

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

**STUDIO DI SCINTILLATORI
ACCOPPIATI A SiPM
PER UN TRACCIATORE
DI PARTICELLE CARICHE**

Relatore:

Dott. Gabriele Sirri

Presentata da:

Elisabetta Montagna

Correlatori:

Dott. Laura Pasqualini

Dott. Michele Pozzato

Sessione II

Anno Accademico 2014/2015

*Ai miei nonni,
tutti.*

Indice

Introduzione	1
1 Rivelatori a scintillazione e SiPM	3
1.1 Scintillatori	3
1.1.1 Scintillatori organici	4
1.1.2 Scintillatori plastici	6
1.2 Fotorivelatori al silicio	7
1.3 Fotomoltiplicatori al silicio (SiPM)	9
1.4 Sorgenti di rumore	11
1.4.1 Dark current	11
1.4.2 Crosstalk	11
1.4.3 Afterpulses	12
1.5 Raccolta di luce	12
2 Proprietà del rivelatore	17
2.1 Introduzione	17
2.2 Elettronica	17
2.2.1 Front-end	17
2.2.2 Acquisizione dati	18
2.3 Caratterizzazione di fotomoltiplicatori al silicio	20
2.3.1 Dark current	21
2.4 Descrizione del rivelatore	23
2.5 Studio dell'accoppiamento ottico scintillatore-fibra	24
2.5.1 Misura con laser	25
2.5.2 Misura con sorgente radioattiva	27
2.6 Studio della risposta del rivelatore	30
2.6.1 Misure con impulsi laser	30
2.6.2 Misure con sorgente radioattiva	31

INDICE

3	Misura della risoluzione spaziale	33
3.1	Descrizione dell'apparato di misura	33
3.2	Sistema di acquisizione	36
3.3	Ricostruzione della posizione	37
3.4	Acquisizione con trigger esterno	38
3.4.1	Condizioni di misura	38
3.4.2	Stima della risoluzione spaziale	39
3.5	Acquisizione in autotrigger	40
3.5.1	Trigger con barre triangolari	40
3.5.2	Ricostruzione della posizione	43
	Conclusioni	45
	Bibliografia	47
	Ringraziamenti	49

Introduzione

Questa tesi è stata elaborata nell'ambito dell'esperimento WA104 al CERN finalizzato alla realizzazione di uno spettrometro per muoni con energia 0.5-10 GeV prodotti da interazioni di neutrini.

Nell'ambito della fisica delle particelle elementari si rende spesso necessaria la ricostruzione delle tracce delle particelle per lo studio della topologia e della cinematica delle interazioni a cui queste sono soggette. In molti casi serve misurare l'impulso e discriminare la carica delle particelle con l'ausilio di campi magnetici; questo era l'obbiettivo dell'esperimento al CERN. Le traiettorie di muoni creati nell'interazioni di fasci di neutrini con energie tra 1 e 10 GeV dovevano essere ricostruite mediante un tracciatore posto all'interno di un campo magnetico in aria di 0.14 Tesla con una precisione di 1-2 mm. A questo scopo è stato progettato un tracciatore costituito da piani di barre di scintillatore a sezione triangolare accoppiate a fotomoltiplicatori al Silicio letti in modalità analogica.

Per questo mio lavoro di tesi ho partecipato ad alcune misure di laboratorio con un prototipo del tracciatore; l'attività ha riguardato lo studio della risposta dello scintillatore e il comportamento dei fotomoltiplicatori, al fine di massimizzare la resa di luce e di ottimizzare le condizioni di misura.

Nel primo capitolo sono descritti gli strumenti utilizzati per i test: gli scintillatori plastici, i fotomoltiplicatori al Silicio e le fibre WLS. Nel secondo capitolo sono riportate le prove di laboratorio effettuate per lo studio delle proprietà del rivelatore. Nel terzo capitolo sono presentati i risultati sperimentali ottenuti, mediante una serie di esposizioni ai muoni provenienti da raggi cosmici, su un prototipo di tracciatore composto da quattro piani di scintillatori triangolari.

Capitolo 1

Rivelatori a scintillazione e SiPM

1.1 Scintillatori

Gli scintillatori costituiscono un'importante classe di rivelatori nella fisica nucleare e delle particelle [1]. Alla base del loro funzionamento vi è il fenomeno della luminescenza.

I materiali luminescenti, se esposti a certe forme di radiazione, hanno la capacità di assorbire e riemettere energia sotto forma di luce visibile. Per ottenere informazioni sull'energia rilasciata, gli scintillatori sono accoppiati a dispositivi di amplificazione, quali ad esempio fotomoltiplicatori, in grado di convertire il segnale luminoso in un impulso elettrico. Se l'emissione di luce avviene entro un intervallo di tempo di circa 10^{-8} s il processo è chiamato *fluorescenza*; altrimenti, *fosforescenza* o *afterglow*.

L'evoluzione temporale del processo di luminescenza (mostrata in Fig. 1.1), può essere descritta da un decadimento di tipo esponenziale a due componenti:

$$N = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (1.1)$$

dove τ_s e τ_f sono costanti di decadimento rispettivamente denominate *lenta* e *veloce*. Le ampiezze A e B sono caratteristiche specifiche del tipo di materiale costituente e, in generale, risulta predominante l'ampiezza della componente veloce. Il tempo di salita del segnale è trascurabile e generalmente viene assunto uguale a zero.

Non tutti i materiali scintillanti possono essere utilizzati come rivelatori. Infatti, affinché essi risultino buoni scintillatori, devono soddisfare alcune caratteristiche quali:

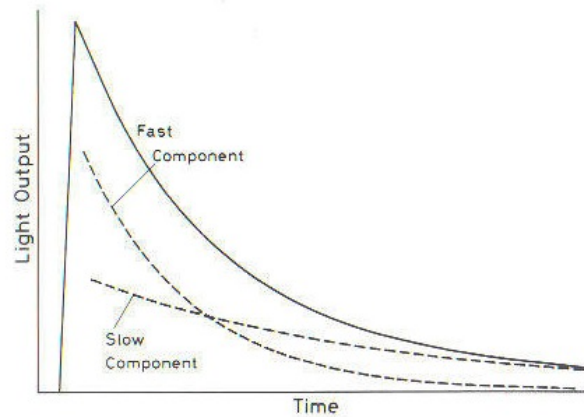


Figura 1.1: Andamento temporale dell'intensità di luce emessa da un materiale scintillante. Sono mostrate la componente *lenta*, quella *veloce* e la loro somma.

- alta efficienza di conversione dell'energia persa dalla particella ionizzante in fotoni di scintillazione (*light yield*);
- piccola costante di decadimento;
- trasparenza alla radiazione di fluorescenza da essi creata per permettere la trasmissione della luce;
- capacità di emettere in maniera compatibile con il dispositivo di amplificazione associati.

A seconda del materiale costituente, gli scintillatori si suddividono in organici ed inorganici. Nei seguenti paragrafi saranno descritte le caratteristiche principali degli scintillatori organici.

1.1.1 Scintillatori organici

Gli scintillatori organici sono composti di idrocarburi aromatici contenenti strutture ad anello di benzene. Il meccanismo di scintillazione in questi composti è dovuto alla transizione degli elettroni di valenza liberi delle molecole i quali, non essendo associati ad un particolare atomo all'interno della molecola, occupano quello che viene chiamato orbitale molecolare π .

La struttura dei livelli energetici di tale orbitale, mostrata in Fig. 1.2, presenta gli stati di singoletto distinti da quelli di tripletto [1].

Lo stato fondamentale è uno stato di singoletto denominato S_0 , al di sopra del quale si trovano gli stati eccitati di singoletto contrassegnati come S^* S^{**} ... e lo stato più basso di tripletto T_0 con i relativi livelli eccitati

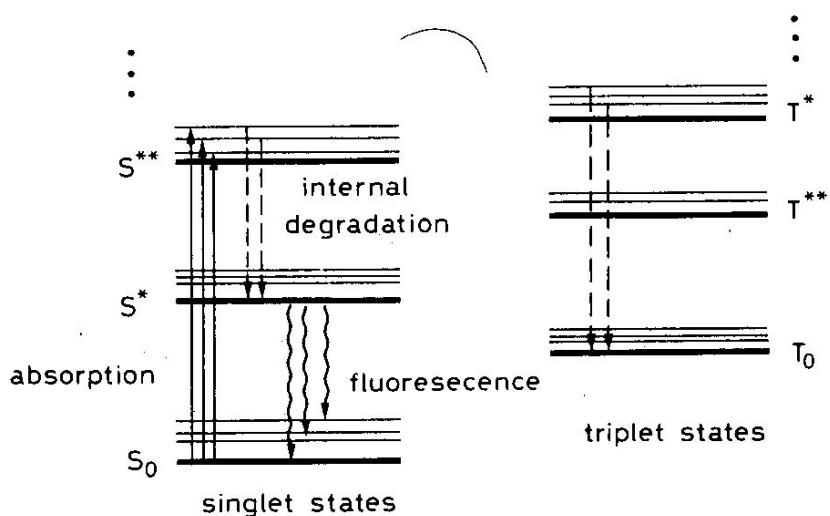


Figura 1.2: Struttura dei livelli energetici in molecole di materiale scintillante.

T^* T^{**} Inoltre, associata ad ogni livello elettronico, vi è una struttura fine che corrisponde ai modi vibrazionali eccitati delle molecole. Il salto energetico tra i livelli elettronici è dell'ordine di pochi eV, mentre quello tra i livelli vibrazionali di alcuni decimi di eV. L'energia ionizzante della radiazione incidente eccita sia gli stati elettronici che gli stati vibrazionali. Il singoletto eccitato generalmente decade subito nello stato S^* in un tempo molto breve senza emissione di radiazione, dando luogo al processo di degradazione interna [1]. Inoltre è alta la probabilità che dallo stato S^* avvenga una transizione radiativa in uno degli stati vibrazionali del livello fondamentale S_0 , in un intervallo di tempo dell'ordine del nanosecondo. Il fotone emesso quando lo stato S^* decade in uno degli stati vibrazionali eccitati di S_0 ha energia minore di quella richiesta per la transizione dallo stato S_0 a S^* e può muoversi liberamente. Questo permette allo scintillatore di essere trasparente alla radiazione di scintillazione. Il processo fino a qui descritto è alla base della componente veloce della Fig. 1.1.

Per lo stato eccitato di tripletto invece, avviene un processo di degradazione interna simile che conduce il sistema al suo livello di tripletto più basso. Benché le transizioni da T_0 a S_0 siano energeticamente possibili, esse sono proibite dalle regole di selezione. Lo stato T_0 decade principalmente interagendo con un'altra molecola nello stato T_0 :



lasciando una delle molecole nello stato S^* . Viene emessa poi della radiazione di scintillazione dallo stato S^* nel modo sopra descritto; questa

radiazione compare dopo un intervallo di tempo caratteristico della interazione tra le molecole eccitate ed è la cosiddetta componente lenta della luce di scintillatore.

Negli scintillatori organici la risposta all'energia di eccitazione non è perfettamente lineare in quanto non dipende solo dall'energia ma anche dal tipo di particelle e dalla loro ionizzazione specifica. Per questi tipi di materiali, la non linearità diventa rilevante per elettroni di energie inferiori ai 125 KeV.

Un modello appropriato per la descrizione di questo comportamento è fornito dalla formula di Birks secondo cui la non linearità degli scintillatori è dovuta ad interazioni tra le molecole eccitate create lungo il percorso della particella incidente: questo processo riduce l'energia destinata a dare luminescenza. In questo modo, la luce emessa per unità di lunghezza dipende dalla ionizzazione specifica secondo le seguenti equazioni:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (1.3)$$

dove A è l'efficienza assoluta di scintillazione; kB un parametro che relazione la densità di centri ionizzanti al termine dE/dx . Nonostante la formula di Birks sia ampiamente utilizzata, alcune deviazioni sperimentali rendono necessaria l'introduzione di termini di ordine superiore come mostrato nella Eq. 1.4

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + B \frac{dE}{dx} + C \frac{dE^2}{dx}} \quad (1.4)$$

Tuttavia, il comportamento si riduce ad una relazione lineare nel limite di piccoli dE/dx . Per grandi valori di dE/dx invece, le formule sono discordanti. Nel caso della formula di Birks, si prevede un effetto di saturazione $\frac{dL}{dx} \simeq \frac{A}{kB}$, la quale, se integrata, porta ad una fluorescenza in uscita proporzionale al cammino della particella nello scintillatore. Ad ogni modo, sperimentalmente si osserva che le formule sono incomplete in quanto dL/dx presenta una dipendenza dal tipo di particella, oltre che da dE/dx .

1.1.2 Scintillatori plastici

I materiali che presentano il fenomeno della scintillazione, possono essere in forma di cristalli puri o miscele di uno o più composti in soluzioni liquide o solide.

