

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Misura della raccolta di luce in una striscia di scintillatore
plastico letta con Fotomoltiplicatori al Silicio

Relatore:
Dott. Luigi Guiducci

Presentata da:
Eleonora Spurio

Correlatore:
Dott. Alessandro Montanari
Dott. Nicolás Tosi

Anno Accademico 2016/2017

Abstract

In questo lavoro è stata studiata la risposta a particelle al minimo di ionizzazione di un rivelatore, che sarà utilizzato per l'identificazione di muoni in SHIP (*Search for Hidden Particles*), esperimento proposto al CERN e ancora in fase di approvazione. Il rivelatore è basato su una striscia di scintillatore lunga tre metri accoppiata ad una fibra ottica Wave Length Shifter (WLS) e letta da due fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM), posti ad entrambi i capi.

Lo scopo principale del lavoro è la misura della raccolta di luce del rivelatore e la valutazione della lunghezza di attenuazione della striscia. I risultati mostrano che, nonostante l'attenuazione, la configurazione scelta per il rivelatore è tale da garantire una buona raccolta di luce lungo tutta la striscia.

Indice

Introduzione	4
1 Scintillatori e fibre ottiche WLS	5
1.1 Rivelatori a scintillazione	5
1.1.1 Scintillatori inorganici	7
1.1.2 Scintillatori organici	8
1.1.3 Lunghezza di attenuazione	10
1.2 Fibre ottiche WLS	11
1.2.1 Lunghezza di attenuazione	13
2 Fotomoltiplicatori al Silicio	14
2.1 Fotodiodi	14
2.2 Fotodiodi a valanga	15
2.3 Silicon Photomultipliers	18
2.3.1 Caratteristiche dei SiPM	20
3 Misure sperimentali	25
3.1 Introduzione	25
3.2 Setup sperimentale	26
3.3 Misure	30
3.3.1 Calibrazione dei due SiPM con LED	30
3.3.2 Misura della raccolta di luce in funzione della distanza dai SiPM	33
Conclusioni	38
Bibliografia	39

Introduzione

Questo lavoro di tesi, sviluppato all'interno della sezione INFN di Bologna, si pone come obiettivo la caratterizzazione di un rivelatore di particelle che verrà utilizzato come rivelatore di muoni. Si vuole in particolar modo studiare la risposta del rivelatore a particelle a bassa ionizzazione misurandone la raccolta di luce e valutando l'attenuazione del segnale all'aumentare della distanza dal fotomoltiplicatore. Le misure riportate sono un'analisi preliminare effettuata mediante i raggi cosmici, che verrà approfondita con una migliore statistica durante un test beam che si svolgerà nell'Ottobre 2017 al CERN.

Il prototipo studiato in questo lavoro di tesi consiste in una striscia di scintillatore plastico estruso contenente una fibra ottica WLS Kuraray che guida la luce raccolta verso due fotomoltiplicatori al Silicio posti alle estremità. Le peculiarità del prototipo sono la particolare lunghezza della striscia di scintillatore ($3m$), utile per coprire una vasta area utilizzando un numero ridotto di rivelatori, e il diametro della fibra, più grande rispetto alla media ($2mm$ contro l'usuale misura di $1mm$). Per l'acquisizione dei dati e per l'alimentazione dei SiPM è stato utilizzato un sistema realizzato all'interno della sezione dell'INFN di Bologna. Per l'elaborazione dei dati acquisiti, ho realizzato un programma C++, sviluppato con il software ROOT, che permette la costruzione dei grafici riportati nel capitolo tre del lavoro di tesi.

Nei primi due capitoli sono illustrate le principali proprietà e caratteristiche dei vari costituenti del rivelatore realizzato: scintillatori e fibre ottiche nel primo capitolo, fotomoltiplicatori al Silicio nel secondo. Il terzo capitolo è dedicato alla descrizione della strumentazione utilizzata, del setup sperimentale e delle procedure seguite per la calibrazione dei SiPM e per le misure. In quest'ultimo capitolo vengono anche presentati i risultati delle misure ottenute e un confronto fra la luce raccolta dai due diversi fotomoltiplicatori.

Capitolo 1

Scintillatori e fibre ottiche WLS

Tipicamente, un rivelatore a scintillazione è costituito da un materiale scintillante accoppiato otticamente ad un fotomoltiplicatore o ad un rivelatore a stato solido. Quando la radiazione attraversa lo scintillatore, ne eccita atomi e molecole, causando emissione di luce. Questa è trasmessa al fotomoltiplicatore, dove è convertita in una corrente, che è poi amplificata e registrata mediante un sistema di acquisizione dati.

1.1 Rivelatori a scintillazione

I rivelatori a scintillazione sfruttano le proprietà di alcuni materiali di emettere luce se esposti a radiazioni. Il fenomeno che sta alla base del meccanismo di scintillazione è la *luminescenza*. Quando una particella attraversa un materiale scintillante e deposita energia al suo interno, gli atomi (o le molecole) del materiale sono eccitati e, dopo un intervallo di tempo estremamente breve, che varia a seconda del materiale, emettono radiazione elettromagnetica, tipicamente nello spettro del visibile o del vicino UV. Generalmente, la luce prodotta dallo scintillatore viene convogliata verso il fotomoltiplicatore tramite una guida di luce, un sistema ottico in plexiglass, il cui principio di funzionamento è basato sul fenomeno della riflessione interna totale.



Figura 1.1: Rivelatore a scintillazione già montato e i suoi costituenti prima del montaggio. Da sinistra verso destra sono mostrati lo scintillatore, la guida di luce ed il fotomoltiplicatore.

In figura 1.1 sono mostrati i componenti di un tipico rivelatore a scintillazione. A seconda del tempo che intercorre tra la fase di assorbimento e quella di diseccitazione, è possibile distinguere tra due diversi fenomeni di emissione luminosa, detti rispettivamente *fluorescenza* e *fosforescenza*. Se l'emissione di luce avviene entro i $10^{-8}s$ dalla fase di eccitazione si parla di fluorescenza, mentre se l'emissione è più lenta, il processo è chiamato fosforescenza. In questo caso, il tempo che intercorre tra la fase di assorbimento e quella di emissione di fotoni può durare da qualche microsecondo fino a qualche ora, a seconda del materiale.

L'evoluzione temporale del processo di emissione può essere descritta tramite la somma di due funzioni esponenziali, come mostrato nell'equazione 1.1 :

$$N(t) = Ae^{-\frac{t}{\tau_f}} + Be^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (1.1)$$

dove N è il numero di fotoni emessi dall'istante iniziale al tempo t , mentre τ_f (fast) e τ_s (slow) sono rispettivamente le costanti di decadimento delle componenti veloce e lenta del processo di emissione luminosa.

Nonostante in natura siano presenti numerosi materiali scintillanti, non tutti sono utilizzabili come rivelatori. Le caratteristiche che deve avere un rivelatore a scintillazione sono, in generale [1]:

- *Alta Efficienza*: la maggior parte dell'energia di eccitazione viene emessa sotto forma di luce.

- *Trasparenza*: il materiale scintillante è trasparente alla radiazione che esso stesso emette in modo tale da limitarne il riassorbimento.
- *Linearità*: al di sopra di una certa quantità di energia, la risposta di uno scintillatore è direttamente proporzionale all'energia depositata all'interno di esso.
- *Rapidità di risposta*: per ottenere una risoluzione temporale sufficientemente elevata, è necessario che il materiale scintillante sia caratterizzato da una risposta estremamente veloce. I tempi di risposta e di recupero di un rivelatore a scintillazione sono brevi rispetto a quelli di altri tipi di rivelatori. In questo modo, la differenza temporale tra due eventi può essere valutata con grande precisione ed inoltre il rivelatore avrà la capacità di accettare un tasso di particelle molto elevato.

La distinzione più generale fra i tipi di scintillatori è quella fra scintillatori *organici* e *inorganici*.

1.1.1 Scintillatori inorganici

Gli *scintillatori inorganici* sono principalmente cristalli di composti alogenuri alcalini. La maggior parte di questi materiali contiene piccole quantità di atomi droganti, detti *attivatori*, indispensabili per il processo di luminescenza. Questi creano dei livelli elettronici, detti *centri di luminescenza* o *centri di ricombinazione*, all'interno del gap di energia proibito tra la banda di valenza e la banda di conduzione, permettendo così l'emissione di luce. Un'importante caratteristica dei cristalli inorganici è la grande quantità di luce emessa, in generale più alta rispetto agli scintillatori organici. Per questa ragione, questi materiali sono particolarmente utilizzati in spettroscopia gamma ed in calorimetria, applicazioni in cui è richiesta un'elevata risoluzione energetica e dove la rapidità della risposta non è un parametro essenziale. Uno dei maggiori difetti degli scintillatori inorganici è che sono igroscopici, cioè assorbono umidità dall'ambiente circostante, il che riduce fortemente le loro prestazioni. Inoltre, essendo cristalli, la loro crescita è piuttosto lenta. Conseguentemente, sono anche costosi oltre che difficili da lavorare. Hanno inoltre tempi di risposta di due o tre ordini di grandezza maggiori rispetto agli scintillatori organici. Le proprietà di alcuni cristalli inorganici sono illustrate nella tabella 1.1.

Scintillator	ρ [g/cm^3]	n	λ_{max} [mm]	τ [ns]	N_γ/MeV
NaI(Tl)	3.67	1.85	415	230	38000
CsI(Tl)	4.51	1.80	540	680	56000
BaF_2	4.88	1.56	220	0.7	1400
BGO	7.13	2.15	480	300	8200
$PbWO_4$	8.28	2.16	425	30	115
LYSO	7.4	1.82	428	50	25000
$LaBr_3(Ce)$	5.08	1.9	380	16	63000

Tabella 1.1: Proprietà di alcuni scintillatori inorganici

1.1.2 Scintillatori organici

Gli scintillatori organici sono costituiti generalmente da idrocarburi aromatici, ossia composti organici contenuti anelli benzenici collegati tra loro in vari modi. Questi scintillatori possiedono un tempo di diseccitazione estremamente basso, dell'ordine di qualche nanosecondo. Il meccanismo di scintillazione in questi materiali è di natura molecolare, cioè generato da transizioni elettroniche che coinvolgono una singola molecola (come mostrato in figura 1.2). Di conseguenza, tale processo è indipendente dallo stato fisico del materiale. L'energia rilasciata da una particella all'interno dello scintillatore eccita gli elettroni di una molecola dallo stato fondamentale verso stati di maggiore energia. Gli stati di singoletto sono indicati in figura 1.2 con S_0 , S_1 , S_2 , etc., ognuno di questi stati è suddiviso a sua volta in una serie di livelli corrispondenti agli stati vibrazionali della molecola, indicati con S_{00} , S_{01} , S_{10} , etc. Il gap di energia tra gli stati elettronici è dell'ordine dell'eV, mentre fra quelli vibrazionali di qualche decimo di eV.

