ottenuti rispettivamente con un'elettronica di *read out* data dai moduli tipo CAMAC e dai moduli tipo VME. In particolare è riportata anche la correlazione  $t_{DIFF} - c_{mod}$  prima e dopo la correlazione per *time slewing*.

Come già fatto presente nel capitolo precedente, il modulo VME TRM, non misura propriamente la carica del segnale, bensì la larghezza dell'impulso in *ps*, grazie al metodo del TOT della scheda NINO-ASIC; quindi, quanto riguarda le misure e l'analisi fatta con un'elettronica di *read out* tipo VME, bisogna tenere presente ciò.

Analogamente a quanto fatto per i plot in Figura 4.4, per cercare di rendere più visibile la qualità del fit in Figura 4.11 ed in Figura 4.12, è stata fatta un'ulteriore analisi in cui le  $x$  sono state suddivise in bin, per ognuno dei quali è stato ricavato il valore medio e quindi graficato quest'ultimo ed infine *fittati* direttamente questi valori medi ottenuti; a questo punto è stata applicata la correzione per eliminare la dipendenza temporale dovuta alla posizione di passaggio della particella all'interno dello scintillatore. In Figura 4.13 e Figura 4.14 sono visibili i plot ottenuti.

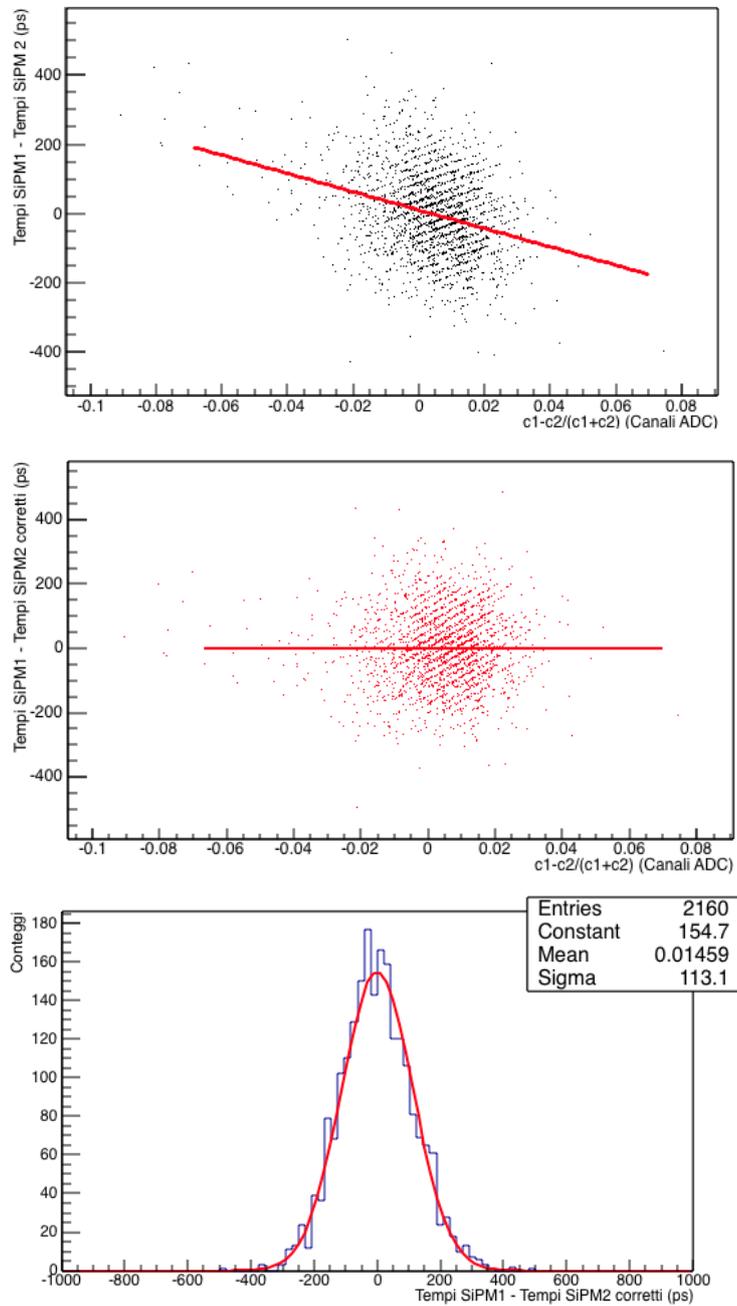


Figura 4.11: Correlazione  $t_{DIFF-C_{mod}}$  prima e dopo la correzione per eliminare la dipendenza temporale dovuta alla posizione di passaggio della particella all'interno dello scintillatore, nella configurazione con due SiPM a contatto. Il fit è stato fatto con una polinomiale di primo grado. Elettronica di *front end* eseguita dalla scheda NINO ed elettronica di *read out* eseguita dai moduli CAMAC TDC(per la misura dei tempi) e CIA(per la misura delle cariche).

