

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

MISURE DI RISOLUZIONE TEMPORALE DI SiPM

Relatore:

**Chiar.mo Prof.
Maurizio Basile**

**Presentata da:
Federico Mondaini**

Correlatore:

Dott.ssa Gilda Scioli

**Sessione I
Anno Accademico 2013/2014**

Introduzione

Il presente lavoro di tesi ha come obiettivo lo studio della risoluzione temporale di un sistema di rivelazione di particelle basato su un fotomoltiplicatore al Silicio (SiPM) con diversi tipi di accoppiamento rispetto a uno scintillatore plastico. L'utilizzo di questi dispositivi presenta grandi vantaggi rispetto ai fotomoltiplicatori normalmente usati come, per esempio, bassa tensione di lavoro (tipicamente intorno alle decine di volt), dimensioni compatte, insensibilità ai campi magnetici e basso costo per utilizzo su larga scala. Questa tecnologia per la rivelazione di fotoni e la loro precisa misura temporale ha numerose applicazioni, dai rivelatori di alta energia (calorimetri, sistemi di trigger veloce, misure di tempo di volo) ai rivelatori per utilizzi in campo medico (PET).

Questa tesi è così organizzata: nel primo capitolo si descriveranno in generale i vari elementi per la misura di particelle tramite scintillatore (scintillatori plastici, guida di luce, fotomoltiplicatori, SiPM), nel secondo si descriverà l'apparato sperimentale usato e nel terzo si riporterà l'analisi dei dati con i risultati ottenuti.

Capitolo 1

1.1 Scintillatore

I rivelatori a scintillazione, chiamati comunemente anche *scintillatori*, si basano sul fatto che certi materiali, quando colpiti da una particella carica o da una radiazione, emettono luce [1].

Infatti, in generale, una radiazione che interagisca con la materia può depositare tutta o parte della sua energia nel mezzo. Si forma, pertanto, uno stato eccitato, instabile, che in tempi più o meno lunghi tornerà al suo stato fondamentale, riemettendo la stessa quantità d'energia acquisita precedentemente. Nei casi in cui, invece, l'energia rilasciata dalla radiazione incidente è tale da rimuovere uno o più elettroni da atomi o molecole, si parla di ionizzazione.

Gli scintillatori manifestano la proprietà detta di luminescenza, espressa in due forme: *fluorescenza* e *fosforescenza*.

La prima, detta anche emissione immediata, avviene in tempi entro i 10^{-8} sec; la seconda, detta anche emissione ritardata, ha tempi di emissione ben più lunghi, che vanno da qualche microsecondo fino anche a qualche ora, con una forte dipendenza dal materiale di cui è composto lo scintillatore. I buoni scintillatori possono convertire quasi tutta l'energia, rilasciata dalla radiazione incidente, in fluorescenza: solo questa, infatti, è utile per la rivelazione delle particelle incidenti, mentre la fosforescenza viene considerata come se fosse rumore bianco sul segnale di interesse. La legge che descrive l'intensità della luce emessa in funzione del tempo è data dalla sovrapposizione di due esponenziali

$$N(t) = Ae^{\left(-\frac{t}{\tau_f}\right)} + Be^{\left(-\frac{t}{\tau_s}\right)}$$

dove $N(t)$ è il numero di fotoni emessi al tempo t , mentre τ_f e τ_s sono le costanti di decadimento della componente veloce e di quella lenta.

Gli scintillatori si dividono in base al materiale di cui sono composti e possono essere organici e inorganici.

Scintillatori organici: sono formati da composti aromatici contenenti strutture chimiche ad anello, come il benzene. Questi scintillatori emettono luce con tempi di decadimento di pochi nanosecondi.

La luce è emessa in transizioni che coinvolgono elettroni di valenza delle molecole. Gli scintillatori plastici rientrano in questa categoria essendo composti da una soluzione scintillante in un solvente plastico ed hanno come proprietà fondamentale che si possono facilmente lavorare dando loro la forma geometrica desiderata. La luce emessa da tali scintillatori ha tipicamente una lunghezza d'onda di 500nm.

Scintillatori inorganici: Si tratta di cristalli, spesso di tipo alcalino con bassa concentrazione di impurità. Il più usato è lo ioduro di sodio attivato con tallio,

NaI(Tl). Si tratta di Scintillatori con elevata efficienza luminosa, ma che sono uno o due ordini di grandezza più lenti degli scintillatori organici.

1.2 Wavelength Shifter (Guide di luce)

Un **wavelength shifter** è un materiale fluorescente che una volta assorbito il segnale ad una certa lunghezza d'onda lo emette nuovamente sotto forma di luce ad una diversa lunghezza d'onda.

Questo materiale, è utilizzato per i nostri scopi come fibra ottica.

Le fibre ottiche lavorano confinando la luce dentro lunghi cilindri plastici. Nella loro forma più semplice, sono guide di luce dielettriche cilindriche costituite da un cilindro interno plastico con un indice di rifrazione n .

Il processo di confinamento ottico che intrappola la luce all'interno della fibra e gli permette di muoversi lungo l'intera lunghezza della fibra si basa sul principio della *riflessione interna totale* sulla superficie di separazione tra i due mezzi dielettrici a differente indice di rifrazione.

All'interno di una fibra ottica il segnale può propagarsi in modo rettilineo oppure essere riflesso un numero molto elevato di volte come mostrato in figura 1.1.

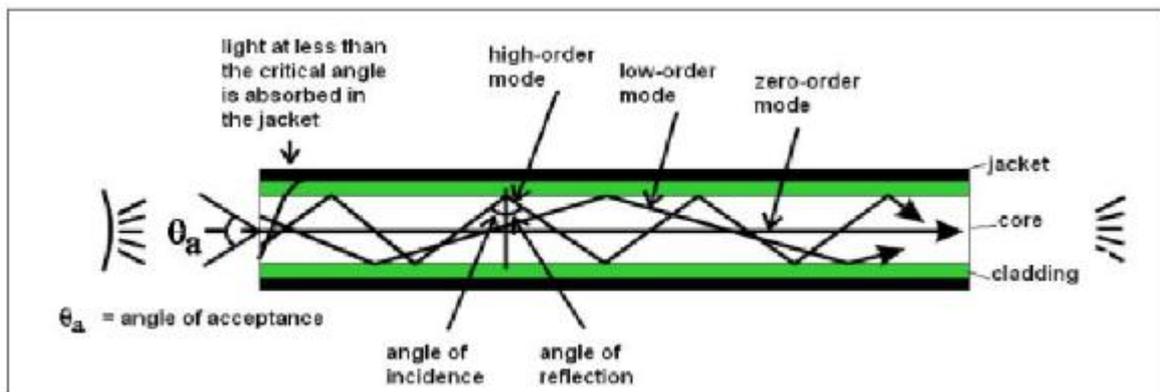


Fig. 1.1: riproduzione schematica di un wavelength shifter.

Distinguiamo fibre **monomodali** e **multimodali**.

Le fibre monomodali consentono la propagazione di luce secondo un solo modo e hanno un diametro del *core* (nucleo centrale) compreso tra 8 μm e 10 μm , quelle multimodali consentono la propagazione di più modi, e hanno un diametro del core di 50 μm o 62.5 μm .

Il *cladding* (strato esterno) ha tipicamente un diametro di 125 μm .

1.3 Fotomoltiplicatori a Tubo

Un tubo fotomoltiplicatore, che chiameremo, come consuetudine, PMT dall'acronimo del nome in inglese *Photo Multiplier Tube*, è un rivelatore di fotoni che converte la luce incidente in un segnale elettrico e lo amplifica per emissione di elettroni secondari. La struttura tipica di un PMT è rappresentata nello spaccato visibile in figura 1.2.

Guardando lo schema si capisce il funzionamento del PMT: la radiazione entrante incide su una finestra semitrasparente chiamata fotocatodo che, per effetto fotoelettrico, converte i fotoni incidenti in elettroni, detti fotoelettroni. Questi, tramite l'ottica di ingresso, formata da opportuni elettrodi, sono accelerati e focalizzati sul primo dinodo ovvero il primo elettrodo (di N) che raccoglie e moltiplica gli elettroni in arrivo per emissione secondaria. Gli elettroni accelerati dall'ottica di ingresso hanno un'energia sufficiente a strappare altri elettroni, in numero maggiore rispetto ai primi. Il flusso di elettroni, che aumenta in cascata ad ogni dinodo, è convogliato su un anodo da cui è possibile estrarre il segnale d'interesse. Il fotocatodo e l'anodo sono mantenuti ad una differenza di potenziale costante. Il campo elettrico tra i dinodi è ottenuto tramite un partitore di tensione, visibile in figura 1.2: gli elettroni che attraversano questo campo sono accelerati, arrivando ad avere l'energia necessaria per causare l'emissione secondaria, di qualche fotoelettrone secondario.

Il processo di moltiplicazione è ripetuto N volte in cascata, in maniera tale che all'anodo arrivi un numero elevato di elettroni. Il guadagno totale di un PMT, cioè il numero totale di elettroni prodotti per fotone incidente dipende dall'alta tensione, V, con cui è alimentato secondo la relazione $G = AV^{KN}$ in cui $K = 0.7 \div 0.8$, in dipendenza dalla struttura del PMT e dal materiale di cui sono composti i dinodi; A è una costante che dipende dal numero N di dinodi del PMT. Tipicamente, G è dell'ordine di $10^5 \div 10^6$ ([2] e [3]).

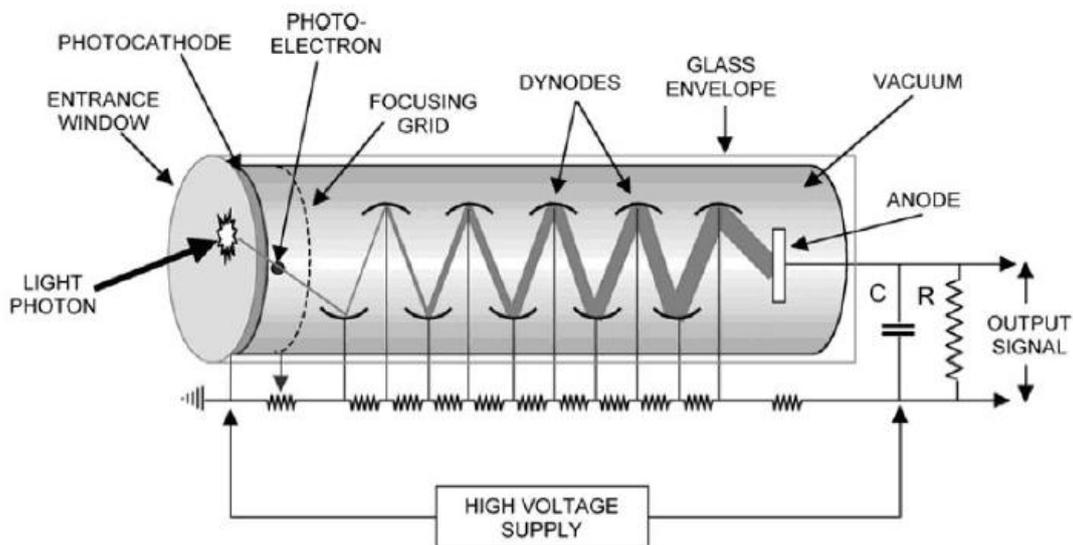


Figura 1.2 Struttura di un tubo fotomoltiplicatore.

1.4 Fotodiodi a Valanga

Si tratta di fotodiodi che contengono una regione di alto campo elettrico, in grado di provocare un processo di moltiplicazione delle cariche elettriche [4]. La corrente ricavata dai contatti ohmici del diodo è molto più alta della corrente primaria dei fotoelettroni generati dalla luce incidente. Questa moltiplicazione interna della corrente, che può raggiungere anche fattori di moltiplicazione superiori a 100 è tale da incrementare la sensibilità ottica del dispositivo. Rispetto ai fotodiodi tradizionali, gli APD (Avalanche Photodiode) richiedono una tensione di alimentazione più alta per mantenere un alto campo elettrico, mentre, per quanto riguarda le loro dimensioni, non ci sono particolari differenze. In figura 1.3 è riportato un tipico fotodiodo a valanga prodotto dalla Hamamatsu. Il guadagno di corrente di questi dispositivi non è una funzione lineare della tensione applicata, ed è sensibile alle variazioni di temperatura.

Il processo di amplificazione della corrente si basa su un fenomeno statistico di moltiplicazione di carica, e contribuisce alla produzione di rumore elettronico.