Quando una particella rilascia energia all'interno del materiale, gli elettroni sono eccitati dallo stato fondamentale S_{00} verso gli stati di singoletto di maggiore energia. Questi decadono immediatamente verso lo stato S_{10} in un tempo estremamente breve (dell'ordine del ps), senza emissione di radiazione. Questo processo è noto come *degradazione interna*. Successivamente, dal livello S_{10} gli elettroni decadono verso i vari sottostati vibrazionali di S_0 , emettendo fotoni nel range del visibile. Su questo processo si basa il fenomeno della fluorescenza.

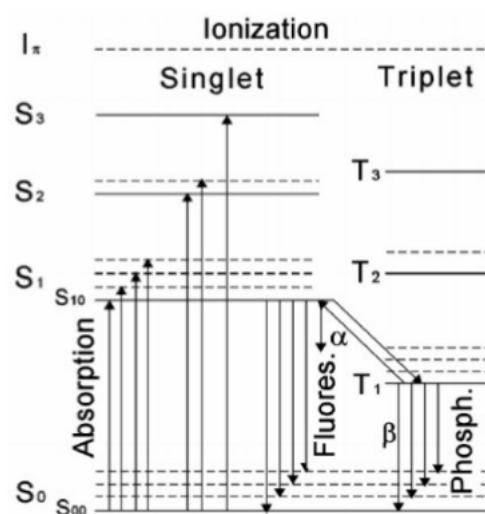


Figura 1.2: Rappresentazione dei livelli di energia di una molecola organica.

Poiché i fotoni emessi non possiedono energia sufficiente per produrre nuovi stati eccitati S_1 (fatta eccezione per le transizioni $S_{10}-S_{00}$), essi non verranno assorbiti dal materiale: questo spiega l'elevata trasparenza degli scintillatori organici. Un altro meccanismo di luminescenza nei composti organici è quello della fosforescenza. Questo riguarda la transizione tra stati molecolari di tripletto e stati di singoletto, ed è significativo solo per alcuni materiali.

Le proprietà di alcuni scintillatori organici sono riportati in tabella 1.2.

Scintillator	ρ [g/cm^3]	n	λ_{max} [mm]	τ [ns]	N_γ/MeV
Antracene ($C_{14}H_{10}$)	1.25	1.62	447	30	20000
Stilbene ($C_{14}H_{12}$)	1.16	1.63	410	4.5	14000
p-terfenile ($C_{18}H_{14}$)	1.23	1.65	420	3.7	27000
BC408 (Plastico)	1.03	1.58	425	2.1	12500

Tabella 1.2: Proprietà di alcuni scintillatori organici

Gli scintillatori organici possono essere classificati in tre categorie: cristalli, liquidi e plastici; questi ultimi sono in larga scala quelli più utilizzati.

Scintillatori plastici

Gli scintillatori plastici consistono in soluzioni di scintillatori organici in un solvente plastico solido. La risposta degli scintillatori plastici è estremamente

veloce (la costante di decadimento è tipicamente di $2-3ns$) e sono caratterizzati da un'elevata emissione di luce. Essi sono inoltre estremamente versatili: possono essere prodotti in una grande varietà di forme, da film sottili a grandi blocchi e con un costo relativamente contenuto. Gli scintillatori plastici sono comunemente utilizzati per la rivelazione di particelle cariche poiché, a causa della basse densità e del basso numero atomico, non sono molto efficienti nella rivelazione di fotoni.

1.1.3 Lunghezza di attenuazione

Uno dei parametri fondamentali per stabilire la qualità ottica di un materiale scintillatore è la *lunghezza di attenuazione*. Essa rappresenta la distanza in corrispondenza della quale il numero di fotoni emessi dallo scintillatore, che si propagano all'interno del materiale, viene ridotto di un fattore pari a e . Il numero di fotoni subisce infatti, a causa dell'attenuazione, un decremento esponenziale, seguendo una relazione del tipo:

$$\frac{N(x)}{N(0)} = Ae^{-\frac{x}{\lambda_f}} + Be^{-\frac{x}{\lambda_s}} \quad (1.2)$$

Nell'equazione 1.2 N_0 rappresenta il numero iniziale di fotoni emessi, x la distanza percorsa e $\lambda_{f,s}$ i valori della lunghezza di attenuazione per la componente lenta e veloce della luce emessa. La componente lenta della luce è quella dovuta alla fosforescenza, mentre quella veloce alla fluorescenza del materiale scintillatore.

La lunghezza di attenuazione dipende dal materiale utilizzato, oltre che dalla sua geometria e dalla qualità della superficie. La presenza di imperfezioni strutturali può peggiorare ulteriormente la qualità ottica dello scintillatore. Molti dei fotoni prodotti durante la fase di scintillazione non sono raccolti dal fotorivelatore: una parte di questi viene persa attraverso la superficie dello scintillatore, altri, invece, sono assorbiti dal materiale stesso. Per diminuire il numero di fotoni persi attraverso la superficie una soluzione è data dall'avvolgere lo scintillatore in un foglio di alluminio, in modo tale da riflettere verso l'interno del materiale la luce che sarebbe altrimenti persa. L'assorbimento dei fotoni nello scintillatore, invece, non può essere evitato in alcun modo, essendo una proprietà intrinseca del materiale. Infine, è importante notare che la degradazione delle proprietà ottiche, a causa della radiazione assorbita nel tempo o di shock termici ed umidità (in particolar modo per gli scintillatori inorganici), può ulteriormente diminuire la lunghezza d'attenuazione, causando un'ulteriore perdita di luce.

1.2 Fibre ottiche WLS

Le fibre ottiche si presentano come dei sottili filamenti di materiale dielettrico trasparente di sezione solitamente circolare e spessore dell'ordine del millimetro. Sono ampiamente utilizzate in fisica sperimentale in quanto offrono la possibilità di raccogliere la radiazione luminosa e convogliarla verso il rivelatore. L'acronimo WLS sta per *WaveLength Shifter*, particolarmente sensibili in una particolare zona dello spettro luminoso. Queste fibre, una volta assorbito il segnale ad una certa lunghezza d'onda lo emettono nuovamente sotto forma di luce ad una diversa lunghezza d'onda. Nel nostro caso le fibre assorbono nel blu e riemettono nel verde. Le fibre ottiche sono costituite da strutture cilindriche coassiali, denominate *core* e *cladding*. Il core costituisce lo strato più interno della fibra, all'interno del quale è confinata e si propaga la radiazione luminosa. Esso è ricoperto, come mostrato in figura 1.3, da uno o più strati di cladding, che riducono fortemente la perdita di fotoni attraverso la superficie.

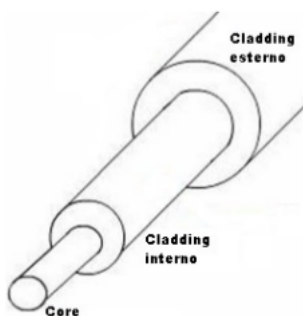


Figura 1.3: Struttura di una fibra ottica multi-cladding.

Il principio di funzionamento di una fibra ottica è basato sul fenomeno della riflessione interna totale. Si consideri un'onda luminosa che si propaga all'interno di una fibra: essa sarà soggetta a numerose riflessioni, dovute all'incidenza dell'onda sulla superficie di separazione fra core e cladding (come mostrato in figura 1.4), che possiedono indici di rifrazione rispettivamente n_{core} e $n_{cladding}$. Quando l'angolo di incidenza, rispetto alla normale alla superficie, è maggiore di un certo angolo critico, l'onda sarà totalmente riflessa e non esisterà alcun raggio rifratto. Affinchè ciò sia possibile, core e cladding devono essere costituiti da materiali tali per cui $n_{core} > n_{cladding}$.

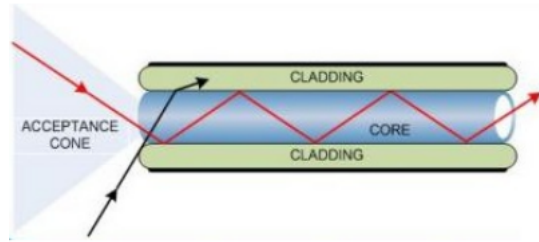


Figura 1.4: Propagazione della luce all'interno della fibra.

Proprietà delle fibre WLS

Le fibre WLS sono delle particolari fibre ottiche che consentono la raccolta di luce emessa da uno scintillatore. Al materiale di queste fibre sono state aggiunte piccole quantità di elementi droganti, che assorbono fotoni di una certa lunghezza d'onda, rimettendoli ad una lunghezza d'onda più elevata. Di seguito, in figura 1.5 sono mostrati gli spettri di assorbimento e di emissione delle fibre ottiche WLS $Y - 7$, $Y - 8$, $Y - 11$ e $R - 3$ realizzate dalla Kuraray.