Nella fisica nucleare e delle particelle, tra gli scintillatori organici più usati ci sono quelli definiti plastici, in cui il solvente è un materiale plastico solido. I materiali plastici più comuni e largamente utilizzati sono il polyvinyltoluene, il polyphenylbenzene e il polystyrene. Alcuni soluti primari sono PBD, p-Terphenyl e PBO, che sono disciolti in concentrazioni tipiche dell'ordine di 10 g/l. Molto spesso un soluto secondario viene aggiunto in basse proporzioni per le sue proprietà di *shifter* in lunghezza d'onda. Gli scintillatori plastici presentano un segnale estremamente rapido con un tempo di decadimento di circa 2-3 ns e un alto segnale luminoso in uscita. A causa di questo rapido decadimento, il miglior modo per descriverne il comportamento richiede l'uso della formula di Bengston e Moszynski; nella descrizione dell'impulso luminoso infatti, il tempo di salita non è più trascurabile come si era invece assunto nel caso trattato nel Par. 1.1.

$$N(t) = N_0 f(\sigma, t) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (1.5)$$

Uno dei principali vantaggi degli scintillatori plastici è la loro flessibilità, per la quale possono essere modellati in forme di diverse dimensioni.

1.2 Fotorivelatori al silicio

I fotodiodi sono diodi a giunzione *p-n* che presentano un drogaggio fortemente asimmetrico; in essi infatti, la zona *p* è molto più drogata rispetto alla zona *n* [3].

Diodi di questo tipo possono essere utilizzati in due configurazioni a seconda della tensione applicata V_{pol} (Fig.1.3): se la tensione applicata al polo P è positiva (polarizzazione diretta), il loro comportamento non si discosta da quello dei diodi normali, se invece la tensione è negativa (polarizzazione inversa), si ha un allargamento della *depletion region*, ovvero della zona tra le due giunzioni che presenta lo svuotamento dei portatori di carica. Fin tanto che si è nella configurazione di polarizzazione inversa, idealmente nessun portatore di carica potrebbe attraversare la *depletion region*, e la corrente dovrebbe essere uguale a zero. Questo però non è totalmente vero; infatti, all'interno della regione di svuotamento, vengono continuamente create delle coppie elettrone-lacuna sotto effetto di eccitazioni termiche; di conseguenza si crea una piccola corrente generata dal moto dei portatori di carica attraverso la giunzione *p-n*, dando luogo alla cosiddetta corrente di saturazione inversa, la quale aumenta al crescere della temperatura. Tale corrente rimane praticamente costante fino a quando la polarizzazione inversa non risulta abbastanza grande da fare in modo che i portatori maggioritari acquistino sufficiente energia cinetica

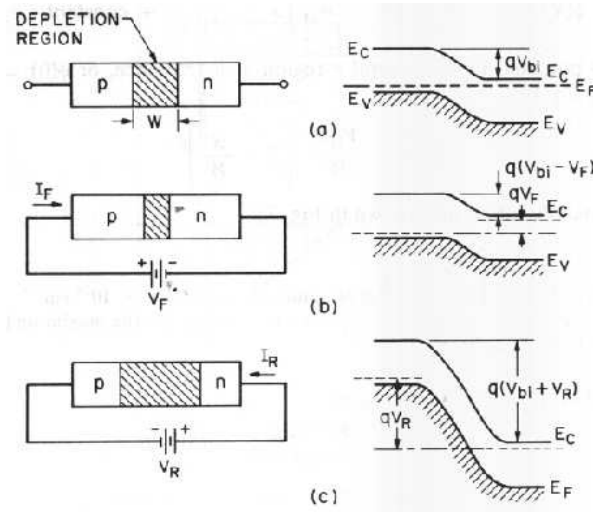


Figura 1.3: Giunzione p-n in diverse configurazioni; si può notare l'allargamento della depletion region nella configurazione con polarizzazione inversa.

per creare un'altra coppia elettrone-lacuna, prima della loro raccolta sugli elettrodi ed innescare un processo a valanga. Quando ciò accade, la corrente di saturazione inversa aumenta rapidamente e può portare anche alla rottura del dispositivo se la corrente massima non è limitata o la polarizzazione inversa ulteriormente incrementata. Questa tensione, per la quale si ha l'inizio di un processo di moltiplicazione, è chiamata *tensione di breakdown* ($V_{breakdown}$).

Oltre all'eccitazione termica, un fenomeno che può indurre una creazione di coppie elettrone-lacuna all'interno della *depletion region* è l'assorbimento di particelle cariche o di segnali luminosi. Per ottenere la creazione di una coppia elettrone-lacuna nella regione di svuotamento da parte di un fotone incidente, esso deve possedere un'energia maggiore del salto energetico tra la banda di valenza e la banda di conduzione.

La giunzione *p-n*, polarizzata inversamente, risulta quindi adatta per essere utilizzata come rivelatore di particelle o segnali luminosi.

Esistono diversi tipi di fotodiodi, utilizzati a seconda delle loro applicazioni. Uno dei più semplici è il fotodiode PIN, formato da: uno strato di semiconduttore *p*, uno strato di semiconduttore *n* e fra i due un'ampia regione di materiale semiconduttore intrinseco non drogato. La regione di materiale intrinseco riduce sia la capacità del diodo sia il rumore rendendolo sensibile alla luce nel rosso ed infrarosso.

I fotodiodi a valanga (Avalanche PhotoDiodes, APDs), sono invece dei particolari tipi di diodi a giunzione *p-n* polarizzati inversamente e funzio-

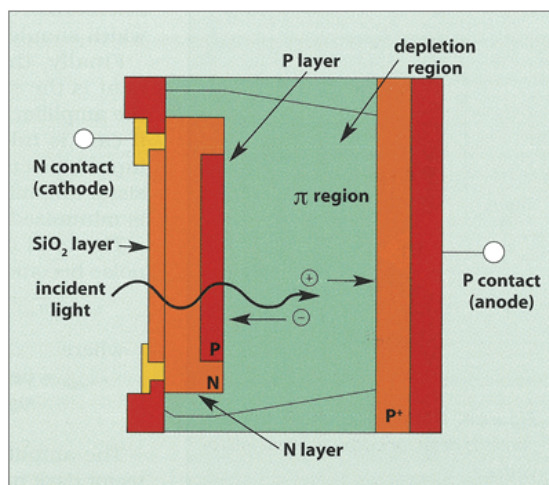


Figura 1.4: Struttura a strati di un fotodiode a valanga.

nanti in regime di moltiplicazione di carica vicino alla soglia di *breakdown*. Essi presentano una particolare struttura interna caratterizzata da quattro strati di semiconduttore (Fig. 1.4), drogati asimmetricamente, nel seguente ordine:

- una zona p^+ , fortemente drogata con atomi accettori;
- una zona intrinseca di semiconduttore finalizzata a mantenere circa costante il campo elettrico, ad aumentare l'efficienza quantica e a diminuire la capacità di giunzione;
- una zona p , drogata con atomi accettori ma in quantità inferiore alla prima;
- una zona n^+ , fortemente drogata con atomi donatori.

Essenziale nella struttura del fotodiode è la presenza della zona p ; in essa infatti le cariche primarie prodotte per effetto fotoconduttivo ne generano delle secondarie, creando così l'effetto moltiplicativo a valanga.

1.3 Fotomoltiplicatori al silicio (SiPM)

I fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM) sono degli ottimi dispositivi per la lettura e amplificazione di segnali luminosi emessi da materiali scintillanti.

Essi consistono in una matrice di fotodiodi a valanga (di circa 20-30 μm) disposti in parallelo su un substrato comune di Silicio e operanti in

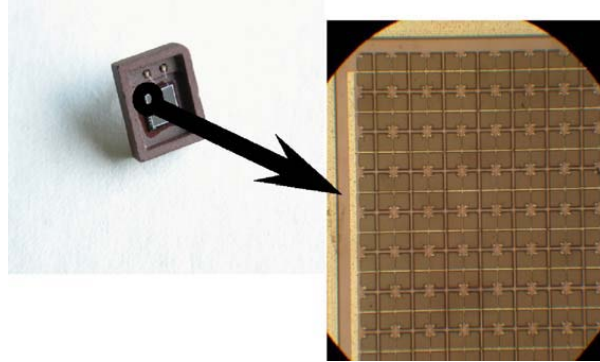


Figura 1.5: Matrice di diodi in un SiPM di $3 \times 3 \text{ mm}^2$ di superficie, contenente 5625 pixels.

modalità Geiger ($V_{\text{polarizzazione}} > V_{\text{breakdown}}$); il dispositivo occupa un'area di qualche mm^2 come mostrato in Fig. 1.5.

Ogni fotodiodo costituisce un *pixel* operante ad una tensione maggiore di quella di *breakdown* di circa il 10-20%. Un portatore generato da fotoni o termicamente, dà luogo ad una scarica di tipo Geiger confinata all'interno di un pixel [4]. La scarica viene interrotta, quando la tensione diventa inferiore alla tensione di breakdown a causa di una resistenza esterna in serie ad ogni fotodiodo (*quenching* passivo). I pixels, che lavorano come dei micro contatori Geiger indipendenti, sono connessi alla stessa linea di uscita; in questo modo, il segnale risultante corrisponde alla somma dei segnali di tutti i pixels accesi ed è una misura del flusso di luce.

L'efficienza di rivelazione di fotoni (*photon detector efficiency*, PDE) dei SiPM dipende da vari fattori, quali: l'efficienza geometrica ϵ_{geom} (ovvero la frazione dell'area totale del SiPM occupata da pixels attivi), la probabilità per un fotoelettrone di creare una scarica Geiger e il tempo di ripristino (*recovery time*) del pixel. Considerando questi fattori, l'efficienza del dispositivo è descritta dalla seguente Equazione:

$$PDE = QE \cdot \epsilon_G \cdot A_{\text{pixels}}/A_{\text{totale}} \quad (1.6)$$

dove: QE è la *Quantum Efficiency*, ovvero il rapporto fra i fotoni che colpiscono l'area sensibile del rivelatore producendo coppie elettrone-lacuna e il totale dei fotoni incidenti, $A_{\text{pixels}}/A_{\text{totale}}$ l'efficienza geometrica (*fill factor*), cioè la frazione dell'area totale del SiPM occupata dall'area dei pixel attivi e ϵ_G la probabilità per un portatore di carica, creato in un pixel attivo, di innescare una scarica Geiger.

Il guadagno di ogni singolo pixel cresce linearmente con la tensione applicata, contrariamente a quello dei fotomoltiplicatori Avalanche (APD)

che presenta una dipendenza di tipo esponenziale dalla tensione.

Tipicamente, il guadagno di un SiPM è di circa 10^6 elettroni per singolo fotoelettrone prodotto.

1.4 Sorgenti di rumore

1.4.1 Dark current

La principale sorgente del rumore che limita la risoluzione dei dispositivi, è data dalla corrente di buio (*dark current*). Tale corrente ha origine da portatori di carica, creati termicamente nel volume sensibile e presenti nella banda di conduzione; è perciò dipendente dalla temperatura. La dipendenza del rate di *dark current* come funzione della temperatura, è descritta dalla seguente formula, che riporta la probabilità di produzione termica elettrone-lacuna:

$$P(T) = CT^{3/2}\exp(-E_g/2k_B T) \quad (1.7)$$

dove: T è la temperatura assoluta, E_g è l'energia della banda proibita, k_B la costante di Boltzman e C una costante. Mentre per misure di ampi segnali luminosi non si ha una sensibile influenza da parte di tale fenomeno, per rivelazioni di segnali molto deboli (come uno o pochi fotoni), si ha una limitazione delle prestazioni dei SiPM anche a temperature ambiente. Il problema può essere parzialmente risolto operando a basse temperature oppure riducendo il volume della *Depletion Region*. Può invece essere sensibilmente ridotto, aumentando la soglia di lettura dell'elettronica esterna a valori più grandi dell'ampiezza del segnale del singolo fotoelettrone. La presenza nel conteggio degli eventi di *Dark current* di segnali con ampiezza maggiore del segnale di singolo fotoelettrone, è dovuta al fenomeno di *Crosstalk ottico*, discusso nel seguente paragrafo.

1.4.2 Crosstalk

I pixels di un SiPM sono costruiti per operare singolarmente in maniera disaccoppiata; tuttavia, il cosiddetto fenomeno di *Crosstalk ottico* introduce un'interazione fra i pixels [5]. Il *Crosstalk ottico* è dovuto ad elettroni emessi durante la scarica Geiger in una cella che riescono a raggiungerne un'altra non inizialmente colpita e sono in grado di innescare una seconda reazione a valanga esattamente allo stesso modo di un fotone incidente. Questo fenomeno altera la natura poissoniana della distribuzione dei pixels accesi.

Durante la scarica Geiger, sono emessi circa 3 fotoni per 10^5 portatori di carica. I fotoni con lunghezza d'onda λ nell'intervallo tra 850-1100 nm, sono particolarmente critici; infatti, i fotoni con lunghezze d'onda più corte vengono assorbiti nella cella in cui sono emessi, mentre quelli con λ più lunghe raggiungono una distanza maggiore e non vengono assorbiti.

Il fenomeno può essere arginato in diverse maniere: posizionando i pixels ad una distanza maggiore, introducendo tra di essi delle scanalature che fungano da isolanti ottici oppure diminuendo la polarizzazione in modo da ridurre la probabilità di innescare una reazione a valanga e quindi conseguentemente gli effetti del *Crosstalk*. La seconda soluzione è quella più conveniente e più utilizzata nella fabbricazione di SiPM.

La scanalatura ottica viene generalmente ricoperta da uno strato metallico, di modo da migliorare la probabilità di riflessione del fotone all'interno della cella.

