

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**PROTOTIPO DI UN TRACCIATORE
PER PARTICELLE CARICHE
CON RISOLUZIONE MILLIMETRICA**

Relatore:

Dott. Gabriele Sirri

Presentata da:

Vlad Fabbri

Correlatori:

Dott. Michele Pozzato

Dott. Laura Pasqualini

Anno Accademico 2015/2016

Una volta eliminato l'impossibile ciò che resta, per quanto improbabile, deve essere la verità.

Sherlock Holmes

Indice

Introduzione	5
1 Rivelatori a scintillazione e SIPM	7
1.1 Scintillatori	7
1.1.1 Scintillatori organici	8
1.1.2 Scintillatori plastici	11
1.2 Fotorivelatori al Silicio	11
1.3 Fotomoltiplicatori al Silicio	14
1.4 Sorgenti di rumore	14
1.4.1 Dark Current	14
1.4.2 Crosstalk	15
1.4.3 Afterpulse	15
1.5 Raccolta di luce	16
2 Prototipo di tracciatore	19
2.1 Introduzione	19
2.2 Descrizione dell'apparato di misura	19
2.3 Ricostruzione della posizione	21
2.4 Elettronica e Acquisizione dati	23
2.4.1 Front-end	23
2.4.2 Generazione del trigger	24
2.4.3 Acquisizione dati	27
3 Simulazione Monte Carlo	31
3.1 Introduzione	31
3.2 Simulazione di un test al fascio	31
3.3 Analisi preliminare dei dati simulati	35
4 Risultati di un test al fascio	41
4.1 Scopo del test beam	41
4.2 Descrizione della linea di fascio T9 del PS	42

4.3	Presca Dati	43
4.4	Analisi dei dati e risultati preliminari	44
	Conclusioni	51

Introduzione

Questa tesi è stata elaborata nell'ambito del progetto WA104-NESSiE R&D al CERN in cui una delle attività previste era la costruzione di uno spettrometro per la determinazione della quantità di moto e della carica di muoni, provenienti dall'interazione di fasci di neutrini, costituito da piani di rivelatore posti all'interno di un campo magnetico in aria (Air Core Magnet, ACM).

Il progetto prevedeva che la traiettoria dei muoni fosse ricostruita mediante l'utilizzo di un tracciatore, posto all'interno dell' ACM, che garantisse una precisione di 1-2 *mm*. A questo scopo è stato realizzato un primo prototipo di tracciatore, composto da 4 piani composti ciascuno da 4 barre di scintillatore a sezione triangolare, accoppiate a SiPM in modalità di lettura analogica, testato su raggi cosmici. I risultati hanno mostrato che con questa tecnica è possibile raggiungere una risoluzione di ~ 1.5 *mm*.

Per validare questo metodo su una scala più grande è stato realizzato un nuovo prototipo composto da più piani e da più scintillatori ed è stato esposto ad un fascio di particelle di vario tipo ad energie differenti presso la linea di fascio T9 del PS al CERN.

Per questo mio lavoro di tesi ho partecipato all'analisi dei dati simulati provenienti da una simulazione Monte Carlo e applicato la stessa analisi ai dati reali ottenuti tramite esposizione durante il test beam.

Nel primo capitolo sono riportati gli strumenti utilizzati per la costruzione del tracciatore; scintillatori plastici, fotomoltiplicatori al silicio e la fibra WLS. Nel secondo capitolo è descritto il tracciatore e il modo in cui questo acquisisce i dati. Nel terzo capitolo è presentata la simulazione Monte Carlo usata per ottenere la risposta del tracciatore al passaggio di particelle e l'analisi fatta sui dati ottenuti da questa simulazione. Nel quarto e ultimo capitolo è descritto il test con fasci di particelle a cui il tracciatore è stato esposto e un'analisi preliminare dei dati raccolti.

Capitolo 1

Rivelatori a scintillazione e SIPM

1.1 Scintillatori

Gli scintillatori sono tra i rivelatori di particelle piú diffusi e ampiamente utilizzati in fisica nucleare e subnucleare [1]. Alla base del funzionamento di questi dispositivi vi é il fenomeno della luminescenza, che consiste nella capacità di alcuni materiali di emettere energia sotto forma di luce visibile nel caso in cui vengano colpiti da alcuni tipi di radiazione. Quando gli scintillatori sono associati a dispositivi di amplificazione, quali possono essere i fotomoltiplicatori, è possibile convertire l'energia emessa sotto forma di luce in segnali elettrici in modo tale da poter ricavare informazioni sulla radiazione incidente utilizzando dei sistemi di acquisizione elettronica. Se l'emissione di luce da parte di questo tipo di materiali avviene subito dopo l'assorbimento, o piú precisamente in un intervallo di tempo di circa 10^{-8} s il processo viene chiamato *fluorescenza*; se la riemissione è ritardata il processo é invece denominato *fosforescenza* o *afterglow*.

L'evoluzione temporale del fenomeno della luminescenza è mostrata in Fig. 1.1 e 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_f e τ_s sono costanti di decadimento denominate rispettivamente lenta e veloce, mentre A e B sono ampiezze caratteristiche che dipendono dal tipo di materiale; in generale risulta predominante l'ampiezza della componente veloce.

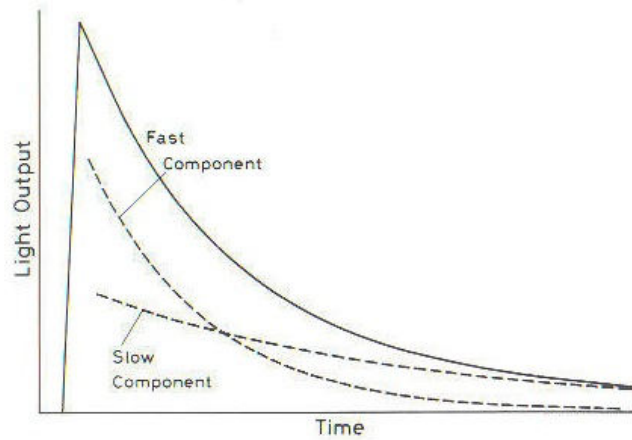


Figura 1.1: Andamento temporale dell'intensità della luce emessa da un materiale scintillante per la componente veloce, lenta, e la loro somma.

Nonostante esistano numerosi tipi di materiali scintillanti, non tutti possono essere usati come rivelatori; infatti affinché risultino buoni scintillatori devono avere una serie di caratteristiche:

- alta efficienza di conversione dell'energia, cioè una buona capacità di convertire l'energia rilasciata in fotoni di scintillazione;
- trasparenza alla lunghezza d'onda della radiazione emessa per fluorescenza, in maniera tale da permettere la trasmissione di luce;
- una piccola costante di decadimento;
- emissione di luce in un range spettrale compatibile con i fotomoltiplicatori associati.

Gli scintillatori, a seconda del materiale scintillante usato, si dividono in organici e inorganici. Nei paragrafi successivi verranno elencate e descritte le caratteristiche principali degli scintillatori organici.

1.1.1 Scintillatori organici

La caratteristica principale degli scintillatori organici consiste nell'avere un tempo di decadimento molto breve dell'ordine di pochi ns o meno.

La luce di scintillazione in questo tipo di materiale è provocata dalla transizione di elettroni liberi di valenza che, non essendo associati a nessun particolare atomo all'interno della molecola, occupano l'orbitale che è chiamato π . Un diagramma delle energie tipiche di questi orbitali è mostrato

in Fig. 1.2 dove si possono vedere i diversi stati di singoletto e tripletto di spin. Lo stato fondamentale è uno stato di singoletto denominato S_0 . Sopra questo livello ci sono gli stati eccitati di singoletto (S^* , S^{**} , S^{***} ,) e il più basso stato di tripletto (T_0) con i suoi livelli eccitati (T^* , T^{**} , T^{***} ,). Associato ad ogni livello elettronico vi è anche una struttura fine che corrisponde agli stati vibrazionali della molecola. La differenza energetica tra i livelli elettronici è dell'ordine di alcuni eV mentre quella tra i livelli vibrazionali è di circa alcuni decimi di eV . L'energia ionizzante proveniente dalla radiazione incidente eccita sia gli stati elettronici che quelli vibrazionali. Il singoletto eccitato decade generalmente immediatamente nello stato S^* senza che vi sia una radiazione emessa; questo processo è chiamato degradazione interna. Dal livello energetico S^* , solitamente, vi è una grande probabilità che ci sia un processo di decadimento radiativo in uno degli stati vibrazionali del livello energetico fondamentale in un tempo molto breve (nell'ordine di pochi ns). Il fotone emesso quando lo stato S^* decade in uno degli stati vibrazionali S_0 ha energia minore rispetto a quella richiesta per la transizione dallo stato S_0 a quello S^* ; ciò implica che il fotone non riesce ad eccitare le altre molecole dello scintillatore ed è per questo che i materiali scintillanti organici risultano essere trasparenti alla propria radiazione.

Per lo stato eccitato di tripletto avviene un processo di degradazione interna che porta il sistema al più basso stato di tripletto T_0 , senza che vi sia alcuna emissione. Le transizioni dirette dallo stato T_0 allo stato S_0 sono energeticamente possibili ma ampiamente vietate dalle regole di selezione. Lo stato T_0 decade principalmente interagendo con un'altra molecola che si trova nello stato T_0 :



lasciando una delle due molecole interagenti nello stato S^* . È poi emessa radiazione di scintillazione dallo stato S^* nel modo sopra descritto; questa radiazione compare dopo un ritardo di tempo caratteristico dell'interazione fra le molecole eccitate ed è la componente lenta della luce di scintillazione.

La risposta all'energia di eccitazione negli scintillatori organici non è perfettamente lineare in quanto, non dipende solo dall'energia, ma anche dal tipo di particelle e dalla loro ionizzazione specifica; in questi materiali la non-linearità risulta essere rilevante per elettroni ad energie inferiori ai 125 keV .

Il primo modello efficace nella descrizione di questo tipo di comportamento è stato fornito da Birks, secondo cui la non linearità è dovuta alle interazioni fra le molecole eccitate che sono create durante il percorso della particella incidente. Queste interazioni tolgono energia che altrimenti sarebbe

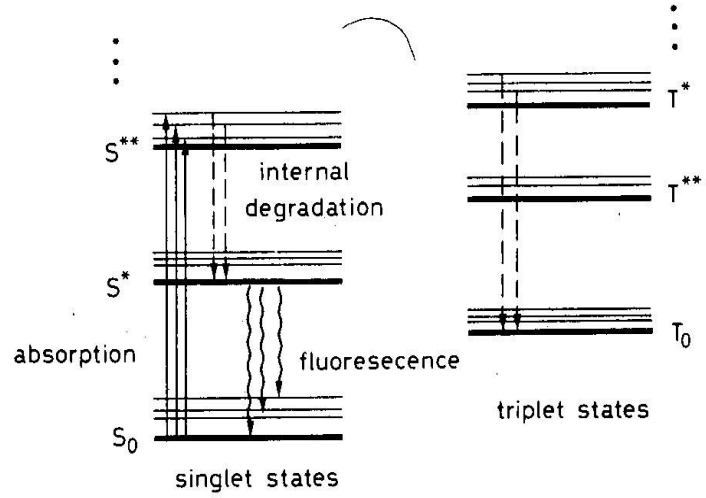


Figura 1.2: Livelli energetici in molecole di scintillatori organici

destinata al fenomeno della luminescenza. In questo modello, la luce emessa per unità di lunghezza è correlata all'energia dalla seguente equazione:

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

dove A è l'efficienza assoluta di scintillazione e kB è un parametro che mette in relazione la densità dei centri ionizzanti a dE/dx . Nonostante questa formula sia molto usata, alcune deviazioni hanno reso necessaria l'introduzione di termini di ordine superiore come è mostrato nella Eq. 1.4

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

In ogni caso, nel limite di piccoli $\frac{dE}{dx}$, il comportamento si riduce ad una relazione lineare del tipo:

$$\frac{dL}{dx} \simeq \frac{dE}{dx} \quad (1.5)$$

ed è osservata sperimentalmente. Per grandi valori di $\frac{dE}{dx}$ le formule sono discordanti; nel caso della formula di Birks si prevede un effetto di saturazione

$$\frac{dL}{dx} \simeq \frac{A}{kB} \quad (1.6)$$

il quale, se integrato su tutto il percorso, porta ad una fluorescenza proporzionale al cammino della particella nello scintillatore. Comunque sperimentalmente si è notato che tutte queste formule sono incomplete in quanto $\frac{dL}{dx}$, oltre che da $\frac{dE}{dx}$, dipende anche dal tipo di particella.

1.1.2 Scintillatori plastici

I materiali scintillanti possono essere in forma di cristalli puri o di miscele di uno o di più composti in soluzioni liquide e solide. Nella fisica nucleare e delle particelle tra gli scintillatori organici più utilizzati vi sono quelli plastici, in cui il solvente è un materiale plastico solido.

Gli scintillatori plastici presentano un segnale molto rapido con costante di decadimento di circa 2-3 ns; proprio a causa di questo rapido decadimento il tempo di salita del segnale non è più trascurabile come avevamo assunto nel Par. 1.1. Il modo migliore per descrivere matematicamente questo fenomeno consiste nell'utilizzo della formula di *Bengston e Moszynsky*:

$$N(t) = N_0 f(\sigma, t) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (1.7)$$

Uno dei vantaggi principali degli scintillatori plastici consiste nella loro flessibilità; proprio per questa loro caratteristica possono essere modellati in forme di diverse dimensioni.

1.2 Fotorivelatori al Silicio

I fotorivelatori al silicio sono dispositivi in grado di convertire segnali ottici in segnali elettrici [2]. Questo tipo di dispositivi è realizzato accoppiando due semiconduttori: uno del tipo *p*, cioè con una maggioranza di portatori di carica positiva o lacune e uno del tipo *n*, con una maggioranza di portatori di carica negativa o elettroni. Così facendo si ottiene quella che è chiamata giunzione *p - n*. Nel momento in cui la giunzione è formata, il gradiente di concentrazione di portatori di carica provoca la diffusione di elettroni dalla zona drogata *n* alla zona drogata *p* e di lacune da quella *p* a quella *n*; questa corrente di portatori di carica da una zona all'altra fa sì che alcuni ioni del reticolo rimangano disaccoppiati. Ciò provoca la creazione di due zone elettricamente cariche vicino alla giunzione e di un campo elettrico, di direzione opposta a quella con cui si muovono i portatori di carica, che rallenta la diffusione stessa. Se non è applicata alcuna polarizzazione esterna, si raggiunge una condizione di equilibrio: nei pressi della giunzione tutti i portatori di carica maggioritari della zona *p* si sono ricombinati con quelli

della zona n creando una regione carica spazialmente chiamata *depletion region*, la cui larghezza W all'equilibrio termico dipende solo dal drogaggio del semiconduttore.