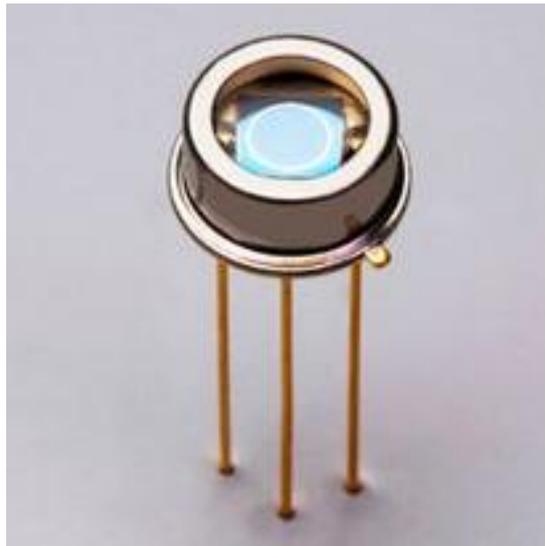


Figura 1.3: Tipico Fotodiodo a valanga prodotto dalla Hamamatsu

1.4.1 Principio di funzionamento di un APD

Il fotone entra nell'APD attraverso una finestra di ossido di silicio (SiO_2) e successivamente, in uno strato caratterizzato da un elevato drogaggio (p^{++}), come è possibile vedere dalla figura 1.4.

L'elettrone prodotto nelle collisioni tra fotone e atomo, giunto nella zona p , viene trascinato dal campo elettrico (~ 10 kV/cm) e portato nella regione n , con un campo alla giunzione di circa 100 kV/cm, che ne aumenta l'energia, provocando una ionizzazione a valanga, con il conseguente risultato di una produzione di carica. La

carica in questione attraversa la regione di deriva, che è una zona a basso drogaggio, per essere completamente raccolta nella regione $n++$, che precede il contatto ohmico. L'alimentazione dell'APD è ottenuta applicando una tensione inversa V_{bias} ai suoi contatti. Il breakdown costituisce una condizione di funzionamento anormale, che si verifica quando la tensione V_{bias} raggiunge un valore eccessivo e manda in conduzione il diodo. In questo particolare caso la corrente che attraversa la giunzione raggiunge valori molto elevati.

- **REGIONE DI CONVERSIONE**: questa zona è responsabile della conversione dei fotoni incidenti sull'APD in coppie elettroni-lacune, ed ha uno spessore di circa $2\mu\text{m}$.

Lo spessore è scelto per ottimizzare l'efficienza quantica relativa alla lunghezza d'onda della luce incidente. Infatti la luce incidente deve essere completamente assorbita in questa zona, senza giungere nella regione di moltiplicazione.

Lo spessore deve comunque essere abbastanza piccolo per evitare, o minimizzare, i segnali spuri dovuti a particelle ionizzanti che attraversano il diodo, ed anche per minimizzare la generazione termica di corrente oscura nel mezzo (I_{bulk}). Lo strato $p++$ ha inoltre una funzione protettiva, per evitare o ridurre le fughe di corrente verso lo strato superficiale, e limitare la dispersione laterale nella zona di svuotamento.

- **REGIONE DI MOLTIPLICAZIONE**: i fotoelettroni vengono accelerati e moltiplicati con un guadagno di $\sim 50 \div 200$. Questa zona è caratterizzata dalla presenza di un picco nel campo elettrico, che deve favorire il passaggio di corrente verso la parte centrale dell'APD, ed ha uno spessore intorno a $5\mu\text{m}$. Questo valore di spessore ha un campo di variazione limitato sia dalle tecniche costruttive, che dall'esigenza di mantenere un guadagno uniforme; inoltre, l'aver realizzato un piccolo spessore, ha lo scopo di favorire la produzione degli elettroni su quella delle lacune.

- **REGIONE DI DERIVA**: è costituita da un materiale a basso drogaggio (ad alta resistività), nell'intento di ottenere un campo elettrico quanto più costante possibile e una riduzione drastica della capacità dell'APD a spese di una alimentazione maggiore. Infatti per un'ampia zona di svuotamento occorre un più alto potenziale. Avere un diodo con una capacità più bassa significa ridurre il contributo di rumore nell'amplificatore di carica.

- **ZONE DI CONTATTO**: è questo il contatto ohmico con la zona $n++$ da una parte, e la zona $p++$ dall'altra. Questi contatti metallici riducono anche la

resistenza della lamina, e quindi il termine di rumore legato alle resistenze in serie. Se questa resistenza supera le diverse decine di Ohm, essa contribuirà significativamente al rumore del sistema.

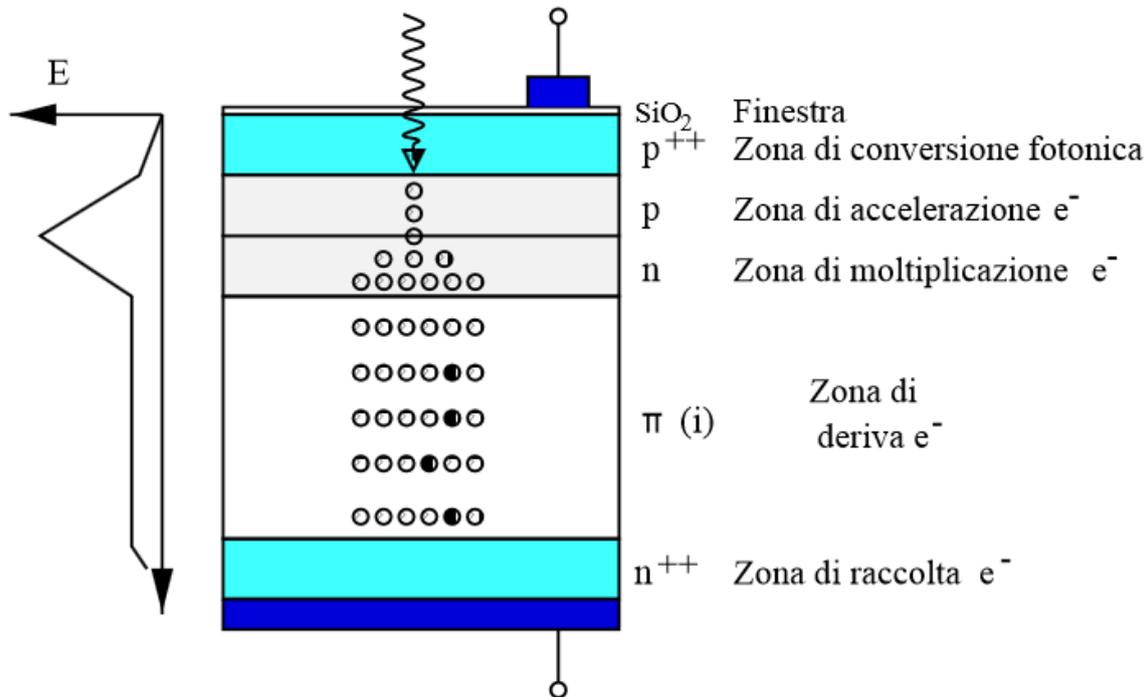


Figura 1.4: Schema della struttura interna di un APD e relativo campo elettrico

1.5 Fotomoltiplicatori moderni: i SiPM

I SiPM, acronimo di *Silicon Photomultipliers*, costituiscono la più moderna tipologia di fotorivelatori a stato solido.

Sono costituiti da una matrice di **fotodiodi a valanga**, detti pixel, operanti in modalità Geiger e collegati in parallelo su un comune substrato di Silicio.

Comunemente, l'area attiva dei SiPM è di alcuni millimetri quadrati. A seconda del modello, il numero di pixel può variare tra un centinaio e qualche migliaio e ciascuno di essi è costituito da una cella quadrata di lato compreso tra i 25 μm ed i 100 μm. I vari pixel sono separati l'uno dall'altro tramite un sottile strato di materiale isolante.

Considerando che in media una cella viene colpita da un singolo fotone, è possibile ricavare il numero di fotoni incidenti dal numero di celle attivate.

Oggi esistono diverse case produttrici di fotomoltiplicatori al Silicio, tra le quali *Hamamatsu*, *STMicroelectronics* e *Photonique*.

I SiPM realizzati dalla Hamamatsu sono stati utilizzati per le misure sperimentali, descritte in questo lavoro di tesi, e sono noti come *Multi Pixel Proportional Counter (MPPC)*.

Essi possiedono vantaggi come il funzionamento a bassa tensione, l'insensibilità ai campi magnetici ed un guadagno $G = 10^5 - 10^6$.

Capitolo 2

2.1 Metodologia sperimentale

In questo lavoro di tesi, è stata studiata la risoluzione temporale di un sistema di rivelazione di particelle basato su un SiPM accoppiato a uno scintillatore (Bycron BCF 420, con una geometria a parallelepipedo di 2cmx2cmx3cm.) in tre diverse configurazioni:

- 1) accoppiamento Scintillatore-SiPM diretto
- 2) accoppiamento Scintillatore-SiPM tramite una fibra "wavelength shifter" BCF-925 da 2 mm
- 3) accoppiamento Scintillatore-SiPM tramite 3 fibre "wavelength shifter" BCF-925 da 2 mm

Lo spettro di emissione dello scintillatore è riportato in Fig. 2.1.

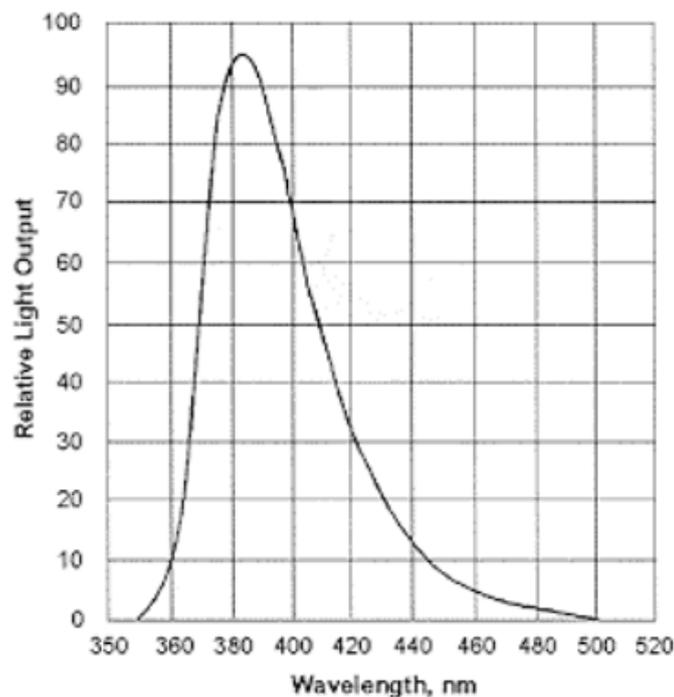


Fig 2.1 Spettro di emissione per lo scintillatore BCF 420.

In particolare, per questo studio, sono stati utilizzati due SiPM: il SiPM HAMAMATSU S10931-100P (Fig. 2.2) e il S12572-050P che per semplicità descrittiva chiameremo in seguito SiPM-100P e SiPM-50P. Nella tabella 2.1 sono riportate le caratteristiche dei SiPM usati.

Parametri S10931-100P	Valori
Area Effettiva fotosensibile	3x3 mm
Dimensioni pixel	100 x 100 μm
Numero di pixel	900
Dark count - Typ.	8000
- Max	12000 kcps (conteggi/ mm^2 *sec)
Guadagno	$2.4 \cdot 10^6$
Risoluzione temporale (FWHM) per un singolo fotone	Da 500 a 600 ps
Fill Factor (area attiva di 1 pixel/ area totale di 1 pixel)	78.5 %
Tensione di Lavoro	70 ± 10 Volt

Parametri S12572-050P	Valori
Area Effettiva fotosensibile	3x3 mm
Dimensioni pixel	50 x 50 μm
Numero di pixel	3600
Dark count - Typ.	1000
- Max	2000 kcps (conteggi/ mm^2 *sec)
Guadagno	$1.25 \cdot 10^6$
Risoluzione temporale (FWHM) per un singolo fotone	250ps
Fill Factor (area attiva di 1 pixel/ area totale di 1 pixel)	62 %
Tensione di Lavoro	65 ± 10 Volt

Tabella 2.1: Parametri dei SiPM utilizzati, 100P e 50P rispettivamente.