1.4.3 Afterpulses

Durante l'effetto valanga, i portatori di carica possono rimanere intrappolati nella struttura a reticolo del Silicio ed essere rilasciati dopo un certo tempo caratteristico del materiale. Questi portatori, intrappolati dai centri di cattura all'interno della regione di svuotamento, danno luogo al cosiddetto *afterpulse*. Esso consiste in un secondo effetto valanga, ritardato rispetto al primo, che simula un segnale di fotone e diminuisce così la risoluzione nel conteggio dei fotoni.

La probabilità che tale effetto avvenga, aumenta con l'ammontare della carica che fluisce attraverso il diodo durante la scarica Geiger; perciò, la probabilità che si verifichi, cresce all'aumentare della tensione di polarizzazione.

Esistono diversi tipi di centri di cattura a cui corrispondono differenti tempi caratteristici di cattura; principalmente si possono suddividere in base alla loro costante di decadimento: lenta o veloce.

1.5 Raccolta di luce

Nei precedenti paragrafi sono state considerate le due componenti principali dei rivelatori a scintillazione: i materiali scintillanti e i fotomoltiplicatori. In questo paragrafo invece sarà discusso il problema dell'accoppiamento tra questi per ottenere un rivelatore efficiente.

Due punti cruciali da considerare nel montaggio di un rivelatore sono la raccolta e il trasporto di luce; infatti, è molto importante raccogliere

quanti più fotoni possibili emessi e trasportarli in maniera efficiente al fotomoltiplicatore.

La perdita di luce da parte dello scintillatore può avvenire in due modi:

- per trasmissione attraverso le pareti dello scintillatore;
- a causa del riassorbimento da parte del materiale scintillante.

Per rivelatori di piccole dimensioni, il secondo caso è trascurabile. Solo quando le dimensioni del contatore sono tali che la lunghezza del cammino totale compiuto dai fotoni risulta comparabile con la lunghezza di attenuazione l'assorbimento comincia a giocare un ruolo rilevante; questo parametro è definito come la lunghezza dopo la quale l'intensità di luce si riduce di un fattore $1/e$. L'intensità di luce in funzione della lunghezza è poi descritta dalla seguente equazione:

$$L(x) = L_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \quad (1.8)$$

dove l è la lunghezza di attenuazione, x la lunghezza del cammino percorso dalla luce e L_0 l'intensità iniziale della luce. Dal momento che una lunghezza di attenuazione tipica è dell'ordine di $\simeq 1$ m o più, è chiaro che solo rivelatori molto grandi ne sono influenzati.

La perdita di luce di gran lunga più importante, è data dalla trasmissione attraverso i confini dello scintillatore. La luce emessa in un qualsiasi punto dello scintillatore, viaggia in tutte le direzioni e solo una frazione di essa raggiunge direttamente il fotomoltiplicatore, la rimanente viaggia verso i confini dello scintillatore dove, a seconda dell'angolo di incidenza, può essere riflessa totalmente o parzialmente (Fig. 1.6). Per la luce che colpisce le pareti dello scintillatore con un angolo maggiore dell'angolo di Brewster¹ θ_B , la riflessione totale interna risulta essere tale da far tornare indietro la luce all'interno dello scintillatore. Per angoli invece minori di θ_B , avviene una riflessione parziale e il resto della radiazione viene trasmesso. Questa perdita ovviamente, riduce l'efficienza e la risoluzione del rivelatore. Per aumentare l'efficienza nella raccolta di luce, possono essere utilizzati vari metodi; il più semplice e comune è quello di trattare le superfici con materiale riflettente che reindirizzi la luce trasmessa verso il fotomoltiplicatore. Questo metodo diventa inefficiente quando il numero di riflessioni è troppo grande in quanto si ha una degradazione del segnale.

La superficie riflettente può essere di tipo speculare o diffusivo; con una superficie speculare la riflessione è analoga a quella che avviene per

¹L'angolo di Brewster è definito come $\theta_B = \sin^{-1}\left(\frac{n_{out}}{n_{scint}}\right)$ con n_{scint} indice di rifrazione dello scintillatore e n_{out} quello del mezzo che lo circonda.

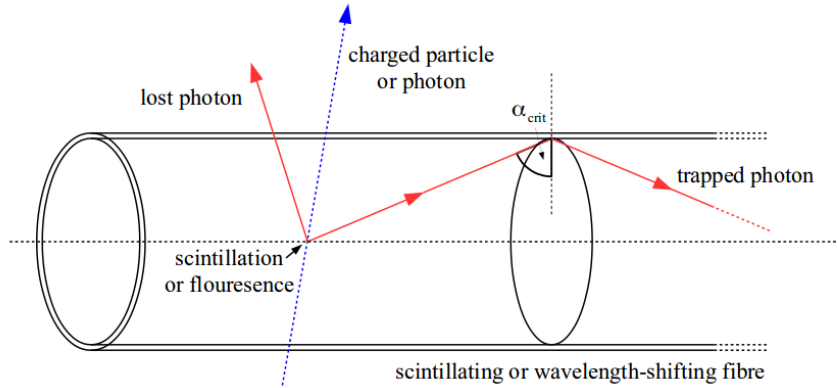


Figura 1.6: Schema della trasmissione e riflessione di un segnale di luce di fluorescenza all'interno di fibre ottiche WLS.

uno specchio e l'angolo di riflessione è uguale all'angolo incidente, mentre per riflettori di tipo diffusivo l'angolo di riflessione è essenzialmente indipendente dall'angolo di incidenza.

Un esempio di semplici riflettori speculari molto soddisfacenti, sono i fogli di Alluminio che sono anche i più diffusi; mentre tra i materiali diffusori, i più comuni sono il MgO, TiO₂ e l'ossido di Alluminio.

Diversi studi hanno dimostrato che i migliori risultati per una buona efficienza nella raccolta luce, sono ottenuti non solo con una riflessione esterna ma massimizzando contemporaneamente anche quella interna [1]. Nel caso degli scintillatori plastici si può facilitare la riflessione interna verniciando le superfici del materiale plastico.

In contrasto con il requisito richiesto per la riflessione interna sopra descritta, l'accoppiamento tra lo scintillatore e il fotomoltiplicatore deve essere tale da permettere la massima trasmissione di luce. Il contatto ottico tra i due mezzi deve essere fatto con un materiale il cui indice di rifrazione sia il più vicino possibile a quello dello scintillatore e del fotomoltiplicatore.

In molti esperimenti è impossibile, o non consigliabile, accoppiare direttamente i fotomoltiplicatori allo scintillatore per mancanza di spazio, per la presenza di un campo magnetico, per una forma scomoda dello scintillatore o per altre ragioni. In questi casi, la luce dello scintillatore può essere condotta al fotomoltiplicatore attraverso delle guide di luce (o tubi di luce). Queste guide di luce sono solitamente realizzate in plexiglass di qualità ottica elevata e si basano sul principio della riflessione interna: la luce entrante da un'estremità viene guidata attraverso riflessioni verso il fotomoltiplicatore. Le pareti delle guide di luce sono solitamente dipinte a

questo scopo come nel caso degli scintillatori plastici. Ovviamente, solo la frazione di luce con angolo di incidenza maggiore dell'angolo di Brewster potrà essere trasferita in questo modo.

Per poter migliorare ulteriormente l'accoppiamento tra scintillatore e fotomoltiplicatore, è possibile utilizzare delle guide di luce costituite da un materiale *wavelength shifter* (WLS); la caratteristica di questo particolare materiale fluorescente, tipicamente drogato con speciali coloranti, è quella di assorbire radiazione elettromagnetica ad una data frequenza d'onda e di riemetterla ad una frequenza inferiore. La fibra WLS infatti assorbe dallo scintillatore prevalentemente luce nella frequenza d'onda del blu, per poi riemetterla nel verde; una frazione di questa luce verde, viene catturata dalla fibra attraverso delle riflessioni sul rivestimento delle pareti interne. Per aumentare la produzione di luce, l'estremità della fibra non collegata al fotomoltiplicatore viene rivestita con dell'Alluminio per renderla riflettente.

Capitolo 2

Proprietà del rivelatore

2.1 Introduzione

In questo capitolo sono riportati i risultati ottenuti dallo studio di barre triangolari di scintillatori accoppiati a fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM) tramite fibre *wavelength shifter* (WLS).

Nei test descritti sono state utilizzate barre estruse di scintillatore con profilo triangolare prodotte dal FNAL-NICADD [6]. Se il segnale in uscita è acquisito in modalità analogica, questo tipo di geometria può fornire una buona risoluzione spaziale nella ricostruzione della posizione delle particelle incidenti grazie alla condivisione di carica tra barre adiacenti. Ogni scintillatore è accoppiato ad un SiPM tramite una fibra WLS. I SiPM possono essere utilizzati al posto dei tubi fotomoltiplicatori in diverse condizioni sperimentali. Caratteristiche come la rivelazione di singolo fotone, le dimensioni ridotte, un basso consumo di potenza, l'insensibilità ai campi magnetici, lo rendono una scelta naturale nella progettazione di un ampio dispositivo di tracciatura da inserire all'interno di un volume magnetizzato.

I test sono stati condotti con una sorgente laser e anche una sorgente radioattiva.

2.2 Elettronica

2.2.1 Front-end

La scheda di front-end dedicata all'amplificazione e alla lettura del SiPM è stata sviluppata dal servizio di elettronica dell'INFN di Bologna. Il sistema di amplificazione è costituito da un amplificatore a transimpeden-

za a due stadi, il quale è usato per convertire la corrente che giunge dal SiPM in una tensione di uscita: $V_{out} = -R \cdot I_{SiPM}$. La corrente che arriva dal SiPM si scarica sulla bassa resistenza in ingresso dell'amplificatore a transimpedenza; questo fornisce costanti di tempo piccole, ovvero, veloci segnali di salita (di circa 20-30 ns).

La scheda di front-end presenta tre uscite (Fig. 2.1):

- una lineare con fattore di guadagno $G=10$;
- una lineare invertita;
- una integrata, in cui il segnale in uscita dal primo stadio di amplificazione viene integrato (con una costante di tempo di circa 150 ns).

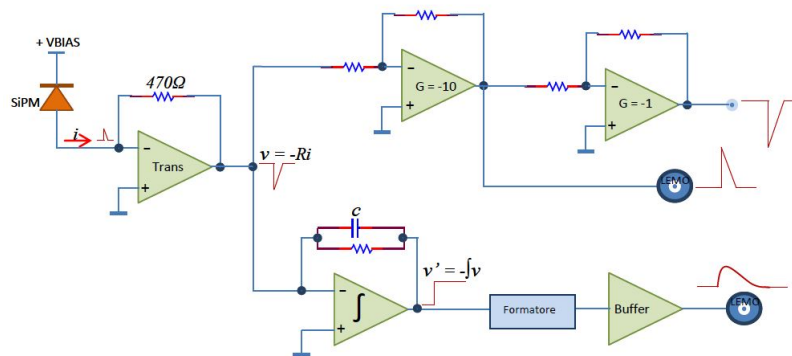


Figura 2.1: Rappresentazione grafica della scheda di front-end; sono rappresentate le tre linee del segnale in uscita: lineare, lineare invertito ed integrato.

Sono state realizzate schede a singolo canale e altre con otto canali, fornendo in uscita un segnale a basso rumore (meno del 10% di singolo impulso) sia per l'impulso lineare che integrato. Nelle schede multi canale è applicata la stessa tensione di lavoro V_{wk} ad ogni canale.

2.2.2 Acquisizione dati

I dati in uscita dal front-end sono stati acquisiti servendosi di una scheda elettronica digitizer. Generalmente i parametri che caratterizzano un digitizer sono:

- frequenza di campionamento: viene espressa in sample al secondo (più comunemente Ms/s o Gs/s) oppure semplicemente MHz o GHz

ed esprime il numero di volte che il segnale analogico viene campionato. Per forme d'onda "lente" come prodotte da scintillatori inorganici si possono usare digitizer da 50-100 Ms/s; per segnali veloci come scintillatori organici, può essere necessario campionare a 500 Ms/s - 5 Gs/s;

- Intervallo di campionamento: valore minimo e massimo di tensione campionabile in ingresso;
- Risoluzione in bit: indica la scala in cui è suddiviso l'intervallo di campionamento e conseguentemente la grandezza minima misurabile;
- Lunghezza delle finestre di campionamento: indica il numero di campionamenti relativi alla singola misura prima che l'evento debba essere trasferito su un buffer. Durante la finestra di campionamento, specialmente al di sopra dei 100 MHz, i dati vengono salvati all'interno di memorie veloci (FIFO) di circuiti programmabili (FPGA) e solo in un secondo tempo trasferiti a memorie di buffer che hanno tempi di accesso molto più lunghi (maggiori di 15-20 ns);
- Dimensione delle memorie: normalmente il digitizer può trasferire dati in un buffer a cui il PC può accedere anche mentre altri dati vengono scritti (derandomizzazione);
- Numero di canali: un digitizer VME ha da 8 a 32 canali (dovuti all'ingombro fisico dei connettori e dei componenti) mentre un modello da tavolo con lettura USB ha da 4 a 8 canali. All'aumentare del numero di canali si pone il problema della sincronizzazione del clock e del tempo di lettura oltre che chiaramente dei costi;
- Fattore di forma: normalmente il digitizer è una scheda VME che può anche comunicare con altri bus verso il PC (ad esempio i digitizer CAEN hanno un link in fibra ottica diretto). Quelli desktop comunicano con il bus USB oppure con un link ottico.