Nel momento in cui è applicata una polarizzazione esterna alla giunzione, il sistema non si trova più in una condizione di equilibrio e la depletion region è modificata. Si possono avere due tipi diversi di polarizzazione:

- polarizzazione diretta: è applicata una tensione positiva alla zona p della giunzione e una tensione negativa alla zona n ;
- polarizzazione inversa: è applicata una tensione negativa alla zona p della giunzione e una tensione positiva alla zona n .

Nella configurazione di polarizzazione inversa aumenta il potenziale elettrostatico, allargando la larghezza della *depletion region*; in teoria, quindi, la corrente dovrebbe risultare uguale a zero in quanto nessun portatore di carica può attraversare questa regione. In realtà nella *depletion region*, a causa di eccitazioni termiche, sono create continuamente coppie elettrone-lacuna che danno luogo ad una corrente generata dal moto di portatori di carica attraverso la giunzione $p - n$; questa è la cosiddetta *corrente di saturazione inversa*, la quale aumenta al crescere della temperatura. Questa corrente rimane pressoché costante fino a quando è applicata una tensione di polarizzazione inversa sufficientemente grande da fornire ai portatori di carica energia (e^-) cinetica necessaria per creare un'altra coppia elettrone-lacuna prima della loro raccolta sugli elettrodi, innescando un vero e proprio processo a valanga; quando ciò accade, la corrente di saturazione inversa aumenta rapidamente, e se si aumenta ulteriormente la polarizzazione inversa, o non si limita la corrente, può sopraggiungere la rottura del dispositivo. La tensione per cui si ha l'inizio di questo fenomeno di moltiplicazione è chiamata *tensione di breakdown* ($V_{breakdown}$).

Un'altra causa della creazione di coppie elettrone-lacuna nella *depletion region*, oltre all'eccitazione termica, può essere l'assorbimento di particelle cariche o di fotoni; proprio per questa loro peculiare caratteristica le giunzioni $p - n$ polarizzate inversamente sono utilizzate come rivelatori di luce.

Fra i fotorivelatori più semplici ci sono i fotodiodi, diodi a semiconduttore in cui la giunzione $p - n$ è drogata asimmetricamente; la zona p , infatti, risulta essere molto più drogata della zona n . Esistono diversi tipi di fotodiodi utilizzati a seconda della loro applicazione. Un tipologia di fotodiodi molto importante è quella dei fotodiodi a valanga (Avalanche PhotoDiodes, APDs); questi sono particolari diodi a giunzione $p - n$ polarizzati inversamente che lavorano vicino alla tensione di breakdown, in regime di moltiplicazione di

carica, caratterizzati da una struttura asimmetrica a 4 zone come mostrato in Fig. 1.3):

- una zona $p+$ fortemente drogata con accettori;
- una zona intrinseca di semiconduttore che, come nel caso dei diodi PIN, serve a tenere pressoché costante il campo elettrico, ad aumentare l'efficienza quantica e a diminuire la capacità di giunzione;
- una zona p che però presenta una concentrazione di accettori inferiore alla prima;
- una zona $n+$ fortemente drogata con atomi donatori.

La terza zona è quella maggiormente caratterizzante questo tipo di diodi; è qui che le cariche primarie prodotte per effetto conduttivo nella zona intrinseca generano delle cariche secondarie, determinando l'effetto moltiplicativo a valanga.

I parametri indicativi degli APD sono: il *random multiplier factor* o *guadagno*, che rappresenta il numero di coppie elettroni-lacune generate per ciascuna coppia primaria e il *noise factor* o *rumore*.

Il guadagno di un fotodiode a valanga cresce con l'aumentare della polarizzazione inversa fino a raggiungere il valore di $10^2 - 10^3$. Per raggiungere guadagni più elevati bisogna operare a tensioni maggiori a quelle di *breakdown*; per evitare danneggiamenti dello strumento si è soliti usare tecniche di contenimento della valanga dette di *quenching*, in modo da poter aumentare la tensione. Un APD che lavora in questo modo *Geiger Mode* può raggiungere guadagni compresi tra $10^4 - 10^7$.

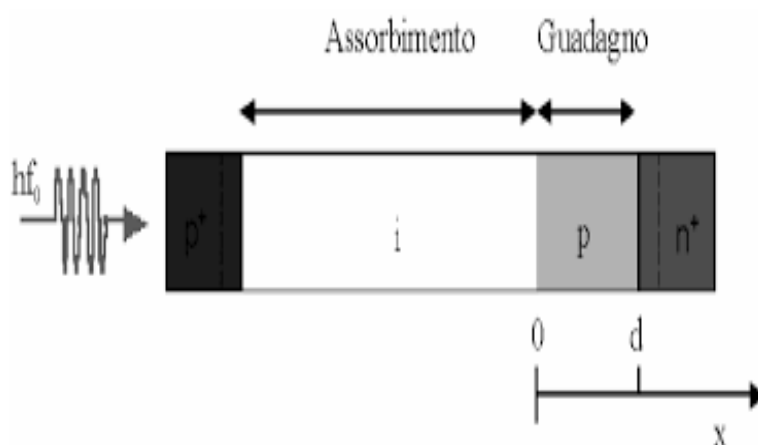


Figura 1.3: Struttura a zone di un fotodiode a valanga.

1.3 Fotomoltiplicatori al Silicio

I Fotomoltiplicatori al Silicio (*Silicon Photomultipliers, SiPM*) sono dispositivi multipixel ottimi per la lettura e l'amplificazione di segnali luminosi emessi da materiali scintillanti. Essi sono formati da una matrice di fotodiodi a valanga, che occupa un'area di qualche mm^2 ; questi fotodiodi sono disposti in parallelo su un comune substrato di silicio, in cui ciascun pixel (singolo fotodiodo della matrice la cui dimensione può variare da circa da 10 a 50 μm) opera ad una tensione maggiore rispetto a quella di *breakdown* di circa il 10 – 20%. Ciascun portatore di carica generato o termicamente, o in seguito al passaggio di fotoni, genera una scarica di tipo Geiger [3] [4] [5] [6] [7]. Quest'ultima è interrotta nel caso in cui la tensione scenda sotto il valore di *breakdown* attraverso una resistenza R posta in serie a ciascun fotodiodo. Tutti i pixels, che operano come micro-contatori Geiger di fotoni, sono collegati insieme e quindi il segnale di uscita è la somma dei segnali dei singoli pixel accesi.

In questa tipologia di dispositivi l'efficienza nel rilevare fotoni (*photon detector efficiency, PDE*), dipende da diversi fattori: l'efficienza geometrica ϵ_{geom} , cioè la frazione di area del SiPM occupata da pixel attivi, la probabilità di un fotoelettrone di creare una scarica Geiger e il tempo di ripristino dei pixel (*recovery time*). Considerando tutto ciò, l'efficienza è definita dalla seguente equazione:

$$PDE = QE \times \frac{A_{pixels}}{A_{total}} \times \epsilon_g \quad (1.8)$$

dove QE è l'efficienza quantica, ossia il rapporto tra i fotoni che colpiscono l'area sensibile del rivelatore creando una coppia elettrone-lacuna e il totale dei fotoni incidenti, $\frac{A_{pixels}}{A_{total}}$ è l'efficienza geometrica ed ϵ_f è la probabilità che ha un portatore di carica, creato in un pixel attivo, di generare una scarica Geiger.

Il guadagno di un SiPM è solitamente dell'ordine di circa 10^6 elettroni per singolo fotoelettrone prodotto.

1.4 Sorgenti di rumore

1.4.1 Dark Current

La principale sorgente di rumore che limita la risoluzione dei dispositivi è data dalla corrente al buio (*dark current*). Questa corrente spuria, presente anche in assenza di radiazione incidente, è causata dalla presenza di portatori di carica nella depletion region. Questi portatori possono dare luogo ad un

effetto di moltiplicazione a valanga, per cui si osserva un segnale elettrico in uscita. Essendo un fenomeno derivante dall'agitazione termica, oltre che dalla tensione applicata, il rate di *dark current* dipende dalla temperatura; questo fatto è descritto dalla Eq.1.9, in cui è riportata la probabilità di produzione termica di una coppia elettrone-lacuna:

$$P(T) = CT^{3/2}\exp(-(E_g/2k_B T)) \quad (1.9)$$

dove T è la temperatura assoluta, E_g è l'energia della banda proibita, k_B è la costante di Boltzmann e C una costante. Mentre per misure di ampi segnali questo fenomeno può essere considerato irrilevante, nel caso di rivelazioni di piccoli segnali provoca limitazioni nel funzionamento dei SiPM anche a temperature ambiente. Per questo motivo è importante conoscere l'andamento della dark current, essendo la principale fonte di rumore, in modo da scegliere i parametri più adatti con cui lavorare. Ad esempio, si può ridurre il contributo di segnali di dark current, scegliendo un'opportuna soglia di discriminazione del segnale elettrico generato dal SiPM.

1.4.2 Crosstalk

I pixel del fotomoltiplicatore sono costruiti in maniera tale da operare singolarmente o in maniera indipendente l'uno dall'altro. Come descritto nel Par. 1.3, il segnale di uscita da questo dispositivo è dato dalla somma dei segnali provenienti da ciascun fotodiodo colpito da una radiazione incidente. Può capitare però che i pixel interagiscano fra di loro attraverso un fenomeno che è chiamato *Crosstalk ottico* [8]; quest'ultimo è dovuto a elettroni emessi durante una scarica Geiger in un fotodiodo, che, riuscendo a raggiungere un altro pixel, innescano un effetto di moltiplicazione a valanga proprio come se il pixel fosse stato colpito da un fotone incidente dall'esterno.

Per evitare che il *Crosstalk* alteri il corretto funzionamento del fotomoltiplicatore si possono prendere diverse contromisure; la più efficace consiste nel diminuire la polarizzazione, in modo tale da ridurre la probabilità che si innescino reazioni a valanga.

1.4.3 Afterpulse

Durante la moltiplicazione a valanga può capitare che i portatori di carica rimangano intrappolati in piccoli difetti della struttura reticolare del Silicio; questi, rilasciati in un secondo momento, possono dare vita a un secondo effetto a valanga, ritardato rispetto al primo, che contribuisce a diminuire la risoluzione nel conteggio dei fotoni. Tale fenomeno prende nome di

afterpulse, e la probabilità che avvenga aumenta al crescere della tensione di polarizzazione; tanto più è grande quest'ultima, tanta più carica scorre nel diodo, maggiore è la possibilità che si abbia questo tipo di effetto elettronico.

1.5 Raccolta di luce

Per costruire un rivelatore funzionale bisogna fare in modo di raccogliere quanti più fotoni emessi dal materiale scintillante e di trasportarli efficientemente al fotomoltiplicatore; bisogna quindi trovare una maniera valida per accoppiare gli scintillatori e i SiPM.

La perdita di luce da parte del materiale scintillante può avvenire per due principali motivi:

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

Di questi, il secondo è trascurabile in casi di rivelatori di piccole dimensioni, come ad esempio quello descritto nel Cap.2 .

La perdita di luce di gran lunga più importante si ha a causa della trasmissione attraverso i confini dello scintillatore. Solo una frazione della luce emessa dallo scintillatore raggiunge direttamente la superficie del SiPM; la parte restante viaggia verso i confini dello scintillatore dove, a seconda dell'angolo di incidenza, è riflessa parzialmente o totalmente. Se la luce incide contro le pareti del materiale scintillante con un angolo maggiore dell'angolo di Brewster ϑ_B , questa è riflessa totalmente; se invece l'angolo di incidenza è minore di quello di Brewster si ha una riflessione parziale. Una prima e più semplice soluzione per aumentare la raccolta di luce sul SiPM può essere quella di trattare le superfici con materiali riflettenti in modo da indirizzare la luce trasmessa verso il fotomoltiplicatore. Nel momento in cui, però, il numero di riflessioni diventa troppo elevato, questo metodo diventa inefficace in quanto si ha una degradazione troppo consistente del segnale.

Le superfici riflettenti possono essere o di tipo speculare o di tipo diffusivo; nel primo caso si ha che l'angolo di incidenza è uguale a quello di riflessione (hanno un comportamento analogo a quello degli specchi), nel secondo caso l'angolo di incidenza è essenzialmente indipendente da quello di riflessione [1]. Alcuni studi hanno dimostrato nel caso di scintillatori plastici si può facilitare la riflessione interna verniciando le pareti del materiale plastico, ad esempio con vernice al diossido di Titanio.

L'accoppiamento tra lo scintillatore e il fotomoltiplicatore deve essere effettuato in maniera tale da permettere la massima trasmissione di luce. In

molti esperimenti, o per ragioni di spazio, o per la presenza di campi magnetici, o per altri motivi è impossibile o non consigliabile accoppiare direttamente i fotomoltiplicatori allo scintillatore; in questo caso la luce prodotta dai materiali scintillanti è condotta a dispositivi di fotomoltiplicazione attraverso guide di luce, tubi di plexiglass di qualità ottica molto elevata. Il funzionamento di queste si basa sul principio della riflessione: la luce entrante in un'estremità è guidata attraverso riflessioni interne alla fibra verso il fotomoltiplicatore. Le pareti delle guide di luce sono solitamente dipinte; ovviamente solo la frazione di luce con un angolo di incidenza maggiore di ϑ_B potrà essere così trasferita.

Per migliorare ulteriormente l'accoppiamento scintillatore-fotomoltiplicatore si possono usare guide di luce costituite da un particolare tipo di materiale, chiamato *wavelength shifter* (WLS), la cui caratteristica principale consiste nell'assorbire radiazione elettromagnetica e riemetterla ad una frequenza minore. Per aumentare la produzione di luce, l'estremità della fibra WLS non collegata al fotomoltiplicatore è coperta con dell'Alluminio per renderla riflettente.

Capitolo 2

Prototipo di tracciatore

2.1 Introduzione

In questo capitolo è descritto un'apparato sperimentale utilizzato come prototipo di un tracciatore per la ricostruzione della traiettoria di particelle cariche. Le caratteristiche principali che maggiormente caratterizzano questo tracciatore sono: il profilo triangolare delle barre di scintillatore da cui è composto e l'utilizzo dei SiPM in modalità di lettura analogica. Questo particolare profilo delle barre, nel momento in cui il segnale è acquisito in modalità analogica, permette di ricostruire la posizione di particelle incidenti, sfruttando la condivisione di carica tra barre adiacenti, come descritto ne Par. 2.3

I SiPM sono stati scelti in quanto sono ottimi candidati a sostituire i tubi fotomoltiplicatori in molte condizioni sperimentali e risultano una scelta molto conveniente nella progettazione di un dispositivo di tracciamento da inserire, per esempio, all'interno di un volume magnetizzato [9]. Oltre a questo i SiPM hanno altre proprietà, fra cui:

- rivelazione di singolo fotone;
- dimensioni ridotte;
- basso consumo di energia;
- possibilità di lavorare in campo magnetico.