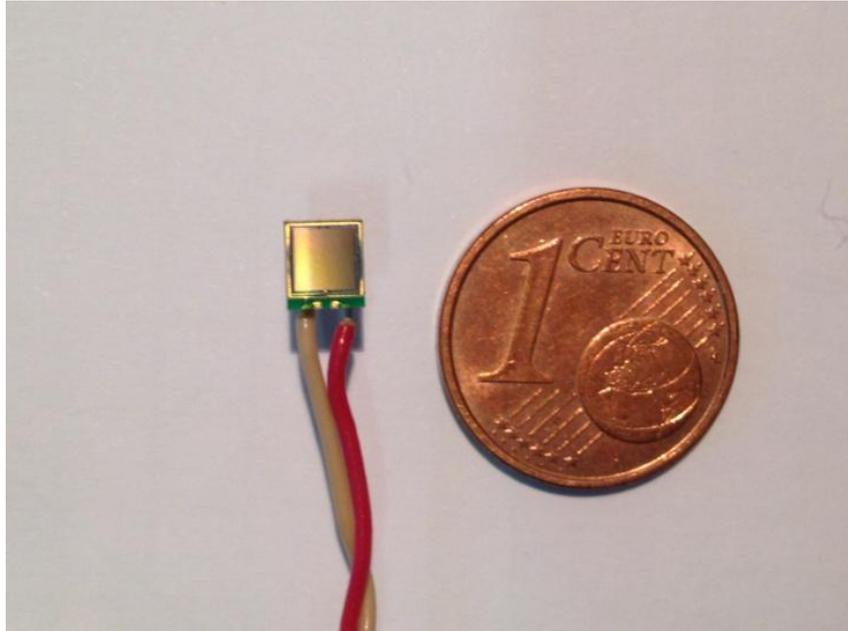
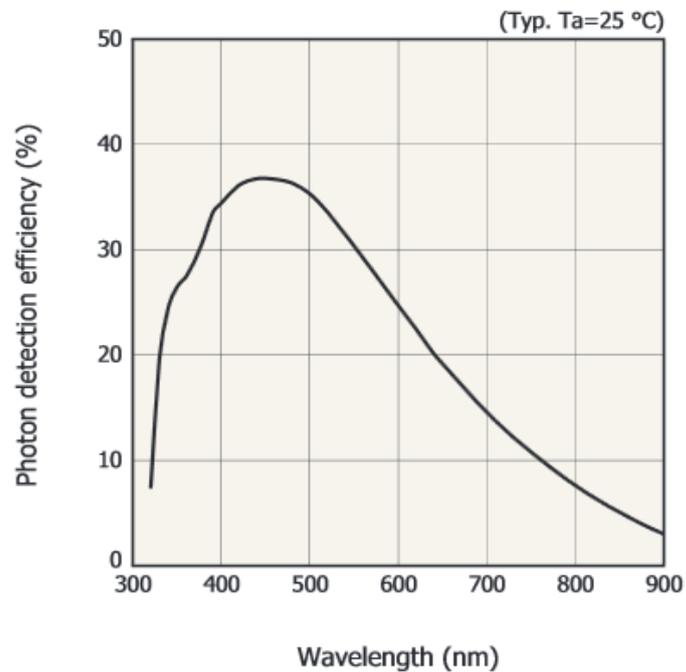


Figura 2.2: SiPM-100P utilizzato

Nella figura 2.3 è riportato lo spettro di efficienza di rivelazione dei fotoni in funzione della lunghezza d'onda per i due SiPM usati, da confrontare con lo spettro di emissione dello scintillatore.



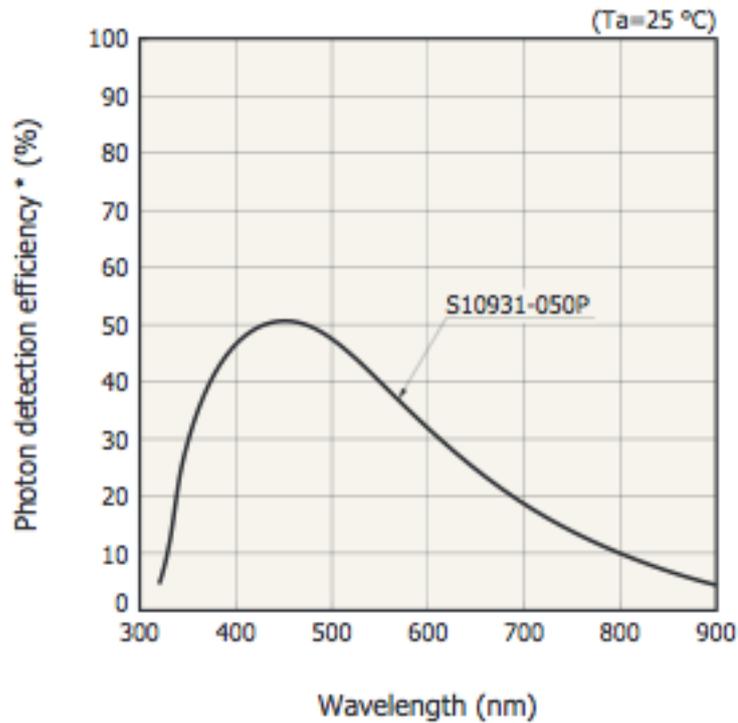


Fig. 2.3: Spettro di efficienza di rivelazione dei fotoni del SiPM-50P (in alto) e del SiPM-100P (in basso).

2.2 Apparato sperimentale

La figura 2.4 mostra uno schema generale del nostro set-up sperimentale, che consiste di: un materiale *scintillatore* i cui atomi e molecole vengono eccitati dal passaggio di una particella carica; lo scintillatore è accoppiato direttamente o attraverso una *guida di luce* a un *fotomoltiplicatore*; questo è costituito da un fotocatodo, dove i fotoni luminosi convertono in elettroni per effetto fotoelettrico, e da un *moltiplicatore* di elettroni (costituito da una serie di *dinodi*) che dà luogo a un segnale elettrico. Il fotomoltiplicatore è connesso a una *base* dove è contenuto un circuito per dare tensioni appropriate ai dinodi del fotomoltiplicatore.

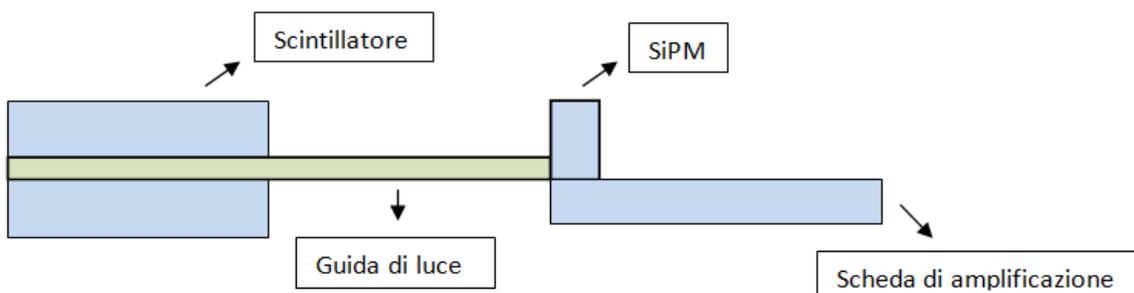


Fig. 2.4: Schema dell'apparato sperimentale

2.3 Presa dati

Questo studio è stato effettuato analizzando i segnali prodotti in un telescopio per raggi cosmici e letti tramite dei moduli CAMAC (Computer Automated Measurement And Control).

Nella figura 2.5 è riportato rispettivamente lo schema a blocchi del telescopio con i relativi moduli CAMAC.

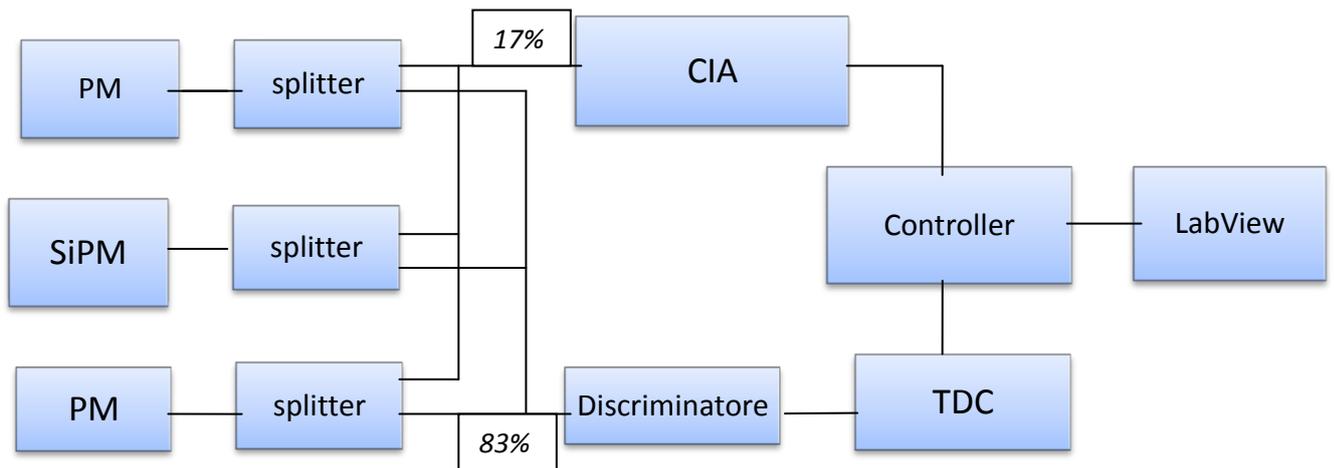


Figura 2.5: Schema a blocchi del telescopio con relativi moduli CAMAC.

Il telescopio è costituito da 2 scintillatori di “trigger” letti da fotomoltiplicatori classici (PM-1 e PM-3) e uno scintillatore con lettura SiPM posto in mezzo ai due precedenti. Poiché il SiPM genera un segnale molto inferiore dei millivolt, per poter essere analizzato il segnale deve essere amplificato. Per questo si utilizza una scheda a componenti discreti, riportata in Fig. 2.6, che amplifica il segnale tramite due amplificatori a basso rumore * Gali 5 collegati in serie. Il Gali 5 sono amplificatori a banda larga che offrono elevate prestazioni e mantengono inalterata la forma del segnale in ingresso [6].

* **"Rumore"**: in un circuito elettronico è la presenza di un qualunque disturbo. Esistono molte sorgenti di rumore, dall'ondulazione residua (ripple) degli alimentatori, alle radiazioni elettromagnetiche. Poiché il rumore è sempre presente è essenziale che i circuiti non vengano influenzati da esso fino al punto da introdurre errori indesiderati [5].

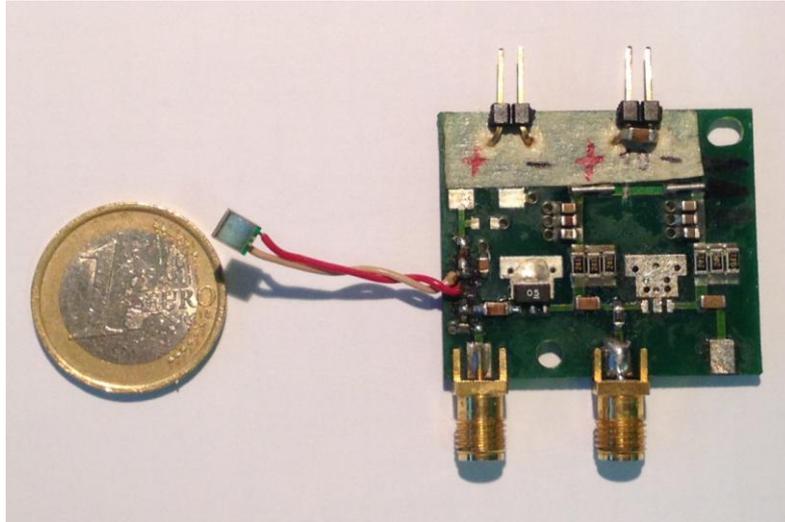


Figura 2.6: Scheda di amplificazione utilizzata (e relativo SiPM)

Poiché i componenti della scheda di amplificazione dissipano energia per le elevate prestazioni innalzando la temperatura della scheda stessa si è rinchiuso il telescopio in una scatola sigillata e tenuta a temperatura costante di 18 gradi.

Nei “datasheet” dei SiPM usati [7] si nota che c’è una proporzionalità inversa tra la loro temperatura di lavoro e il guadagno come mostrato in figura 2.7.