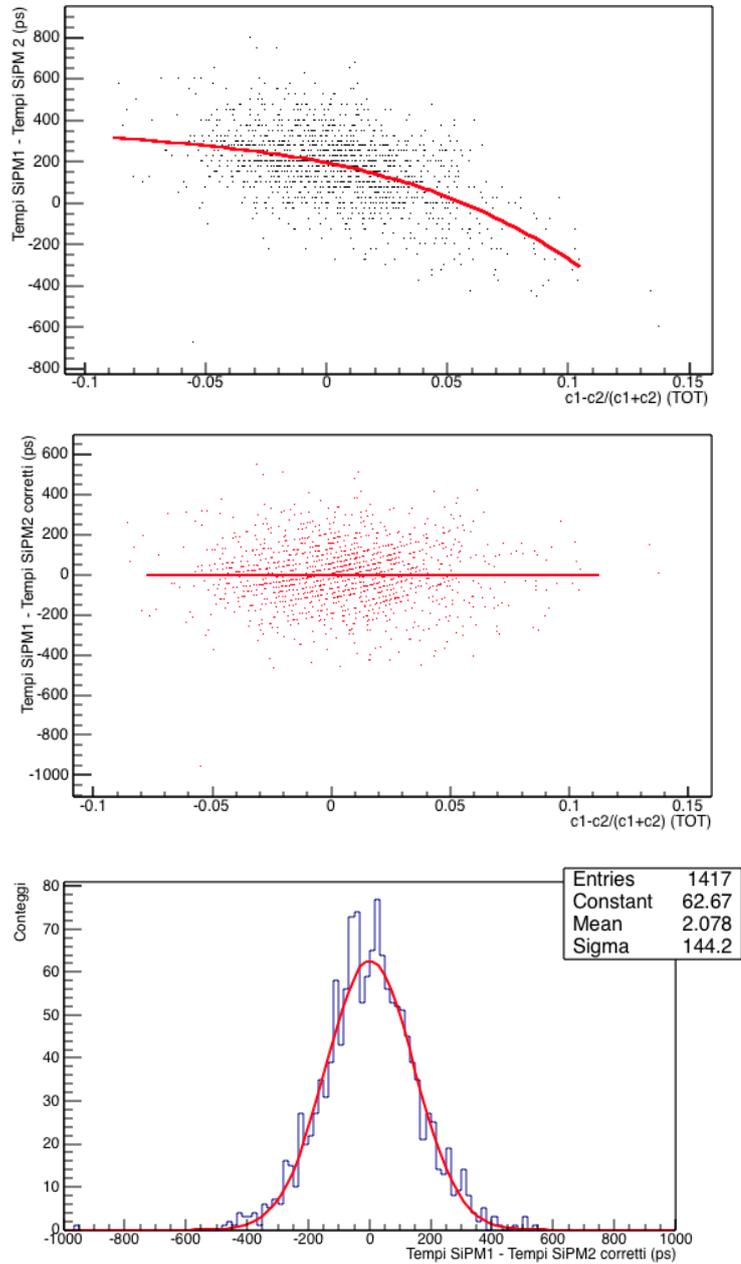


Figura 4.12: Correlazione  $t_{DIFF}-c_{mod}$  prima e dopo la correzione per eliminare la dipendenza temporale dovuta alla posizione di passaggio della particella all'interno dello scintillatore, nella configurazione con due SiPM a contatto.. Il fit è stato fatto con una polinomiale di terzo grado. Elettronica di *front end* eseguita dalla scheda NINO ed elettronica di *read out* eseguita dal modulo VME HPTDC.