Nel nostro test è stato utilizzato un digitizer CAEN V1720, dotato di 8 canali con i quali è stato possibile acquisire forme d'onda con frequenza di campionamento di 250 MS/s. Per le acquisizioni si è scelta una finestra temporale della durata di 4 microsecondi, acquisendo un valore ogni 4 nanosecondi in modo da campionare 1024 valori per ogni forma d'onda.

Per l'acquisizione dei dati è stato inoltre utilizzato un discriminatore. Tale modulo fornisce un segnale logico in uscita quando il segnale in



Figura 2.2: (a sinistra) fotomoltiplicatore MicroSL-10035-X18 (T018) con rivestimento cilindrico; (a destra) MicroSL-10035-X13-SMD con rivestimento rettangolare.

ingresso è superiore ad un certo valore di soglia; la soglia è impostata in modo da eliminare il possibile rumore. Normalmente sono utilizzati nei sistemi di trigger in quanto l'informazione sull'ampiezza dell'impulso è persa. Il segnale inviato al digitizer è stato indirizzato anche ad un modulo QDC per la misura della carica. Questo modulo consente l'integrazione del segnale in ingresso per ricavarne la carica, la quale viene convertita in un valore di tensione; è possibile misurare cariche fino a 800 pC.

2.3 Caratterizzazione di fotomoltiplicatori al silicio

La descrizione e le prestazioni dei SiPM proposti o adottati in esperimenti nella fisica di particelle ad alta energia, è stata descritta da diversi autori [7, 8, 9, 10]. Qui di seguito, sarà brevemente riportato la caratterizzazione del comportamento osservato del SiPM utilizzato per questo test. In particolare sono state studiate le principali fonti di rumore e l'effetto della temperatura.

Il modello scelto per SiPM è il MicroSL-10035 X13 SMD, prodotto dall'azienda SenSL (Fig. 2.2) [11]. Questo presenta un'area attiva di circa $1 \times 1 \text{ mm}^2$ con 504 microcelle con complessivamente un fill factor del 64%. La tensione di *breakdown* è di $(27.5 \pm 0.5) \text{ V}$ e l'*overvoltage* va da 1 a 5 V.

2.3.1 Dark current

Il rumore elettronico dei SiPM è trascurabilmente piccolo grazie al loro alto guadagno ($\sim 10^6$ elettroni per singolo fotoelettrone prodotto): nel nostro sistema il livello di rumore corrisponde a meno del 10% del segnale di singolo fotoelettrone.

Il principale limite alla risoluzione del singolo fotone da parte dei SiPM è la cosiddetta *dark current*, la quale mostra una dipendenza dalla temperatura come già illustrato nel Par. 1.4.

La distribuzione dell'altezza dell'impulso della *dark current*, misurata ad una tensione di lavoro V_{wk} di 29 V e ad una temperatura di circa 26 °C, è mostrata in Fig. 2.3. Sono visibili i picchi relativi all'accensione di 1-4 pixel. Il rate di *dark current*, includendo anche altri tipi di rumore (come *cross talk* e *after pulses*), è stimato essere 900 kHz.

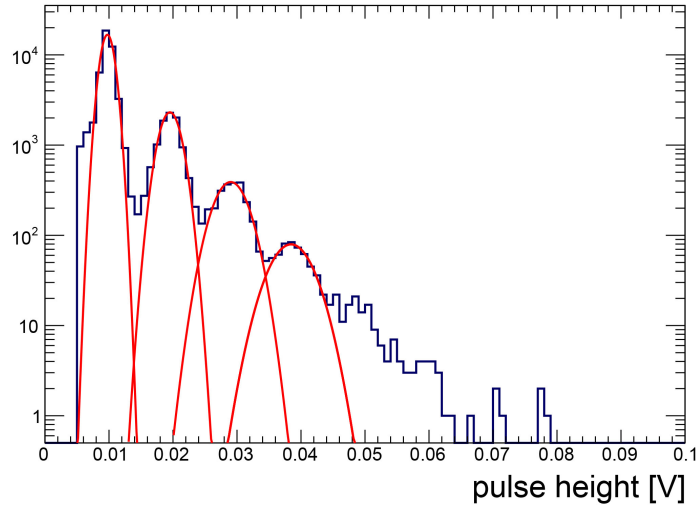


Figura 2.3: Distribuzione dell'ampiezza dell'impulso della *dark current* per il SiPM MicroSL-10035-X13-SMD. Il tempo totale di campionamento è di 25 ms ad una tensione $V_{bias} = 1.5$ V e $T = 26$ °C. Le curve in rosso, rappresentanti le varie distribuzioni Gaussiane, sono disegnate come linee guida per meglio individuare i picchi; il quinto e il sesto picco, sono debolmente visibili.

La dipendenza della *dark current* di singolo pixel come funzione della temperatura è stata analizzata utilizzando celle Peltier mediante le quali è stata fatta variare la temperatura. I risultati sono mostrati in Fig. 2.4. Nell'intervallo di temperature tipiche dell'ambiente di laboratorio (18 °C-28 °C), è possibile stimare una variazione della frequenza di *dark current* di $\sim 5\%/^{\circ}\text{C}$.

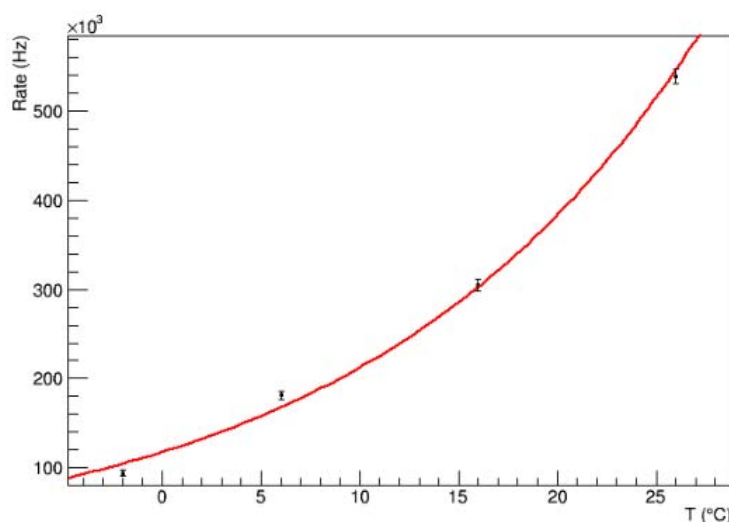


Figura 2.4: Dipendenza della frequenza di *dark current* (con ampiezza di singolo pixel) in funzione della temperatura ambientale ad una fissata $V_{bias} = 1.5V$. La curva in rosso è disegnata per guidare la vista lungo i valori delle misure.

Il rate di *dark current* dipende anche dalla tensione di lavoro V_{wk} . Al fine di avere un basso rate di *dark current*, il valore dell'*overvoltage* è stato fissato ad 1.5 V, corrispondente ad una tensione di lavoro V_{wk} di 29 V. A causa dell'alta sensibilità alla temperatura da parte dei SiPM, potrebbe essere necessario usare un regolatore di tensione di polarizzazione che compensi automaticamente le variazioni di temperatura nei setup sperimentali in cui non è possibile lavorare a temperatura costante.

Come descritto nel Par. 1.4.2, non sempre i pixels del SiPM lavorano indipendentemente l'uno dall'altro. I fotoni possono migrare dal pixel colpito ad un altro non direttamente acceso da un fotone; il *cross-talk ottico* tra pixels, porta ad una distribuzione non Poissoniana dei pixels accesi.

Una stima della probabilità del *cross talk ottico* può essere ottenuta dal rapporto tra il rate del secondo e del primo picco di *dark current* come funzione della temperatura. La probabilità dipende debolmente dalla temperatura e il livello di *cross talk* misurato (15-16%), è compatibile con quello riportato nei manuali.

I risultati ottenuti con SiPM utilizzati in diverse condizioni sono stati comparati con dati ottenuti con il framework di simulazione GosSiP [12], il quale fornisce un modello dettagliato della risposta del SiPM, noti i suoi parametri di base e la configurazione delle celle. In Fig. 2.5 è mostrata la distribuzione dell'altezza degli impulsi della *dark current* del SiPM SenSL-

10035 ottenuti con la simulazione e quelli reali.

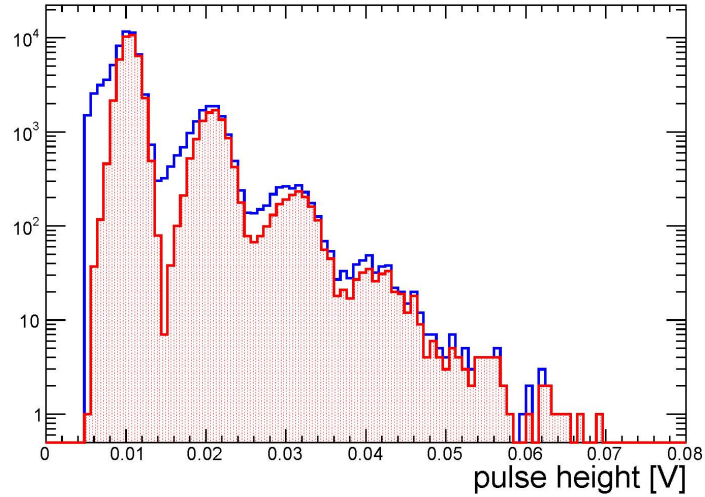


Figura 2.5: Distribuzione dell'ampiezza dell'impulso della *dark current* ottenuta dalla simulazione GosSiP (in rosso), con impostati in input i parametri del SiPM-10035; in blu è invece riportata la distribuzione misurata.

2.4 Descrizione del rivelatore

Le barre di scintillatore utilizzate per la progettazione del tracciatore di particelle sono a sezione trasversale triangolare con un'altezza di (17.0 ± 0.5) mm e una larghezza di (33.0 ± 0.5) mm, ognuna con un foro centrale con diametro di (2.6 ± 0.2) mm per potervi inserire la fibra per la raccolta della luce. Le superfici laterali dello scintillatore sono dipinte con vernice Eljen bianca di tipo EJ-510 TiO_2 .

La luce di scintillazione viene raccolta in una fibra WLS BCF-91A di diametro 1.2 mm prodotta dalla Saint-Gobain, Ltd; la luce viene poi trasmessa al SiPM situato ad una delle estremità di ogni barra. Il segnale in uscita viene letto solo ad un'estremità della fibra WLS; per poter massimizzare la raccolta di luce sulla superficie dell'estremità di scintillatore non letta, viene posizionato uno specchio riflettente realizzato con un foglio di Alluminio. Alcune di queste barre sono mostrate in Fig. 2.6 .

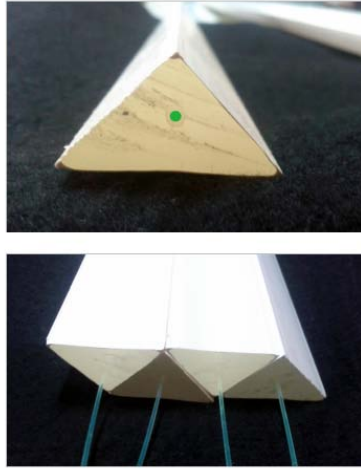


Figura 2.6: In alto, sezione trasversale delle barre di scintillatore triangolari utilizzate per i test; all'interno è possibile identificare la fibra WLS visibile in verde. In basso, quattro barre affiancate a formare un piano del rivelatore; nell'immagine è visibile la fibra WLS, prima di essere tagliata per poter essere accoppiata al SiPM.

2.5 Studio dell'accoppiamento ottico scintillatore-fibra

Prima di utilizzare le barre di scintillatore per la presa dati sono stati effettuati dei test preliminari volti ad individuare il mezzo con il quale accoppiare otticamente fibra WLS e scintillatore e massimizzare la raccolta luce. A tale scopo è stato realizzato un sistema composto da tre barre triangolari adiacenti (Fig. 2.7) di lunghezza pari a 50 cm. All'interno di



Figura 2.7: Disposizione delle barre di scintillatore utilizzate per il test: le barre, che presentano un profilo triangolare, sono state poste con le superfici a contatto; sono evidenziati i diversi mezzi utilizzati per l'accoppiamento ottico fibra-scintillatore.

ogni barra vi è una fibra WLS del diametro di 1 mm accoppiata allo scintillatore per mezzo di un materiale diverso in ognuna; in corrispondenza della fibra all'estremità di ogni barra è posto un SiPM con area attiva $1 \times 1 \text{ mm}^2$.

I diversi mezzi di accoppiamento ottico valutati in questo test sono stati: gomma siliconica bicomponente RTV 615 (in questo capitolo denominata semplicemente colla), glicerina e paraffina liquida (di seguito denominato olio); con indici di rifrazione rispettivamente: 1.406, 1.472, 1.477.

Le misure sono state effettuate in due modalità: la prima inviando direttamente fotoni, tramite un laser impostato a diverse attenuazioni; la seconda sfruttando elettroni prodotti da sorgente radioattiva (^{90}Sr).