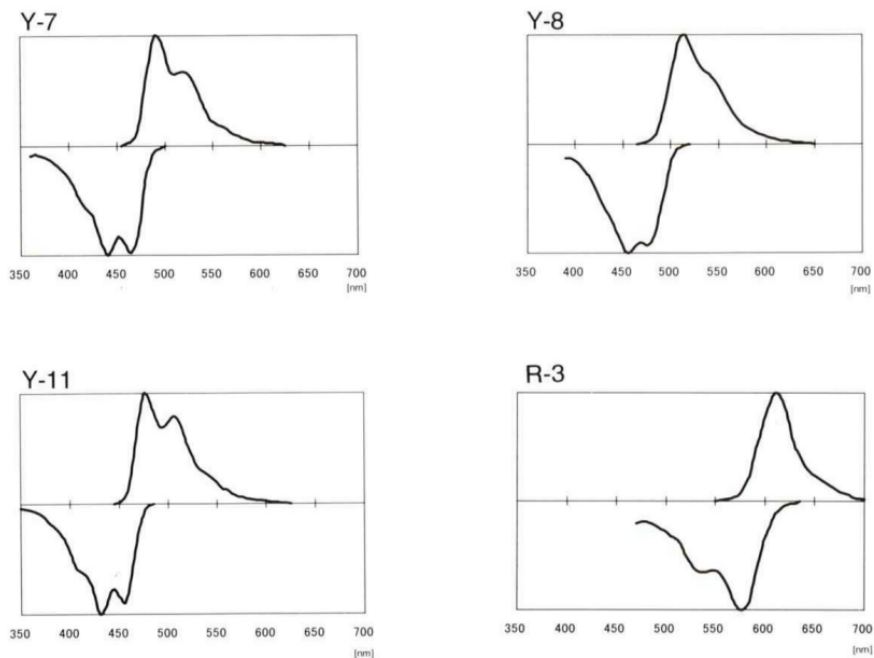


Figura 1.5: Spettri di emissione (in alto) ed assorbimento (in basso) di quattro diverse fibre WLS prodotte dalla Kuraray.[6]

1.2.1 Lunghezza di attenuazione

Le fibre ottiche presentano un'attenuazione esponenziale della luce trasmessa in funzione della distanza percorsa dalla luce stessa. Tale attenuazione è il risultato di diversi processi: oltre all'assorbimento della radiazione da parte del materiale che costituisce la fibra, vi sono perdite dovute alle disomogeneità strutturali conseguenti al processo di produzione, ad esempio particelle di polvere, bolle d'aria e fessurazioni. Queste imperfezioni, se hanno dimensione paragonabile alla lunghezza d'onda dei fotoni, possono causare fenomeni di diffrazione e diffusione. La quantità di luce diminuisce, quindi, con la distanza percorsa seguendo un andamento di tipo esponenziale.

In figura 1.6 è mostrata l'intensità di luce in funzione della distanza tra la sorgente di radiazione ed il rivelatore, per diverse tipologie di fibre. Come si nota, il decremento della quantità di luce dipende in modo esponenziale dalla distanza percorsa.

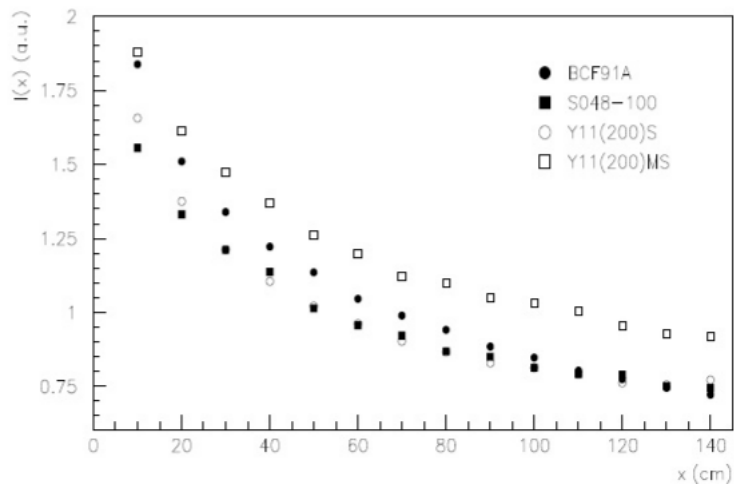


Figura 1.6: Luce emessa in funzione della distanza dalla sorgente per diverse fibre ottiche [2].

Capitolo 2

Fotomoltiplicatori al Silicio

I primi rivelatori in grado di trasformare un segnale luminoso in un impulso elettrico sono stati i tubi fotomoltiplicatori, sviluppati nella prima metà del 1900. Oggi, oltre ai tubi fotomoltiplicatori (i cui svantaggi sono le grandi dimensioni e l'elevato costo), vengono largamente utilizzati i rivelatori a stato solido, il cui principio di funzionamento è basato sulle proprietà di una giunzione di materiali semiconduttori, diversamente drogati.

2.1 Fotodiodi

Il principio di funzionamento dei fotomoltiplicatori al Silicio è simile a quello dei fotodiodi a giunzione P-I-N polarizzata inversamente. Questa presenta una regione non drogata, detta *intrinseca*, che ha lo scopo di ampliare la regione di svuotamento, che corrisponde alla regione fotosensibile del diodo. La regione di svuotamento è infatti l'unica area del fotodiodo sensibile alla radiazione: infatti, se un fotone incidesse su una regione in cui sono presenti portatori di carica liberi, l'elettrone e la lacuna creati per effetto fotoelettrico tenderebbero subito a ricombinarsi con le altre cariche presenti. Il fotodiodo opera correttamente se polarizzato inversamente: in questo caso, il campo elettrico presente all'interno della giunzione tenderà ad aumentare, favorendo l'allargamento della regione di svuotamento. Un fotone che colpisce tale regione crea, per effetto fotoelettrico, una coppia elettrone-lacuna (se possiede l'energia sufficiente), i quali, sotto l'azione del campo elettrico applicato, formano una piccola corrente che si somma all'altrettanto piccola corrente di saturazione inversa, dovuta alle coppie formate termicamente. Il segnale in uscita di questi dispositivi è quindi molto piccolo e paragonabile al rumore: per le applicazioni in fisica delle alte energie sono comunemente utilizzati i *fotodiodi a valanga*.

2.2 Fotodiodi a valanga

Per ottenere un guadagno maggiore, al posto dei comuni fotodiodi illustrati in precedenza vengono sfruttati i fotodiodi a valanga (*APD, Avalanche PhotoDiode*). Gli APD sono capaci, infatti, di sostenere un'elevata tensione di polarizzazione inversa: la differenza di potenziale applicata dà origine ad un campo elettrico molto intenso che accelera notevolmente i portatori di carica. Quando la velocità è molto elevata, le cariche possiedono energia sufficiente per provocare la ionizzazione degli atomi del reticolo, rompendo un legame covalente e generando così nuovi elettroni liberi e innescando un meccanismo di moltiplicazione a valanga nella regione di svuotamento. Un fotodiodo a valanga è costituito solitamente da quattro strati di materiale semiconduttore drogati asimmetricamente, come mostrato in figura 2.1. Le zone n^+ e p^+ rappresentano delle regioni di materiale semiconduttore, rispettivamente di tipo n e p , con un alto livello di drogaggio. La regione intrinseca π , invece, è quella non drogata. Infine, poiché nella zona p il campo elettrico è particolarmente elevato, essa rappresenta la sede della moltiplicazione a valanga.

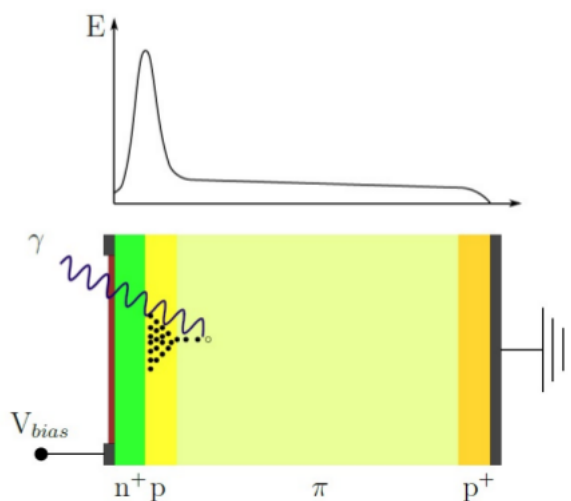


Figura 2.1: Struttura di un fotomoltiplicatore a valanga e relativo campo elettrico

Il guadagno di un fotodiodo a valanga dipende fortemente dal tasso di ionizzazione, a sua volta determinato dal campo elettrico attraverso la regione π . Nel regime lineare (per tensioni di polarizzazione inversa maggiore di una determinata soglia), inizia il processo di moltiplicazione a valanga e il numero di cariche raccolte è direttamente proporzionale al numero di coppie generate

durante il processo di ionizzazione e si possono ottenere guadagni dell'ordine di 10^2 . Al superamento della *tensione di breakdown* (V_{BD}), l'effetto della valanga si allarga fino a coinvolgere l'intera superficie della giunzione P-N ed il segnale non è più lineare: il guadagno in questo regime, detto *regime Geiger*, è dell'ordine di 10^6 . Il variare del guadagno con la tensione di polarizzazione inversa è mostrato in figura 2.2

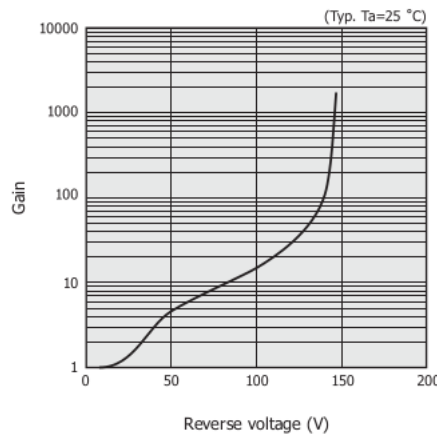


Figura 2.2: Guadagno di un fotodiode Hamamatsu S12023-05 in funzione della tensione di polarizzazione inversa

Il guadagno di un fotodiode a valanga dipende dalla temperatura: con l'aumentare di quest'ultima, il reticolo cristallino vibra maggiormente, aumentando la probabilità di collisione fra gli atomi del reticolo e i portatori accelerati prima che essi abbiano un'energia sufficiente per causare la ionizzazione. Dunque, il guadagno diminuisce con la temperatura (una volta fissata la tensione di polarizzazione inversa).

Poiché una scarica Geiger, a differenza della moltiplicazione a valanga, non termina autonomamente, è necessario arrestarla attraverso un apposito circuito, noto come *circuito di quenching*. Quest'ultimo può essere attivo o passivo. Il quenching passivo è realizzato tramite un'elevata resistenza, posta in serie al diode: quando la corrente è sufficientemente alta, la caduta di potenziale nella resistenza diventa tale da rendere la tensione ai capi del fotodiode minore di quella della soglia Geiger, arrestando immediatamente il processo di moltiplicazione. Il quenching attivo, invece, è realizzato agendo direttamente mediante un circuito esterno sulla tensione applicata ai capi del fotodiode. Il comportamento di un fotodiode in regime Geiger può essere analizzato attraverso il circuito equivalente, mostrato in figura 2.3.

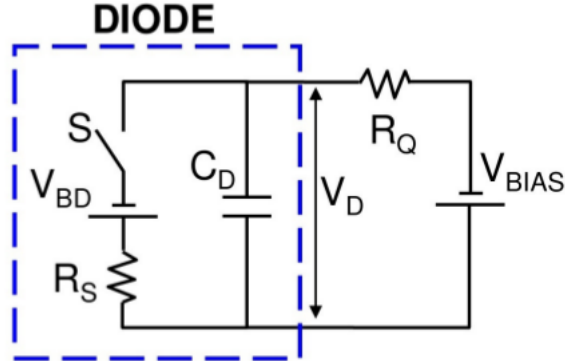


Figura 2.3: Circuito equivalente ad un APD operante in modalità Geiger.