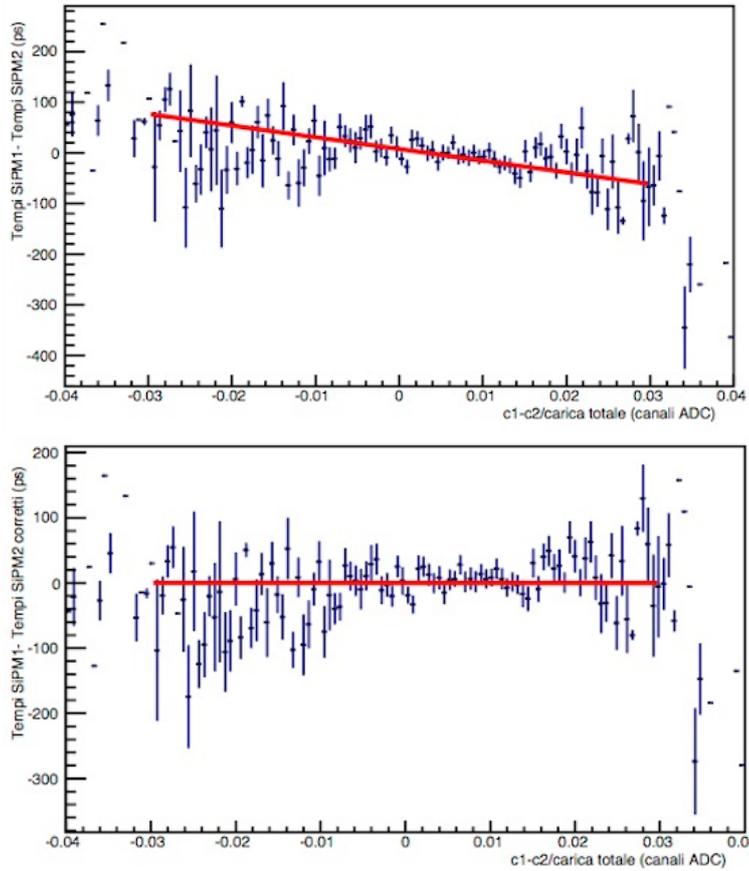


Figura 4.13: Correlazione  $t_{DIFF}-c_{mod}$ , prima e dopo la correzione per eliminare la dipendenza temporale dovuta alla posizione di passaggio della particella all'interno dello scintillatore. Il fit è stato fatto con una polinomiale di primo grado. Elettronica di *front end* eseguita dalla scheda NINO ed elettronica di *read out* eseguita dai moduli CAMAC TDC(per la misura dei tempi) e CIA(per la misura delle cariche).