2.5.1 Misura con laser

In questo tipo di test, gli impulsi laser sono stati inviati all'estremità della barra opposta al SiPM. Per ogni barra sono state fatte delle acquisizioni a diversi fattori di attenuazione del laser: 30%, 35% e 40%; per la barra con colla come mezzo ottico, è stata fatta un'ulteriore misura ad un'attenuazione del 44% in quanto il segnale ottenuto è risultato essere molto alto rispetto alle altre due barre per le quali ad un'attenuazione oltre il 43% non vi era alcun segnale distinguibile dalla *dark current*. I segnali risultanti sono stati acquisiti sia dal digitizer che da un QDC: al primo sono stati mandati il segnale lineare positivo e il segnale integrato in uscita dalla scheda di front-end, al secondo solamente il segnale lineare negativo. Per poter effettuare le misure è stato impostato un trigger generato da un impulsatore: al QDC è stato mandato un segnale di gate di ~ 250 ns e il segnale è stato ritardato di 100 ns. Per ottenere una sincronizzazione dei due moduli, si è riscontrata inoltre la necessità di imporre un segnale di VETO largo ~ 150 ms, in anticoincidenza con il trigger. Sono stati acquisiti 10000 eventi in ogni misura su ciascuna barra ai differenti fattori di attenuazione. In Fig. 2.8 sono mostrate le distribuzioni delle ampiezze nelle barre con la colla a diversi valori di attenuazione del laser.

Tramite un'analisi dei dati ottenuti, è stato possibile confrontare le diverse curve di attenuazione relative ai differenti mezzi ottici accoppiati alle fibre.

L'ampiezza media dei segnali acquisiti dal digitizer in funzione dell'attenuazione sono mostrati rispettivamente in Fig. 2.9 per l'uscita lineare e in Fig. 2.10 per l'uscita integrata.

Per i dati ottenuti con il QDC invece, i valori di ampiezza in funzione dell'attenuazione sono ottenuti calcolando la media della distribuzione della carica integrata; in tal caso la curva per la barra con la colla non presenta il punto al 30% di attenuazione, in quanto con segnali così alti il QDC arriva a fondoscala (fondo scala: 800 pC - 4095) Fig. 2.11.

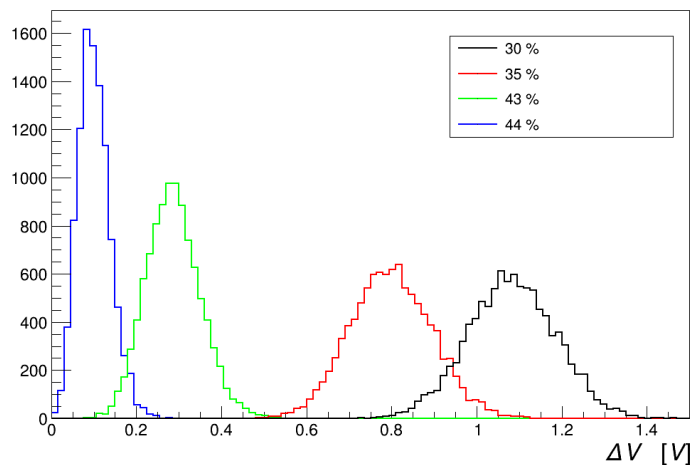


Figura 2.8: Distribuzione delle ampiezze dei segnali lineari mandati al digitizer, per le diverse attenuazioni dell'impulso laser (per barra con COLLA).

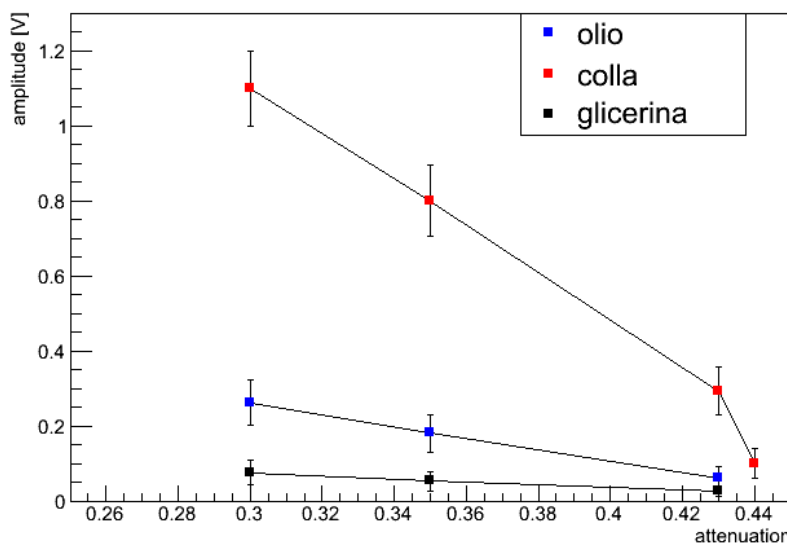


Figura 2.9: Valori di ampiezza in funzione dell'attenuazione, ottenuti dal segnale lineare in ingresso al digitizer per le tre barre di scintillatore accoppiate ai diversi materiali.

I test con il laser hanno mostrato che il miglior sistema di accoppiamento fibra-scintillatore è quello che prevede l'uso della colla come mezzo ottico: per un'attenuazione del 43% con la colla i segnali sono mediamente più alti di un fattore 10 rispetto alla glicerina e di un fattore 5 rispetto all'olio.

2.5.2 Misura con sorgente radioattiva

Una seconda misura è stata effettuata utilizzando elettroni prodotti nel decadimento radioattivo dello ^{90}Sr . La sorgente radioattiva è stata posizionata al centro della base dello scintillatore in corrispondenza della fibra e a ~ 25 cm di distanza dall'estremità con il SiPM. Sono state effettuate delle misure preliminari ad una soglia di tensione di acquisizione di 8 mV impostata nel discriminatore: una prima misura è stata fatta senza sorgente radioattiva in modo da acquisire eventi di *dark current*, una seconda è stata effettuata con la sorgente radioattiva posizionata all'interno di un collimatore.

In Fig. 2.12 sono mostrate le distribuzioni delle ampiezze degli impulsi inviati al digitizer con e senza sorgente radioattiva per un campione di 10000 eventi. Per aumentare la statistica di segnali di sorgente radioattiva è stata fatta un'acquisizione posizionando la sorgente lungo la barra senza collimatore, quindi a contatto diretto con la superficie laterale dello scintillatore. Sono stati acquisiti 10000 eventi e la distribuzione dell'ampiezza degli impulsi è mostrata in Fig. 2.13 (curva blu) in confronto con la misura fatta con la sorgente posizionata dentro il collimatore (curva rossa). Senza il collimatore si ottiene uno spettro di segnali ad ampiezza maggiore e perciò si è deciso di effettuare le misure per le tre barre con la sorgente direttamente appoggiata sullo scintillatore senza collimatore.

In Tab.2.1 sono riportati i valori delle medie delle distribuzioni di

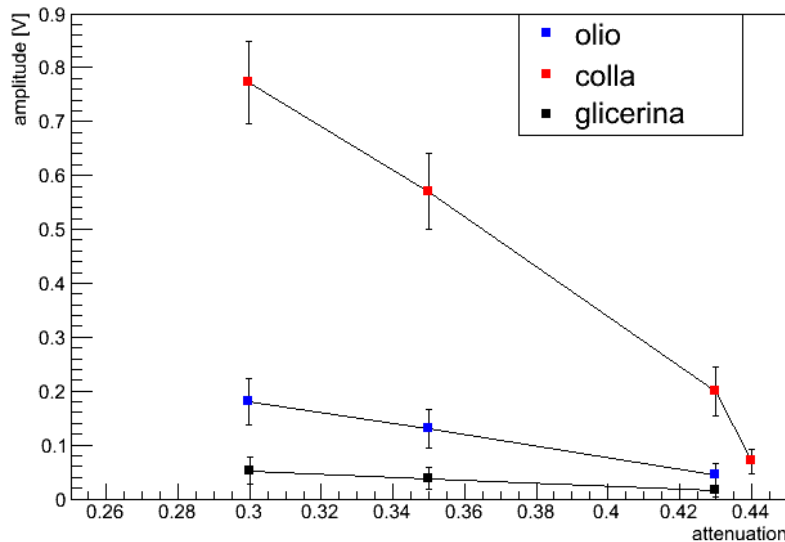


Figura 2.10: Valori di ampiezza in funzione dell'attenuazione, ottenuti dal segnale integrato in ingresso al digitizer per le tre barre di scintillatore accoppiate ai diversi materiali.

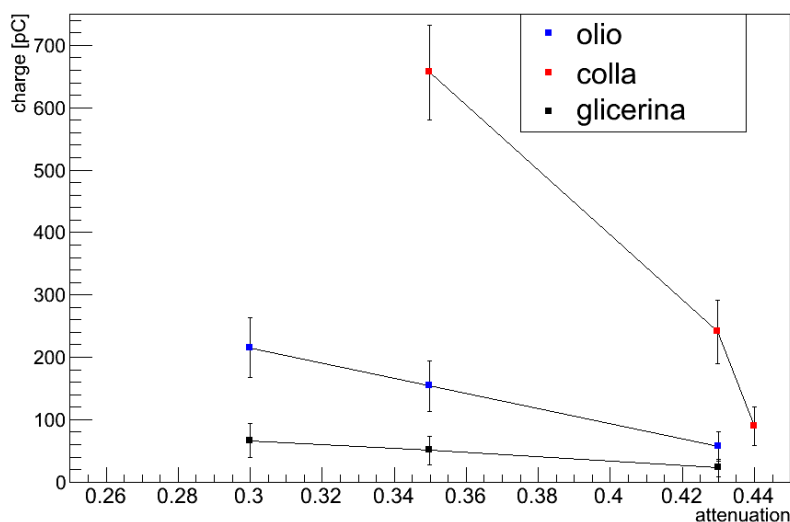


Figura 2.11: Valori di ampiezza in funzione dell'attenuazione, ottenuti dal segnale in ingresso al QDC per le tre barre di scintillatore accoppiate ai diversi materiali.

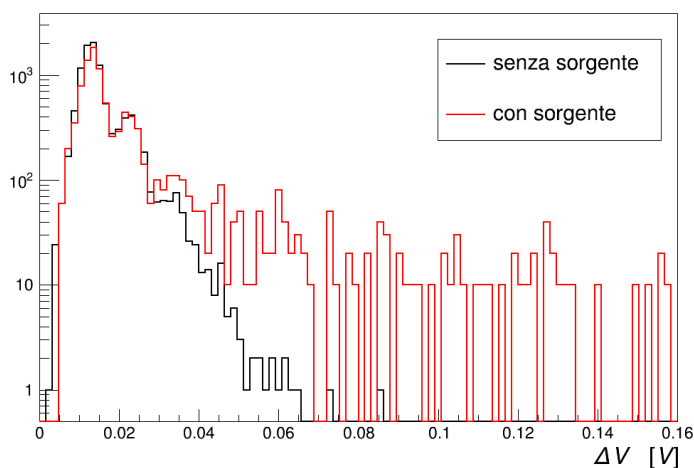


Figura 2.12: Ampiezza del segnale: in assenza di sorgente è visibile solo la distribuzione di *dark current* (curva in nero); posizionando la sorgente inserita nel collimatore al centro della barra, si può osservare un significativo aumento di segnali con ampiezza maggiore di 50 mV.

ampiezza degli impulsi per segnali di ampiezza superiore ai 40 mV. Questo taglio è stato effettuato in modo da rigettare il contributo dei segnali di *dark current*). Anche in questo caso il risultato del test mostra che la colla è il mezzo di accoppiamento migliore; infatti, grazie ad essa, si ha una maggiore statistica di segnali più alti ovvero si perdono meno fotoni

2.5. Studio dell'accoppiamento ottico scintillatore-fibra

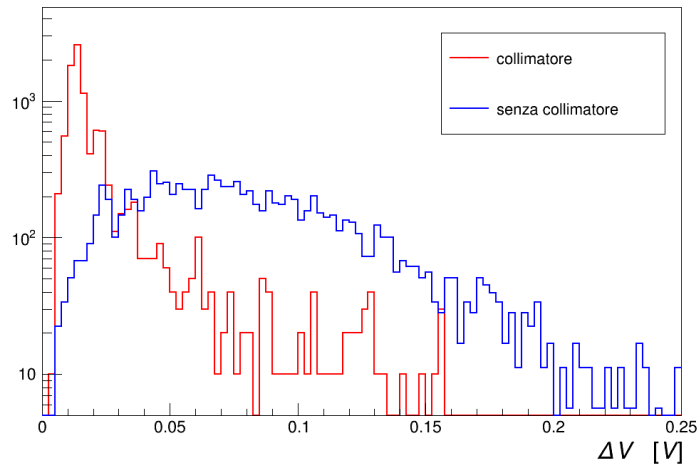


Figura 2.13: Distribuzione dei segnali di sorgente con e senza collimatore: togliendo il collimatore e posizionando la sorgente direttamente sullo scintillatore i segnali sono più alti e lo spettro si deforma.

Barra	Ampiezza (mV)	n° eventi con ampiezza >40 mV
Colla	74	6620/10000
Glicerina	49	293/10000
Olio	55	2093/10000

Tabella 2.1: Ampiezza media del segnale per diversi accoppiamenti fra scintillatore e fibra.

rispetto alla glicerina e all'olio.

2.6 Studio della risposta del rivelatore

La qualità della risposta di ogni barra di scintillatore accoppiata ad un SiPM, è stata valutata in due modalità:

- inviando impulsi luminosi forniti da un laser sullo scintillatore;
- misurando i segnali prodotti dall'esposizione ad una sorgente radioattiva.