2.2 Descrizione dell'apparato di misura

Le barre utilizzate per la costruzione del tracciatore di particelle sono barre di scintillatore estruse, prodotte dal FNAL a sezione triangolare [10] [11] [12],

lunghe 30 cm con un'altezza di $(1.7 \pm 0.05)\text{ cm}$ e una base di $(3.0 \pm 0.05)\text{ cm}$. In ciascuna di queste barre vi è un foro di diametro $(2.6 \pm 0.2)\text{ mm}$, al cui interno è stata inserita una fibra *WaveLengthShifter* Kurary Y11 di 2 mm di diametro [13], come mostrato in Fig. 2.1, per la raccolta e il trasporto di luce di scintillazione al SiPM. La superficie laterale degli scintillatori è dipinta utilizzando la vernice bianca EJ-510 TiO_2 Eljen per favorire la riflessione interna.

Le barre sono state assemblate in 5 moduli composti da due 2 piani ciascuno; ogni piano è formato da 16 barre di scintillatori adiacenti per un totale di 160 canali; la direzione delle barre di un piano è perpendicolare alla direzione delle barre dell'altro piano che fa parte dello stesso modulo. Il modulo in cui sono riposti i piani consiste in una scatola di policarbonato con le pareti di spessore pari a 0.4 cm . Questi moduli sono stati posizionati a 25 cm di

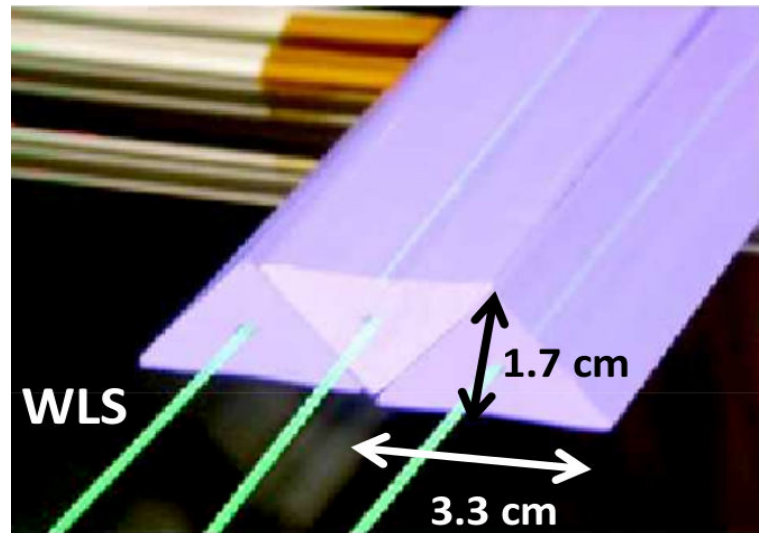


Figura 2.1: Disposizione delle barre di scintillatori; si può notare la fibra *WLS* all'interno di ciascuna barra.

distanza l'uno dall'altro e montati su una struttura mobile, rappresentata in Fig. 2.2, alta 180 cm e occupante un'area di $140 \times 130\text{ cm}^2$. Il tracciatore, quindi, può essere posto a distanze ed angoli differenti rispetto al fascio di particelle, permettendo l'esposizione in diverse configurazioni.

Ogni barra del tracciatore è accoppiata ad un SiPM di 3 mm^2 SenSL 30035 MicroFC [14], attraverso la fibra *WaveLengthShifter*. La luce prodotta dal materiale scintillante è trasmessa al SiPM, che è situato ad una delle due estremità della barra; sull'altro capo dello scintillatore, per massimizzare la raccolta di luce, è stato inserito invece uno specchio riflettente composto da un foglio di alluminio. Per facilitare e rendere più efficiente l'accoppiamento

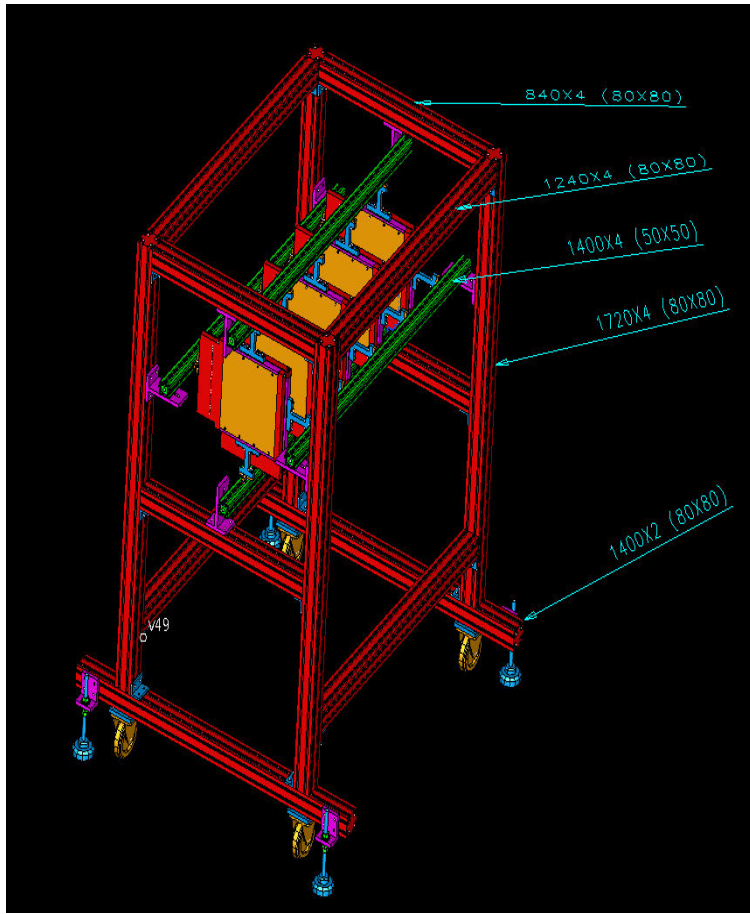


Figura 2.2: Rappresentazione schematica del prototipo di tracciatore.

meccanico tra il *WLS* e il fotomoltiplicatore si è realizzato un connettore ad hoc utilizzando la stampante 3D presso l'officina meccanica dell'INFN di Bologna.

2.3 Ricostruzione della posizione

La ricostruzione della posizione di una particella incidente un piano del tracciatore è stata effettuata confrontando l'ampiezza del segnale fra canali adiacenti. Il principio che sta alla base dell'algoritmo utilizzato è mostrato in Fig. 2.3 può essere spiegato con la seguente formula:

$$X_{rec} = \frac{(X_1 \cdot E_1) + (X_2 \cdot E_2)}{E_1 + E_2} \quad (2.1)$$

dove le X_i rappresentano le posizioni nominali delle fibre WLS di ciascuna barra triangolare ed E_i l'energia depositata dalla particella su ciascun scintillatore.

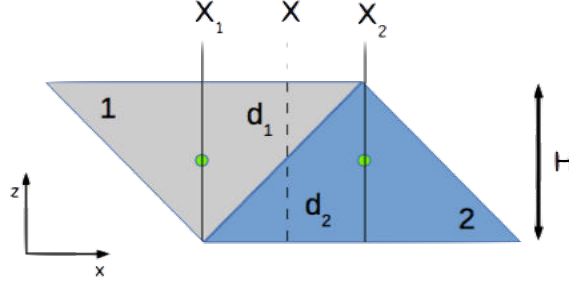


Figura 2.3: Principio utilizzato per la ricostruzione della posizione della coordinata X di una particella incidente un piano del tracciatore. X_1 e X_2 sono le posizioni nominali delle barre (in questo caso della fibra WLS posta all'interno degli scintillatori).

Assumendo che l'altezza dell'impulso di ogni singolo canale sia proporzionale alla distanza d_i percorsa da una particella all'interno della barra, che a sua volta è proporzionale all'energia depositata E_i e che si abbia $d_1 + d_2 = H$, la posizione della particella incidente lungo la direzione X può essere calcolata come:

$$X_{rec} = \frac{(X_1 \cdot w_1) + (X_2 \cdot w_2)}{w_1 + w_2} \quad (2.2)$$

A causa della diversa risposta delle barre scintillanti e del diverso accoppiamento fibra-SiPM, il coefficiente di proporzionalità tra l'energia depositata E_i e l'altezza dell'impulso w_i può variare da barra a barra. Questo può introdurre un errore e compromettere la ricostruzione della traccia; è opportuno, quindi, misurare e applicare dei coefficienti di calibrazione, in maniera tale da uniformare l'altezza dell'impulso tra barre adiacenti. A tale scopo tutti i canali del tracciatore sono stati calibrati mediante una sorgente laser in modo da ricavare dei fattori di calibrazione con cui equalizzare la risposta delle barre. Questa tecnica può anche essere utilizzata per la ricostruzione delle coordinate Y e Z .

Come visto nel Par. 2.2, il tracciatore è composto da 5 moduli contenenti 2 piani ciascuno. Ciascun modulo contiene una coppia di piani da 16 canali disposti ortogonalmente per permettere di ricostruire la traiettoria di una particella sia sulla vista XZ che su quella YZ .

2.4 Elettronica e Acquisizione dati

2.4.1 Front-end

La lettura dei segnali dai SiPM è stata effettuata mediante un chip EASIROC (Extended Analogue SI-pm ReadOut Chip) prodotto dalla Omega [15]. Si tratta di un front end ASIC a 32 canali dedicato all'amplificazione e alla misura di carica raccolta nei SiPM.

EASIROC è integrato su una scheda PCB che permette di accedere al chip e sulla quale è presente una FPGA (Field Programmable Gate Array) in cui si possono programmare diverse logiche di trigger. La PCB è stata sviluppata dal laboratorio di elettronica dell'INFN di Bologna a partire dallo schema di una scheda di valutazione prodotto dalla Omega. La scheda dispone di 32 ingressi per collegare i SiPM ad EASIROC.

Per acquisire i segnali di tutti i canali del tracciatore, sono stati utilizzati in totale 5 chip EASIROC, uno per ogni modulo. A ciascun chip sono stati collegati i 32 SiPM relativi ad una coppia di piani XY di un modulo: i SiPM delle barre nei piani per la ricostruzione della coordinata Y sono stati collegati ai primi 16 canali di EASIROC mentre quelli relativi alla direzione X sono stati collegati ai successivi 16 canali di EASIROC.

In Fig. 2.5 è mostrato lo schema di un canale di acquisizione di EASIROC. Il segnale analogico di ciascun SiPM connesso ad un canale di EASIROC è prima amplificato da due preamplificatori rispettivamente a basso e ad alto guadagno. Il segnale amplificato passa poi attraverso uno *Slow Shaper* che integra il segnale fornendo una misura di carica e in seguito un circuito di Track&Hold salva il valore dell'ampiezza del segnale in corrispondenza del picco (Fig. 2.4) per ciascuno dei 32 canali di EASIROC.

L'uscita di ciascun canale è multiplata su una linea comune fornendo così un unico segnale contenente una sequenza di livelli di ampiezza del segnale per tutti i 32 canali di EASIROC (in questo segnale la durata di ciascun canale è di 300 ns). Questo segnale è disponibile sia ad alto sia a basso guadagno (*High e Low Gain Multiplexed Output*). Inoltre sono generati 32 segnali di trigger su uscite parallele. In questo caso il segnale analogico in uscita dai preamplificatori attraverso un *Fast Shaper* ed è poi discriminato. In questo modo sono generati i 32 segnali di trigger in uscita dal chip.

Sulla scheda sono presenti dei connettori LEMO per prelevare i diversi segnali TTL dei trigger generati dalla FPGA, i segnali analogici dei 32 SiPM e i segnali *High e Low Gain Multiplexed Output*. In particolare, i segnali di trigger disponibili in uscita dalla FPGA sono un OR dei primi 16 canali (OR 16 Low), un OR dei successivi 16 canali (OR 16 High), l'AND tra questi due ed un segnale chiamato RSTB_READ che è generato in corrispondenza del

Track&Hold. Inoltre, è presente un connettore LEMO di Input (HOLDB) tramite cui poter mandare ad EASIROC un segnale di Track&Hold generato esternamente.

Accedendo alla scheda mediante collegamento USB e utilizzando un'applicazione LabView è possibile comunicare sia con il chip EASIROC sia con la FPGA. Ad esempio, l'applicazione consente di inviare dei comandi al chip per impostare una soglia comune ai 32 segnali di trigger, abilitare o disabilitare i canali, impostare diversi valori della capacità del preamplificatore in modo da regolare l'amplificazione del segnale. Inoltre, permette di comunicare direttamente con la FPGA in modo da selezionare come Track&Hold un segnale in ingresso al connettore HOLDB generato esternamente.

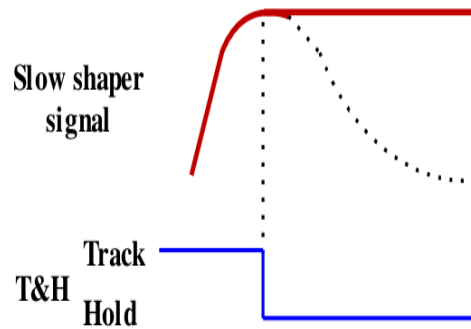


Figura 2.4: Principio di funzionamento della lettura e del salvataggio del segnale integrato di un SiPM.

2.4.2 Generazione del trigger

Il segnale di Track&Hold è generato esternamente secondo lo schema mostrato in Fig. 2.6. Da ciascuna scheda di front-end è stato preso il segnale TTL di trigger ((OR 16 Low) AND (OR 16 High)) e mandato ad un modulo di logica CAEN V976; in questo modo si selezionano eventi con un segnale sopra soglia in almeno un canale di ciascun piano del tracciatore. I segnali di trigger dalla coppia di piani 1 e 5 sono stati inviati ad un'unità del modulo per fare una coincidenza tra i due, mentre i segnali di trigger dalle coppie di piani 2, 3 e 4 sono stati mandati in coincidenza in una seconda unità dello stesso modulo.

Durante i test sperimentali descritti nel Par. 4.3 è stato installato un sistema di trigger esterno formato da due coppie di scintillatore (*fingers*), una posta davanti al tracciatore e una posta dietro, in modo da selezionare

tracce che attraversano una zona del tracciatore pari a $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Gli scintillatori sono stati letti da tubi fotomoltiplicatori i cui segnali sono stati prima discriminati con una soglia pari a 130 mV e poi messi in coincidenza tra loro.