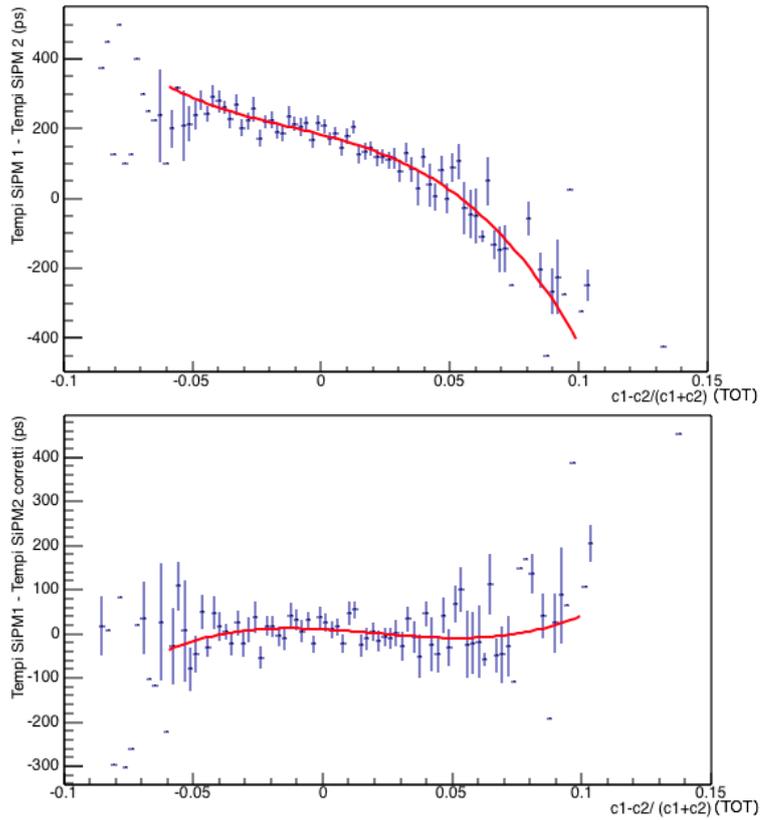


Figura 4.14: Correlazione  $t_{DIFF}-c_{mod}$ , prima e dopo la correzione per eliminare la dipendenza temporale dovuta alla posizione di passaggio della particella all'interno dello scintillatore. Il fit è stato fatto con una polinomiale di terzo grado. Elettronica di *front end* eseguita dalla scheda NINO ed elettronica di *read out* eseguita dal modulo VME HPTDC.

# Capitolo 5

## Risultati

Nel seguito sono riportati i risultati ottenuti per le varie misure effettuate.

### 5.1 MCP

In tabella 5.1 sono riportati i risultati ottenuti con l' MCP a due diverse tensioni di lavoro; l'MCP era a contatto diretto con lo scintillatore ed è stata utilizzata un'elettronica di *read out* basata su standard CAMAC.

Fotorivelatore	Tensione (V)	Sigma (ps)
MCP	2250	$133 \pm 7$
MCP	2350	$125 \pm 3$

Tabella 5.1: Risultati per MCP a contatto con scintillatore con elettronica di *read out* eseguita dai moduli CAMAC.

La risoluzione temporale ottenuta è di circa 130 *ps* e nelle misure effettuate a diversa tensione applicata non si evidenziano differenze nei risultati.

### 5.2 SiPM 100P

Le misure effettuate col SiPM 100P hanno evidenziato una risoluzione temporale di  $(190 \pm 3)$  *ps*; come elettronica di *front end* è stato utilizzato la scheda

con amplificatore Gali5 e come elettronica di *read out* i moduli CAMAC. Il SiPM era accoppiato tramite fibre allo scintillatore e la tensione applicata di  $0.5 V$  sopra il valore nominale. Il confronto con i risultati ottenuti col SiPM 50P (vedi Tabella 5.2) rivela una migliore prestazione del SiPM 50P che è stato quindi utilizzato per tutte le successive misure.

### 5.3 SiPM 50P

#### Scheda di *front end* Gali5 e *read out* CAMAC

In tabella 5.2 sono riportati i risultati ottenuti con il SiPM 50P a diverse tensioni di lavoro; in particolare sia nella configurazione a contatto con lo scintillatore che tramite fibre WLS. Questi risultati sono stati ottenuti con elettronica di *front end* e di *read out* rispettivamente la scheda con amplificatore Gali5 e moduli CAMAC.