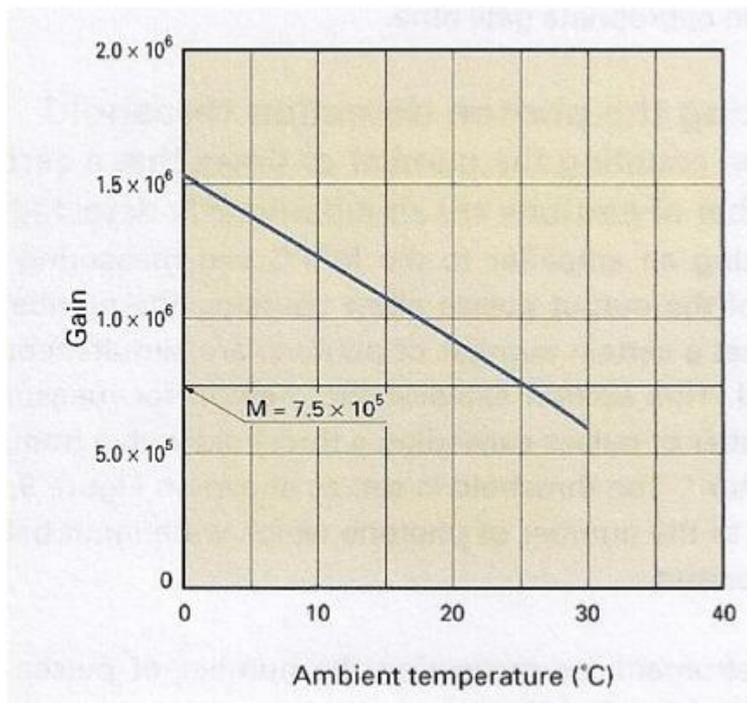


Fig. 2.7: Dipendenza del guadagno dalla temperatura di un SiPM a tensione fissata (V_{bias})

I segnali dei tre scintillatori sono suddivisi in due parti 83% e 17% rispettivamente per la misura del tempo e della carica.

Il sistema CAMAC è caratterizzato dai seguenti moduli (Fig. 2.8) :

- il *TDC* (Time to Digital Converter) CAEN C414.
Dotato di 8 canali a 12 bit, per una misura del tempo di arrivo dei segnali con una precisione di 25 ps.
- Il Discriminatore CAEN N417.
Diviso in 8 canali, tutti questi confrontano il loro rispettivo segnale di ingresso e lo resituiscono all'uscita secondo la rispettiva larghezza.
- Il *CIA* (Charge Integrator ADC) CAEN C205 con una risoluzione nella misura di carica di 15 bit.
- Il CONTROLLER CAMAC interfacciato ad uno oscilloscopio Tektronix CSA7404
- LAB VIEW, Programma di Acquisizione ed elaborazione dati installato sull'oscilloscopio.

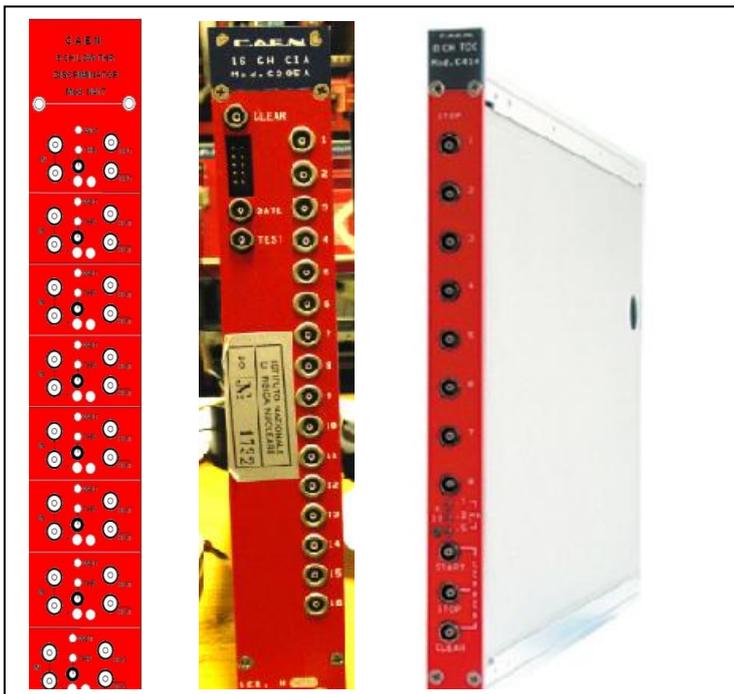


Fig. 2.8: Discriminatore, CIA e TDC usati in questo studio

Nel telescopio utilizzato gli eventi sono definiti da una coincidenza tra i due piani esterni definiti dal PM-1 e dal PM-3 segnalando il passaggio di un raggio cosmico. In questo caso i segnali dei tre scintillatori sono conservati per la successiva analisi.

2.3.1 Accoppiamento diretto

Per evitare che i fotoni prodotti dal passaggio di una particella si disperdano all'esterno, si è rivestito lo Scintillatore con del Mylar riflettente, ritagliando successivamente uno spazio per inserire il SiPM a diretto contatto con la superficie 2cmx2cm dello scintillatore.

Prima di compiere quest'ultima operazione, si è spalmato del grasso ottico sulla faccia quadrata del SiPM, in modo tale da assicurare un contatto più omogeneo senza presenza di aria. A questo punto si è fissato il SiPM, con una fascetta allo scintillatore.

In figura 2.9 si riporta il SiPM nella sua configurazione a contatto con lo scintillatore realizzata in laboratorio.

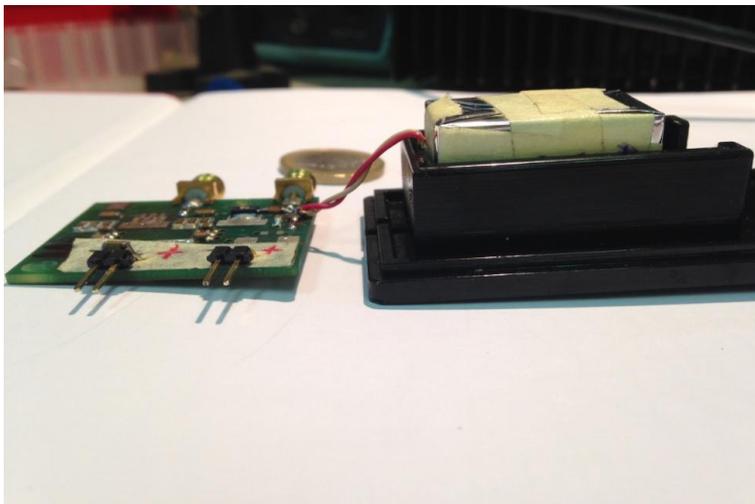


Figura 2.9: Scintillatore 2cmx2cmx3cm a contatto con un SiPM Hamamatsu S10931-100P e relativa scheda di amplificazione

2.3.2 Accoppiamento tramite fibra da 2 mm

Utilizzate per il trasporto dei segnali luminosi prodotti da uno scintillatore plastico, le fibre ottiche "wavelength shifter" si presentano come dei sottili filamenti di materiale dielettrico trasparente di sezione solitamente circolare. Sono ampiamente utilizzate in fisica sperimentale in quanto offrono la possibilità di raccogliere la radiazione luminosa e convogliarla verso il rivelatore.

Questa prova di accoppiamento con la fibra è stata fatta per studiare la risoluzione temporale dei SiPM nel caso fosse necessario posizionarli lontano dallo scintillatore situato in zone con alti fondi che potrebbero danneggiare il rivelatore.

La figura 2.10 mostra un SiPM abbinato a uno Scintillatore con una guida di luce "wavelength Shifter" di 2 mm di diametro.

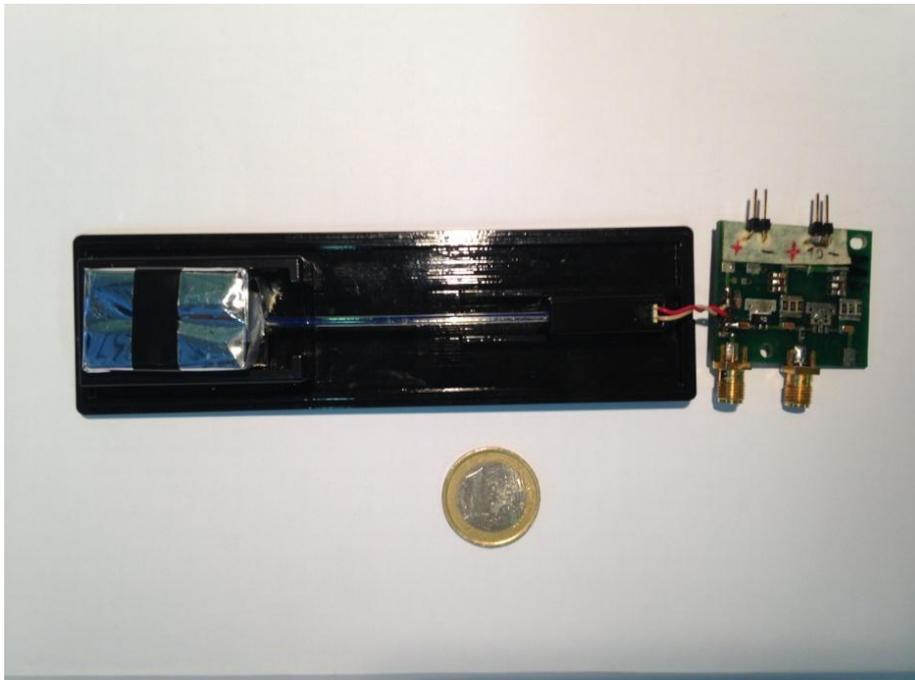


Figura 2.10: Connessione Scintillatore – SiPM tramite fibra "wavelength shifter" e relativa scheda di amplificazione.

2.3.3 Accoppiamento con 3 fibre da 2 mm

Se al posto di una fibra, se ne inseriscono 3, si otterrà che la superficie del SiPM potrà raccogliere maggiore luce dallo scintillatore e quindi un maggior numero di fotoni, con conseguente miglioramento delle prestazioni di risoluzione temporale.

In modo particolare, se la superficie del SiPM è di 9 mm^2 mentre il diametro delle fibre è di 2 mm , avremo un ricoprimento massimo di $6,8 \text{ mm}^2$ (si rimanda all'Appendice per la trattazione geometrica che ha portato alla determinazione del valore dell'area effettiva ricoperta dalle tre fibre), ovvero il $75,55 \%$ della regione sensibile del SiPM contro il 35% della fibra singola (Fig. 2.11).

In figura 2.12 si riporta una foto del rivelatore con tre fibre. Le fibre sono inserite nello scintillatore tramite opportuni fori equidistanziati. Anche in questo caso il tutto è avvolto nel mylar.

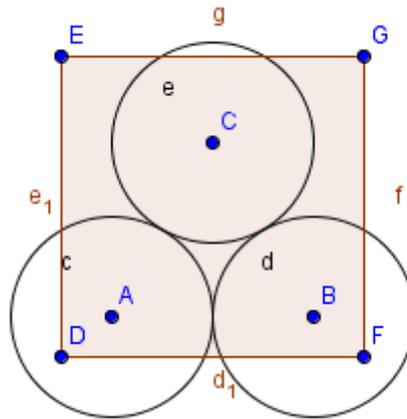


Figura 2.11: Massima superficie ricopribile di un SiPM $3 \times 3 \text{ mm}$ con tre fibre da 2 mm di diametro (non in scala).



Figura 2.12: Connessione Scintillatore - SiPM tramite 3 fibre "wavelength shifter" e relativa scheda di amplificazione.

Capitolo 3

Analisi dei dati e risultati

3.1 Scelta del punto di lavoro

Si è proceduto inizialmente a definire il punto di lavoro per il SiPM. E' stata effettuata una misura di efficienza definita con il rapporto tra la coincidenza dei 3 rivelatori (tripla) su quella dei due PM esterni (doppia). In tabella 3.1 e figura 3.1 sono riportati i valori ottenuti. Si noti che le aree dei due scintillatori di trigger letti da PM sono maggiori dello scintillatore letto da SiPM e quindi le efficienze saranno molto inferiori al 100%.

Questa analisi è stata fatta con il SiPM-50P. La tensione nominale indicata dal costruttore per questo SiPM è di 67.6 V. Per verificare questo fatto, si è fatto lavorare il SiPM del telescopio a step di 1 Volt verso il basso con numerose misure per molte ore, e il risultato ottenuto è che il "ginocchio" della curva di efficienza è 66.85 Volt.