Le uscite delle coincidenze tra le coppie di piani XY e tra gli scintillatori esterni sono state mandate in OR tra loro ad un'altra unità del modulo di coincidenza CAEN V976. Un segnale di "enable" dalla sala di controllo permetteva di selezionare una sola di queste coincidenze, disabilitando le altre. Per formare il segnale di Track&Hold, è stata presa l'uscita NIM dal

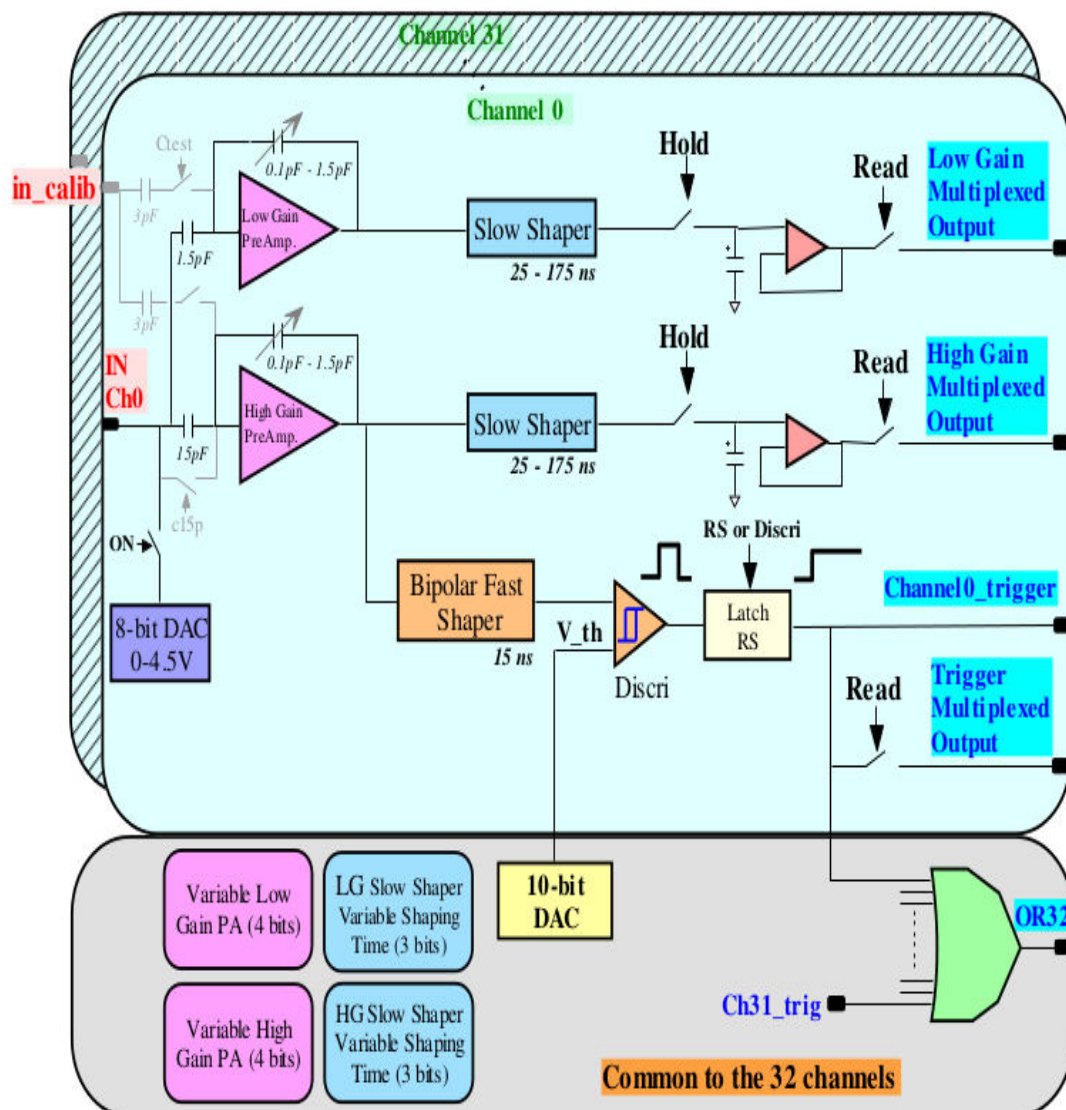


Figura 2.5: Schema di un canale di acquisizione del chip EASIROC.

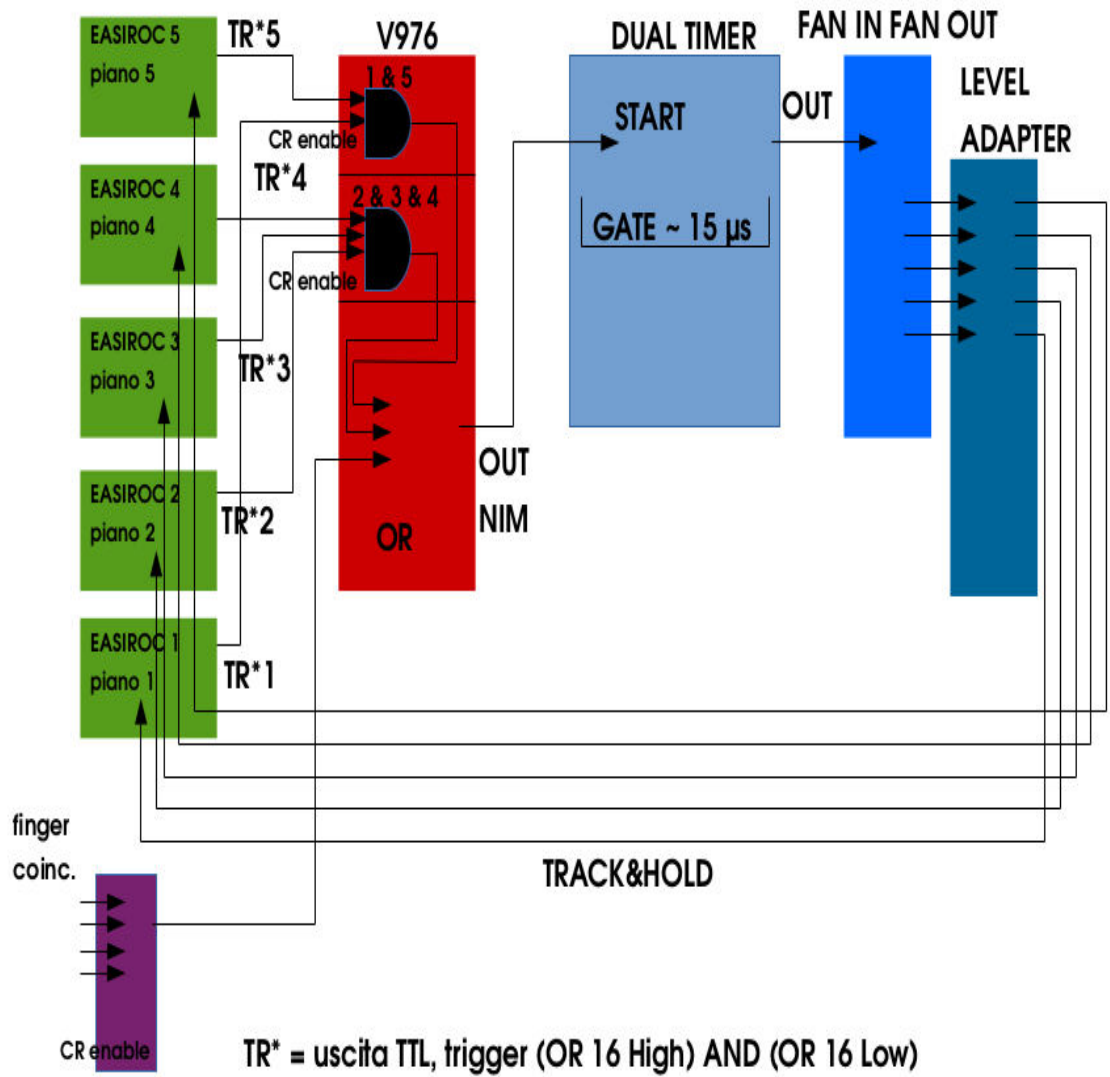


Figura 2.6: Schema della catena di trigger per la generazione del segnale Track&Hold.

modulo V976 ed è stata inviata allo START di una modulo di Timing per generare un GATE largo $\sim 15 \mu s$. Lo stesso segnale di Track&Hold deve essere inviato quindi ai connettori HOLDB delle 5 schede. Per far questo l'uscita NIM dalla DUAL TIMER è prima mandata ad un FAN IN FAN OUT, in modo da avere in uscita 5 segnali identici. Poiché il connettore LEMO HOLDB della scheda può prendere in ingresso solo segnali TTL, i 5 segnali NIM del Track&Hold sono stati inviati ad un modulo Level Adapter che converte i segnali NIM in TTL e quindi in seguito in ingresso alla FPGA della scheda.

Il tempo di propagazione di questa catena di acquisizione è stata opportunamente ottimizzata tramite verifica con l'oscilloscopio, in modo da produrre il segnale di Trck&Hold sul picco del *slow shaper signal*.

2.4.3 Acquisizione dati

Il segnale multiplato in uscita dal front-end sono stati acquisiti mediante una scheda CAEN digitizer V1720 ad 8 canali inserita in un CRATE VME. Si è scelto di acquisire solo i segnali *High Gain Multiplexed Output*, trascurando l'uscita *Low Gain*. Le forme d'onda dei 5 segnali in uscita dalle schede sono stati inviati ai canali di input del digitizer ed acquisite con una frequenza di campionamento pari a $250 MS/s$. Per poter salvare l'intera forma d'onda contenente i 32 segnali in sequenza è stata scelta una finestra temporale di acquisizione pari a $16 \mu s$. All'arrivo del segnale di trigger in ingresso al digitizer, il segnale è campionato ogni $4 ns$, salvando 4096 valori di tensione per ogni forma d'onda in ingresso ad un canale di digitizer.

La generazione del segnale di trigger da inviare al digitizer è schematizzata in Fig. 2.7. Il segnale TTL RSTB_READ in uscita da una delle 5 schede è stato inviato ad un Level Adapter per essere convertito in NIM e poi inviato allo START di una DUAL TIMER da cui si apre una GATE largo $40 ms$. Questo segnale è inviato quindi al digitizer per l'acquisizione dei segnali dei SiPM.

I dati salvati nella memoria del digitizer sono stati letti mediante un programma di acquisizione che comunica col digitizer attraverso un modulo VME Bridge V2718 collegato con link ottico ad un PC. Il programma, sviluppato in ambiente Windows, controlla in maniera asincrona (con un timer di sistema di $25 ms$) se nel buffer di memoria del digitizer vi sono dati disponibili e in tal caso inizializza un ciclo BLT (*Block Transfer*) di lettura dei dati, liberando poi subito la memoria del digitizer che può essere riutilizzata in cicli successivi. In tal modo, si possono acquisire fino a circa 400 particelle per spill. Inoltre, il programma di acquisizione effettua la lettura dei conteggi

dei diversi segnali di trigger inviati ad uno scaler a 16 canali (vedi Tab. 2.1). I conteggi dello scaler sono letti dal programma ad ogni ciclo di BLT.

Canale	SCALER Segnale
ch00	Modulo 1 OR 16 Low
ch01	Modulo 1 OR 16 High
ch02	Modulo 2 OR 16 Low
ch03	Modulo 2 OR 16 High
ch04	Modulo 3 OR 16 Low
ch05	Modulo 3 OR 16 High
ch06	Modulo 4 OR 16 Low
ch07	Modulo 4 OR 16 High
ch08	Modulo 5 OR 16 Low
ch09	Modulo 5 OR 16 High
ch10	SPILL
ch11	PM
ch12	finger
ch13	RSTB_READ
ch14	Modulo 1 AND Modulo 5
ch15	Modulo 2 AND Modulo 3 AND Modulo 4

Tabella 2.1: Sono riportati i segnali inviati ai diversi canali dello scaler. Nei primi 10 canali sono stati inviati i trigger OR 16 Low e OR 16 High di tutti i moduli del tracciatore. Inoltre, sono stati prelevati i conteggi dello SPILL, dei segnali provenienti da una coppia di scintillatori posta all'uscita del tubo del fascio, della coincidenza tra i 4 fingers, dei segnali di RSTB_READ che corrisponde al trigger IN del digitizer, della coincidenza tra i moduli 1 e 5 del tracciatore e infine della coincidenza tra i moduli 2, 3 e 4 del tracciatore.

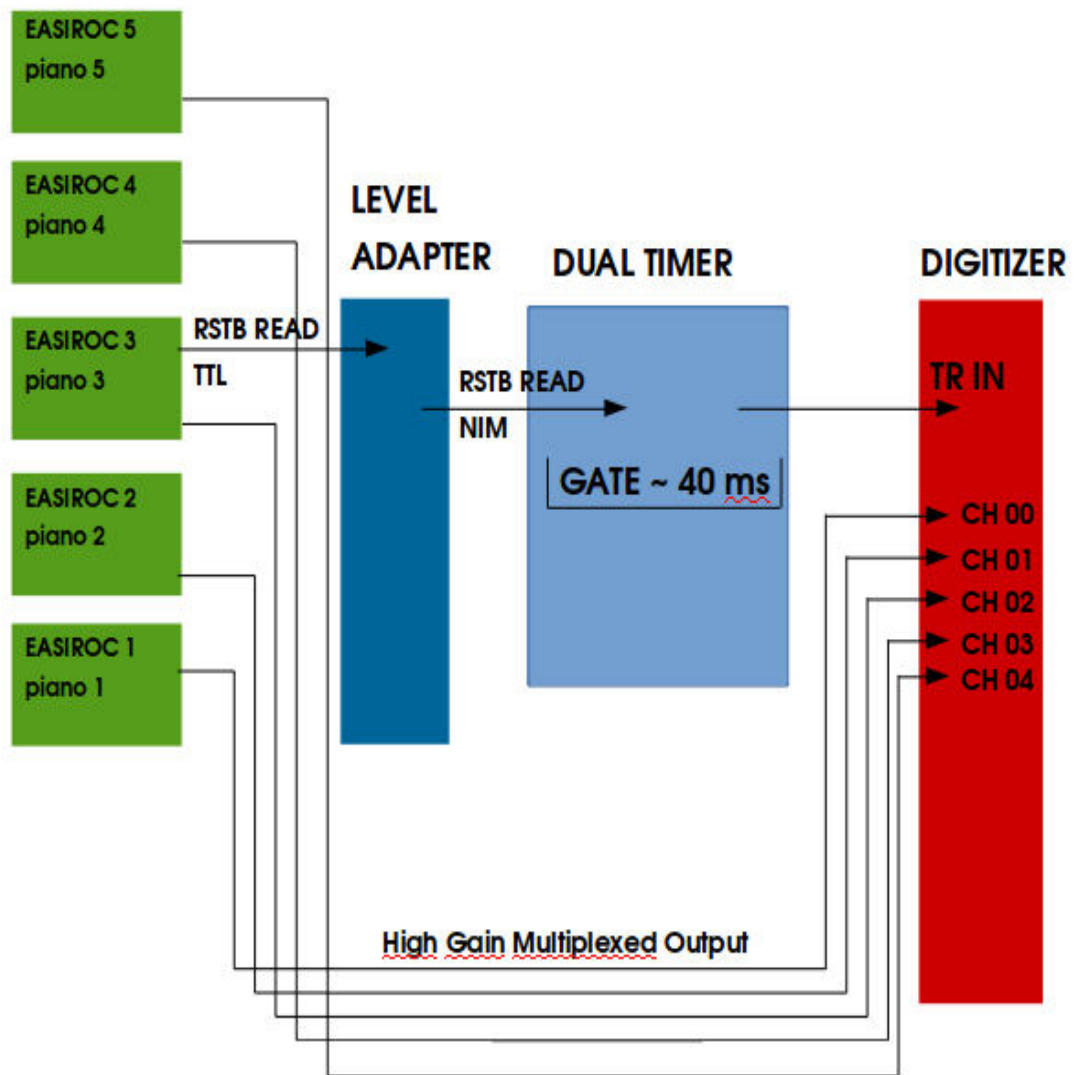


Figura 2.7: Schema per la generazione del segnale di trigger per comandare l'acquisizione da parte del digitizer.