Fotorivelatore	Accoppiamento	Tensione (V)	Sigma (ps)
SiPM 50P	Contatto	68.05 (nominale)	$118 \pm 3$
SiPM 50P	Contatto	68.55	$114 \pm 3$
SiPM 50P	Contatto	69.05	$110 \pm 3$
SiPM 50P	fibre 3x2mm	68.05 (nominale)	$157 \pm 7$
SiPM 50P	fibre 3x2mm	68.55	$133 \pm 6$
SiPM 50P	fibre 3x2mm	69.05	$140 \pm 5$

Tabella 5.2: Risultati per SiPM 50P con elettronica di fronte end Gali5 ed elettronica di *read out* CAMAC.

Come prevedibile la risoluzione temporale risulta migliore nella configurazione a contatto rispetto a quella tramite fibre. In quella a contatto la risoluzione ottenuta è dell'ordine dei  $115 ps$  mentre in quella tramite fibre la risoluzione ottenuta è dell'ordine dei  $140 ps$ . Non è evidente un sensibile miglioramento al variare della tensione, per questo motivo nelle misure successive abbiamo considerato sempre un'unica tensione applicata (in particolare a  $0.5 V$  sopra il valore nominale).

### Scheda di *front end* NINO-ASIC e *read out* CAMAC

In tabella 5.3 vi sono i risultati ottenuti con il SiPM 50P ad una tensione di 0.5 V sopra il valore nominale sempre con un'elettronica di *read out* tipo CAMAC ma con la scheda NINO-ASIC, sia nella configurazione a contatto che tramite fibre WLS.

Fotorivelatore	Accoppiamento	Sigma (ps)
SiPM 50P	fibre 3x2mm	$160 \pm 4$
SiPM 50P	Contatto	$120 \pm 4$

Tabella 5.3: Risultati per SiPM 50P con elettronica di fronte end NINO ed elettronica di *read out* CAMAC e tensione 0.5 V sopra il valore nominale.

Anche da questi risultati risulta evidente il miglioramento nel passare a una configurazione a contatto da una tramite fibre.

### Scheda di *front end* NINO-ASIC e *read out* CAMAC nella configurazione con due SiPM a contatto

In tabella 5.4 vi sono i risultati ottenuti nella configurazione con due SiPM 50P a contatto con uno stesso scintillatore; la tensione impostata è di 0.5 V sopra il valore nominale sempre con lo stesso tipo di elettronica, elettronica di *front end* NINO ed un'elettronica di *read out* tipo CAMAC. È quindi riportata sia la risoluzione temporale ottenuta con un'analisi sul singolo SiPM sia quella ottenuta con l'analisi considerando appunto il fatto che abbiamo due SiPM contatto con stesso scintillatore.

Fotorivelatore	Sigma 1 (ps)	Sigma 2 (ps)	Sigma da differenza (ps)
SiPM 50P	$128 \pm 2$	$126 \pm 2$	$79.9 \pm 1.4$

Tabella 5.4: Risultati per configurazione con due SiPM a contatto allo scintillatore; elettronica di fronte end NINO ed elettronica di *read out* CAMAC e tensione 0.5 V sopra il valore nominale.

Dai risultati è evidente un netto miglioramento sulla risoluzione temporale nel passare ad una configurazione con due SiPM a contatto su uno stesso scintillatore; questa prova tende infatti ad eliminare i possibili effetti sistematici nella definizione del  $t_0$  da parte dei PM. In particolare si passa da una risoluzione dell'ordine dei 120  $ps$  ad 80  $ps$ .

### Scheda di *front end* NINO-ASIC e *read out* VME nella configurazione con due SiPM a contatto

In tabella 5.5 è riportata la risoluzione temporale ottenuta da due SiPM 50P a contatto con uno stesso scintillatore tramite elettronica di *front end* NINO ed elettronica di *read out* VME ad una tensione di 0.5  $V$  sopra il nominale.