2.6.1 Misure con impulsi laser

La risposta di un SiPM ad un segnale luminoso che ne colpisce la superficie è caratterizzata dall'efficienza di rivelazione di fotone (*photon detection efficiency PDE*) e dal guadagno. Per i SiPM utilizzati in questi test, la PDE (che è dipendente dalla lunghezza d'onda) è di circa il 15% per $\lambda \sim 500$ nm e il guadagno può essere stimato valutando la distanza tra due picchi adiacenti dello spettro, corrispondenti alla carica di un pixel colpito.

Il guadagno dipende dalla tensione di lavoro e dalla temperatura. Alle condizioni di lavoro adottate ($V_{wk} = 29$ V e temperatura di laboratorio T di ~ 26 °C), il valore corrispondente al segnale di un pixel è di ~ 10 mV e quindi il guadagno è di $\sim 10^6$. E' stata inoltre misurata la variazione del picco dell'ampiezza in funzione di T (di circa ~ 0.25 mV/°C).

E' stata eseguita una simulazione Monte Carlo con il framework Gos-SiP al fine di comparare la distribuzione dell'ampiezza del segnale previsto, con quelli osservati. E' stato trovato un buon accordo tra i due, simulando un singolo impulso di laser composto da 100 fotoni incidenti uniformemente con la superficie sensibile del SiPM.

E' stata valutata l'uniformità della risposta confrontando il segnale in uscita di una ventina di barre (utilizzate poi per le misure descritte nel Cap.3). Le potenziali fonti sistematiche di errore sono la diversa risposta del SiPM, l'accoppiamento WLS-SiPM e WLS-scintillatore. Da misure effettuate con il laser, sono stati ottenuti dei fattori di correzione dell'ordine del 5-10% applicati offline in fase di analisi.

2.6.2 Misure con sorgente radioattiva

Utilizzando una sorgente β di ^{90}Sr con attività di ~ 90 kBq, con barre di lunghezza di ~ 50 cm è stata studiata la dipendenza della risposta dalla distanza tra il SiPM e il punto di interazione delle particelle. Per selezionare gli eventi provenienti dalla sorgente, è stato realizzato un sistema di due barre triangolari di scintillatore adiacenti, da utilizzare in coincidenza. Gli scintillatori sono stati posti all'interno di un contenitore metallico con cinque fori per il posizionamento della sorgente in diversi punti lungo la barra. Servendosi di celle Peltier è stato raffreddato il SiPM fino ad una temperatura di 1°C al fine di ridurre la contaminazione dovuta alla *dark current*. In Fig. 2.14 è mostrata la distribuzione dell'altezza degli impulsi dei segnali, ottenuti dall'acquisizione dei dati con e senza sorgente radioattiva. La distribuzione dell'ampiezza del segnale ottenuto nel caso senza sorgente, è scalata di un fattore 50 rispetto alle distribuzioni del segnale misurato con la sorgente radioattiva. Il contributo dovuto a coincidenze casuali di *dark current* o da raggi cosmici, è quindi trascurabile.

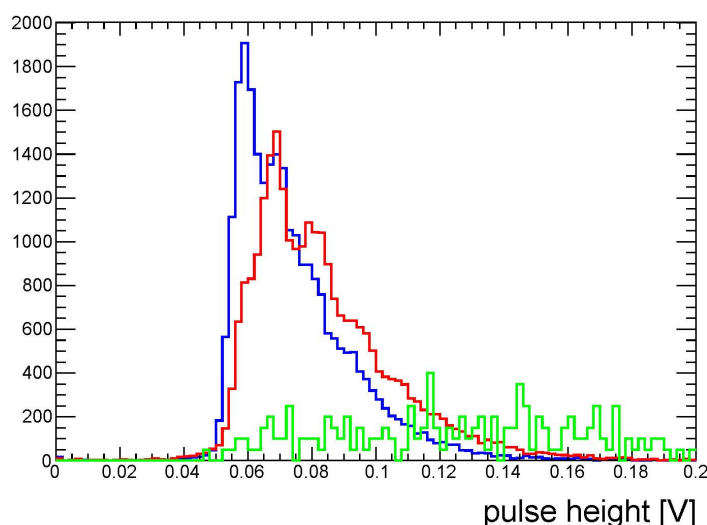


Figura 2.14: Distribuzioni dell'altezza degli impulsi relativi alla misura con sorgente radioattiva posizionata lungo le barre: le curve in rosso e in blu sono rispettivamente per il canale 1 e 2; in verde è rappresentato il contributo dei raggi cosmici. In questo caso la distribuzione è stata scalata di un fattore 50 rispetto alle altre distribuzioni.

La riduzione nell'altezza massima dell'impulso è proporzionale all'attenuazione della luce.

Il rate del segnale misurato dal SiPM in funzione della posizione della sorgente lungo lo scintillatore, è mostrato in Fig. 2.15. Per ottenere una

statistica significativa per segnali di elevata ampiezza, si è posta una soglia di 120 mV nello scintillatore più vicino alla sorgente e 60 mV nello scintillatore più lontano. E' stata considerata un'incertezza dell' 1% sulla posizione longitudinale della sorgente lungo la barra e un'incertezza del 2% sulla contaminazione delle misure da parte dei raggi cosmici.

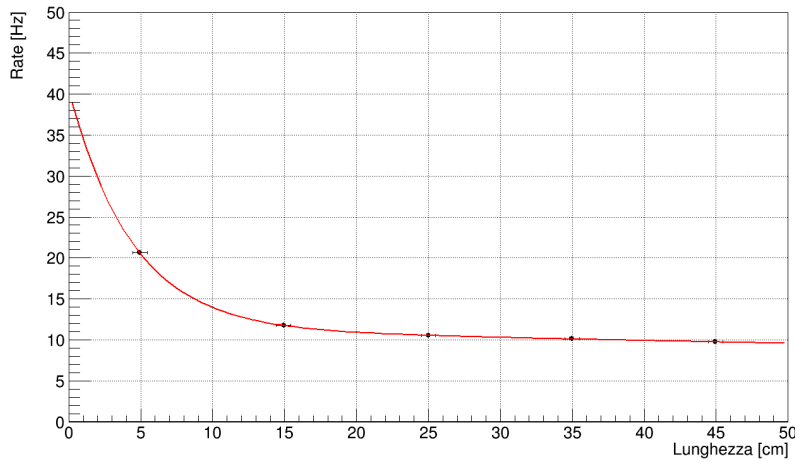


Figura 2.15: Rate del segnale ($V_{th} = 80$ mV) a diverse distanze della sorgente dal SiPM. I punti sono fittati servendosi di una funzione esponenziale.

Come riportato dal produttore [13, 14] la lunghezza di attenuazione nello scintillatore è piccola (~ 25 cm). Il coefficiente di attenuazione della fibra BCF-91A è stato misurato in letteratura ed è fortemente dipendente dalla lunghezza d'onda principalmente a causa di effetti di autoassorbimento [15]. Tutti questi effetti, insieme alla riflessione sull'estremità più lontana contribuiscono all'attenuazione finale del rivelatore; è quindi impossibile estrarre una singola lunghezza di attenuazione da questa misura [10]. Possiamo invece osservare una forte attenuazione iniziale, seguita da una più lenta decrescita in resa di luce a maggiore distanza. Interpolando i punti di Fig. 2.15 con la somma di due esponenziali:

$$I(x) = I_{01} \exp\left(-\frac{x}{L_1}\right) + I_{02} \exp\left(-\frac{x}{L_2}\right) \quad (2.1)$$

otteniamo le seguenti lunghezze di attenuazione $L_1 = (4.4 \pm 0.6) 10^{-2}$ m e $L_2 = (2.9 \pm 0.7)$ m. Questa seconda lunghezza è confrontabile con quella riportata nel manuale della fibra BCF-91A [16].

Capitolo 3

Misura della risoluzione spaziale

3.1 Descrizione dell'apparato di misura

Al fine di studiare la risoluzione spaziale raggiungibile con un tracciatore composto da piani di barre triangolari (descritte nel Par. 2.2, in modalità di lettura analogica, è stato realizzato un semplice sistema di tracciamento. Esso è composto da due moduli posizionati ad una distanza di circa 10.3 cm, ognuno composto da due piani formati da quattro barre di scintillatore lunghe 50 cm (Fig. 3.1, Module 1 e 2). Ogni modulo è stato inserito in un contenitore di Alluminio chiuso da un tappo con alloggiati i SiPM al fine di garantire un buon accoppiamento meccanico con le fibre in uscita dagli scintillatori. L'elettronica di front-end ad otto canali è un'evoluzione del pannello frontale a singolo canale descritto nel Par. 2.2 ed è saldato sull'estremità esterna del tappo. Il tappo inoltre è sagomato in modo da mantenere meccanicamente in posizione fissa le barre triangolari.

Una misura preliminare della risoluzione spaziale è stata effettuata esponendo questo apparato ai raggi cosmici. Per selezionare particelle provenienti da raggi cosmici che attraversino il rivelatore in una ben definita posizione e in una direzione circa verticale, è stato realizzato un sistema di trigger esterno composto da due moduli formati da piani di scintillatori in lettura digitale. I moduli di trigger sono stati posizionati ad una distanza di ~ 40 cm e i moduli da testare sono stati collocati nel mezzo. Ogni modulo di trigger è composto da 8 barre di scintillatore con profilo rettangolare ($60 \times 4 \times 1$ cm³, ognuna) posizionate sfalsate (*staggered*) accoppiate a fibre WLS e a SiPM prodotti dalla AdvanSiD (ASD-SiPM1S-M-100).

Tramite i moduli di trigger è possibile ottenere diverse selezioni di trac-

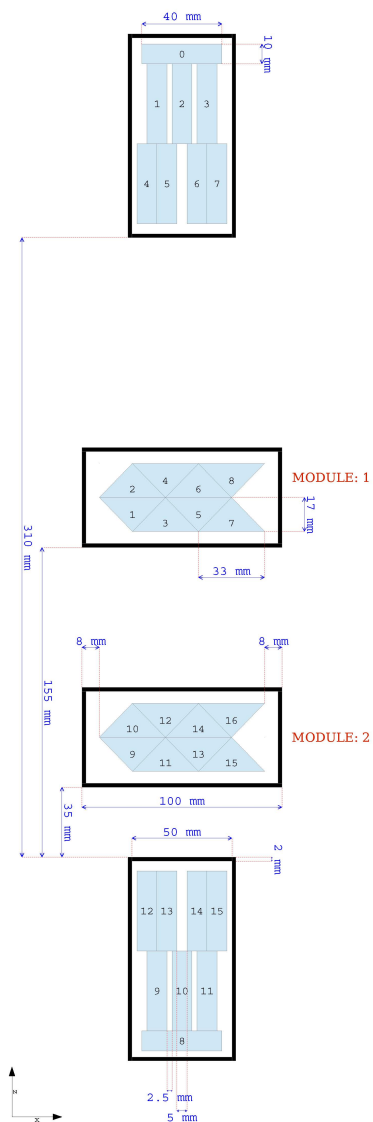


Figura 3.1: Schema dell'apparato realizzato per la misura della risoluzione spaziale. L'apparato è composto da due moduli di barre di scintillatore con profilo triangolare e con lettura del segnale in modalità analogica (Module 1 e 2) posti al centro e da due moduli di trigger formati con barre di scintillatore a profilo rettangolare, letti in modalità digitale. I piani triangolari (superiori ed inferiori) possono essere spostati orizzontalmente. La disposizione sfalsata delle barre rettangolari contenute nei moduli di trigger permette di selezionare particelle provenienti da raggi cosmici in finestre strette di 5 mm o 2.5 mm.

ce quasi verticali che attraversano i moduli contenenti le barre triangolari con distribuzione di posizione molto strette (5 mm o 2.5 mm). Ad esempio, richiedendo la coincidenza di segnali sopra una soglia di 50-70 mV nei moduli di trigger, come mostrato in Fig. 3.2, si selezionano tracce nel piano $z=0$ distribuite in un intervallo Δx di circa 5 mm.

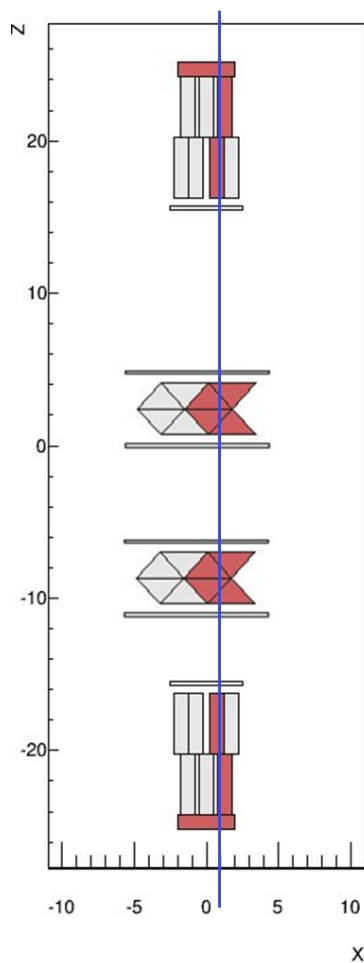


Figura 3.2: Esempio di trigger utilizzato.

I due moduli di barre triangolari sono montati su dei carrelli e possono essere spostati orizzontalmente con precisione di qualche frazione di mm. L'incertezza sistematica nella posizione relativa dei moduli di barre triangolari, è stimata essere inferiore ad 1 mm.