Capitolo 3

Simulazione Monte Carlo

3.1 Introduzione

I metodi Monte Carlo sono dei metodi computazionali utilizzati per la generazione di numeri *pseudo-casuali* che apparentemente non hanno nessuna correlazione fra loro. Questi metodi sono ampiamente utilizzati in fisica per la realizzazione di simulazioni di eventi fisici. In questo capitolo verranno descritte la simulazione Monte Carlo usata per simulare il comportamento del tracciatore al passaggio di diverse particelle a diverse energie e un'analisi preliminare dei dati provenienti da queste simulazioni. Dal risultato di queste è possibile ricavare numerose informazioni sul comportamento del tracciatore che possono indicare eventuali problemi, rendendo possibile quindi la ricerca di soluzioni o migliorie.

3.2 Simulazione di un test al fascio

Per simulare la risposta del tracciatore al passaggio di particelle è stato utilizzato *Geant4* [16]. *Geant4* è un toolkit ideato appositamente per la simulazione del passaggio di particelle attraverso la materia mediante l'utilizzo di metodi Monte Carlo. Questo software è stato scelto perchè ha al suo interno un certo numero di funzionalità che lo rendono uno strumento ampiamente diffuso nella fisica delle alte energie e astroparticellare. All'interno di questo toolkit sono inclusi tutti gli aspetti della simulazione che permettono la gestione:

- della geometria del sistema;
- dei materiali che compongono il tracciatore;

- delle particelle d'interesse;
- della generazione di eventi;
- del tracciamento di particelle attraverso materia o campi magnetici;
- dei processi fisici che governano l'interazione con la materia delle particelle interessate nell'evento;
- delle componenti sensibili del rivelatore;
- del salvataggio degli eventi tracciati;
- della visualizzazione di eventi e delle tracce di particelle.

Nella simulazione usata la geometria rispecchia molto fedelmente quella del tracciatore utilizzato nel test beam descritta nel Par. 2.2; si hanno infatti 10 piani, ciascuno composto da 16 barre di scintillatore a sezione triangolare, di base 3.3 cm e lunghe 30 cm . Le barre sono poste sui piani in maniera tale che la direzione di barre appartenenti a piani successivi sia perpendicolare e diretta o lungo l'asse X o lungo l'asse Y. Due piani X e Y successivi sono riposti in scatole di polycarbonato di spessore 0.4 cm ; i 5 moduli così formati sono posti a 25 cm l'uno dall'altro. Il numero di barre per piano e la distanza fra i moduli può essere cambiata.

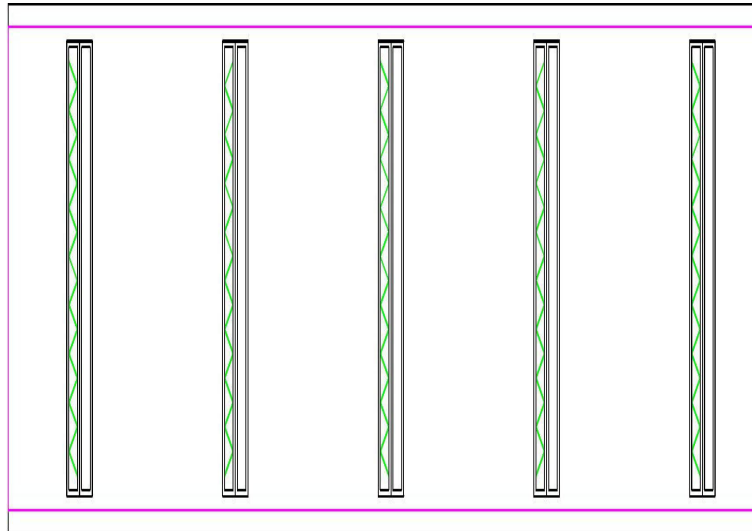


Figura 3.1: Vista laterale della geometria del tracciatore simulata con *Geant4*.

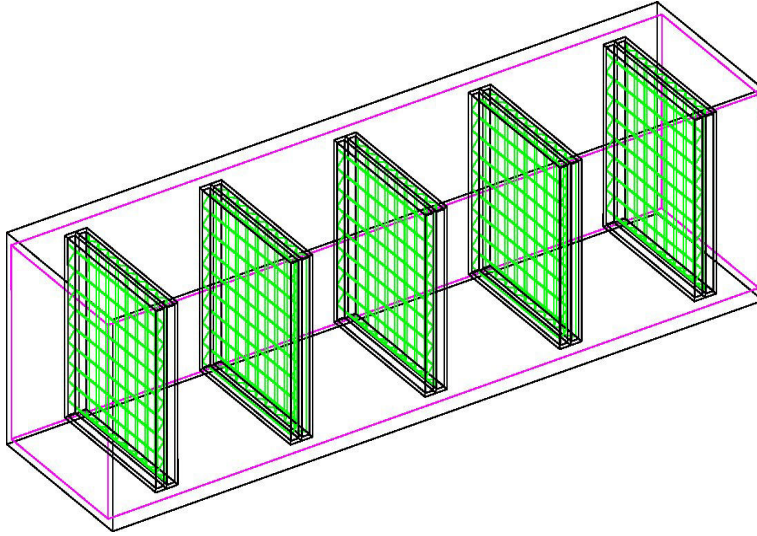


Figura 3.2: Vista tridimensionale della geometria del tracciatore simulato con *Geant4*.

Un evento, in questa simulazione, consiste nella generazione di una particella, detta primario, che, partendo dal primo piano, è trasportata verso quelli successivi; ogni qual volta il primario o altre particelle che nascono dal suo decadimento (dette secondari) colpiscono uno scintillatore (hit), è registrato il numero identificativo (ID) della particella, del piano, dello scintillatore, della traccia, il codice PDG della particella¹, l'energia prestep (cioè subito prima del hit) e l'energia depositata sul tracciatore dalla particella in *MeV*, la posizione in *mm* della particella, l'impulso originale del primario e le sue componenti *x* e *y* in *MeV/c*; tutte queste informazioni, insieme al ID dell'evento sono trascritte in un file di dati, disponibili per una successiva analisi. In questa simulazione sono quindi presi in considerazione solo gli effetti geometrici e il deposito di energia senza tener conto di processi ottici di scintillazione, di raccolta di luce, di fattori di fotoconversione e di rumori elettronici.

Alcuni parametri possono essere cambiati, come per esempio l'intensità del campo magnetico in cui è posto il tracciatore, l'energia iniziale del primario o la sua posizione iniziale; quest'ultima è molto significativa: infatti, generando secondo specifiche distribuzioni di probabilità l'angolo di volo e la posizione iniziale del primario, è possibile procedere alla simulazione di un

¹Il codice PDG (Particle Data Group) consiste nell'assegnazione di un numero ad ogni tipo di particella. Questo standard di numerazione è stata introdotto per facilitare l'interfacciamento tra i generatori di eventi e i programmi di analisi dati utilizzati in fisica delle particelle

fascio di particelle. Per simulare il fascio utilizzato durante il test beam, è stata generata una particella secondo una distribuzione gaussiana all'interno di un'area circolare di 5 mm di diametro, con un angolo di volo compreso tra $0^\circ - 10^\circ$. Sono stati simulati diverse condizioni di esposizioni, come indicato in Tab. 3.1.

Tipo del primario	Energia (GeV)	N. di eventi	Angolo di volo ($^\circ$)
π^+	1	200000	0-0.2
π^+	2	200000	0-0.2
π^+	3	200000	0-0.2
π^+	4	200000	0-0.2
π^+	5	200000	0-0.2
π^+	6	200000	0-0.2
π^+	7	200000	0-0.2
π^+	8	200000	0-0.2
π^+	9	200000	0-0.2
π^+	10	200000	0-0.2
μ^+	1	199034	0-0.2
μ^+	2	199084	0-0.2
μ^+	3	199040	0-0.2
μ^+	4	199072	0-0.2
μ^+	5	199048	0-0.2
μ^+	6	199102	0-0.2
μ^+	7	199078	0-0.2
μ^+	8	199057	0-0.2
μ^+	9	199078	0-0.2
μ^+	10	199036	0-0.2

Tabella 3.1: Elenco dei run simulati con *Geant4*

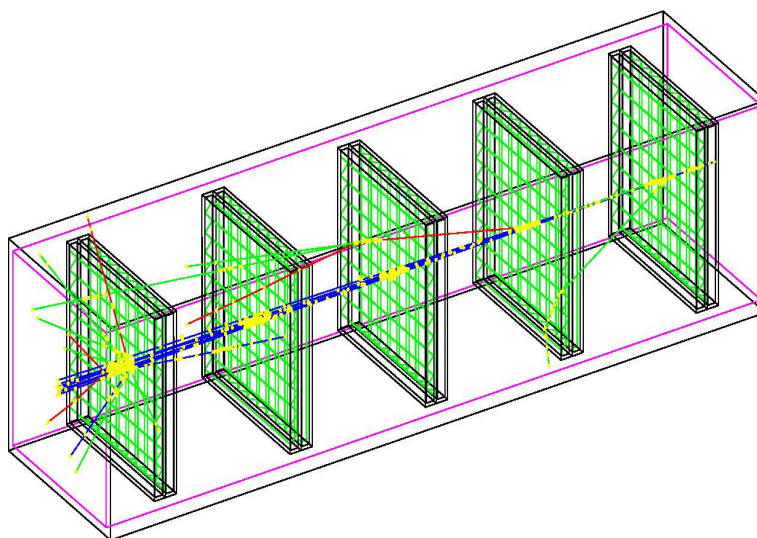


Figura 3.3: Esempio di un evento simulato da Geant4. La particella che genera l'evento entra da destra. In questo caso c'è un'interazione all'interno di un tracciatore.

3.3 Analisi preliminare dei dati simulati

Gli eventi simulati sono stati sottoposti ad un'analisi preliminare. Per fare ciò ho prodotto degli script di analisi utilizzando ROOT.

ROOT è un framework basato sul linguaggio di programmazione C++ e sviluppato dal CERN adibito all'analisi dei dati. Fra le numerose classi di cui è composto quella maggiormente utilizzata in questo lavoro è stata la classe *TTree*. Il tree è un oggetto adibito alla raccolta e al raggruppamento dei dati ed è l'ideale nel lavoro di analisi perchè ottimizza la memoria e rende molto facile l'accesso ai dati memorizzati attraverso una struttura ad albero che, tramite ramificazioni e foglie, permette di accedere, graficare ed elaborare i dati acquisiti.

I dati contenuti nel file di testo proveniente dalla simulazione sono stati salvati in un *tree*, e si sono calcolate, evento per evento, alcune informazioni supplementari come ad esempio: la somma delle energie depositate dalle particelle sugli scintillatori, il numero di piani colpiti e il numero di hits per piano.

L'energia depositata nel singolo canale è usata per il calcolo delle posizione della particella. Le informazioni riguardanti il numero di piano accesi e di hits per piano sono utilizzate per selezionare eventi *puliti*, cioè di quegli eventi che presentano al massimo 2 hits per ciascuno dei 10 piani del tracciatore e per cui la ricostruzione della posizione della particella è non ambigua, in

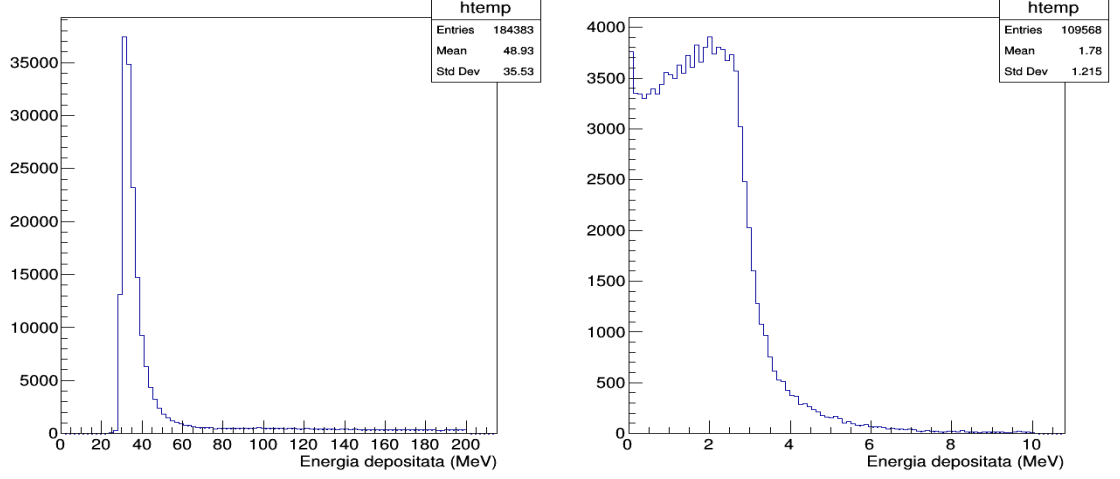


Figura 3.4: Distribuzione di energia depositata per eventi di pioni a 5 GeV. A sinistra è mostrata l'energia totale depositata su tutti i canali dei piani del tracciatore per ogni evento; a destra è mostrata l'energia depositata su un singolo canale.

quanto, non si verifica il problema di avere nello stesso evento delle particelle secondarie che attraversano il tracciatore e accendono altri canali sui piani. Il numero di eventi selezionati, per simulazioni di diverse configurazioni sono mostrate in Tab. 3.2.