Fotorivelatore	Sigma da differenza (ps)
SiPM 50P	$102 \pm 2$

Tabella 5.5: Risultati per configurazione con due SiPM a contatto allo scintillatore; elettronica di fronte end NINO ed elettronica di *read out* VME e tensione 0.5  $V$  sopra il valore nominale.

Il risultato qui riportato è preliminare ed ulteriori ottimizzazioni sono in fase di studio.

# Capitolo 6

## Conclusioni

Lo scopo del lavoro di tesi è stato lo studio mediante misure sperimentali delle caratteristiche di due tipi di fotorivelatori di nuova generazione. In particolare sono stati studiati sia gli MCP che i SiPM. Le misure hanno avuto come scopo principale lo studio della risoluzione temporale dei rivelatori stessi. Infatti l'evoluzione e sviluppo di tali dispositivi e il conseguente miglioramento delle prestazioni in termini di risoluzione temporale li rendono ottimi candidati per la realizzazione di esperimenti con eccellenti risoluzioni temporali.

Le misure sono state effettuate mediante l'installazione e messa in funzione di un telescopio per raggi cosmici basato su due rivelatori a scintillazione accoppiati con fotomoltiplicatori standard. Un terzo rivelatore a scintillazione posto tra i due precedenti è stato di volta in volta accoppiato ad uno dei nuovi fotorivelatori in test.

È stato effettuato quindi uno studio della variazione della risoluzione temporale non solo a seconda del tipo di fotorivelatore in questione (SiPM o MCP) ma anche a seconda del tipo di accoppiamento (a contatto diretto o tramite fibre WLS) tra il fotorivelatore e lo scintillatore. Sono stati anche provati diversi tipi di elettronica di *front end*, basata su scheda GALI5 o su NINO ASIC, e di *read out*, CAMAC o VME. In particolare in questa tesi, per la prima volta, è stata usata, per lo studio di questi nuovi fotorivelatori, l'elettronica di *front end* e *read out* realizzata per il rivelatore TOF

dell'esperimento ALICE a LHC.

Per questa tesi mi sono occupata di preparare il setup sperimentale dal punto di vista hardware prima di effettuare le varie misure. Inoltre ho sviluppato e ottimizzato il software per l'analisi dei dati acquisiti.

Per ciò che concerne i risultati, le misure con MCP hanno evidenziato la possibilità di ottenere risoluzioni temporali di circa **130 ps**, in questa configurazione sperimentale. Tale risultato sembra inoltre essere indipendente dalla tensione applicata all'MCP. Molti più test e misure sono state invece effettuate utilizzando i SiPM. Innanzi tutto i SiPM hanno mostrato migliori risultati quando posti direttamente a contatto con lo scintillatore rispetto a quando fossero utilizzate le fibre. Allo stato attuale, i risultati ottenuti mostrano che non vi è un sensibile miglioramento nel passare da un'elettronica di *front end* basata su GALI5 piuttosto che basata su NINO. Infatti in entrambi i casi la risoluzione temporale (nel caso di contatto diretto con lo scintillatore) è dell'ordine dei **120 ps**. I risultati migliori sono stati ottenuti utilizzando 2 SiPM accoppiati ad uno scintillatore; in questa configurazione si è ottenuta una risoluzione di circa **80 ps**. A tutt'oggi i risultati ottenuti in queste misure con raggi cosmici rappresentano per quanto ci è dato sapere una novità.

I risultati di questa tesi rappresentano un punto di partenza per la realizzazione di rivelatori con ottima risoluzione temporale in esperimenti di fisica nucleare e subnucleare (definizione del trigger, misure di tempo di volo, calorimetria). Altre interessanti applicazioni sono possibili in ambito medico, in particolare strumenti di diagnostica avanzata quali ad esempio la PET.