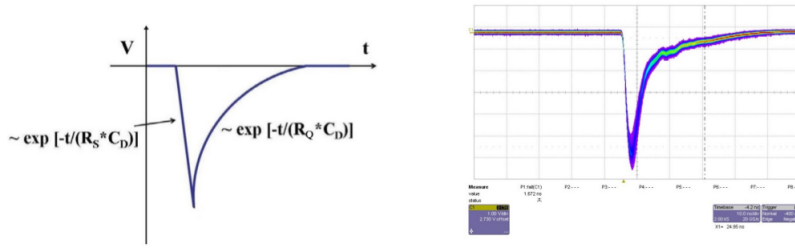
Quando il fotodiode è opportunamente alimentato ma nessuna valanga viene creata, l'interruttore S è aperto ed il condensatore C_D è carico alla tensione V_{Bias} : nel circuito non circola corrente. Quando, invece, un fotoelettrone o un elettrone generato termicamente innesca una valanga, l'interruttore si chiude e il condensatore C_D si scarica attraverso R_S raggiungendo la tensione V_{BD} in un tempo

$$\tau_F = R_S C_D \simeq 50ps \quad (2.1)$$

. Il tempo caratteristico di discesa τ è dato dal prodotto fra la resistenza dovuta al diodo operante in polarizzazione inversa R_S e la capacità di diffusione del diodo, C_D . Terminato il processo di moltiplicazione a valanga, l'interruttore S si riapre ed il condensatore C_D si ricarica nuovamente fino a raggiungere, nuovamente, il valore V_{Bias} . Il processo di carica avviene con costante di tempo.

$$\tau_R = R_Q C_D \simeq 1 \div 10ns \quad (2.2)$$

Il tempo caratteristico di salita, τ_R è dato dal prodotto fra la resistenza di Quenching esterna R_Q e la capacità di diffusione. In figura 2.4 sono mostrati rispettivamente il segnale di un APD ricavato dalla rappresentazione del circuito appena illustrato (figura 2.4a) ed il segnale di un APD visualizzato all'oscilloscopio (figura 2.4b). Per le misure all'oscilloscopio, la scala verticale utilizzata è di $1 V/div$, mentre quella orizzontale di $10 ns/div$.



(a) Segnale ricavato dall'analisi del circuito. (b) Segnale osservato all'oscilloscopio.

Figura 2.4: Segnale generato da un APD.

Il principale svantaggio che presentano i fotodiodi a valanga consiste nell'impossibilità di distinguere il segnale generato da un fotone dal segnale generato da più fotoni. Inoltre, come risulta evidente dalla figura 2.2, questi dispositivi sono estremamente sensibili alle variazioni della tensione di polarizzazione inversa. Questi problemi vengono in buona parte superati introducendo una nuova tipologia di rivelatori a stato solido, detti *Silicon Photomultipliers* (SiPM).

2.3 Silicon Photomultipliers

I SiPM costituiscono la più moderna tipologia di fotorivelatori a stato solido. Sono costituiti da una matrice di pixel di fotodiodi a valanga 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 $25 \mu m$ ed i $100 \mu m$. I vari pixel sono separati tramite un sottile strato di materiale isolante. Per le misure sperimentali descritte in questo lavoro di tesi sono stati utilizzati i SiPM realizzati dalle case produttrici *Hamamatsu* (noti come MPPC, Multi Pixel Proportional Counter) e *FBK* (noti come AdvanSiD, ovvero Advanced Silicon Detectors), entrambi del tipo NUV (Near Ultraviolet), efficaci in particolare con lunghezze d'onda prossime all'ultravioletto. I singoli APD sono polarizzati inversamente oltre il valore della tensione di breakdown V_{BD} . Le tensioni di lavoro sono tipicamente dell'ordine di qualche decina di Volt e variano a seconda del modello e del costruttore. I SiPM FBK utilizzati operano a tensioni di circa 30 V, mentre gli MPPC a tensioni intorno ai 60 V. I SiPM adottano, per terminare la scarica Geiger, la tecnica del quenching passivo. Quest'ultimo è realizzato

tramite una resistenza elevata posta in serie ad ogni diodo come mostrato in figura 2.5

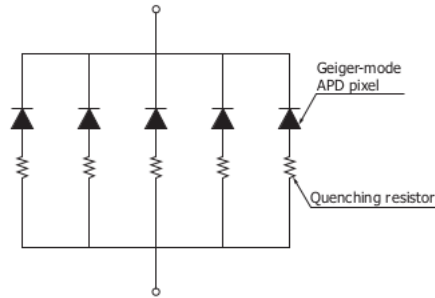


Figura 2.5: Struttura di un SiPM

L'impulso elettrico generato da ciascun pixel del SiPM equivale alla rivelazione di un fotone. L'ampiezza del segnale prodotto, inoltre, è approssimativamente uguale per ogni pixel. Essendo gli APD collegati tra loro in parallelo, il segnale totale generato dal SiPM è la somma dei segnali dei singoli APD. In figura 2.6 sono mostrati i segnali generati da un SiPM in corrispondenza della rivelazione di 1, 2 e 3 fotoni.

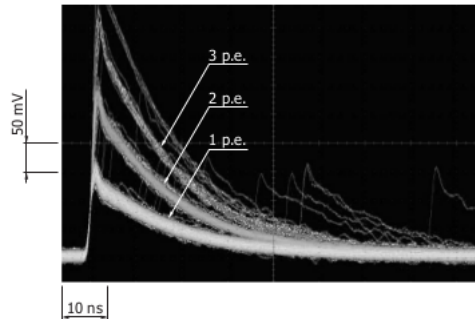


Figura 2.6: Segnali elettrici corrispondenti a 1, 2,3 etc. fotoni

Il vantaggio principale che i SiPM offrono rispetto ai fotodiodi a valanga consiste nella possibilità di distinguere il segnale prodotto da un fotone da quello prodotto da più fotoni; offrono inoltre prestazioni migliori, essendo caratterizzati da un tempo di salita del segnale inferiore. Richiedono inoltre una tensione di polarizzazione inversa più bassa ed il guadagno è due ordini di grandezza superiore e allo stesso tempo meno sensibile alle variazioni di temperatura e tensione.

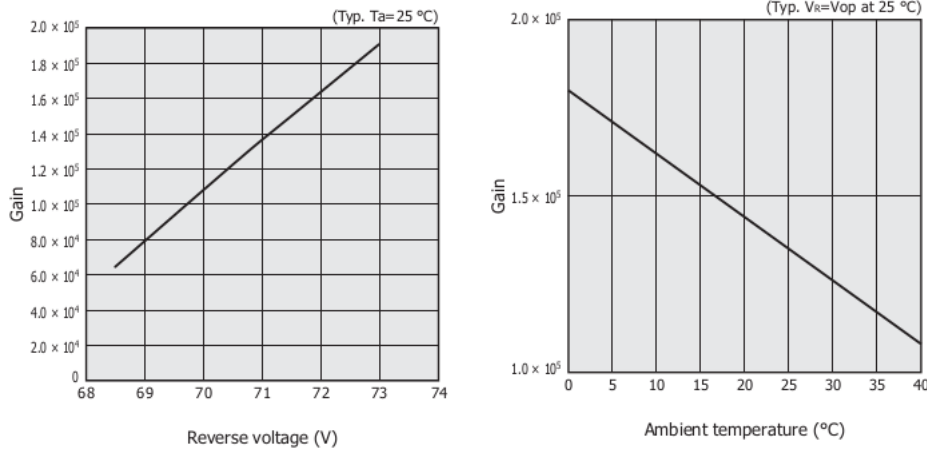
2.3.1 Caratteristiche dei SiPM

Guadagno

Il guadagno del SiPM è definito come il numero di cariche elementari raccolte in seguito all'interazione di un singolo fotone:

$$G = \frac{Q}{e} = \frac{C\Delta V}{e} \quad (2.3)$$

Nell'equazione 2.3, C rappresenta la capacità di ogni singolo pixel, dell'ordine della decina di fF (per un pixel di lato $50\mu m$) e $\Delta V = V_{Bias} - V_{BD}$ rappresenta l'overvoltage. Il guadagno dipende fortemente dalla tensione applicata ed aumenta linearmente con essa, come mostrato in figura 2.7a e diminuisce all'aumentare della temperatura, come mostrato in figura 2.7b a causa della dipendenza della tensione di breakdown V_{BD} dalla temperatura T .



(a) Guadagno vs tensione applicata.

(b) Guadagno vs temperatura.

Figura 2.7: Variazioni del comportamento di un SiPM con il variare di tensione applicata e temperatura (SiPM MPPC photosensitive area: 1 mm^2 , pixel pitch: $10\mu m$) [4].

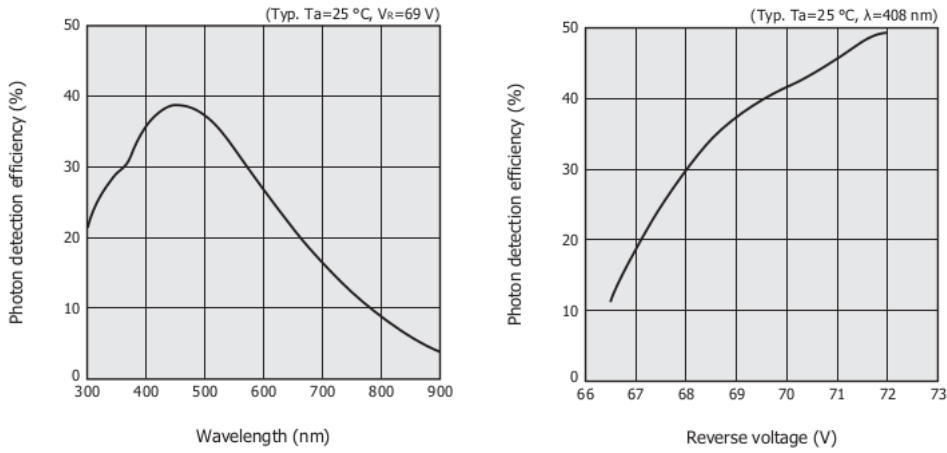
Efficienza

La *photon detection efficiency* (PDE) rappresenta la frazione dei fotoni rivelati rispetto al numero di fotoni incidenti. La PDE è funzione dell'*efficienza quantica* QE , definita come la probabilità che la luce incidente su un pixel generi portatori di carica, della probabilità che si verifichi il fenomeno della moltiplicazione a valanga P_a e dell'efficienza geometrica GE , come mostrato nell'equazione 2.4. QE dipende dalle proprietà del Silicio ed è funzione della

lunghezza d'onda del fotone incidente; P_a dipende dall'intensità del campo elettrico all'interno del dispositivo e, quindi, dall'overvoltage. Le dipendenze di PDE dalla lunghezza d'onda λ dell'onda incidente e dalla tensione sono mostrate rispettivamente in figura 2.8a e 2.8b. GE , detta *fill factor*, rappresenta il rapporto fra l'area attiva del SiPM e l'area totale (i SiPM contengono porzioni di area che non sono sensibili alla luce, ad esempio, l'area occupata dalle resistenze di Quench) [3].