Una volta selezionati gli eventi, si è proceduto alla ricostruzione della posizione dei cluster. Si definisce in questo specifico caso cluster come l'insieme di uno o più canali adiacenti appartenenti allo stesso piano che sono stati colpiti da una particella incidente. La loro posizione è calcolata utilizzando il metodo della media pesata descritto nel Par. 2.3:

$$X_{cluster} = \frac{\sum E_i X_i}{\sum E_i} \quad (3.1)$$

dove E_i rappresenta il deposito di energia su uno degli scintillatori che compone il cluster e X_i la posizione nominale di quello scintillatore. Facendo questa operazione su tutti i piani, e conoscendo la loro coordinata Z, è possibile ricostruire la posizione delle particelle all'interno del tracciatore.

Per ottenere una stima della risoluzione su ogni piano per eventi selezionati si è eseguito un fit lineare dei cluster escludendo quello del piano di cui si valuta la risoluzione; dopo aver fatto ciò si trova il residuo, cioè la differenza tra la posizione ottenuta dal fit lineare e la posizione ricostruita mediante il metodo descritto dall'Eq. 3.1. Si può stimare la risoluzione dalla distribuzione dei residui di tutti gli eventi selezionati. Nelle Fig. 3.5 e 3.6 sono mostrate le distribuzioni dei residui dei 5 piani X e dei 5 piani Y per

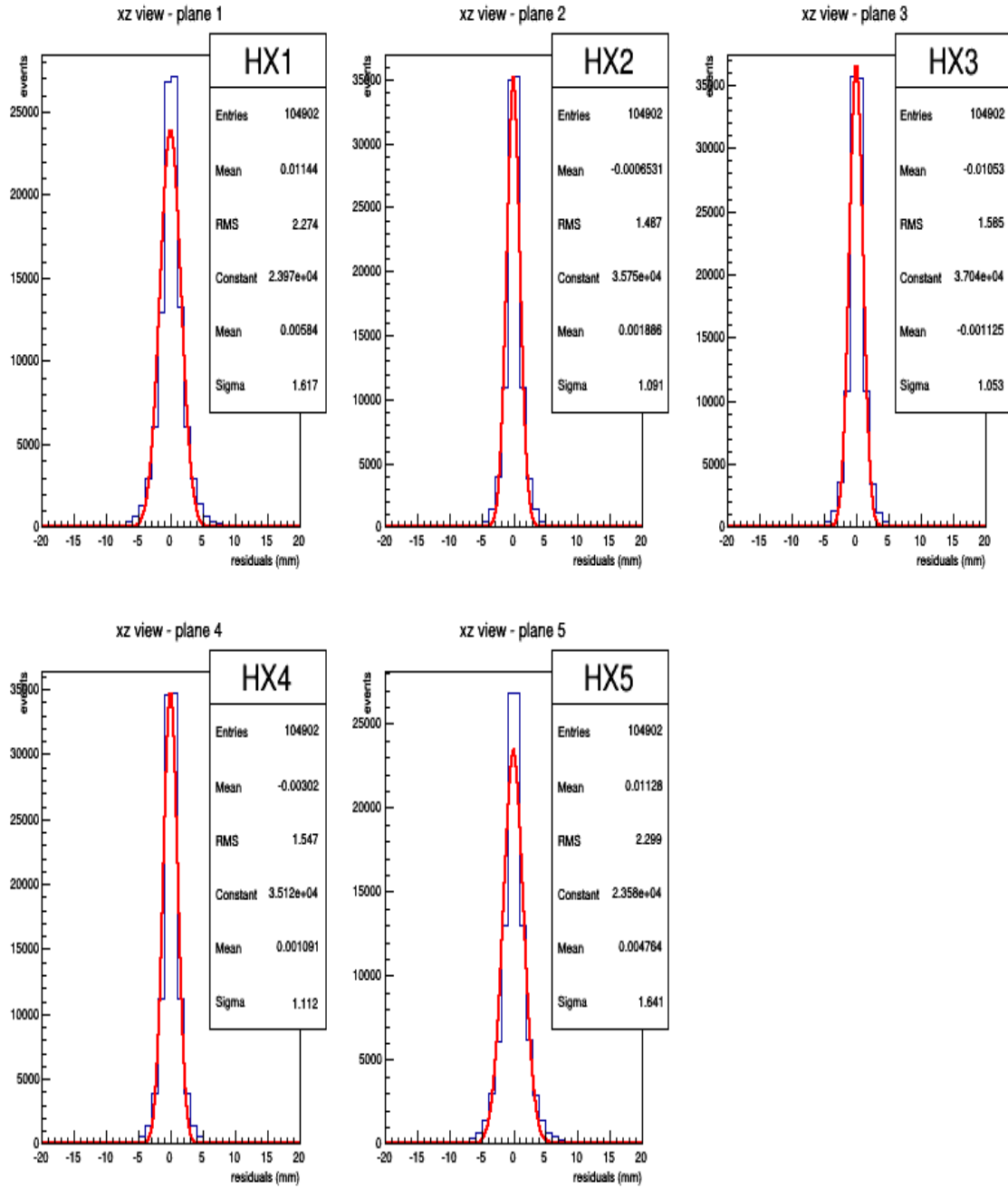


Figura 3.5: Distribuzione dei residui sui piani X per run di pioni a 5 GeV

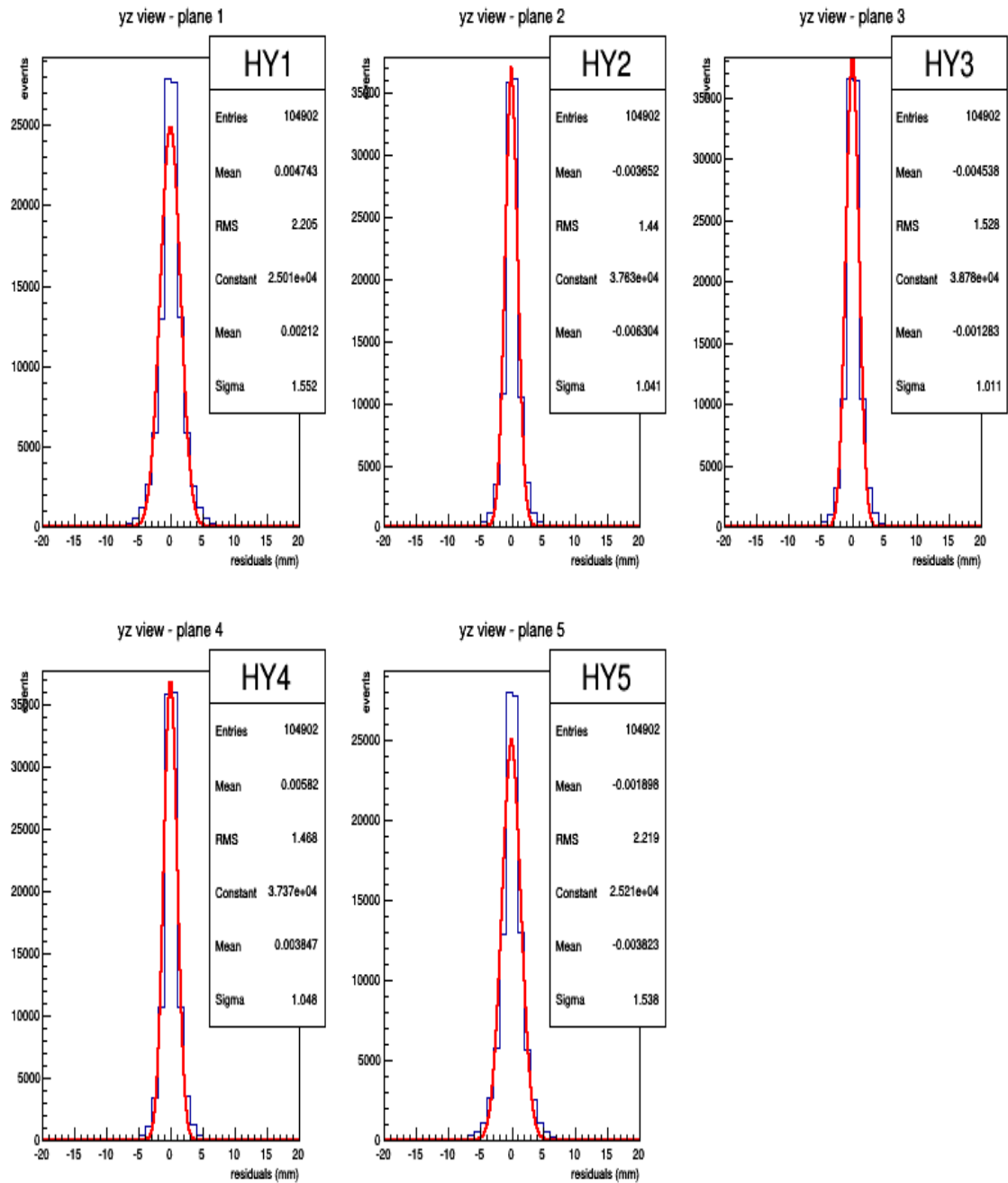


Figura 3.6: Distribuzione dei residui sui piani Y per run di pioni a 5 GeV

Tipo del primario	Energia (<i>GeV</i>)	N. di eventi totali	N. di eventi selezionati
π^+	1	200000	104841
π^+	2	200000	104906
π^+	3	200000	104643
π^+	4	200000	105047
π^+	5	200000	104902
π^+	6	200000	103886
π^+	7	200000	105047
π^+	8	200000	105912
π^+	9	200000	105813
π^+	10	200000	105460
μ^+	1	199034	138805
μ^+	2	199084	134028
μ^+	3	199040	132303
μ^+	4	199072	131500
μ^+	5	199048	130993
μ^+	6	199102	129880
μ^+	7	199078	130344
μ^+	8	199057	130583
μ^+	9	199078	130554
μ^+	10	199036	130107

Tabella 3.2: Elenco dei run simulati con diversi fasci di particelle; è mostrato il numero di eventi selezionati dall'analisi dati.

eventi selezionati di pioni a 5 *GeV*. Si può notare che le distribuzioni dei residui dei piani X e Y dei moduli 1 e 5 hanno uno scarto quadratico di ~ 2.3 *mm* maggiore rispetto a quella delle distribuzioni dei residui dei piani X e Y dei moduli 2, 3, 4 che è ~ 1.5 *mm*; ciò è dovuto ad un effetto geometrico in quanto per calcolare il residuo dei piani nei moduli esterni 1 e 5 si effettua una estrapolazione lineare, mentre il residuo dei piani nei moduli interni 2, 3, 4 è il risultato di un'interpolazione lineare. La risoluzione è quindi valutabile solo utilizzando i moduli interni e risulta essere ~ 1.5 *mm*.

La struttura a cluster utilizzata per questa analisi preliminare dei dati delle simulazioni, è utilizzata per la ricostruzione della posizione delle particelle e per trovare la risoluzione dei piani usando i dati reali del test beam, opportunamente elaborati.

Capitolo 4

Risultati di un test al fascio

4.1 Scopo del test beam

Nel progetto WA104-NESSiE R&D una delle attività previste era la costruzione di uno spettrometro, costituito da piani di rivelatore posti all'interno di un campo magnetico in aria (Air Core Magnet, ACM), per la determinazione della quantità di moto e della carica di muoni, provenienti dall'interazione di fasci di neutrini. Il progetto prevedeva che la traiettoria dei muoni fosse ricostruita mediante l'utilizzo di un tracciatore, posto all'interno del ACM, che garantisca una precisione di 1-2 *mm*. A questo scopo è stato realizzato un primo prototipo di tracciatore, composto da 4 piani composti ciascuno da 4 barre di scintillatore a sezione triangolare, accoppiate a SiPM in modalità di lettura analogica, testato su raggi cosmici. Questi risultati mostrano che con questa tecnica è possibile raggiungere una risoluzione di circa 1.5 *mm* [9].

Per validare questo metodo su una scala più grande è stato realizzato un nuovo prototipo composto da più piani, descritto nel nel Par. 2.2. Questo tracciatore è stato esposto ad un fascio di particelle di vario tipo ad energie differenti; questo test è stato pianificato presso la linea di fascio T9 del PS al CERN.

Lo scopo principale di questo test beam è la determinazione della risoluzione spaziale del tracciatore.

4.2 Descrizione della linea di fascio T9 del PS

Il fascio primario di protoni accelerato dal PS incide su un bersaglio fisso di Berillio producendo così le particelle secondarie per la linea fascio T9. In seguito alla collisione dei protoni col bersaglio si producono particelle secondarie come elettroni, positroni, muoni, pioni, kaoni, protoni e antiprotoni. La linea di fascio T9, utilizzata per il test del tracciatore, è in grado di trasportare particelle cariche, sia positivamente che negativamente, con momento compreso tra $0.5-10 \text{ GeV}/c$. Le particelle del fascio sono trasportate in pacchetti (*bunch*) della durata di 0.4 s . Ad ogni ciclo di accelerazione sono estratti *burst* di particelle per una o due volte ogni 15 s . Il flusso massimo di particelle per *burst* è di circa 10^6 e è raggiunto selezionando particelle positive di 10 GeV , mentre cala per energie inferiori.

In Fig. 4.1 è mostrato uno schema del setup fisso della linea di fascio. Nella sala sperimentale della linea di fascio T9 sono presenti dei rivelatori per il monitoraggio del fascio. In particolare all'uscita del tubo del fascio vi sono due contatori a scintillazione. Questi consistono in scintillatori plastici accoppiati a fotomoltiplicatori che, come discusso nel Cap. 1, permettono di rilevare particelle incidenti e in questo test sono utilizzati per avere una stima del numero di particelle provenienti dal fascio.

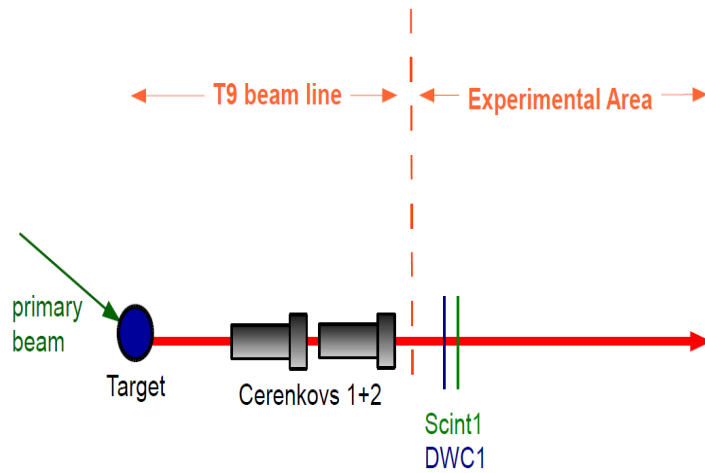


Figura 4.1: Rappresentazione schematica del setup della linea di fascio.