Tensione (V)	Triple	Doppie	Triple/Doppie
62,25	0	1316	0,00 %
62,85	0	595	0,00 %
63,85	0	1188	0,00 %
64,85	0	1381	0,00 %
65,85	2	1405	0,14 ± 3 %
66,85	54	125	43,20 ± 5%
67,85	46	101	45,54 ± 5%
68,05	48	115	41,74 ± 5%
68,25	46	96	47,92 ± 5%
68,45	64	121	52,89 ± 5 %
68,65	51	109	46,79 ± 5 %

Tabella 3.1: Dati ottenuti nella misura di efficienza del SiPM-50P.

L'errore sull'efficienza si è calcolato mediante la seguente formula:

$$\sigma_c = \frac{\sigma_{N_{triple}}}{N_{double}} = \frac{1}{N_{double}} \sqrt{N_{double} \cdot \epsilon \cdot (1 - \epsilon)} = \sqrt{\frac{N_{triple}}{N_{double}^2} \cdot \left(1 - \frac{N_{triple}}{N_{double}}\right)}.$$

Dove N_{triple} è il numero di coincidente triple, mentre N_{double} è il numero di coincidenze doppie.

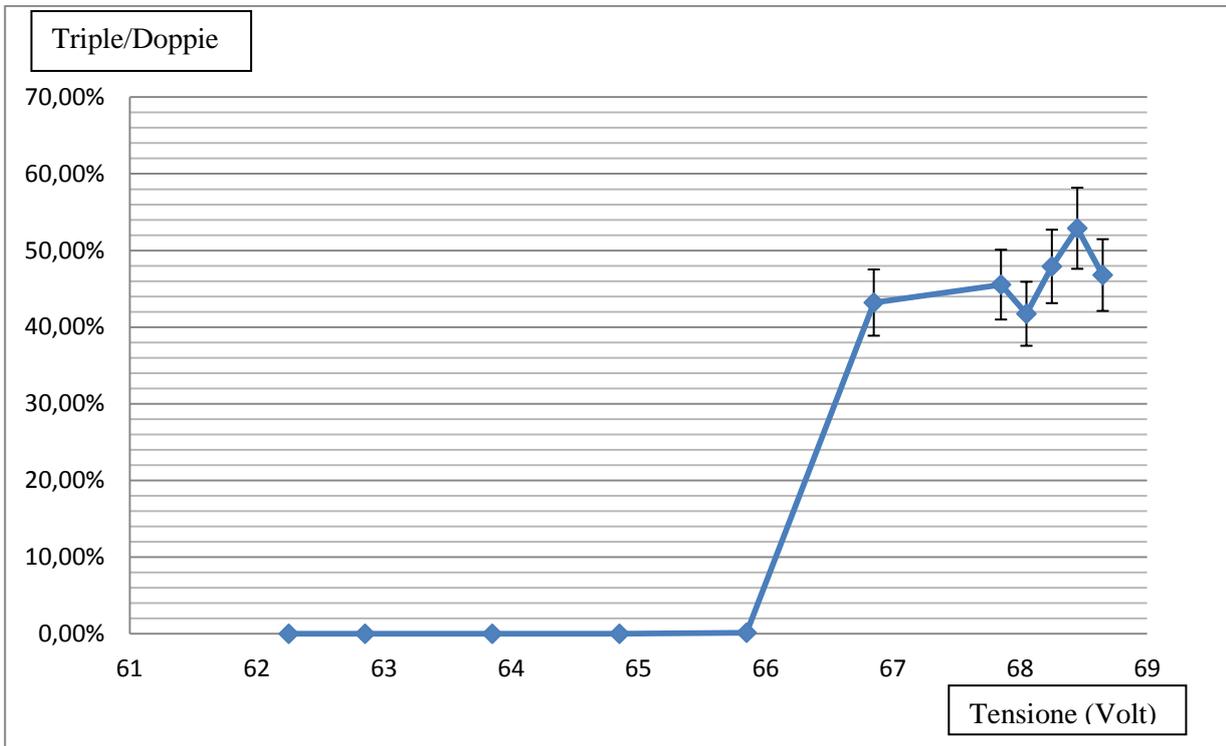


Figura 3.1 : Grafico dei risultati per la misura di efficienza.

3.2 Analisi dei dati

3.2.1 Configurazione a contatto e selezione dati

Per lo studio del SiPM nelle tre configurazioni descritte nei paragrafi 2.3.1, 2.3.2 e 2.3.3, si sono prese misure per entrambi i SiPM (50P e 100P) effettuando numerosi test a diverse tensioni sia sopra che sotto il valore nominale.

Per capire come si è proceduto durante il lavoro di selezione dati, riportiamo l'analisi della configurazione a contatto per il SiPM-50P.

Si parte dunque dalle misure iniziali (i cosiddetti "dati grezzi"). Nella figura 3.2 si riporta lo spettro di carica per il SiPM-50P.

La tensione alla quale era sottoposto il SiPM era di 68,65 V. Nell'immagine è riportata la curva di Landau che meglio interpreta l'andamento dei dati e che presenta un fronte di salita solamente dopo il canale 5000 del CIA.

I dati al di sotto di questo valore sono associati a trigger di fondo o raggi cosmici reali che però non hanno interessato lo scintillatore con il SiPM a causa dell'area maggiore degli scintillatori di trigger.

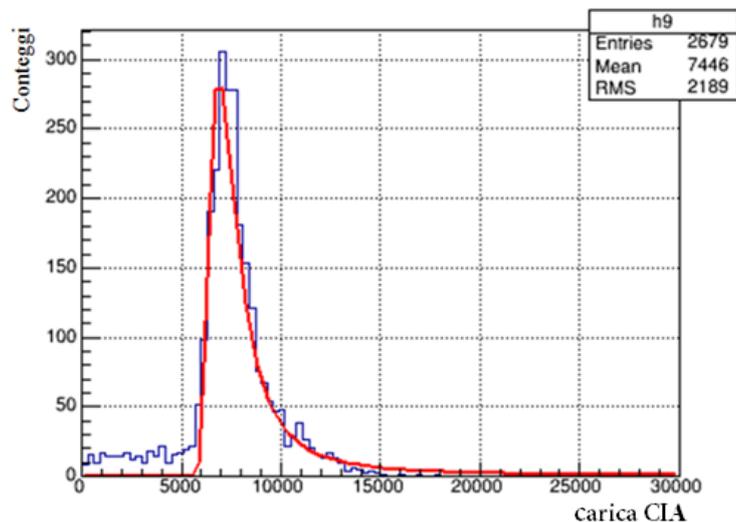


Figura 3.2: Spettro di carica per il SiPM nei dati iniziali e relativa funzione di Landau.

Abbiamo quindi effettuato una selezione tra i canali 5500 e 22000 come riportato nella figura 3.3

Il picco di Landau ottenuto è al canale del CIA 6999. Tagli simili sono stati effettuati anche sui PM di trigger.

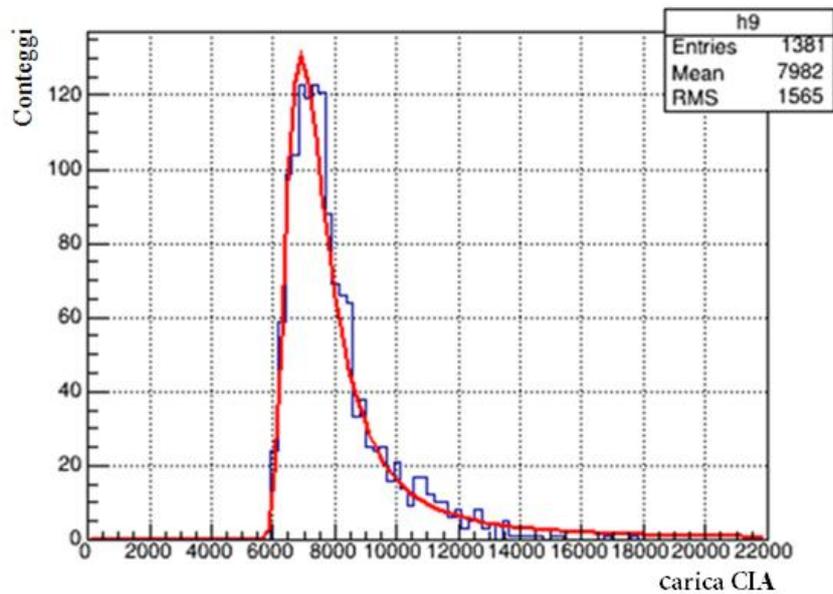


Figura 3.3: Funzione di Landau dopo il filtraggio

3.2.2 Correzione per "Time Slewing"

L'effetto di *time-slewing* si verifica quando due segnali prodotti nello stesso istante, ma con ampiezze diverse, superano la soglia del discriminatore in momenti differenti; l'effetto si traduce quindi in una dipendenza del tempo misurato dall'ampiezza del segnale ed in particolare dalla rapidità del suo fronte di salita. Si tratta quindi di una variazione di risposta del discriminatore al variare dell'ampiezza del segnale che deve essere corretta.

In figura 3.4 si riporta, come esempio, la misura del tempo medio dei due PM in funzione della carica di uno dei due (PM-1).

L'effetto di "time slewing" è evidente. Effettuando un fit con una funzione polinomiale di terzo grado sui dati (curva verde) è possibile correggerli. Una correzione simile è stata eseguita anche per i dati del secondo PM (PM-3) e per i SiPM.

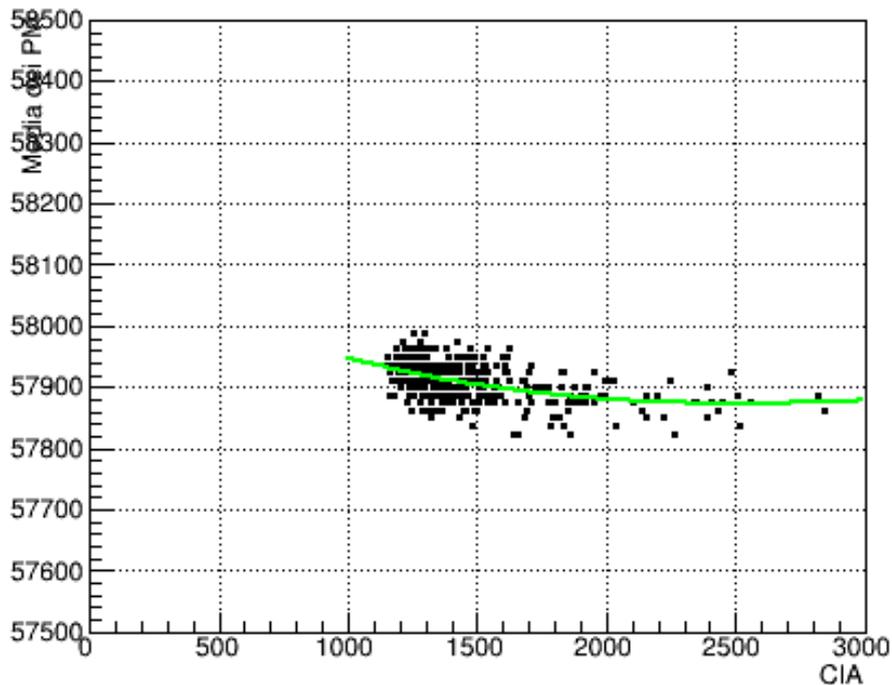


Figura 3.4: Correzione per time slewing per uno dei PM (tempo medio dei PM in ordinata verso carica in ascissa in canali CIA)

3.2.3 Configurazione con fibre e analisi della carica raccolta

La presa dati con le fibre, rispettivamente con 1 fibra (2mm) e con 3 fibre (2mm), non presenta differenze rispetto a quella a contatto dal punto di vista dell'acquisizione dati. E' possibile quindi mettere a confronto i risultati ottenuti per meglio capire quali siano le differenze nella raccolta dei fotoni fra queste configurazioni.

Nelle figure 3.5 e 3.6 sono riportate le distribuzioni di carica con le relative curve di Landau per le due configurazioni con fibre per il SiPM-50P.