Risulta quindi:

$$PDE = QE(\lambda) \cdot P_a(V) \cdot GE \quad (2.4)$$



(a) PDE vs λ .

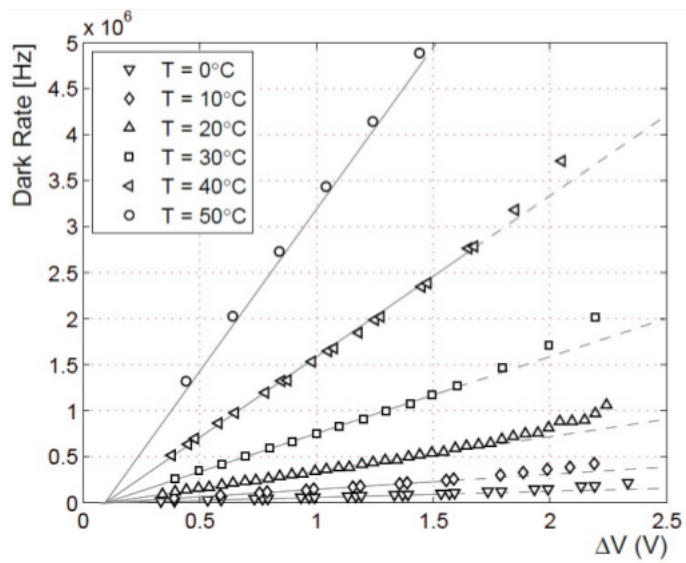
(b) PDE vs tensione applicata.

Figura 2.8: Dipendenze di PDE per un MPPC (pixel pitch: $25\mu m$) [4].

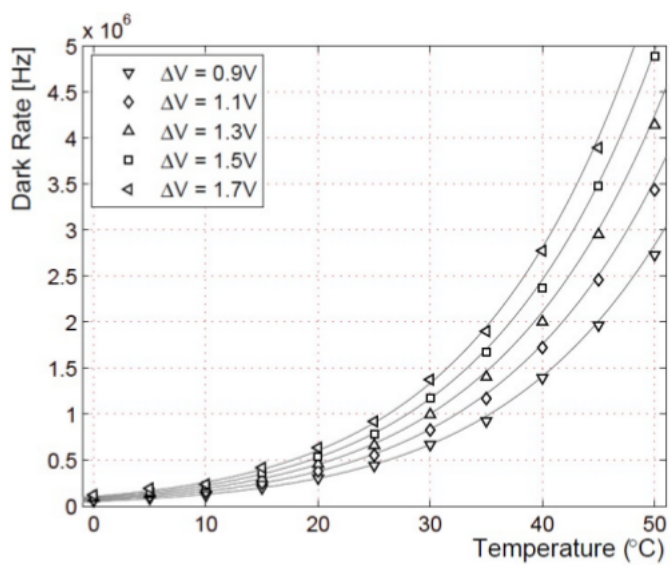
Rumore dei SiPM

Il rumore dei SiPM è dovuto principalmente a due effetti: il *rumore termico* e il *rumore correlato* (dovuto ai fenomeni di *optical crosstalk* e di *afterpulse*).

1. *Rumore termico*: è generato dagli impulsi prodotti non dai portatori fotogenerati ma da quelli termogenerati. Gli impulsi prodotti da questi ultimi sono detti *dark pulses*: tali segnali sono indistinguibili da quelli fotogenerati, e causano errori di rivelazione del segnale. La frequenza di eventi di rumore termico (*dark rate*) dipende dalla tensione di polarizzazione inversa, dalla temperatura e dalle dimensioni dall'area sensibile del SiPM. Il dark rate cresce linearmente con la tensione di polarizzazione inversa (figura 2.9b) ed esponenzialmente al variare della temperatura (figura 2.9a).



(a) Dark Rate in funzione della temperatura.



(b) Dark Rate in funzione dell'overvoltage.

Figura 2.9: Dark Rate di un MPPC.

2. Rumore correlato [4]

- *Optical Crosstalk*: quando la luce colpisce un pixel del SiPM, possono essere osservati in alcuni casi dei segnali corrispondenti all'incidenza di due o più fotoni. Ciò avviene se nella moltiplicazione a valanga che coinvolge l'APD del pixel colpito vengono generati nuovi fotoni che vengono rivelati dai pixel vicini. Com'è mostrato in figura 2.10, l'Optical Crosstalk aumenta all'aumentare della tensione di polarizzazione inversa.

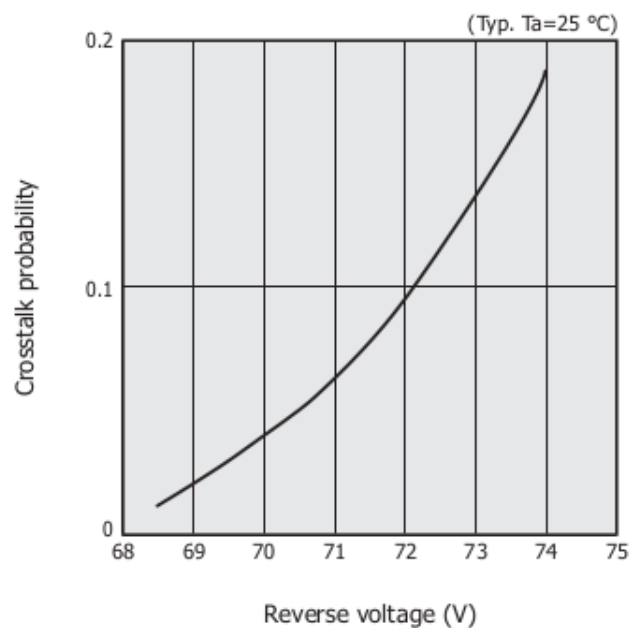


Figura 2.10: Optical Crosstalk in funzione della tensione di polarizzazione inversa per un MPPC (photosensitive area: 1mm^2 pixel pitch: $50\mu\text{m}$)

- *After Pulse*: durante il processo di moltiplicazione a valanga, alcuni portatori di carica possono rimanere intrappolati nei difetti del reticolo. Quando i portatori intrappolati vengono rilasciati, si moltiplicano nel processo a valanga e sono osservati come segnali successivi. Un esempio di afterpulse osservato all'oscilloscopio è mostrato in figura 2.11.

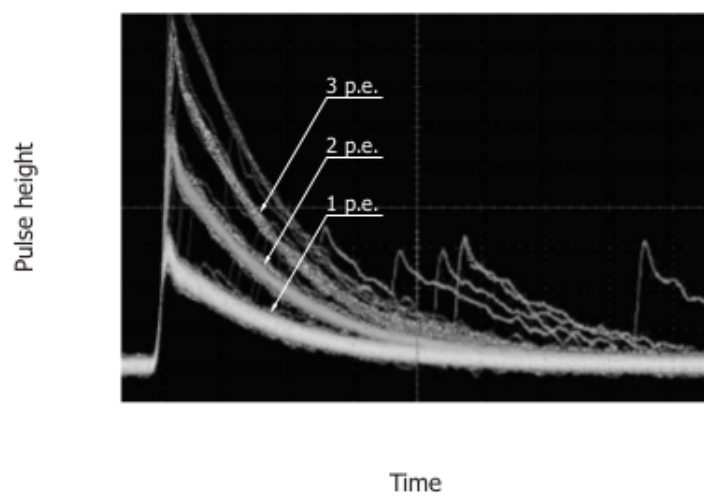


Figura 2.11: Afterpulses visibili dopo l'impulso principale

Capitolo 3

Misure sperimentali

3.1 Introduzione

Lo scopo di questo lavoro di tesi è lo studio della risposta del rivelatore a particelle al minimo di ionizzazione. In particolare, si vuole osservare di quanto migliora il guadagno di luce utilizzando una fibra WLS di diametro $2mm$, piuttosto che impiegando una fibra di diametro $1mm$ (che corrisponde alla dimensione usata tipicamente) e studiare la lunghezza di attenuazione.

Il rivelatore utilizzato, mostrato in figura 3.1, consiste in una striscia di scintillatore plastico estrusa, all'interno del quale è alloggiata una fibra ottica WLS, accoppiata ad entrambe le estremità ad un fotomoltiplicatore al Silicio. Prima di procedere con le misure legate alla raccolta di luce, sono stati calibrati i due SiPM mediante piccoli impulsi di luce (una decina di fotoni) generati con un LED.

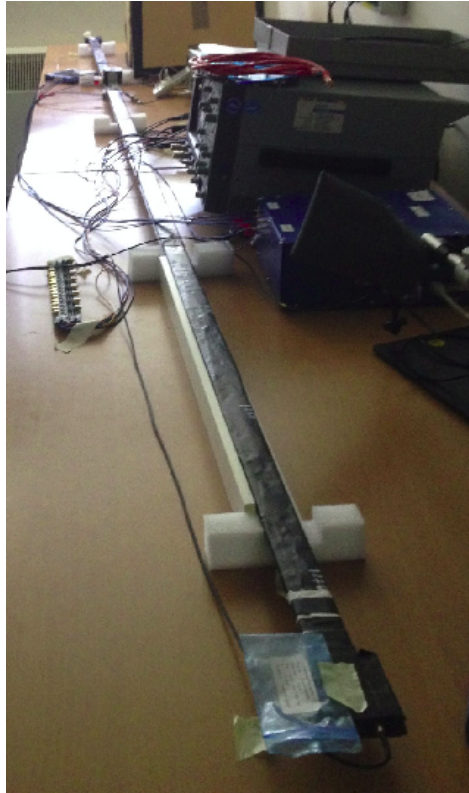


Figura 3.1: Foto del rivelatore a scintillazione durante l'acquisizione dei cosmici.