A valle degli scintillatori vi è una camera multifili (Delay Wire Chamber, DWC), con una risoluzione di $100-200 \mu\text{m}$, per misurare la posizione delle particelle. La DWC è stata utilizzata per monitorare il profilo del fascio nelle direzioni X e Y.

Sulla linea di fascio sono presenti anche contatori Cerenkov. In alcuni materiali alcune particelle possono avere una velocità maggiore di quella della luce. In questi casi le particelle emettono un radiazione luminosa che è chiamata *luce Cerenkov*. Modificando la pressione del gas presente nei contatori, è possibile scegliere la soglia della velocità per cui le particelle emettono *luce Cerenkov*. Dal momento che la quantità di moto della particella è nota, dalla misura della velocità si può risalire alla massa e in questo modo identificare il tipo di particella. Se, come in questo test, si decide di non utilizzare i contatori, questi rimangono sulla linea del fascio ma, una volta svuotati del gas che contengono, non interferiscono sulle proprietà del fascio.

4.3 Presa Dati

Il tracciatore è stato esposto a fasci in diverse configurazioni; è stato possibile, infatti, modificare alcune caratteristiche del fascio come per esempio scegliere il tipo di particelle componenti il fascio, la loro energia e impostare il punto in cui il fascio è focalizzato. Nella tabella Tab. 4.1 sono mostrate le varie configurazioni di fascio utilizzate in questo test beam.

particelle	momento (GeV/c)	Focusing (m dalla DWC)
μ^+	0.5, 1, 3, 5, 10	1
μ^-	5, 10	1
e^-	0.5	1
π^+	1, 5	0, 1, 2, 4.5, 7, 9.5 (solo con 5 GeV/c)
π^-	1, 5, 10	1

Tabella 4.1: Configurazioni di fascio usate nel test beam. Il tracciatore era posto a 7.7 m dalla DWC.

Come descritto nel Par. 2.4, è possibile impostare diverse configurazioni di trigger; qui di seguito sono indicate le configurazioni di trigger utilizzate nel test, dove i numeri indicano i moduli che compongono il tracciatore :

- 1 AND 5 con tutti i canali abilitati;
- 2 AND 3 AND 4 con tutti i canali abilitati;
- 2 AND 3 AND 4 con solo 6 canali abilitati, 3 in un piano X e 3 in un piano Y, per poter stimare l'efficienza in diverse zone del rivelatore;
- (1 AND 5) OR (2 AND 3 AND 4) OR FINGER con tutti i canali abilitati;

- (1 AND 5) OR FINGER con tutti i canali abilitati;
- FINGER con tutti canali abilitati;
- 1 AND 2 AND 3 AND 4 AND 5 con tutti i canali abilitati;
- 2 AND 3 AND 4 AND 5 con tutti i canali abilitati;
- 1 AND 3 AND 4 AND 5 con tutti i canali abilitati;
- 1 AND 2 AND 4 AND 5 con tutti i canali abilitati;
- 1 AND 2 AND 3 AND 5 con tutti i canali abilitati;
- 1 AND 2 AND 3 AND 4 con tutti i canali abilitati.

Le ultime cinque configurazioni di trigger elencate sono state realizzate per poter stimare l'efficienza e la risoluzione dei vari piani. Ai singoli canali di EASIROC sono state applicate tensioni di soglia di 20 mV , 30 mV , 45 mV , 60 mV , 70 mV .

Utilizzando queste configurazioni sono stati effettuati 324 run e in ciascuno di questi è stata applicata al preamplificatore dei chip EASIROC una capacità di 200 fF , è stata usata una tensione $V_{bias} = 26.5\text{ V}$ ed il tracciatore è stato posto a 7.7 m dalla WDC. Sono stati così raccolti i dati per un totale di circa 3600000 eventi.

4.4 Analisi dei dati e risultati preliminari

La forma d'onda (vedi Fig. 4.2) del segnale di *High Gain multiplexed output* in uscita da ciascun EASIROC è inviata ad un canale del digitizer e salvata in un file binario. I file contenenti i dati *raw* sono processati mediante un programma di analisi che, per ciascuna forma d'onda, esegue una media dei campionamenti di tensione corrispondenti a ciascun canale e trascrive questo valore in un tree salvato in un file formato ROOT; in questo modo per ogni evento si hanno 160 valori di tensione, uno per ciascun canale dei 5 moduli del tracciatore. A questi è poi sottratto un valore di tensione, detto pedestal, che dipende dal rumore elettronico.

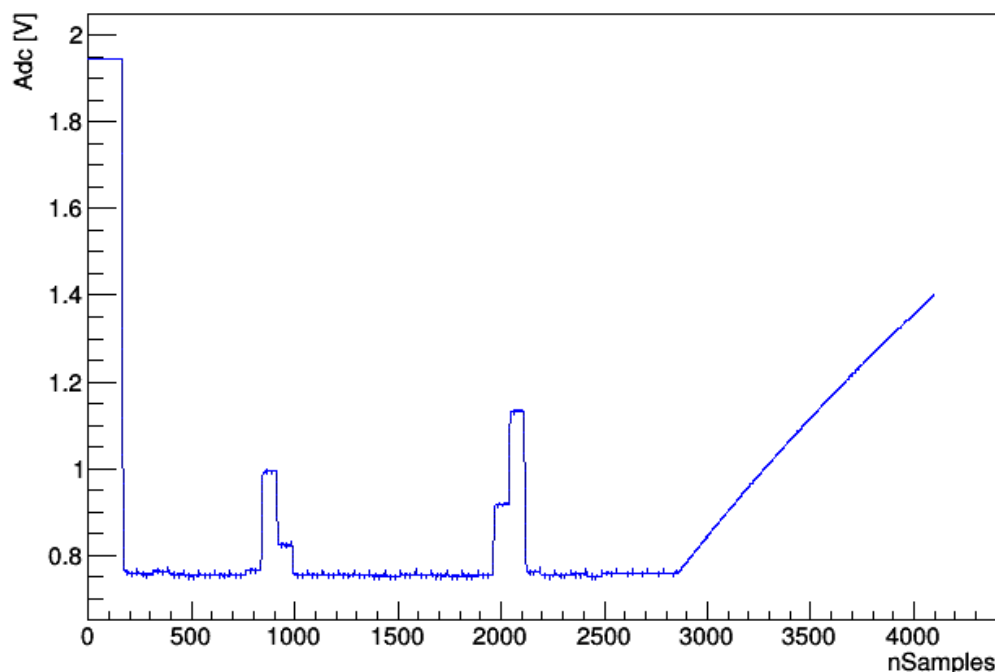


Figura 4.2: Tipica forma d'onda acquisita dal digitizer dopo il passaggio di una particella attraverso un modulo. I primi 16 canali compresi tra 200-1500 rappresentano la lettura degli ADC del piano Y mentre i successivi 16 compresi tra 1500-2800 rappresentano il piano X. Si noti l'accensione di due canali adiacenti su Y (nella zona tra 800 e 1000) e due canali su X (tra 1900-2100).

Per il processamento dei dati sono stati selezionati eventi con ampiezza di 10 mV . In questo modo è possibile rigettare il contributo dei segnali del primo pixel di dark current, evitando la comparsa di segnali spuri, non associati ad una traccia dell'evento. Questo valore è stato scelto per non rigettare segnali dovuti a particelle che hanno percorso poca strada nello scintillatore, e quindi non è aumentata la zona morta degli scintillatori, cioè quella regione vicino ai vertici dove mi è impossibile ricostruire la posizione delle particella per la mancanza del segnale in una delle barre.

A questo punto il programma prosegue raggruppando i canali in cluster. Il cluster, in analogia a quello visto nel Par. 3.3, è l'insieme di uno o più canali adiacenti appartenenti allo stesso piano aventi un segnale sopra soglia, la cui posizione è calcolata con la Eq. 2.2. Utilizzando i cluster si è poi proceduto alla stima della risoluzione dei piani del tracciatore per eventi puliti, cioè per quegli eventi che presentano per ciascun piano un solo cluster composto da due canali. Un esempio di evento *pulito* è raffigurato in Fig. 4.3 e 4.4.

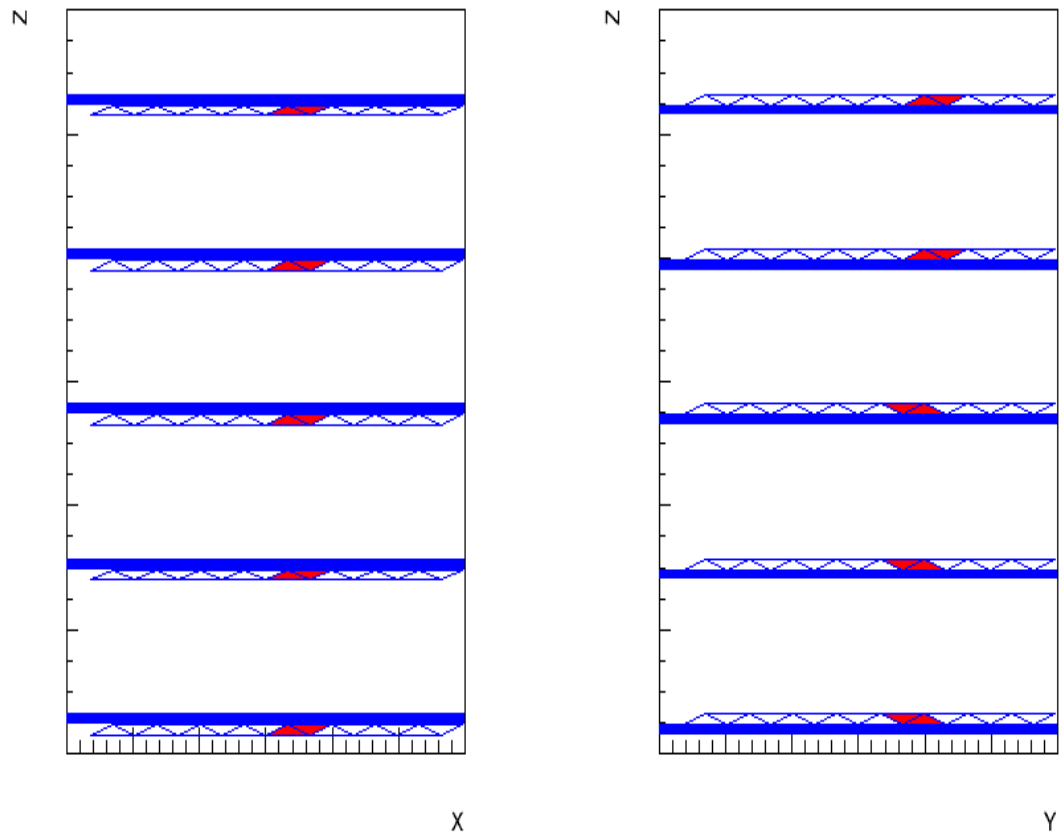


Figura 4.3: Rappresentazione di un evento pulito corrispondente al passaggio di un pione di 5 GeV , con tensione di soglia per il precessamento dei dati a 10 mV . Questo è un tipico evento cosiddetto *pulito* in cui sono accesi 2 canali per ogni piano.

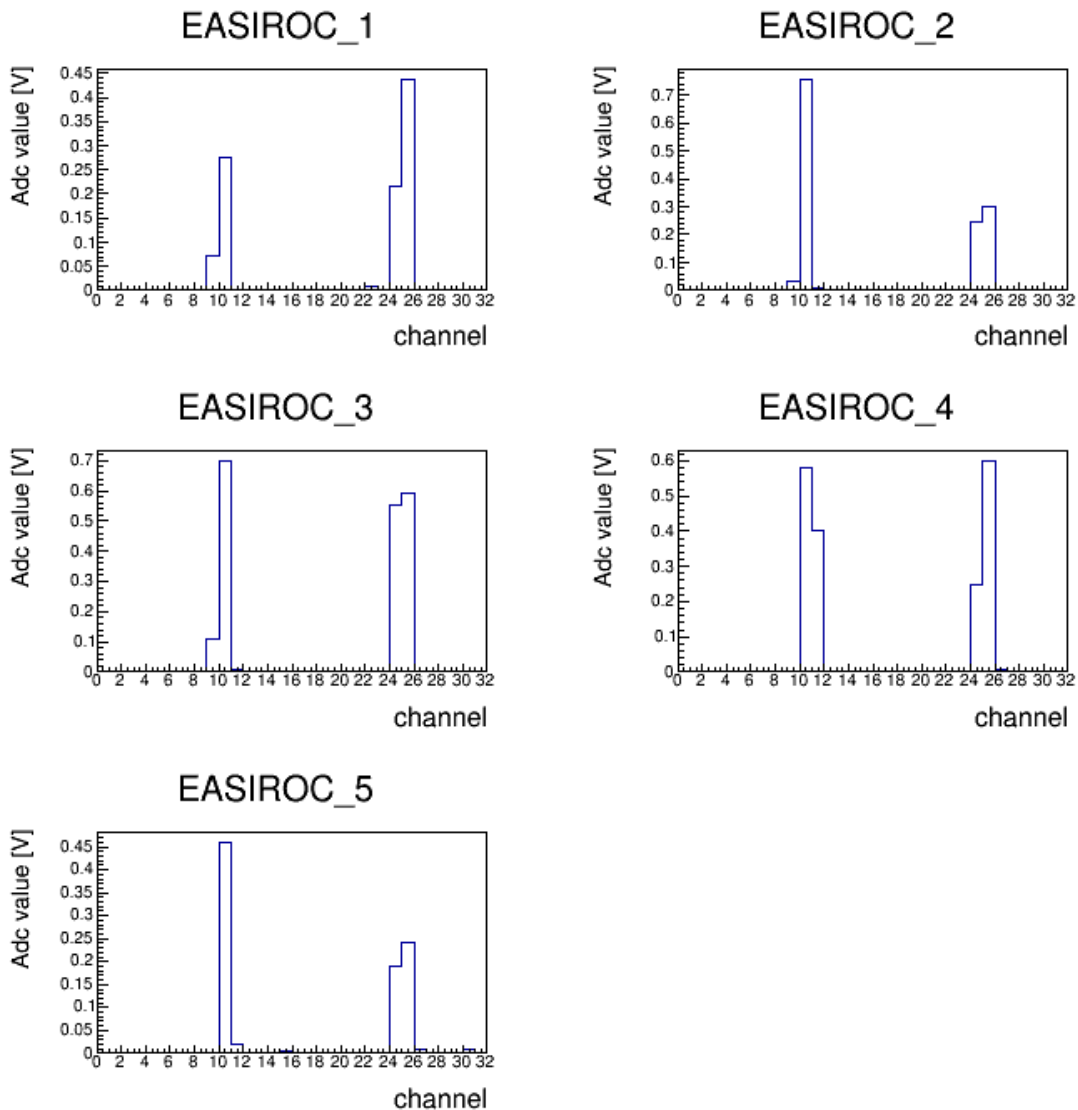


Figura 4.4: Ampiezza dei segnali dei canali del chip EASIROC per l'evento raffigurato in Figura 4.3. I 5 grafici corrispondono ai 5 moduli. I canali sono numerati: da 0 a 15 per il piano Y e da 16 a 31 per X.