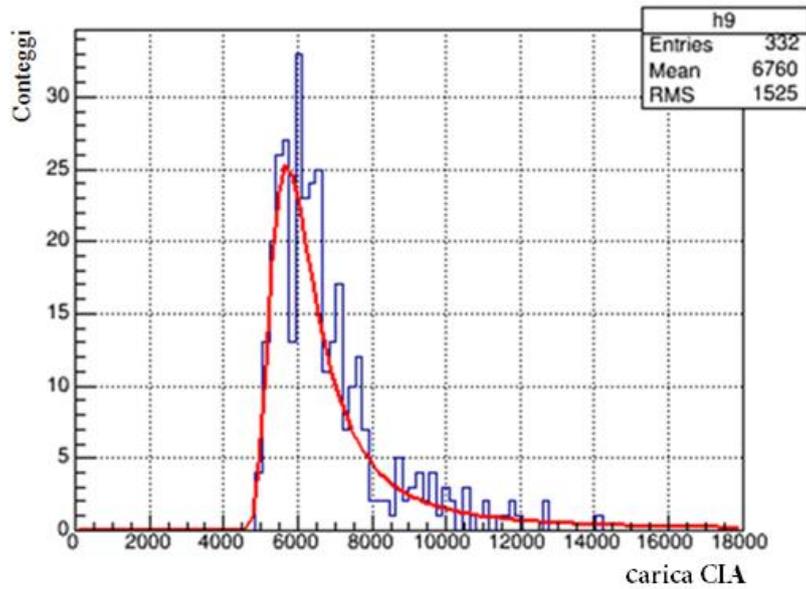


Figura 3.5: Distribuzione di carica e fit con Landau del SiPM-50P per la configurazione con fibre da 2mm.

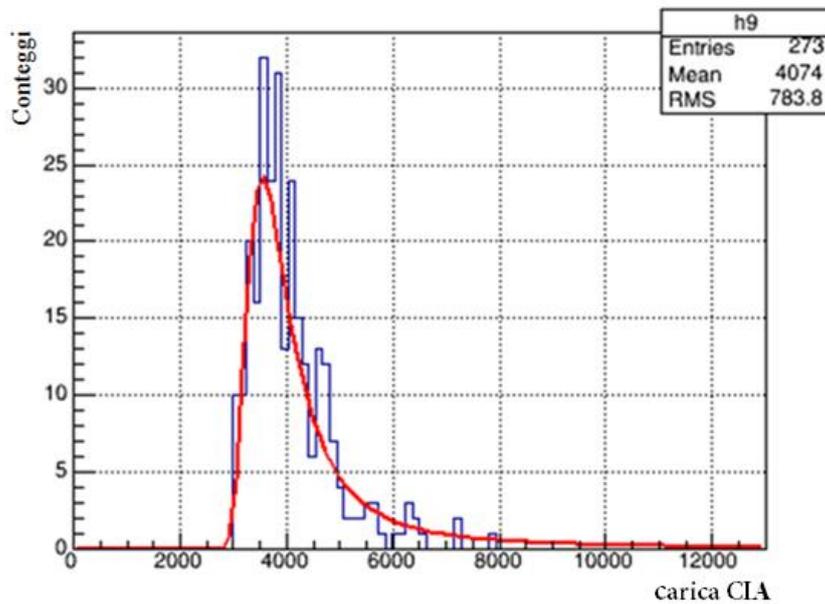


Figura 3.6: Distribuzione di carica e fit con Landau del SiPM-50P per la configurazione con 1 fibra da 2mm.

Per la configurazione a contatto avevamo il picco della curva in corrispondenza del canale 6999; dividendo per il fattore di conversione del CIA nella carica (30), questo valore risulta corrispondere a 233.3 pC. Per quanto riguarda le altre due configurazioni, notiamo che con 1 fibra da 2mm si è misurato un picco al canale 3601

(ovvero 120 pC), mentre nella configurazione con 3 fibre da 2mm abbiamo un picco al canale 5788 (192 pC).

Si noti che la configurazione a contatto ha registrato un valore più elevato di carica, segue poi la configurazione con 3 fibre e infine quella con 1 fibra.

Le fig. 3.7, 3.8 e 3.9 mostrano invece gli spettri di carica per il SiPM S10931-100P, rispettivamente con configurazione a contatto, una fibra da 2mm e tre fibre da 2mm.

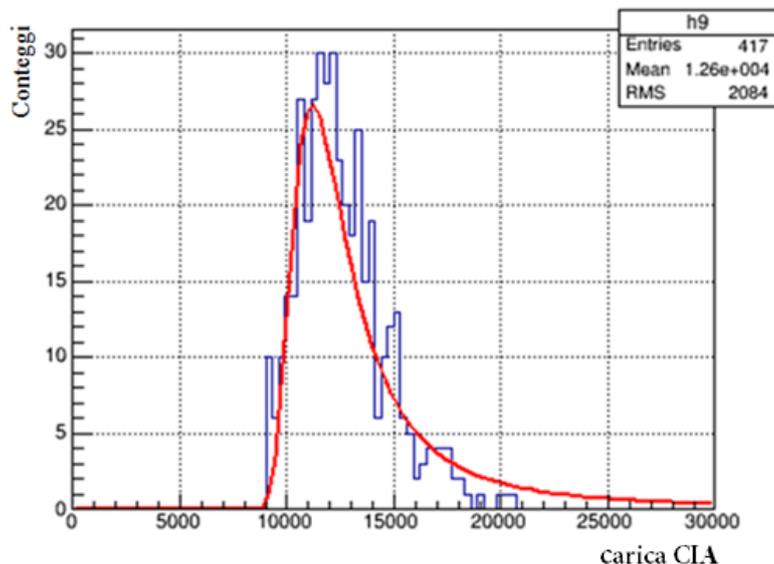


Figura 3.7: Configurazione a contatto – Distribuzione della carica e fit con Landau (dopo il filtraggio) per il SiPM-100P

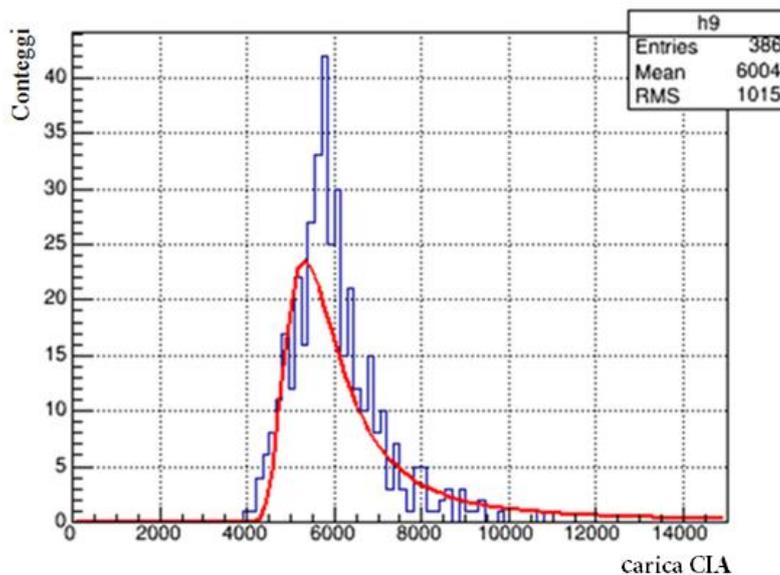


Figura 3.8: Configurazione a con una fibra da 2mm – Distribuzione della carica e fit con Landau (dopo il filtraggio) per SiPM-100P

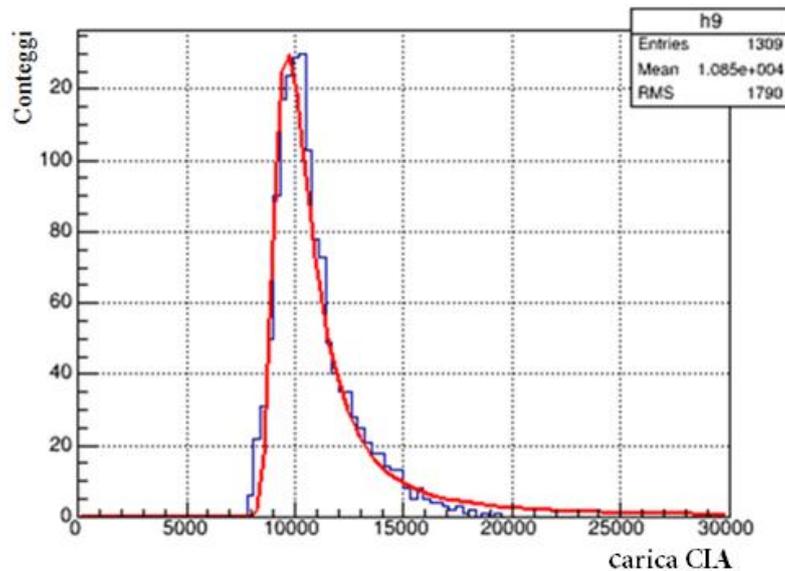


Figura 3.9: Configurazione con 3 fibre da 2mm - Distribuzione della carica e fit con Landau (dopo il filtraggio) per SiPM-100P.

Anche in questo caso la configurazione a contatto ha registrato un valore più elevato di carica, abbiamo infatti il picco di Landau al canale 11371, 9786 per quanto riguarda la configurazione con 3 fibre da 2mm e al canale 5026 per la configurazione con una fibra.

3.2 Analisi delle distribuzioni temporali

Mediante il TDC è possibile analizzare i dati per misurare la risoluzione temporale dei SiPM (σ_{SiPM}), ovvero l'errore nella misura del tempo di passaggio della particella nello scintillatore.

Il tempo di riferimento è dato dalla media dei due PM di trigger (PM1 e PM3). Si calcola poi la differenza tra questa media ed il tempo misurato per il SiPM : $t_{SiPM} - t_{PM}$. Sulla distribuzione viene poi effettuato un fit gaussiano che determina l'errore σ_t . Risulta che

$$\sigma_t^2 = \sigma_{SiPM}^2 + \sigma_{PM}^2$$

con

- σ_t : errore relativo alla differenza ($t_{SiPM} - t_{PM}$),
- σ_{SiPM} : risoluzione temporale del SiPM,
- σ_{PM} : risoluzione temporale della media dei due PM di trigger.

Dalla relazione precedente si ricava la risoluzione temporale del SiPM:

$$\sigma_{\text{SiPM}} = \sqrt{\sigma_t^2 - \sigma_{\text{PM}}^2}$$

L'errore finale su σ_{SiPM} è calcolato propagando gli errori sui parametri di fit σ_t e σ_{PM} .

Nelle figure 3.10, 3.11 e 3.12 sono riportati i fit gaussiani delle differenze $t_{\text{SiPM}} - t_{\text{PM}}$ per il SiPM-50P nelle tre configurazioni. Sull'asse orizzontale troviamo la differenza temporale, misurata in picosecondi (ps), mentre sull'asse verticale abbiamo i conteggi. Le tensioni alle quali sono state effettuate le acquisizioni sono rispettivamente: 68,65 V (contatto) , 68,55 (1 fibra) e 68,65V (3 fibre).

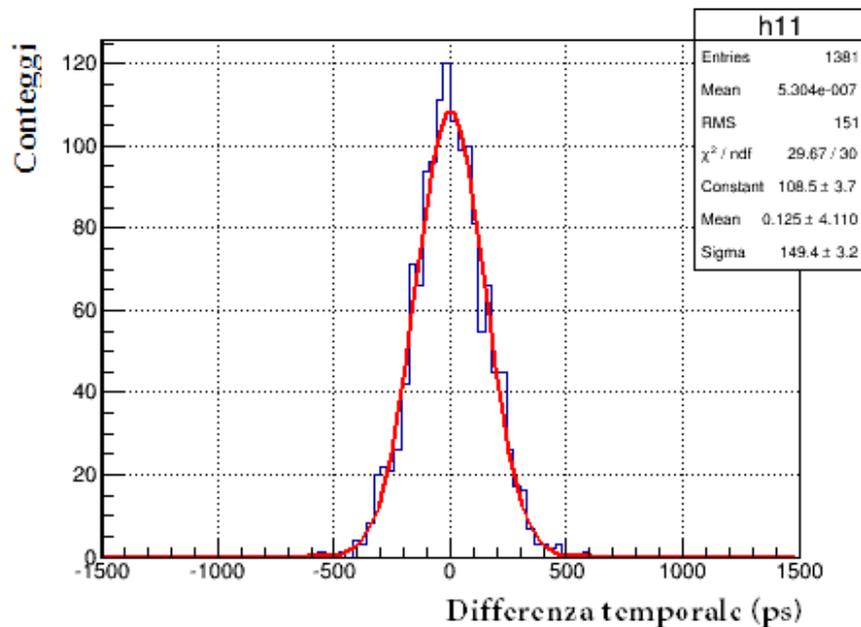


Figura 3.10: Distribuzione gaussiana delle differenze $t_{\text{SiPM}} - t_{\text{PM}}$ con configurazione a contatto. La sigma che risulta dal fit è 149ps.