3.2 Setup sperimentale

Il setup sperimentale è schematizzato nella figura 3.2.

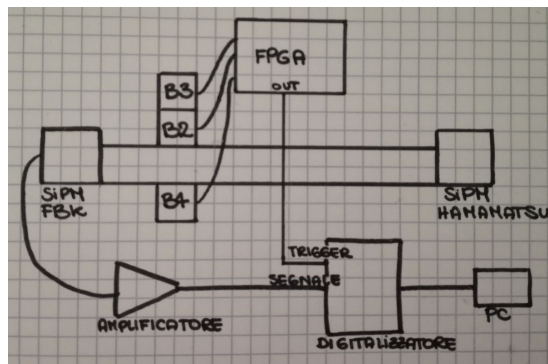


Figura 3.2: Setup sperimentale.

Esso si compone da:

- Una striscia di scintillatore plastico estrusa di lunghezza $3m$, all'interno del quale è alloggiata una fibra ottica WLS di $2mm$ di diametro.
- 2 Fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM), accoppiati allo scintillatore uno per estremità.
Uno di questi è prodotto dalla società giapponese Hamamatsu, mentre l'altro dalla società italiana FBK. Il modello del SiPM costruito dall'Hamamatsu utilizzato è un MPPC (*Multi-Pixel Photon Counter*) S13360, quello costruito dall'FBK è del modello ASD-NUV3S-P. Entrambi i fotomoltiplicatori possiedono un'area sensibile di $3 \times 3mm^2$ e operano rispettivamente a tensioni di polarizzazione inversa di circa $55V$ e $30V$.
- Un amplificatore a 8 canali, di cui vengono utilizzati due canali. L'amplificatore è mostrato in figura 3.3.
- Un digitalizzatore di forma d'onda CAEN V1751 (il cui schema è mostrato in figura 3.4) a 8 canali, aventi risoluzione di 10 bit, in grado di acquisire a 2 GHz, con dinamica d'ingresso dell'ADC di $1V_{pp}$ ($1V$ picco-picco).
- Tre lastre di scintillatore $3.5 \times 3.5cm^2$ sovrapposti come mostrato in figura 3.5.

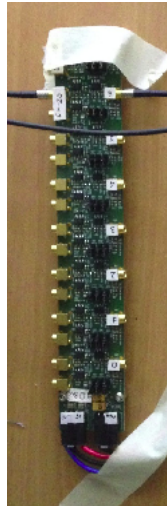


Figura 3.3: Amplificatore a 8 canali.

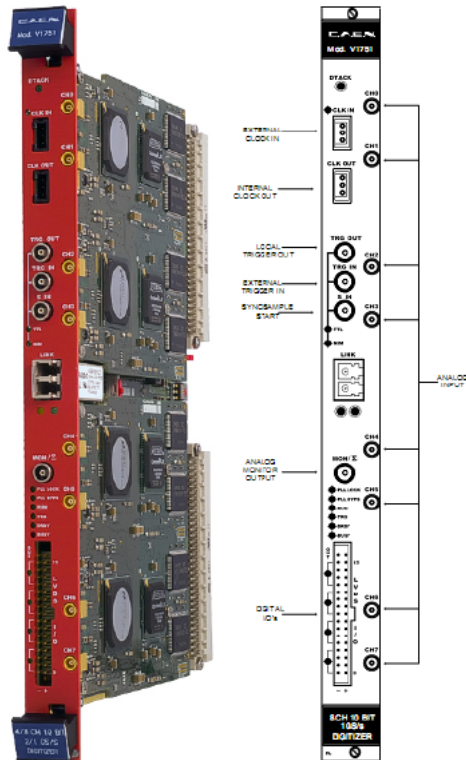


Figura 3.4: Digitalizzatore CAEN V1751.

Acquisizione dati

Le misure sono state effettuate utilizzando particelle dei muoni atmosferici e rappresentano un'analisi preliminare, che verrà sviluppata con più statistica durante un test beam al CERN. Infatti, essendo la frequenza di eventi estremamente bassa (la registrazione di 1000 eventi richiede approssimativamente $5h$), necessariamente le misure sono effettuate con una bassa statistica. Inoltre, durante un test beam risulta più facile controllare il punto di impatto.

I muoni cosmici sono stati selezionati sfruttando un trigger con coincidenza a tre: un segnale viene ritenuto valido se viene rivelato da tutte e tre le lastre di scintillatore sovrapposte come in figura 3.5.

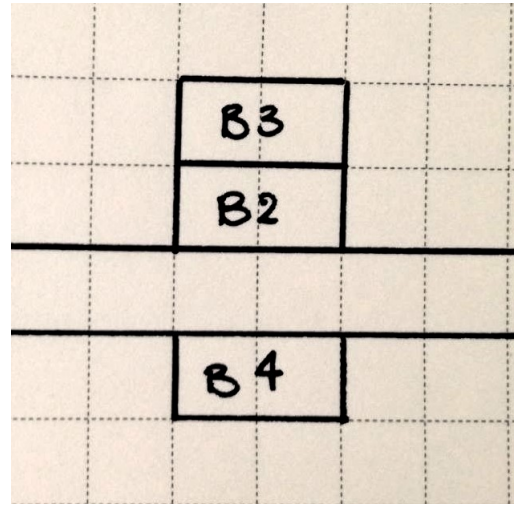
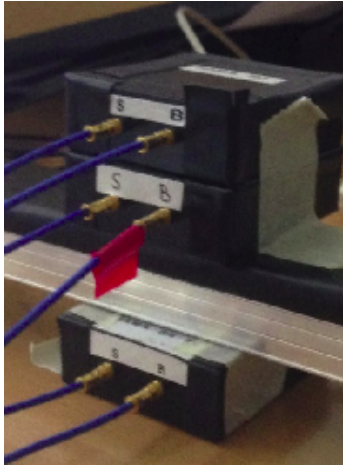


Figura 3.5: Trigger con coincidenza a tre.

Il segnale acquisito dai SiPM viene amplificato mediante l'amplificatore e viene poi inviato al computer dopo aver convertito il segnale analogico in un segnale digitale attraverso il digitalizzatore. Le singole forme d'onda relative al segnale in uscita dal digitizer vengono elaborate mediante un software Labview. Poiché il digitizer trasmette al computer i singoli segnali non integrati, per ottenere gli spettri mostrati in figura 3.7 e 3.8 tali segnali sono stati integrati via software. Durante il lavoro di preparazione per la tesi ho scritto un programma C++ che permettesse di integrare le singole forme d'onda, simili a quelle mostrate in figura 3.6. L'integrale così ottenuto corrisponde alla carica raccolta (espressa in conteggi di ADC). Per ottenere gli spettri degli eventi illustrati, le misure ottenute sono state integrate in una finestra lunga 340 samples, che corrispondono (acquisendo a 2 GS/s) a $170ns$.

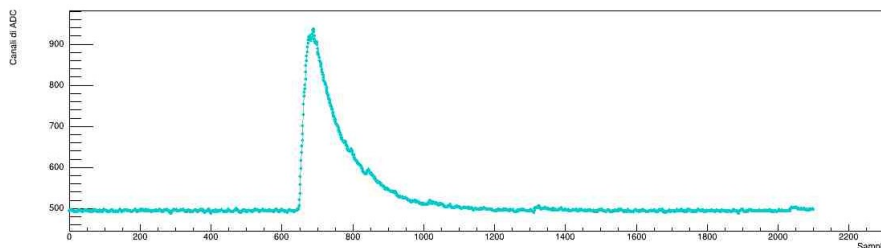


Figura 3.6: Esempio di forma d'onda ottenuta dal digitalizzatore.

3.3 Misure

3.3.1 Calibrazione dei due SiPM con LED

Prima di procedere con le misure sperimentali, è necessario calibrare i due SiPM, in modo da determinare l'equivalenza tra il numero di fotoni rivelati e i canali di ADC e trovare il valore del piedistallo. Questo rappresenta il segnale acquisito nel caso in cui non vengano rivelati fotoni. Per calibrare i due SiPM, essi vengono inseriti (un alla volta) all'interno di una scatola buia. Si è quindi posto un LED in prossimità del fotomoltiplicatore analizzato: sfruttando un segnale di trigger esterno, è stato possibile stimolare l'accensione del LED con un impulsatore e contemporaneamente fornire al sistema un segnale di trigger sincronizzato.

Il programma sviluppato permette di eseguire un fit degli istogrammi ottenuti integrando le forme d'onda in uscita dal digitizer. Tale fit è effettuato mediante una serie di gaussiane, come mostrato in figura 3.7, per il SiPM dell'Hamamatsu, e in figura 3.8, per quello della FBK.

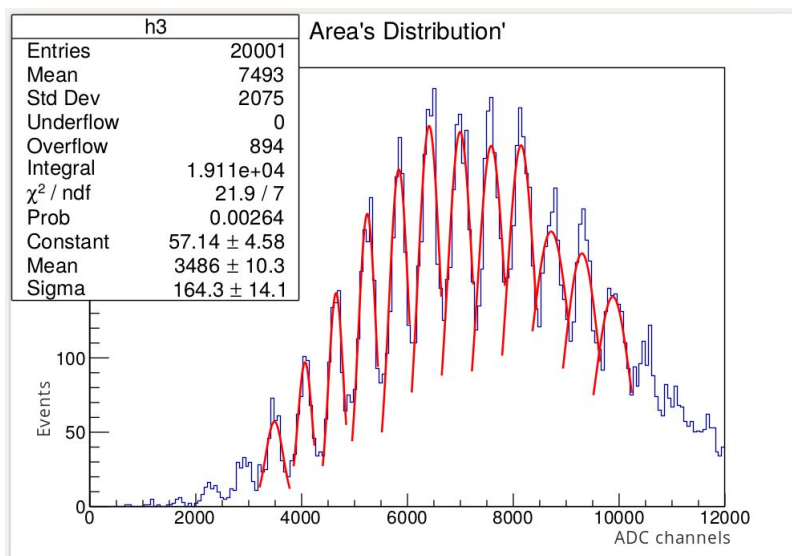


Figura 3.7: Fit dello spettro del SiPM Hamamatsu ottenuto tramite l'illuminazione con un LED.