3.2 Sistema di acquisizione

E' stato utilizzato un sistema di acquisizione dati (DAQ), basato sull'utilizzo di moduli elettronici NIM e VME. I segnali dei piani di trigger sono mandati ad un discriminatore e messi in coincidenza per poter selezionare tracce con posizioni ed angoli ben definiti: il segnale di coincidenza è usato come trigger per acquisire i segnali delle barre triangolari (Fig. 3.3). I segnali in uscita dalle barre triangolari sono campionati dai due digitizer VME CAEN a 12 bit 250MS/s modello V1720, che consentono di acquisire una finestra temporale di $4\mu\text{s}$, con un campionamento di segnali ogni 4 ns. Questo digitizer ha anche la capacità di generare un trigger interno (modalità *autotrigger*), escludendo il sistema esterno di trigger costituito dai due moduli di barre a profilo rettangolare. I segnali in uscita dai canali di trigger e dalle barre triangolari sono stati inoltre acquisiti da una *pattern unit* CAEN V259N, per registrare il *patter* dei canali accesi letto mediante bus VME. Un'interfaccia standard VME-PC ha permesso controlli sull'acquisizione e il salvataggio dei dati acquisiti.

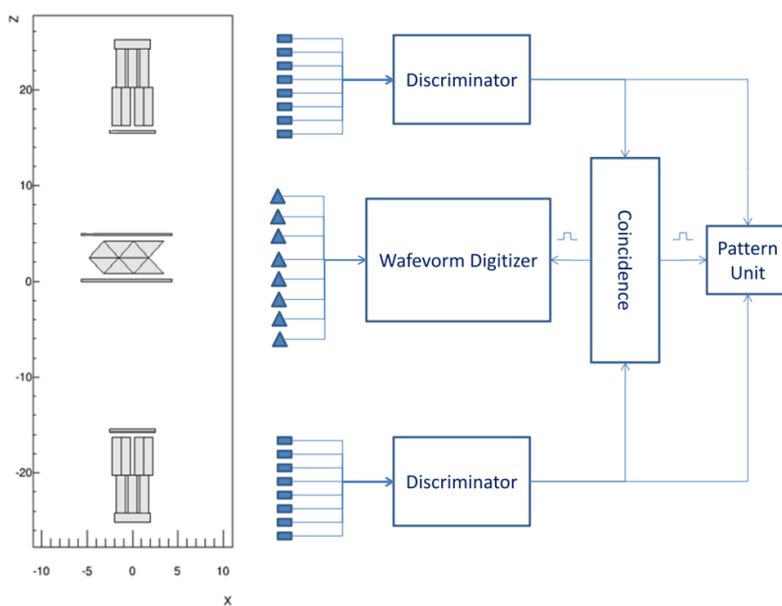


Figura 3.3: Schema del sistema di acquisizione. Nel disegno è riportato un solo modulo di scintillatori triangolari.

3.3 Ricostruzione della posizione

La ricostruzione della posizione della traccia sul piano di barre triangolari è ottenuta confrontando l'ampiezza del segnale fra canali adiacenti. L'algoritmo utilizzato è la media pesata dell'ampiezza del segnale fra rivelatori adiacenti:

$$X_{rec} = (w_1 X_1 + w_2 X_2) / (w_1 + w_2) \quad (3.1)$$

dove X_i sono le posizioni nominali dei vertici dei triangoli in ogni barra triangolare e w_i l'altezza dell'impulso. Questa formula è valida assumendo che l'altezza dell'impulso w_i sia proporzionale al percorso di particelle all'interno della barra, che a sua volta è proporzionale all'energia depositata dalla particella incidente ($w_i \propto d_i \propto E_i$), e che valga $d_1 + d_2 = H$ (Fig. 3.4).

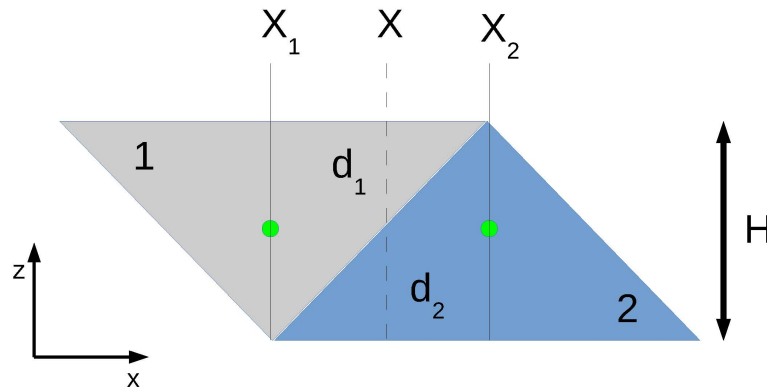


Figura 3.4: Principio utilizzato per ricostruire la posizione X della particella incidente. X_1 e X_2 sono le posizioni nominali delle due barre triangolari adiacenti (in questo caso mostrano le posizioni delle fibre WLS). Il segnale misurato nei canali 1 e 2 è proporzionale alla lunghezza del percorso della particella all'interno della singola barra di scintillatore.

Tale formula è utilizzata per la ricostruzione della posizione x indipendentemente dalla componente in direzione y , dal momento che il rapporto w_1/w_2 rimane costante se il percorso delle particelle è sufficientemente lineare (ovvero quando lo scattering multiplo delle particelle all'interno del materiale è trascurabile).

Il coefficiente di proporzionalità tra l'altezza dell'impulso e l'energia depositata all'interno della barra ($w_i = c_i E_i$) può variare per ogni barra (ad esempio a causa dell'accoppiamento fibra WLS-SiPM, della risposta dello scintillatore, etc), influenzando di conseguenza la ricostruzione della posizione. Al fine di ottenere uniformità in altezza dell'impulso tra barre adiacenti, è pertanto necessario equalizzare la risposta applicando dei fattori correttivi ottenuti empiricamente.

3.4 Acquisizione con trigger esterno

3.4.1 Condizioni di misura

La frequenza di conteggio per ogni singola barra triangolare è stata monitorata per un lungo periodo al fine di studiare la stabilità del sistema: sono state osservate delle piccole variazioni di rate tra il giorno e la notte, causate da leggere variazioni della temperatura, le quali influiscono sul guadagno del SiPM.

Il sistema è stato esposto a raggi cosmici utilizzando un trigger definito dalla coincidenza quadrupla dei piani di rivelatori con profilo rettangolare (trigger esterno, Fig. 3.2). È stata impostata una soglia pari a ~ 3 pixels accesi per SiPM, per assicurare la rimozione della contaminazione dovuta al rumore di *dark current*. È stata misurata una frequenza di ~ 20 eventi all'ora per i quattro trigger da 5 mm e di ~ 1 evento all'ora per i trigger da 2.5 mm. Un secondo livello di trigger più rigido può essere implementato via software richiedendo la coincidenza quadrupla verticale e contemporaneamente l'assenza (anticoincidenza) di segnali negli altri canali.

Il segnale in uscita delle barre triangolari in coincidenza con le particelle di raggi cosmici selezionate dal sistema di trigger, sono stati comparati con l'ampiezza dei segnali di *dark current* e mostrati in Fig. 3.5.

Durante l'analisi, sono stati selezionati i segnali acquisiti dal digitizer per i quali il valore di picco era entro 40 ns dal trigger. Alle condizioni di lavoro fissate per i SiPM utilizzati descritte nel Cap. 2, il guadagno è tale per cui il segnale ha un'ampiezza di ~ 10 mV per ogni pixel acceso.

L'installazione di celle Peltier può facilmente ridurre il rumore di un fattore 5 (da 900 kHz a circa 200 kHz). I segnali in uscita delle barre hanno un tempo di salita di circa 20-30 ns. Ad una temperatura di $\sim 26^\circ\text{C}$ la contaminazione di segnale di *dark current* (un pixel acceso) rappresenta il 2-3% di tutti i segnali acquisiti. Perciò, sotto questi limiti e per gli scopi

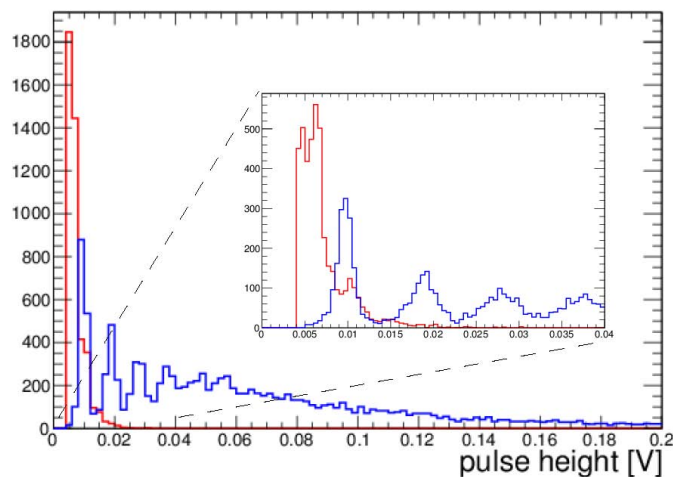


Figura 3.5: Distribuzione dell'ampiezze del segnale (in blu) e della *dark current* (in rosso).

prefissati, è stato scelto di effettuare le misure di risoluzione spaziale a temperatura ambiente.

3.4.2 Stima della risoluzione spaziale

Per effettuare una prima stima della risoluzione spaziale ottenibile con barre di scintillatori triangolari, sono state fatte misure utilizzando il trigger esterno. I moduli superiore ed inferiore di barre triangolari, sono stati allineati con il sistema di trigger; successivamente sono state effettuate diverse esposizioni ai raggi cosmici spostando questi moduli in modo da misurare le tracce selezionate dal trigger in diverse posizioni.

Per esempio, in un'acquisizione di 560 ore, sono stati registrati 3568 eventi triggerati dalla coincidenza quadrupla 3-6-11-14 dei moduli di trigger richiedendo via software l'assenza di segnale in altri canali; ciò permette di selezionare tracce la cui intercetta sia distribuita con una dispersione di circa 5 mm sul piano degli scintillatori triangolari. In questa configurazione i moduli 1 e 2 sono posizionati spostati rispetto al modulo del trigger esterno, al fine di selezionare tracce che attraversino i canali triangolari 1, 2, 3, 4 e 9, 10, 11, 12 (si veda Fig. 3.1)

Per questi eventi triggerati dalla quadrupla 3-6-11-14, è stato selezionato un campione di eventi richiedendo la presenza di un segnale maggiore

di 10 mV e sincronizzato con il trigger esterno in due barre triangolari adiacenti per piano.

E' stata effettuata una simulazione Monte Carlo per valutare il limite intrinseco sulla misura della risoluzione spaziale, dovuto alle geometrie dell'apparato di trigger utilizzato. Sia il trigger che il sistema di tracciatura sono stati presi in considerazione come descritto nelle sezioni precedenti.

Utilizzando Geant 4.9.4 [17], sono stati simulati muoni attraversanti il sistema e con le seguenti caratteristiche:

- $E_\mu > 1$ GeV;
- Distribuzione uniforme della posizione sulla superficie degli scintillatori;
- Distribuzione uniforme della direzione azimutale;
- Distribuzione zenitale di tipo $\cos^2 \theta$.

Questa simulazione Monte Carlo prende in considerazione solo gli effetti geometrici e il deposito di energia nei materiali senza tenere in conto di processi ottici di scintillazione, raccolta di luce ed efficienza di fotoconversione dei SiPM; non è stata utilizzata nessuna soglia per l'energia depositata sugli scintillatori.

In Fig.3.6 sono mostrate le distribuzioni delle posizioni ricostruite con gli scintillatori triangolari ottenute, con dati simulati (in rosso, senza considerare gli effetti del rivelatore a barre triangolari) e misurati (in blu). La distribuzione ottenuta con dati simulati ha una larghezza (RMS) di 1.7 mm. Il valore della larghezza della distribuzione relativa alla misura (RMS=2.3 mm) è molto simile alla stima Monte Carlo, per cui il sistema è in grado di discriminare tracce separate da circa 2 mm come mostrato in Fig.3.7.

3.5 Acquisizione in autotrigger

3.5.1 Trigger con barre triangolari

Per una misura più precisa della risoluzione spaziale sono state fatte misure in modalità autotrigger, configurando un trigger con solo i piani di barre triangolari. Le condizioni di trigger sono le seguenti:

- per ogni canale è stata impostata una soglia di circa 5 pixels (50-55 mV);

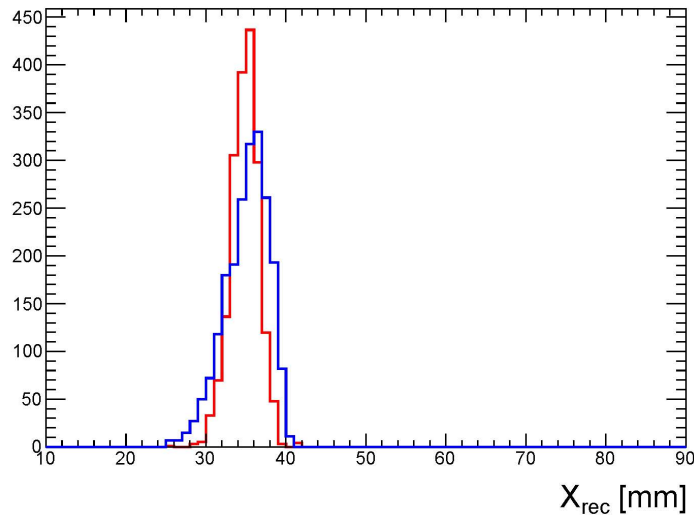


Figura 3.6: Distribuzione delle posizioni ricostruite per eventi selezionati dal trigger quadruplo 3-6-11-14 e con solo due barre triangolari adiacenti accese. Sono confrontate le distribuzioni ottenute dall’analisi dei dati (linea blu) e dalla simulazione MC (linea rossa). La risoluzione spaziale nella posizione ricostruita ottenuta sperimentalmente è pari a 2.3 mm, da confrontare con quella prevista dal MC pari a 1.7 mm. La posizione ricostruita X_{rec} è riferita prendendo l’origine dell’asse x in corrispondenza dei bordi esterni della scatola di alluminio dei moduli 1 e 2 (vedi Fig. 3.1)

- almeno una barra triangolare per ogni piano deve avere un segnale sopra la soglia;
- tutti i piani devono risultare accesi.