Un fit lineare della posizione ricostruita dei cluster, per eventi con solo un cluster di 2 canali, è stata effettuata per trovare la risoluzione in posizione di ogni singolo piano del tracciatore. Il piano di cui è valutata la risoluzione è escluso dal fit. La posizione del cluster per quel piano trovata utilizzando questa interpolazione lineare è stata poi confrontata con la sua posizione ricostruita. Andando poi a vedere, per molti eventi, lo scarto quadratico medio della distribuzione dei residui di queste due posizioni (interpolata e

ricostruita) è possibile stimare la risoluzione dei vari piani. La stima della risoluzione del piano è ottenuta dalla larghezza della distribuzione del residuo fra la posizione interpolata e quella ricostruita.

Come risultato preliminare, è stato analizzato un run di pioni per un totale di eventi acquisiti pari a 61618. Sono state selezionate 849 tracce aventi un solo cluster da due canali in ciascun piano; il trigger usato per questa selezione è l'AND dei segnali di trigger in uscita dai moduli 2, 3, 4 con tutti i canali di trigger EASIROC abilitati e con una tensione sulla discriminazione del segnale della singola barra di 45 mV . Per questi eventi sono stati calcolati i residui nei piani X e Y e i risultati sono mostrati in Fig. 4.5 e 4.6. La larghezza della distribuzione dei residui dei moduli esterni 1 e 5 è maggiore rispetto a quella dei piani dei moduli 2, 3, 5, come ci si aspetta dall'analisi dei dati della simulazione Monte Carlo mostrata nel Par. 3.3. Questo è dovuto ad un effetto geometrico in quanto per calcolare il residuo dei piani nei moduli esterni 1 e 5 si effettua una estrapolazione, mentre il residuo dei piani nei moduli interni 2, 3, 4 è il risultato di un'interpolazione. La risoluzione è quindi valutabile solo utilizzando i moduli interni e risulta essere preliminarmente $\sim 2 \text{ mm}$.

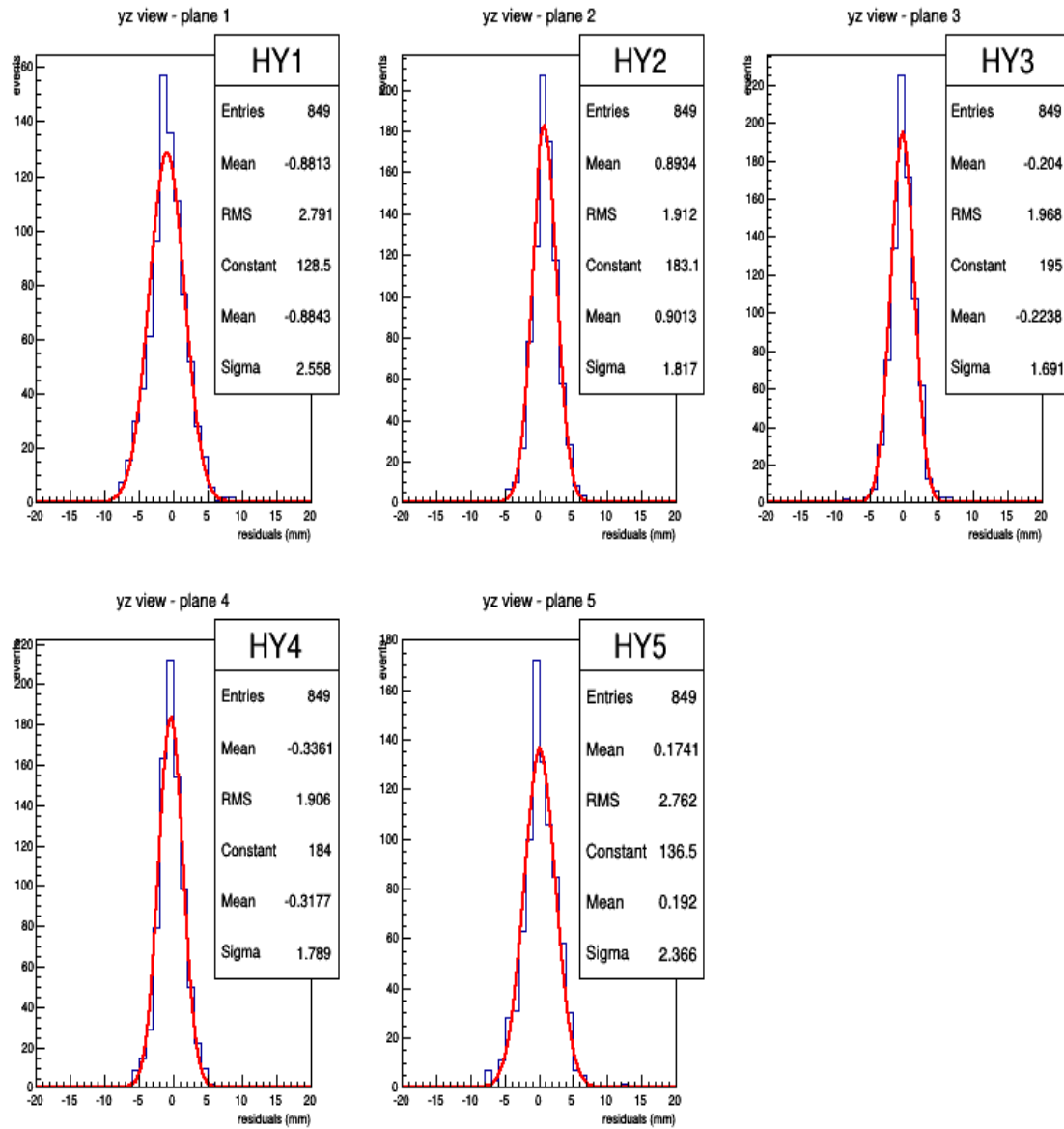


Figura 4.5: Distribuzione dei residui dei piani Y dei 5 moduli per eventi puliti di pioni a $5 \text{ GeV}/c$ con tensione di soglia per il processamento dei dati di 10 mV .

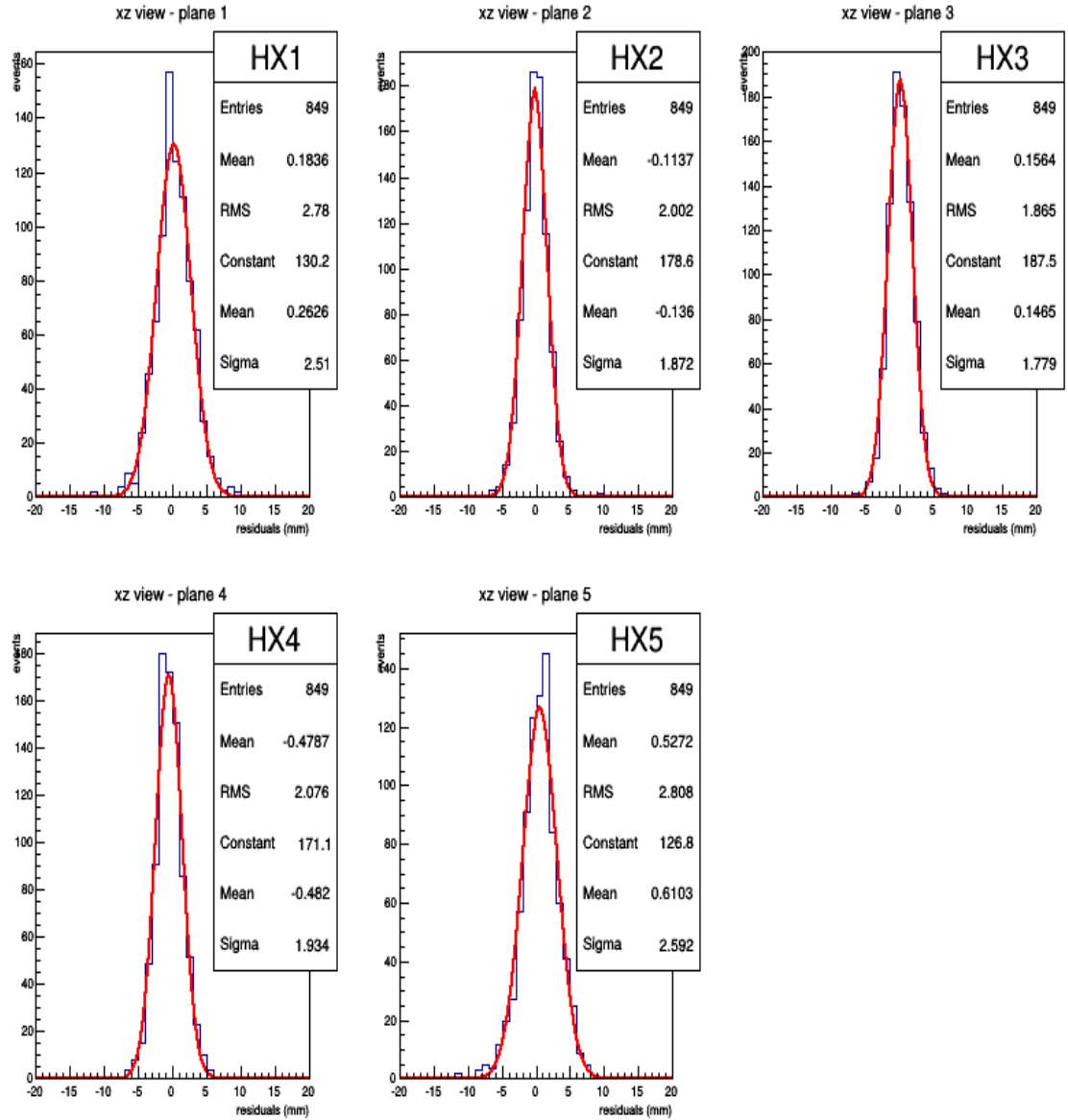


Figura 4.6: Distribuzione dei residui dei piani X dei 5 moduli, per eventi puliti di pioni a $5 \text{ GeV}/c$ con tensione di soglia per il processamento dei dati di 10 mV .

Conclusioni

Questa tesi si inserisce nell'ambito del progetto WA 104-NESSiE R&D per il quale era richiesto lo sviluppo di un tracciatore di particelle cariche da utilizzare in presenza di campi magnetici e avente una risoluzione sulla posizione ricostruita di 1-2 *mm*.

Il mio lavoro di tesi è stato incentrato sull'analisi dei dati raccolti con un prototipo di tracciatore composto da barre di scintillatori a sezione triangolare, accoppiati a SiPM i cui segnali sono acquisiti in modalità analogica.

Un prototipo di tracciatore è stato esposto a particelle cariche presso la linea di fascio T9 del PS del CERN nel maggio 2016.

Ho validato il sistema di analisi con dati provenienti da una simulazione Monte Carlo basata su *Geant4* che fornisce la risposta del tracciatore al passaggio di vari tipi di particelle cariche (π e μ) a diversi impulsi (1-10 *GeV/c*).

Successivamente mi sono occupato dell'analisi preliminare dei dati reali e del confronto con la simulazione Monte Carlo. La risoluzione ottenuta per pioni di 5 *GeV* è di ~ 2 *mm*, compatibile con il valore ottenuto tramite la simulazione Monte Carlo di ~ 1.5 *mm*.

Questi risultati sono stati ricavati analizzando una frazione degli eventi acquisiti durante il test beam. Una misura più accurata della risoluzione del tracciatore può essere ottenuta introducendo alcune correzioni, come ad esempio l'allineamento dei piani, la ricalibrazione dei segnali dei singoli canali e, infine, analizzando l'intero campione.

Bibliografia

- [1] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag (1987)
- [2] A. Berra, *Silicon Photomultipliers in High Energy and Space Applications*, Tesi di dottorato (2012).
- [3] P. Buzhan et al., The advanced Study of Silicon Photomultiplier, Proc. on the 7th Int. Conf. on ICATPP-7, 15-19 Oct. 2001, Villa Olmo Colmo (2012) 717.
- [4] Berra et al., Silicon Photomultipliers characterization for the EMR prototype of the MICE experiment, Nucl. Instr. and Meth. A 609 (2009) 129.
- [5] Noah E. (on behalf of AIDA WP8.5.2) at European Strategy fo Neutrino Oscillation Physics, CERN (Geneva, May 2012).
- [6] Aliaga L. et al., Design, Calibration and performance of the MINERVA detector, NIM A 743 (2014) 130.
- [7] G. Balbi et al., Test and simulations of plastic scintillators strips readout by Silicon photomultipliers, JINST 9 (2014) T04004
- [8] B. Dolgoshein et al., Status report on silicon photomultiplier development and its applications, Nucl. Instr. Meth A 563 (2006) 368.
- [9] S. Cecchini et al., Test of scintillating bars coupled to Silicon Photomultipliers for a charged particle tracking device, articolo sottomesso a Nucl. Instr. Meth A, arXiv: 1605.04848 , (2016).
- [10] A. Pla-Dalmau, A.D. Bross and K.L. Mellot, Low-cost extruded plastic scintillator, Nucl. Meth. A 466 (2001) 482.

- [11] A. Pla-Dalmau et al., Extruding Plastic scintillator at Fermi-Lab, IEEEb Nucl. Sci. Symposium and Medical Imaging Conference (NSS\MIC) (2003).
- [12] A. Dyshkant et al., Extruded scintillator for the calorimetry applications, AIP Conf. Proc. 867 (2006) 513.
- [13] Kuraray WebSite,<http://kuraraypsf.jp/psf/ws.html>
- [14] Kuraray WebSite,<http://sensl.com/estore/microfc-300xx-smt/>
- [15] S. Callier et al., EASIROC, an Easy & Versatile ReadOut Device for SiPM, Phys.Procedia 37 (2012) 1569.
- [16] S. Agostinelli et al., Nucl. Instr. Meth. A 506 (2003) 250.