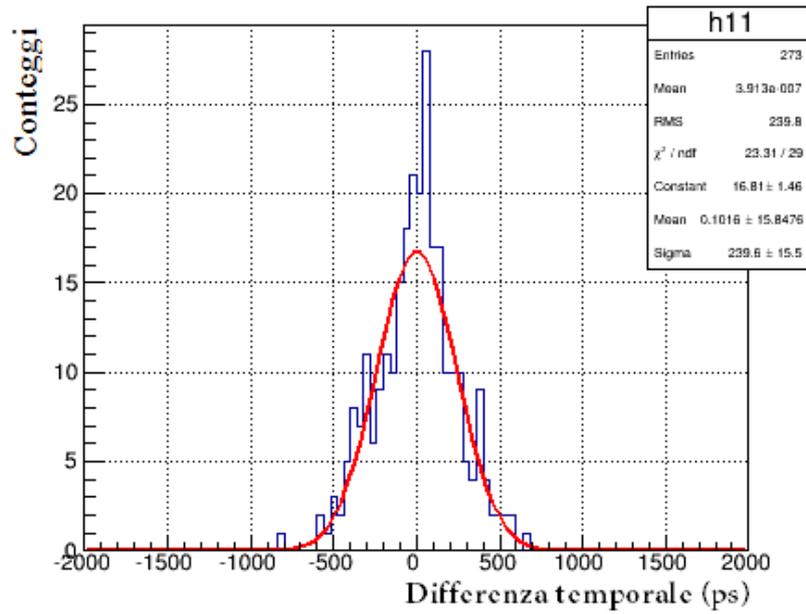


Figura 3.11: Distribuzione Gaussiana delle differenze $t_{\text{SiPM}} - t_{\text{PM}}$ con una fibra da 2mm. La sigma che risulta dal fit è 239 ps.

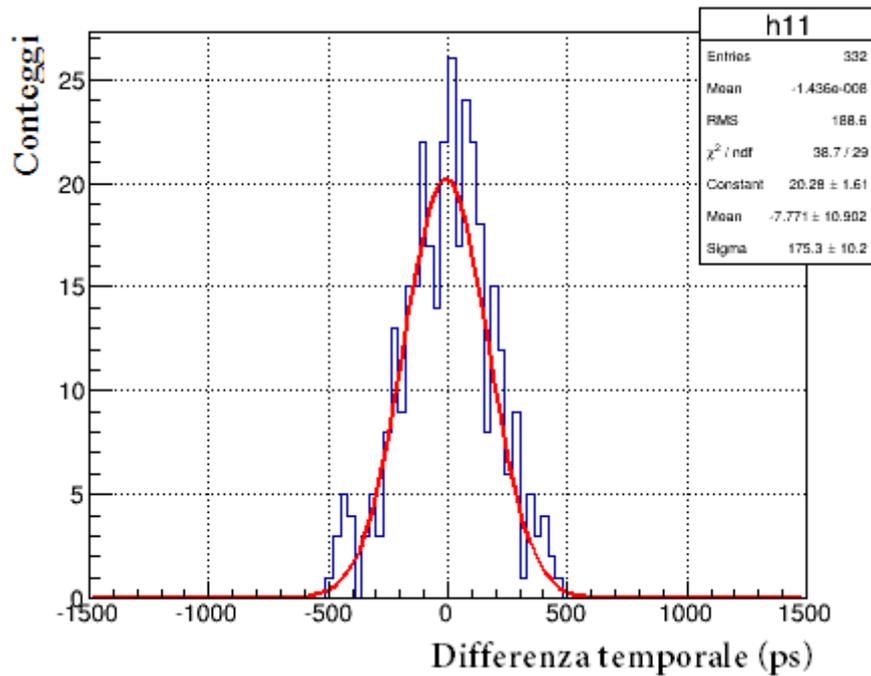


Figura 3.12: Distribuzione gaussiana delle differenze $t_{\text{SiPM}} - t_{\text{PM}}$ nella configurazione a 3 fibre da 2mm. La sigma che risulta dal fit è 175ps.

Di seguito, in tabella, sono riportati i valori della risoluzione temporale per il SiPM-50P ottenuti nelle tre configurazioni:

Configurazione	σ_{PM} (ps)	σ_t (ps)	σ_{SiPM} (ps)
Contatto	28.0 ± 0.5	149 ± 31	146 ± 31
1 fibra	15.0 ± 1.5	239 ± 15	239 ± 15
3 fibre	29.0 ± 1.4	175 ± 10	172 ± 10

Tabella 3.2: risoluzione temporale del SiPM-50P nelle tre configurazioni

In figura 3.13, 3.14 e 3.15 sono riportati i fit gaussiani ottenuti utilizzando il SiPM-100P. In questo caso le tensioni di lavoro erano 72,75 V (contatto), 72,65 V (1 fibra) e 72,65 V (3 fibre). Il metodo di analisi con cui è stata calcolata la risoluzione temporale del SiPM-100P è il medesimo descritto precedentemente.

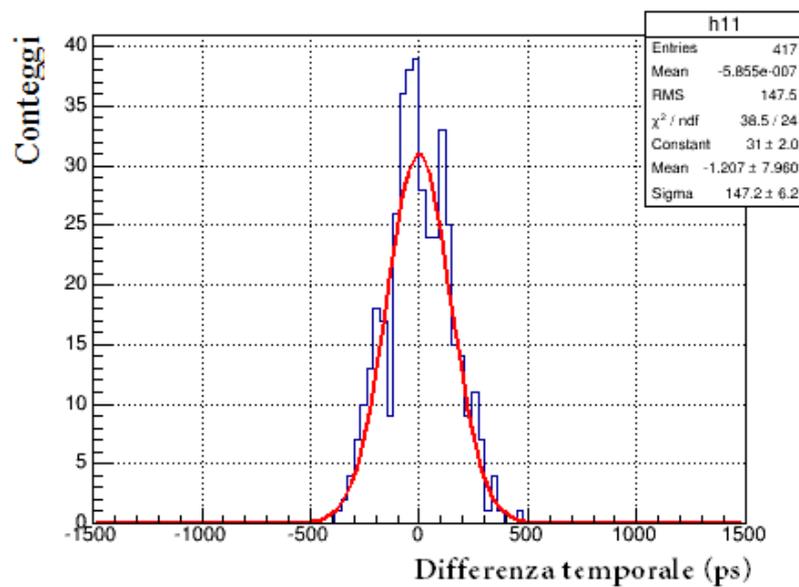


Figura 3.13: Distribuzione gaussiana delle differenze $t_{SiPM} - t_{PM}$ per il SiPM-100P per la configurazione a contatto. La sigma ottenuta dal fit è 147ps.

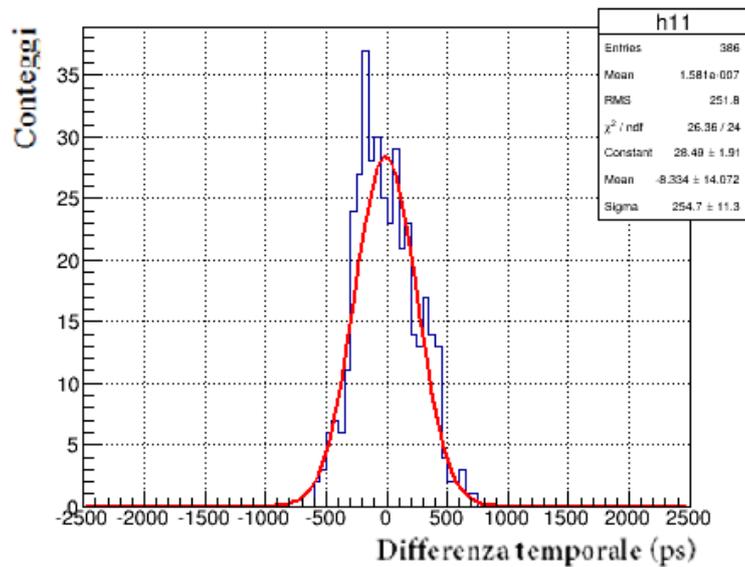


Figura 3.14: Distribuzione gaussiana delle differenze $t_{\text{SiPM}} - t_{\text{PM}}$ per il SiPM-100P per la configurazione con una fibra da 2mm. La sigma ottenuta dal fit è 254ps.

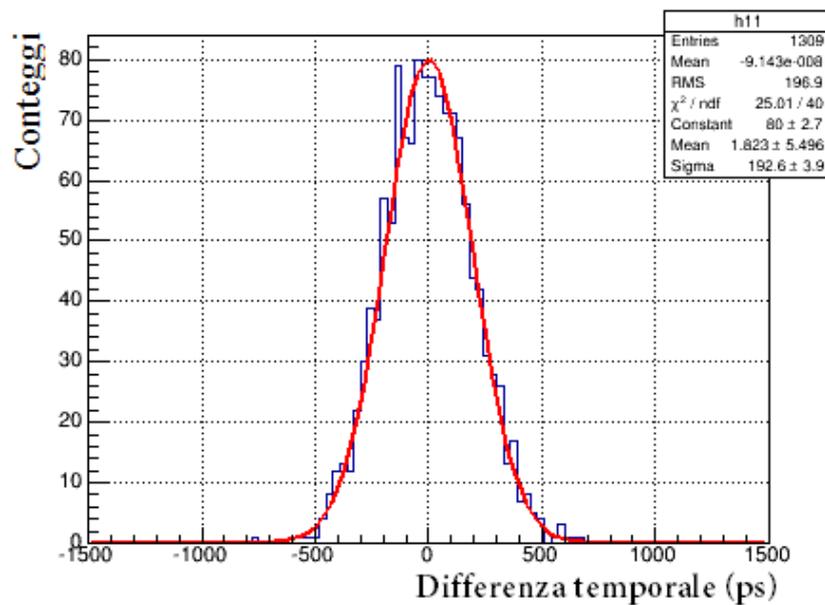


Figura 3.15: Distribuzione gaussiana delle differenze $t_{\text{SiPM}} - t_{\text{PM}}$ per il SiPM-100P per la configurazione con 3 fibre da 2mm. La sigma ottenuta dal fit è 192ps.

Il valore della risoluzione temporale del SiPM-100P nelle tre configurazioni è riportato in tabella:

Configurazione	σ_{PM} (ps)	σ_t (ps)	σ_{SiPM} (ps)
Contatto	23.0 ± 1.2	147 ± 6	145 ± 6
1 fibra	29.0 ± 1.4	254 ± 11	252 ± 11
3 fibre	23.0 ± 0.5	192 ± 4	191 ± 4

Tabella 3.3: risoluzione temporale del SiPM-100P nelle tre configurazioni

Seguono infine le tabelle 3.4 e 3.5 riassuntive dei dati ottenuti per i due SiPM studiati.

SiPM S10931-100P

Tensione	$\sigma_{SiPM}(Contatto)$	$\sigma_{SiPM}(1x2mm)$	$\sigma_{SiPM}(3x2mm)$
-0,5V			282 ± 11 ps
Nominale			209 ± 6 ps
+0,5V	145 ± 6 ps	252 ± 11 ps	191 ± 4 ps
+1,0V			175 ± 5 ps
+1,5V			176 ± 5 ps

Tabella 3.4: Valori delle σ_{SiPM} (100P) nelle tre configurazioni

SiPM S12572-050P(X)

Tensione	$\sigma_{SiPM}(Contatto)$	$\sigma_{SiPM}(1x2mm)$	$\sigma_{SiPM}(3x2mm)$
-1,0V		323 ± 24 ps	
-0,5V		257 ± 16 ps	
Nominale		231 ± 13 ps	
+0,5V	146 ± 32 ps	239 ± 15 ps	172 ± 10 ps
+1,0V	139 ± 61 ps	216 ± 13 ps	
+1,5V	144 ± 52 ps		

Tabella 3.5: Valori delle σ_{SiPM} (50P) nelle tre configurazioni

Confrontando le diverse configurazioni risulta che la risoluzione temporale migliore si presenta con il SiPM a contatto con lo scintillatore. Non si apprezzano variazioni sostanziali con la tensione applicata a partire dal valore nominale, mentre a valori più bassi si osserva una degradazione dei risultati.

Come già detto poco sopra, non si notano variazioni rilevanti nel confronto tra il SiPM 50P e 100P nonostante una specifica migliore del primo come riportato da HAMAMATSU.