La soglia è stata regolata in modo da equalizzare il rate tra le singole barre.

In Fig. 3.8, è riportata l’ampiezza del segnale in funzione della posizione ricostruita su un piano. Un taglio selettivo sull’ampiezza del segnale, implica un allargamento della zona in prossimità dei vertici in cui non è possibile applicare l’algoritmo per ricostruire la posizione nel modo descritto nel Par. 3.3, a causa dell’assenza di uno dei segnali.

Tuttavia, nel corso delle analisi effettuate è stato applicato un taglio *offline* sull’ampiezza del segnale, richiedendo impulsi di almeno 15 mV; in questo modo, la posizione ricostruita non viene influenzata dal contributo di impulsi spuri di un pixel di *dark current* che casualmente possono verificarsi in barre che non partecipano al trigger.

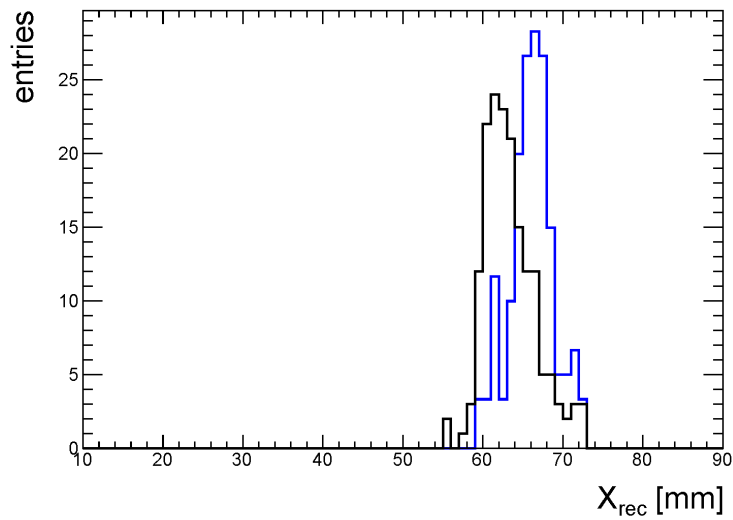


Figura 3.7: Distribuzioni delle posizioni ricostruite in un piano di barre triangolari per eventi selezionati dal trigger quadruplo 2-6-10-14 e con accese solo due barre triangolari adiacenti: la curva in blu è ottenuta spostando il modulo di 2.5 mm rispetto all'acquisizione rappresentata dalla curva nera. La risoluzione risultante è di circa 1.8 mm. La risoluzione spaziale prevista dal MC è di 1.2 mm.

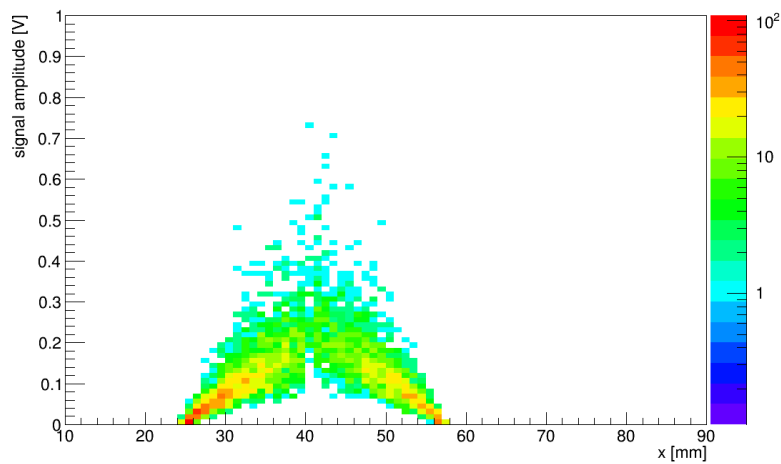


Figura 3.8: Ampiezza del segnale in funzione della posizione ricostruita in un piano con due barre triangolari adiacenti accese in quel piano. Non è stato applicato nessun taglio sull'ampiezza del segnale.

3.5.2 Ricostruzione della posizione

La posizione degli eventi selezionati con il trigger descritto nel Par. 3.5.1, è stata ricostruita in ogni piano di scintillatori triangolari; successivamente è stato eseguito un fit lineare. In fase di analisi sono state selezionate tracce con angolo di incidenza inferiore a 50 mrad.

Al fine di fornire una stima dell'efficienza di un piano, è stata fatta un'esposizione ai raggi cosmici escludendo tale piano dal trigger e sono state ricostruite le tracce utilizzando solo le informazioni degli altri tre piani. Sono stati selezionati eventi con accesi solo due canali adiacenti per ogni piano. Quindi è stato selezionato il sottocampione di eventi con segnale nel piano escluso dal trigger in entrambe le barre adiacenti. L'efficienza del piano è stata valutata come il rapporto tra il numero di eventi selezionati nel piano escluso dal trigger e il numero totale e risulta essere l'85%. Selezionando il sottocampione di eventi con segnale in almeno una delle barre nel piano escluso dal trigger si è valutata l'efficienza di singola barra di scintillatore che risulta essere circa il 92%.

In Fig. 3.9 sono mostrati i residui su un piano tra la posizione ricostruita e la posizione della traccia interpolata. I risultati per gli altri piani sono consistenti con quelli mostrati dalla Fig. 3.9: la risoluzione spaziale raggiunta risulta essere tra 1.4 mm e 1.8 mm.

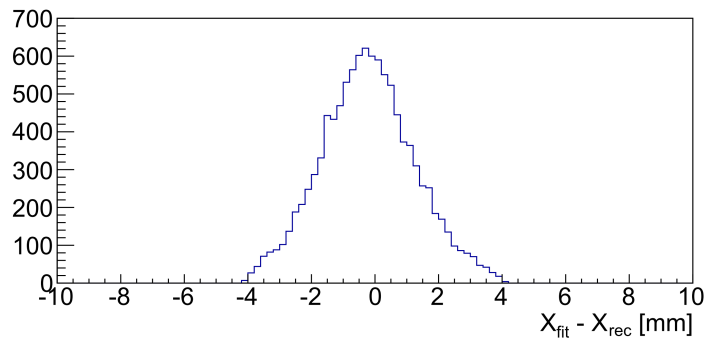


Figura 3.9: Distribuzione dei residui tra la posizione ricostruita su un piano e quella della traccia interpolata.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi mi sono occupata di alcuni aspetti relativi allo sviluppo di un tracciatore per particelle cariche, basato sull'uso di barre di scintillatore al cui interno è alloggiata una fibra WLS di 1 mm di diametro. Le fibre sono accoppiate a SiPM letti in modalità analogica. La sezione trasversa della barra, lunga circa 1m, è un triangolo isoscele di 3.3 cm di base e 1.7 cm di altezza.

La fase iniziale ha riguardato la scelta del materiale per l'accoppiamento ottico delle fibre WLS con lo scintillatore. Si è poi passati a studiare la qualità della risposta di ogni barra di scintillatore accoppiata ad un SiPM. Si è successivamente giunti alla realizzazione di un prototipo di tracciatore costituito da alcuni piani di barre opportunamente disposte. Tale apparato, fornito di un opportuno sistema di acquisizione dati, è stato esposto a raggi cosmici per verificarne la funzionalità. Questo studio ha mostrato che è possibile ottenere una risoluzione spaziale di ~ 2 mm.

A partire dai risultati ottenuti sarà realizzato, nel prossimo futuro, un prototipo di dimensioni maggiori e con un maggior numero di piani di rivelatori che sarà esposto al CERN ad un fascio di particelle cariche (muoni e pioni). Sarà investigata la possibilità di migliorare la risoluzione spaziale utilizzando sensori SiPM da 3 mm^2 accoppiati a fibre da 2 mm di diametro per aumentare la raccolta di luce. Inoltre verrà studiata la possibilità di implementare un controllo sulla temperatura del SiPM mediante l'utilizzo di celle Peltier, al fine di ridurre gli effetti dovuti alla *dark current* e limitare le variazioni del comportamento dei SiPM causate da fluttuazioni nella temperatura.

Bibliografia

- [1] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag (1987)
- [2] S. Cecchini et al, Test of scintillating bars coupled to Silicon Photomultipliers for a charged particle tracking device, in preparazione.
- [3] A. Berra, *Silicon Photomultipliers in High Energy and Space Applications*, Tesi di dottorato (2012).
- [4] P. Buzhan et al, The Advanced Study of Silicon Photomultiplier, Proc. of the 7th Int. Conf. on ICATPP-7, 15-19 Oct. 2001, Villa Olmo Como (2012) 717.
- [5] B. Dolgoshein et al, Status report on silicon photomultiplier development and its applications, Nucl. Instr. and Meth. A 563 (2006) 368.
- [6] A. Pla-Dalmau, A.D. Bross and K.L. Mellot, Low-cost extruded plastic scintillator, Nucl. Instr. Meth. A 466 (2001) 482.
- [7] Berra A. et al. , Silicon photomultipliers characterization for the EMR prototype of the MICE experiment, Nucl. Instr. and Meth. A 609 (2009) 129.
- [8] Noah E. (on behalf of AIDA WP8.5.2) at European Strategy for Neutrino Oscillation Physics, CERN (Geneva, May 2012).
- [9] Aliaga L. et al., Design, calibration and performance of the MINERvA detector, NIM A 743 (2014) 130.

BIBLIOGRAFIA

- [10] G. Balbi et al., Test and simulation of plastic scintillators strips readout by Silicon photomultipliers, JINST 9 (2014) T04004.
- [11] SensL Web Site: <http://sensl.com>
- [12] P. Eckert et al., Study of the response and photon-counting resolution of silicon photomultipliers using a generic simulation framework, JINST 7 (2012) P08011 (GosSiP).
- [13] A. Pla-Dalmau et al., Extruding Plastic scintillator at Fermilab, IEEE Nucl. Sci. Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC) (2003).
- [14] A. Dyshkant et al., Extruded scintillator for the calorimetry applications, AIP Conf. Proc. 867 (2006) 513.
- [15] A. Ivashkin et al., Scintillation ring hodoscope with WLS fiber readout, Nucl. Instrum. Meth. A 394 (1997) 321.
- [16] Saint Gobain Web Site: <http://www.crystals.saint-gobain.com/>.
- [17] S. Agostinelli et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 506 (2003) 250-303.

Ringraziamenti

Per primo fra tutti, vorrei ringraziare il Professor Gabriele Sirri per avermi permesso di svolgere questo lavoro di tesi. Grazie per avermi da subito accolta con attenzione e per tutto il tempo dedicatomi. Vorrei inoltre ringraziare Laura, che è stata un aiuto veramente prezioso e sempre presente, in lei ho trovato una persona disponibile a chiarire ogni mio piccolo dubbio o difficoltà; Michele, che con la sua allegria mi ha aiutata a non scoraggiarmi di fronte alle difficoltà; Luigi, che con pazienza e simpatia ha chiarito ogni mia curiosità di elettronica e tutte quelle persone che, come Stefano Cecchini, mi hanno accolta a braccia aperte in laboratorio, sempre pronti a strapparmi una risata.

Un ringraziamento speciale va senza dubbio a tutta la mia famiglia: alla mia dolce mamma, che è stata in tutti questi anni una guida presente, una spalla su cui piangere e la mamma migliore che potessi chiedere, benchè la fisica non rientri nelle sue arti, mi ha insegnato tutto della vita e di questo gliene sarò per sempre grata; al mia papone, che ha saputo soddisfare le mie prime curiosità scientifiche e ai miei fratelli, che in tutti questi anni mi hanno aiutata a crescere; in particolare ringrazio (sotto sua esplicita richiesta) mio fratello Francesco, senza il quale non avrei sviluppato il senso critico che mi ha aiutata a scrivere questa Tesi.

Ringrazio poi tutti gli amici che ho incontrato in questo lungo cammino universitario; in particolare Simone, che è stato un compagno di laboratorio attento e disponibile, mi ha aiutata a credere in me stessa accompagnandomi silenziosamente in questi anni e Samantha, con cui ho affrontato tante difficoltà, in lei ho trovato un'amica e una confidente, insieme, il cammino è sembrato meno ripido.

Grazie ai miei amici di sempre, con cui sono cresciuta, ho viaggiato e ho condiviso tante risate.

Ringrazio Andrea, il mio tutto; il porto sicuro, in cui sempre mi rifugio.