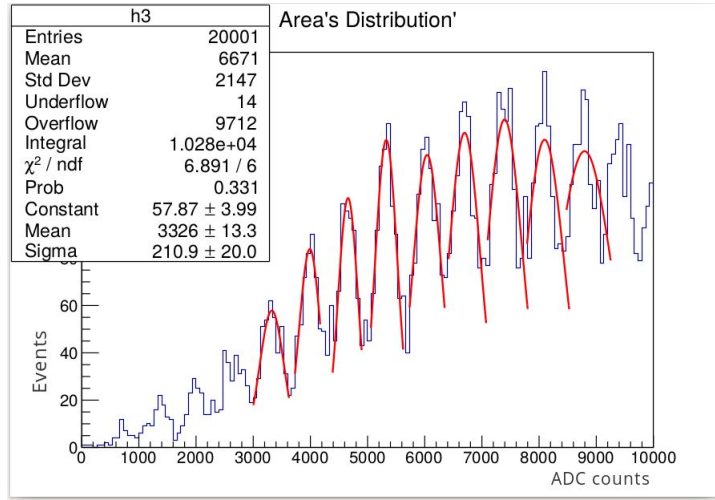


Figura 3.8: Fit dello spettro del SiPM FBK ottenuto tramite l'illuminazione con un LED.

Gli spettri sono ottenuti, come spiegato in precedenza, integrando le forme d'onda in una finestra di 170ns . Il valore dell'integrale corrisponde alla carica raccolta conseguentemente alla rivelazione di luce. Poiché il fotomoltiplicatore opera in regione Geiger, tale carica è proporzionale al numero di pixel che si accendono (e quindi al numero di fotoelettroni rivelati). I valori medi di ciascun picco, espressi in conteggi di ADC, vengono riportati in un grafico, di cui si verifica la linearità. Il coefficiente angolare della retta così ottenuta rappresenta la carica equivalente, ovvero la carica di 1 pixel espressa in conteggi di ADC. Il valore del primo picco corrisponde al piedistallo espresso in conteggi di ADC.

Le rette ottenute per il SiPM Hamamatsu e FBK sono mostrate rispettivamente in figura 3.9 e in figura 3.10: dalle due rette si ottengono i valori mostrati in tabella 3.1, espressi in conteggi di ADC.

	Piedistallo	Carica equivalente
Hamamatsu	3486 ± 10	582.4 ± 0.9
FBK	3326 ± 13	682 ± 2

Tabella 3.1: Canali di ADC che rappresentano il piedistallo e la carica equivalente, per il SiPM dell'Hamamatsu e per quello della FBK.

Gli errori associati alle misure del piedistallo e della carica equivalente, mostrate in tabella 3.1 sono ottenuti mediante il fit eseguito con il software ROOT. Tali valori sono mostrati nel pannello di fit delle figure 3.7 e 3.8.

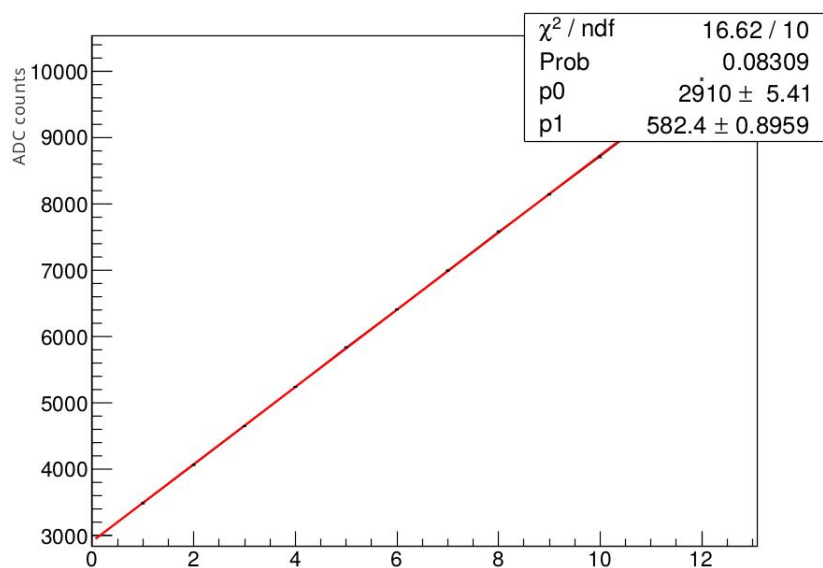


Figura 3.9: Retta di calibrazione del SiPM Hamamatsu.

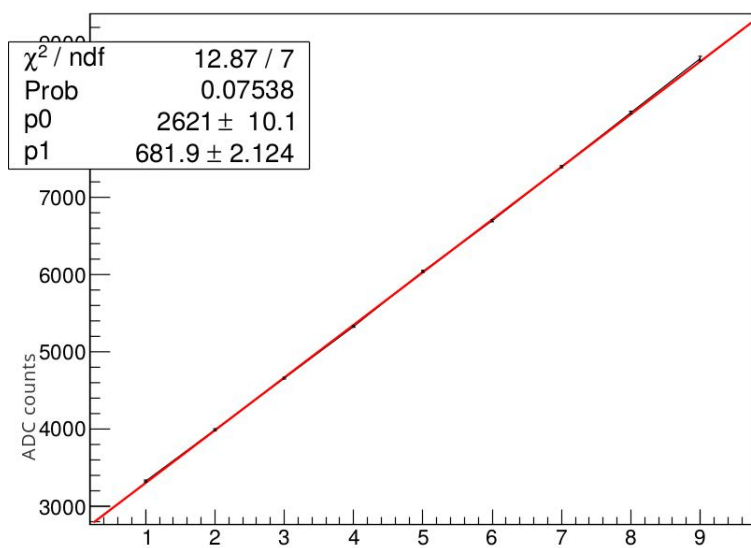


Figura 3.10: Retta di calibrazione del SiPM FBK.

3.3.2 Misura della raccolta di luce in funzione della distanza dai SiPM

Dopo aver calibrato i due SiPM, è stato possibile misurare la luce raccolta dalla striscia di scintillatore a seguito della coincidenza di segnali nei tre rivelatori di trigger. Le misure sono state effettuate mantenendo la temperatura della stanza sempre ad una temperatura prossima a $25^{\circ}C$. Le misure della raccolta di luce sono effettuate in funzione della distanza relativa dai due SiPM. Il trigger per i raggi cosmici è stato realizzato utilizzando, come detto in precedenza, tre scintillatori sovrapposti come in figura 3.5, letti da SiPM. La raccolta di luce è stata misurata variando la posizione degli scintillatori di trigger lungo la striscia da 3 m, avendo scelto come 0 del sistema di riferimento la posizione del fotomoltiplicatore FBK, a sinistra nello schema di figura 3.2.

Dalle misure effettuate si estrae la distribuzione del numero di eventi in funzione dei conteggi di ADC, e si esegue un fit della distribuzione dei dati mediante la convoluzione fra una Gaussiana e una funzione di Landau: un esempio è mostrato in figura 3.11. Una stima dell'errore sistematico associato alle misure è stata effettuata tenendo conto dell'incertezza nel guadagno dei SiPM, che è stata stimata come il 5% del valore e tiene in considerazione la non linearità dell'ADC e i piccoli sbalzi della temperatura ambientale. Tale errore è stato sommato in quadratura con l'incertezza associata al fit calcolata con il software di Root.

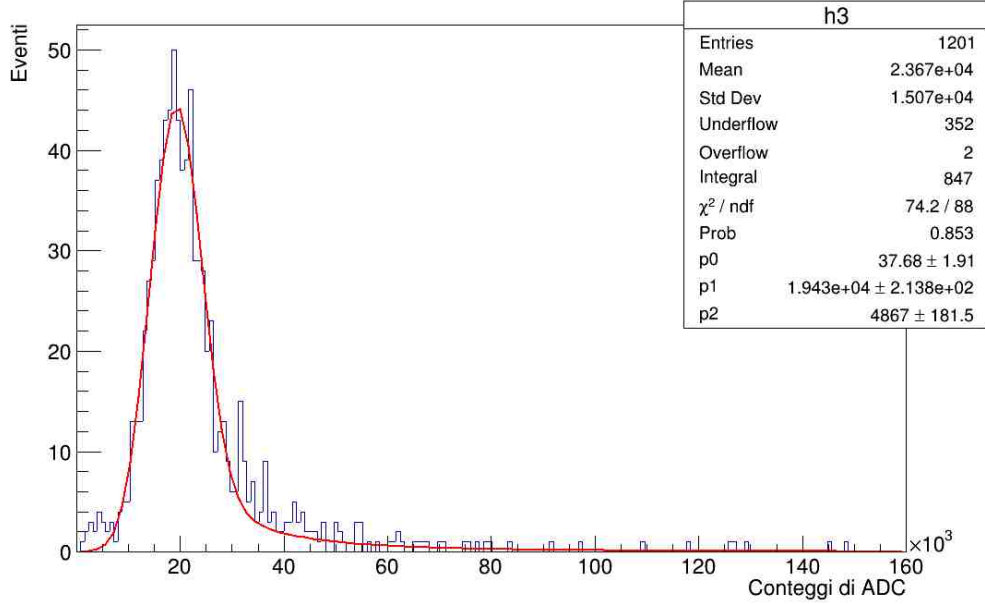


Figura 3.11: Spettro ottenuto dalle misure effettuate dal SiPM Hamamatsu con gli scintillatori di trigger a 25cm dallo 0 della striscia.

Il MPV *Most Probable Value* di foeltroni generati per ogni particella incidente può essere ottenuto sottraendo il piedistallo dal valore medio della distribuzione di carica in conteggi di ADC (ρ) e dividendo tale risultato per il guadagno del SiPM (tali valori sono mostrati in tabella 3.1), come mostrato nella relazione 3.1.

$$N_\gamma = \frac{\rho - \text{Piedistallo}}{\text{Guadagno}} \quad (3.1)$$

Nella conversione da conteggi di ADC in numero di fotoni, gli errori sono stati sommati in quadratura.

Per non sovrastimare il numero di fotoni rivelati, è necessario tenere conto del rumore correlato discusso nel capitolo 2. L'afterpulse non genera errori rilevanti sul conteggio dei fotoni, mentre l'optical crosstalk genera del rumore non trascurabile per quanto riguarda il SiPM della ditta FBK (quello della ditta Hamamatsu ha una bassa probabilità di crosstalk, il rumore correlato viene quindi ignorato). La probabilità di crosstalk ottico per il SiPM FBK utilizzato per le misure, a una temperatura di $\sim 25^\circ\text{C}$ e a un overvoltage di 4V è circa il 25%, come mostrato in figura 3.12 .