Nelle configurazioni con le fibre, si può evincere che la più performante è quella con 3 fibre in quanto c'è un maggior ricoprimento della superficie del SiPM.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata studiata la risoluzione temporale di SiPM accoppiati a uno scintillatore in tre diverse configurazioni: a contatto, con una fibra da 2mm e con tre fibre da 2 mm.

Dall'accoppiamento diretto per il SiPM S10931-100P abbiamo ottenuto una risoluzione temporale di 145 ± 6 ps, con una fibra di 252 ± 11 ps e infine con tre fibre di 191 ± 4 ps.

Per quanto riguarda invece il SiPM S12572-050P(X) abbiamo ricavato i seguenti valori di risoluzione temporale: 146 ± 31 ps per l'accoppiamento diretto, con una fibra 239 ± 15 ps e infine con tre fibre di 172 ± 10 ps.

Si può dunque concludere che l'accoppiamento diretto risulta il migliore delle tre configurazioni; questo è dovuto al fatto che quando tra il fotomoltiplicatore e lo scintillatore sono inserite una o più guide di luce, i fotoni prodotti all'interno dello scintillatore devono compiere un percorso più lungo essendo trasportati al SiPM attraverso le fibre.

Il miglioramento della risoluzione temporale nella configurazione a contatto è dovuto all'assenza di tutto questo processo sopra descritto.

Anche se in futuro saranno studiati differenti tipi di "wavelength shifter" e di elettronica di amplificazione per migliorare questi risultati, sarà alquanto difficile avvicinarsi allo stesso risultato dell'accoppiamento diretto.

Ringraziamenti

Desidero ricordare tutti coloro che mi hanno aiutato nella stesura della tesi con suggerimenti, critiche ed osservazioni: a loro va la mia gratitudine, anche se a me spetta la responsabilità per ogni errore contenuto in questo lavoro.

Ringrazio *in primis* il professor Maurizio Basile, che mi ha permesso di intraprendere questo lavoro. Successivamente ringrazio la professoressa Gilda Scioli, ed il Dottor Rosario Nania: senza il loro supporto e la loro guida questa tesi non esisterebbe.

Un ringraziamento speciale va inoltre a Daniele Cavazza, che mi ha accompagnato e guidato con grande esperienza durante tutto il periodo lavorativo.

Infine, un mega grazie va a tutti quelli che mi sono stati vicino e che mi hanno sopportato con immensa pazienza. Grazie di tutto.

APPENDICE

Calcolo dell'area effettiva del SiPM coperta da tre fibre

Nel paragrafo 2.3 si è parlato della configurazione accoppiamento SiPM - scintillatore mediante tre fibre. Ricordiamo che la superficie del SiPM è un quadrato di area $3 \times 3 \text{mm}^2$ e le fibre hanno il diametro di 2mm ciascuna.

Il problema che si è posto è stato quello di determinare la superficie massima effettiva del SiPM ricopribile con le tre fibre.

Riportiamo di seguito una breve spiegazione del calcolo che ha portato alla determinazione di un'area effettiva di 6.8mm^2 .

Iniziamo con il posizionare i tre cerchi, che chiameremo per semplicità A, B e C, come in figura A.1, ovvero con i cerchi A e B uno a fianco all'altro "appoggiati" sull'asse delle x ; quello sinistro è invece anche "appoggiato" all'asse delle y . Il cerchio C si trova sopra il cerchio A e B; il quadrato "parte" appoggiato ai due assi cartesiani con un vertice nell'origine.

In questa posizione iniziale, i cerchi coprono una certa porzione del quadrato, area che possiamo chiamare S_1 .

Calcolare S_1 è alquanto semplice. Essendo i nostri cerchi, dei cerchi unitari, si potrà notare che $S_1 = 6,7 \text{mm}^2$.

Tuttavia tale condizione non soddisfa la nostra richiesta di ricoprimento massimo.

Si procede nel modo seguente; consideriamo sempre lo schema di Figura A.1.

Se pensiamo di poter far "scivolare" il quadrato verso destra, una parte del cerchio di sinistra "va fuori" dal quadrato e quindi è un'area di copertura che "si perde", contemporaneamente però una parte del cerchio di destra "entra" nel quadrato e quindi è un'area di copertura che "si guadagna"; la differenza tra le due è il guadagno (o la perdita) di copertura che ho rispetto alla superficie iniziale S_1 .

Dato che le due aree (quella che perdo a sinistra, e quella che guadagno a destra) si possono definire in funzione di x ecco che il mio "guadagno" (o "perdita") è una funzione dello spostamento orizzontale, cioè di x , e quindi è sufficiente trovare il massimo di questa funzione per trovare il punto ottimale.

La formula per il calcolo dell'area di sinistra (S_x) è:

$$S_x(x) = \arccos(1 - x) - (1 - x)\sqrt{2x - x^2}$$

mentre la formula per il calcolo dell'area di destra (D_x):

$$D_x(x) = \frac{\pi}{2} - (\arccos(x) - x\sqrt{1-x^2})$$

Tali formule rappresentano rispettivamente il *segmento circolare* del cerchio A, mentre l'altra il suo complemento rispetto al semicerchio, ovvero quello del cerchio B. Si è sfruttato il fatto che sono cerchi unitari, in caso contrario andrebbe inserito anche il raggio.

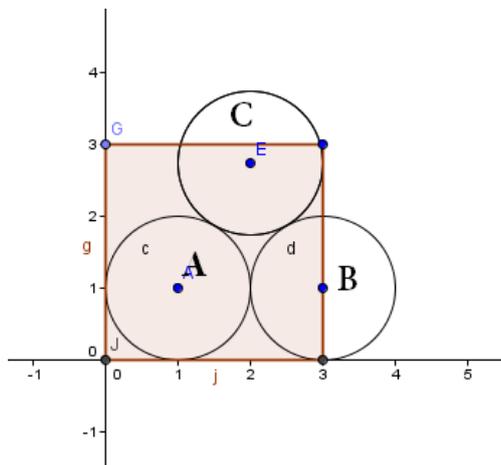


Figura A.1: Configurazione iniziale del problema

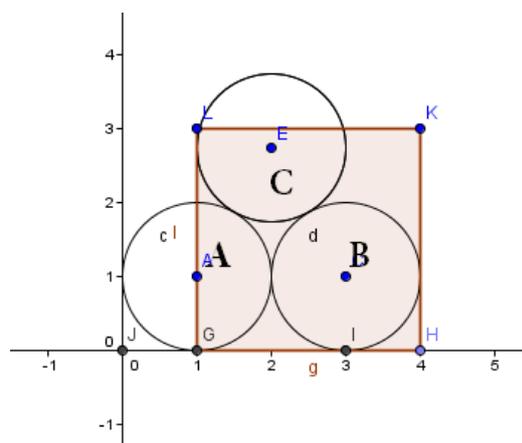


Figura A.2: Spostamento del quadrato verso destra

In Figura A.2, è possibile notare che se effettuiamo uno spostamento di 1 mm verso destra, la situazione non cambia, e la figura è dunque simmetrica.

La nostra area avrà quindi un massimo nell'intervallo $[0,1]$ o meglio per $0 < x < 1$.

Tale massimo è proprio in $x = 0.5$ come si può vedere in Figura A.3.

In questa configurazione infatti l'area del cerchio di sinistra (fuori dal quadrato) è compensata dall'area del cerchio di destra (dentro al quadrato).

Dunque lo spostamento lungo l'asse x non influisce sul calcolo dell'area massima, in quanto la configurazione è simmetrica lungo tale spostamento.

Ci si accorge dunque che ciò che determina il tutto è lo spostamento del quadrato verso l'alto, ovvero lungo l'asse y . E' possibile dunque ripetere lo stesso ragionamento fatto poco sopra con lo spostamento verticale.

Si arriva dunque alla configurazione finale, ovvero quella di figura A.4.

Approssimando il risultato mediante un programma di calcolo, otterremo che la configurazione restituisce un valore di 6.8mm^2 .

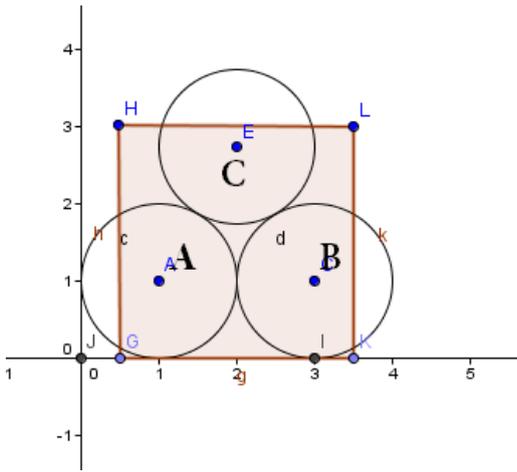


Figura A.3: Posizione ottimale del quadrato

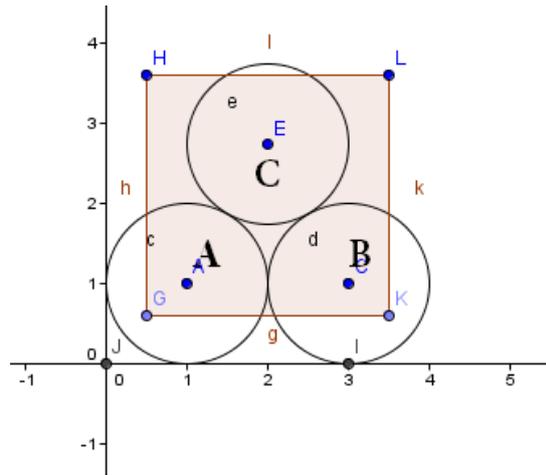


Figura A.4: Configurazione finale

NB: Se si volesse essere precisi, ci si accorgerebbe abbastanza facilmente che tutto questo vale per il caso in cui il lato del quadrato è parallelo alla congiungente di due centri dei cerchi, ma chi ci garantisce che ruotando il quadrato non esista un valore maggiore?

In effetti è proprio così, e si trova che l'area massima coperta è pari a $7.37mm^2$ ed è riportata in Figura 5.

Per semplicità di realizzazione sono stati ruotati i cerchi e il massimo lo si trova con quest'ultimi ruotati di 15° in senso antiorario.

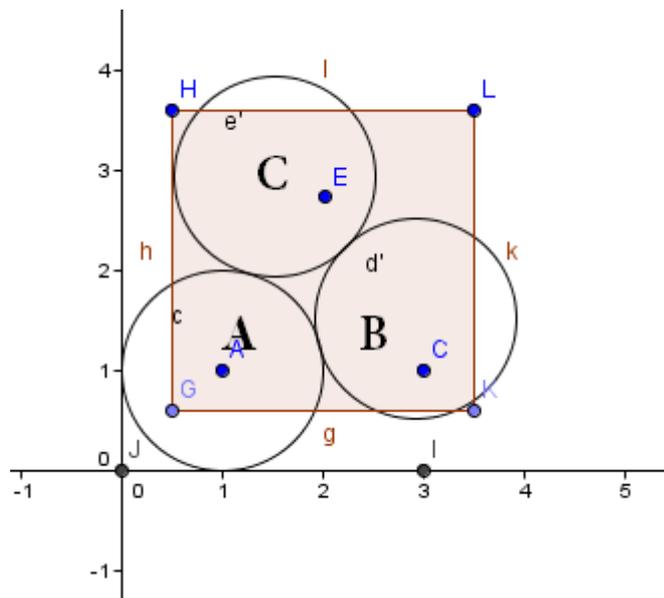


Figura A.5: Massimo ricoprimento della superficie del quadrato con i cerchi B e C ruotati di 15° in senso antiorario.

Bibliografia

- [1] Leo, W. R. (1994) “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, 2nd edition, Springer, ISBN 354057280.
- [2] S.O. Flyckt and C. Marmonier. “Photomultiplier Tubes: principles & application”. Philips Photonics, 2002.
- [3] J. Beringer et al. “Review of particle physics”. Physical Review, D86, 2012 and 2013 partial update for the 2014 edition.
- [4] Y. Benhammou, P. Depasse, M. Goyot, B. Ille, E. Linard, F. Martin, Y. Musienko, D. Si Mohand, “Investigation of Avalanche Photodiodes”, CMS TN/96-052, (1996).
- [5] J. Millman and A. Grabel. “Microelettronica”. McGraw - Hill, 1995 pag. 243
- [6] Datasheet Gali 5, www.mini-circuits.com
- [7] Scheda tecnica MPPC Hamamatsu,
http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_techinfo_e.pdf