# Appendice A

## Strumentazione

- Discriminatore (NIM): CAEN MOD. N417  
8 channel low threshold discriminator  
pulse width: 10 ns
- Logic Unit: MOD.N405  
3 fold logic unit/majority with VETO
- DUAL TIMER: MOD.N93B  
Dual Timer
- FAN-IN/FAN-OUT: MOD 429A  
Quad logic FAN-IN/FAN-OUT  
input/output delay:  $< 6$  ns
- Oscilloscopio: Le Croy - waveRunner - 6100A Dual 10 GS/s, Quad 5 GS/s



# Appendice B

## Formula di Bethe-Block

La perdita di energia per ionizzazione di particelle cariche pesanti è descritta dalla formula di Bethe-Block:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left( \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 T_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right) \quad (\text{B.1})$$

, dove:

- $r_e$ , raggio classico dell'elettrone
- $m_e$ , massa dell'elettrone
- $N_a$ , numero di Avogadro
- $I$ , potenziale medio di eccitazione
- $Z$ , numero atomico del materiale assorbente
- $A$ , numero di massa del materiale assorbente
- $\rho$ , densità del materiale assorbente
- $z$ , carica della particella incidente in unità di  $e$
- $\beta$ ,  $v/c$  della particella incidente
- $\gamma$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$

- $T_{max}$ , massima energia cinetica trasferibile in una singola collisione

A questa andrebbero aggiunte due correzioni, una detta correzione per *density effect* l'altra correzione di *shell*, che divengono rilevanti rispettivamente ad energie elevate o basse.

# Bibliografia

- [1] W.R.LEO , *Techniques for nuclear and particle physics experiments* , Springer-Verlag 1994.
- [2] <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/SGC%20BC418-420-422%20Data%20Sheet.pdf>
- [3] <http://www.edm.ethz.ch/teaching/vp/bicronfiber>
- [4] D.RENKER , *Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems* , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 567 (2006) 48–56.
- [5] S.COVA et al. , *Evolution and prospects for single-photon avalanche diodes and quenching circuits* , Journal of modern optics 2004 vol. 51, no. 9–10, 1267–1288
- [6] PARTICLE DATA GROUP , *Review of particle physics*, Particle data group 2013.
- [7] V. GOLOVIN, V. SAVELIEV , *Novel type of avalanche photodetector with Geiger mode operation* , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 518 (2004) 560–564
- [8] P. BUZHAN et al. , *Silicon photomultiplier and its possible applications* , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 504 (2003) 48–52

- [9] N. OTTE , *The Silicon Photomultiplier - A new device for High Energy Physics, Astroparticle Physics, Industrial and Medical Applications* , SNIC Symposium, Stanford, California -2006
- [10] Datasheet PHOTONIS USA Pennsylvania, PP0365E.
- [11] Datasheet Hamamatsu Photonics K. K., MPPC (Multi Pixel Photon Counter) S12572 series.
- [12] Datasheet Hamamatsu Photonics K. K., MPPC (Multi-pixel Photon Counter) S10931 series.
- [13] Datasheet Gali 5, [www.mini-circuits.com](http://www.mini-circuits.com)
- [14] F. ANGHINOLFI et al. , *NINO, an ultra-fast, low-power, front end amplifier discriminator for the Time-Of-Flight experiment in ALICE*, presented at 2003 Nuclear Science Symposium, Portland, Oregon.
- [15] F. ANGHINOLFI et al. , *NINO: an ultra-fast and low-power front end amplifier/discriminator ASIC designed for the multigap resistive plate chamber* , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 533 (2004) 183–187
- [16] P.JARRON et al. , *Time based read out of a silicon photomultiplier (Si-PM) for Time Of Flight Positron Emission Tomography (TOF-PET)*, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 58, NO. 3, JUNE 2011.
- [17] <http://root.cern.ch>
- [18] J. R. Taylor, *Introduzione all'analisi degli errori*, Zanichelli (2000)
- [19] Datasheet Advanced Laser Diode System A.L.S. Gmbh (2013), PiLas PiL040X.