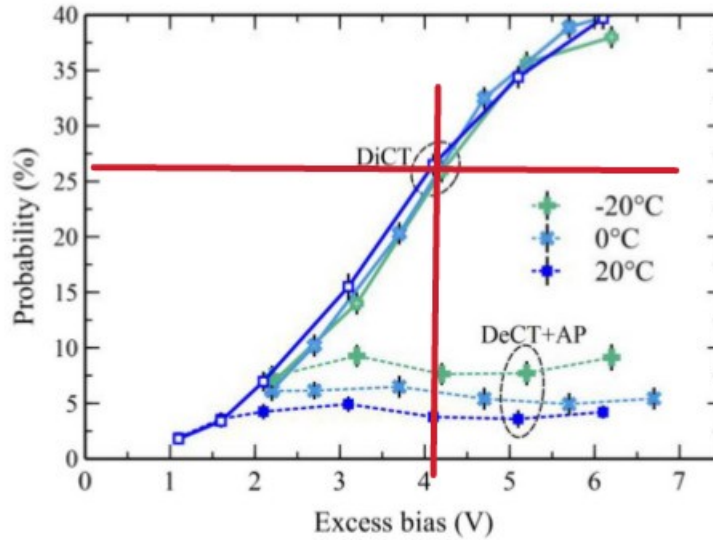


Figura 3.12: Probabilità di crosstalk per il SiPM FBK [5].

Il grafico ottenuto del numero di fotoni in funzione della distanza dal SiPM FBK (origine del riferimento) è mostrato in figura 3.13 per il SiPM Hamamatsu e in figura 3.14 per quello FBK. I dati relativi al numero di fotoni acquisiti N_γ in funzione della distanza dal fotomoltiplicatore per i SiPM Hamamatsu e FBK sono riportati rispettivamente in tabella 3.2 e in tabella 3.3. In tabella 3.3 e in figura 3.14 i dati sono riportati corretti dal crosstalk.

Per entrambi i casi, se si assumesse di equipaggiare i capi della fibra con lo stesso tipo di SiPM, sommando le due letture, si otterrebbero in totale dai circa 70 (al centro della striscia) fino a 100 (ai capi) fotoelettroni.

Posizione Trigger (cm)	N_γ
25 ± 2	27 ± 1
75 ± 2	31 ± 2
125 ± 2	35 ± 2
175 ± 2	36 ± 2
225 ± 2	49 ± 3
275 ± 2	73 ± 4

Tabella 3.2: Numero di fotoelettroni raccolti in funzione della posizione di trigger per il SiPM Hamamatsu

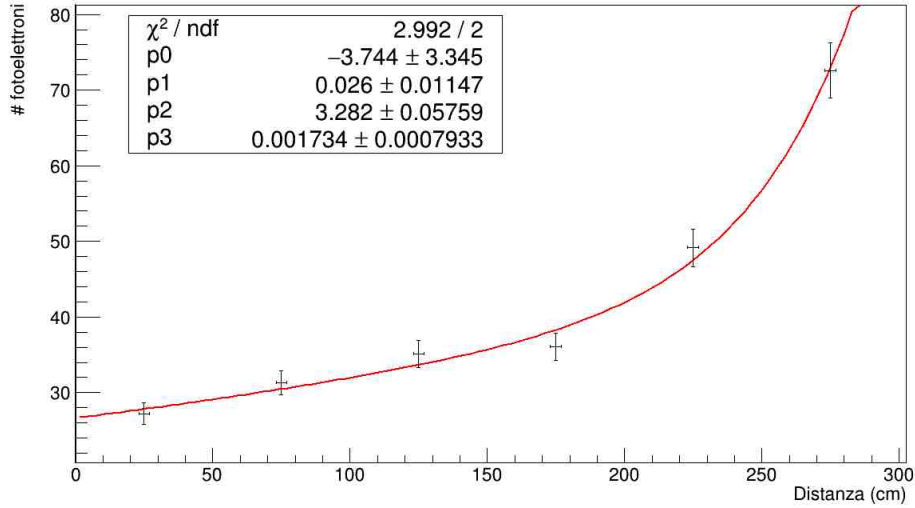


Figura 3.13: Numero di fotoelettroni rivelati in funzione della posizione di trigger per il SiPM Hamamatsu.

Posizione Trigger (cm)	N_γ
12 ± 2	69 ± 4
75 ± 2	48 ± 2
150 ± 2	32 ± 2
225 ± 2	30 ± 2
275 ± 2	26 ± 1

Tabella 3.3: Numero di fotoelettroni raccolti in funzione della posizione di trigger per il SiPM FBK

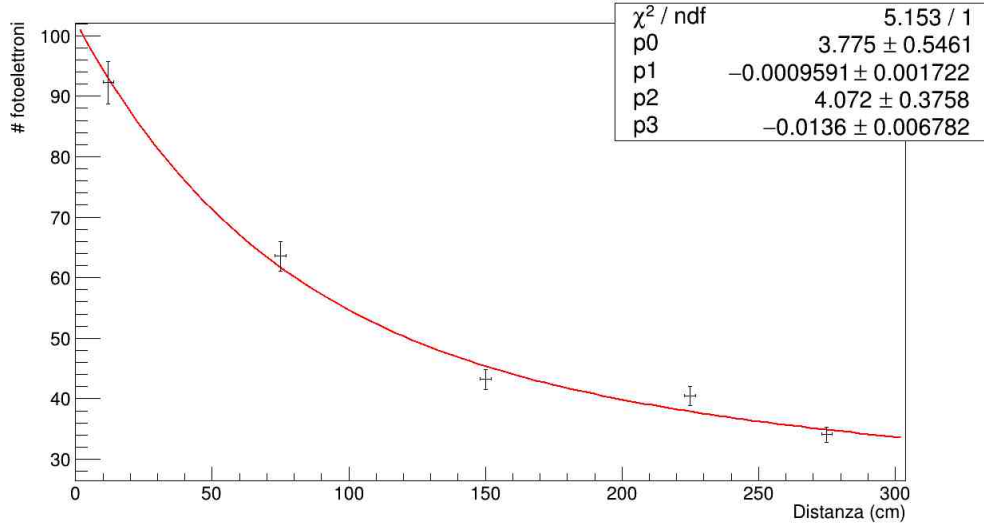


Figura 3.14: Numero di fotoelettroni rivelati in funzione della posizione di trigger per il SiPM FBK con le correzioni fatte tenendo conto del crosstalk.

Dai fit mostrati in figura, parametrizzati mediante l'equazione 3.2, si ricavano la lunghezza d'attenuazione efficace corta e quella lunga.

$$y = e^{p_0+p_1x} + e^{p_2+p_3x} \quad (3.2)$$

I valori delle lunghezze di attenuazione efficace possono essere ottenuti confrontando l'equazione 3.2 con l'equazione 1.2. Dal confronto, si ottengono i risultati mostrati in tabella 3.4, che risultano compatibili per i due SiPM entro le incertezze.

	Corta	Lunga
Hamamatsu	$0.4 \pm 0.2m$	$6 \pm 3m$
FBK	$0.7 \pm 0.4m$	$10 \pm_{10}^{18} m$

Tabella 3.4: Valori delle componenti corta e lunga della lunghezza di attenuazione.

A causa della bassa statistica, gli errori associati ai risultati sono estremamente grandi: le misure verranno ripetute, come già detto in precedenza, in un fascio del test beam del CERN con una statistica migliore.

Conclusioni

Il lavoro presentato in questa tesi è stato svolto su una striscia di scintillatore plastico accoppiata ad una fibra ottica WLS, letto da due fotomoltiplicatori al Silicio posti alle estremità. Le peculiarità del rivelatore utilizzato sono la particolare lunghezza della striscia e l'utilizzo di una fibra ottica WLS di diametro maggiore rispetto a quelle utilizzate generalmente ($2mm$ contro il tipico diametro di $1mm$).

Lo scopo ultimo delle misure, che verranno condotte con più statistica ad un test beam al CERN, è misurare la risoluzione temporale del rivelatore, con l'obiettivo di ottenere un valore inferiore al nanosecondo. Poiché una buona raccolta di luce permette una migliore risoluzione temporale, il lavoro di tesi si pone come obiettivo la misura della luce raccolta dal rivelatore e la sua lunghezza di attenuazione. Dalle misure, si può concludere che la lunghezza di attenuazione risulta sufficientemente buona da fare sì che, nonostante la striscia sia lunga, il numero di fotoni raccolti sia sufficientemente grande.

Riassumendo, si è dimostrato che:

- La resa del rivelatore è buona: il numero di fotoelettroni raccolti da entrambi i SiPM è elevato. Sommando le letture dei due SiPM si ottengono in totale da circa 70 fino a 100 fotoelettroni.
- La lunghezza di attenuazione è quella attesa, i grafici che riportano il numero di fotoelettroni raccolti in funzione della distanza (figure 3.13 e 3.14) seguono l'andamento esponenziale previsto, descritto dall'equazione 1.2.

Per misurare la risoluzione temporale, sarà necessario procedere con altre misure effettuate con una statistica migliore. Tali misure saranno svolte su un fascio del test beam al CERN.

Bibliografia

- [1] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, Berlin, 2^a ed. 1994.
- [2] M. David et al., Comparative Measurements of WLS Fibers, November 1994.
- [3] M.A.Ward and A.Vacheret, Impact of After-pulse, Pixel Crosstalk and Recovery Time in Multi-Pixel Photon CounterTM response.
- [4] MPPC Handbook, Hamamatsu Photonics http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e03_handbook_si_apd_mppc.pdf
- [5] Fabio Acerbi et al., NUV Silicon Photomultipliers With High Detection Efficiency and Reduced Delay Correlated-Noise, IEEE INTERACTIONS OF NUCLEAR SCIENCE, VOL. 62, NO.3, JUNE 2015.
- [6] Scintillator Materials, Kuraray Datasheet.
- [7] Low Afterpulse NUV SiPMs Chip Scale Package (CSP), AdvanSiD Handbook www.advansid.com.
- [8] Valentina Arosio et al., An Educational Kit Based on a Modular Silicon Photomultiplier System, 30 JUNE 2014.
- [9] A. Montanari et al., Test and simulation of plastic scintillator strips readout by silicon photomultipliers, IOP PUBLISHING FOR SISSA MEDIALAB, APRIL 2014.