



Università degli Studi di Cagliari
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Calorimetria adronica a doppia lettura
in materiali omogenei

Relatore:

Prof. Alessandro Cardini

Candidato:

Daniele Barrale

Anno Accademico 2011-2012

Indice

1	Calorimetria nella fisica delle particelle	3
1.1	Introduzione	3
1.2	Meccanismi di rivelazione	4
1.2.1	<i>Scintillazione</i>	4
1.2.2	<i>Radiazione Cherenkov</i>	4
1.2.3	<i>Ionizzazione</i>	5
1.2.4	<i>Interazione fotoni-materia</i>	6
1.3	Fisica dello sviluppo dello sciame	7
1.3.1	<i>Sciame elettromagnetici</i>	7
1.3.2	<i>Sciame adronici</i>	9
1.4	Funzione di risposta di un calorimetro	12
1.4.1	<i>Calorimetri omogenei</i>	14
1.4.2	<i>Calorimetri a campionamento</i>	14
1.4.3	<i>Compensazione</i>	15
1.5	Fluttuazioni	16
1.5.1	<i>Fluttuazioni quantistiche del segnale</i>	17
1.5.2	<i>Fluttuazioni di campionamento</i>	17
1.5.3	<i>Contenimento e perdite dello sciame</i>	18
1.5.4	<i>Effetti Strumentali</i>	18
1.5.5	<i>Fluttuazioni negli sciame adronici</i>	19
2	Il calorimetro DREAM	21
2.1	Il rivelatore DREAM	21
2.1.1	<i>Rivelazione degli elettroni con il calorimetro DREAM</i>	23
2.1.2	<i>Rilevamento di adroni e jet con il calorimetro DREAM</i>	25
2.1.3	<i>Misura della frazione neutronica</i>	28
2.2	Dual REadout in cristalli omogenei	30
2.2.1	<i>BGO (germanato di bismuto)</i>	31
3	Studio del setup sperimentale	33
3.1	Muoni cosmici	33
3.2	Apparato sperimentale	34
3.3	Simulazione con il metodo Montecarlo	37
3.4	Misure di trasmittanza.	41
3.4.1	<i>Misura della trasmittanza del “cookie”</i>	45
3.4.2	<i>Trasmittanza del BGO</i>	46

3.5	Stima dei fotoni disponibili per la misura	47
4	Tecnica della doppia lettura con il cristallo di BGO	51
5	Conclusioni	55
	Bibliografia	57

Introduzione

Un calorimetro è uno strumento in cui l'energia di una particella incidente viene convertita in un segnale che può essere di varia natura, mantenendo la proporzionalità tra energia rilasciata e segnale raccolto. Nell'interazione con il materiale del calorimetro, le particelle incidenti danno luogo a sciame di particelle secondarie che vengono assorbite nello strumento. Esistono due grandi famiglie di calorimetri: i calorimetri elettromagnetici per la rivelazione di elettroni e fotoni e i calorimetri adronici mirati alla rivelazione di adroni.

Le prestazioni di un calorimetro adronico sono limitate da alcuni fattori intrinseci. Gli adroni interagiscono in maniera forte con i nuclei della materia producendo degli sciame di particelle di diverso tipo. Nelle reazioni nucleari indotte dagli adroni avviene una produzione di pioni neutri che decadendo danno origine ad una componente elettromagnetica. Le fluttuazioni evento per evento della componente elettromagnetica limitano la risoluzione in energia del calorimetro adronico. Diversi metodi sono stati sviluppati per limitare questo effetto. Uno di questi è il metodo a doppia lettura (Dual-REAdout Method), attraverso il quale è possibile misurare la frazione elettromagnetica evento per evento e quindi eliminare le relative fluttuazioni.

La tecnica a doppia lettura si basa sulla misura simultanea della luce di scintillazione e della radiazione Cherenkov, prodotte nei processi di sviluppo dello sciame. La luce Cherenkov viene prodotta solo da particelle relativistiche, mentre la scintillazione è prodotta da tutte le particelle ionizzanti, la frazione elettromagnetica viene stimata comparando i contributi dei due segnali.

Inizialmente la tecnica è stata applicata su un calorimetro a campionamento, il calorimetro DREAM. La risoluzione in energia del calorimetro DREAM si è rivelata non ottimale e questo soprattutto a causa della poca resa in luce Cherenkov e di scintillazione. Per poter avere un calorimetro basato sulla tecnica a doppia lettura con prestazioni migliori sono stati studiati materiali scintillanti omogenei con resa in luce maggiore. Uno dei materiali studiati è il cristallo $Bi_4Ge_4O_{12}$ (BGO).

Lo studio condotto mira a dimostrare l'applicabilità della tecnica a doppia lettura in calorimetri adronici costituiti da materiale omogeneo. In particolare modo è stata studiata la possibilità di poter separare distintamente il segnale Cherenkov dal segnale di scintillazione.

Nel primo capitolo della tesi viene descritta in generale la calorimetria. Vengono studiati gli sviluppi degli sciame adronici e degli sciame elettromagnetici e i processi fisici per cui i segnali vengono generati. Vengono analizzate inoltre le diverse cause di fluttuazione del segnale che limitano la risoluzione in energia del calorimetro.

Nel secondo capitolo viene descritto il calorimetro DREAM ed il suo funzionamento, analizzando sia gli aspetti positivi che i suoi limiti. Viene quindi spiegato il

motivo per cui si è deciso di applicare la tecnica doppia lettura in materiali omogenei ed i motivi per cui è stato scelto il cristallo di BGO.

Nel terzo capitolo è stato studiato in dettaglio il setup sperimentale. Sono state eseguite diverse misure con lo scopo di poter stimare a priori la luce prodotta all'interno del cristallo e la frazione di luce disponibile per la misura.

Infine nel quarto capitolo vengono descritti e discussi i risultati sperimentali.

1 Calorimetria nella fisica delle particelle

1.1 Introduzione

Nella fisica delle particelle un calorimetro è un apparato sperimentale che misura l'energia delle particelle. Tali particelle depositano la propria energia nel volume del calorimetro e tale energia viene convertita in una quantità misurabile¹. Il processo di misura è di tipo distruttivo, dopo il passaggio attraverso il calorimetro infatti le particelle non sono più disponibili per altri tipi di misura² da parte di altri dispositivi. Il risultato delle interazioni tra le particelle ed il materiale è uno sciame di particelle secondarie la cui energia viene progressivamente degradata. Queste interazioni possono essere governate da processi elettromagnetici o forti, dando luogo rispettivamente a sciame elettromagnetici o sciame adronici. L'energia depositata nel mezzo attivo del calorimetro è misurata come carica o luce e fornisce informazioni sull'energia della particella incidente.

La prima distinzione da fare è tra calorimetri elettromagnetici e calorimetri adronici, i primi sono principalmente utilizzati per la rivelazione di elettroni o fotoni attraverso le loro interazioni elettromagnetiche, i secondi sono usati per la rivelazione di adroni attraverso interazione forte ed interazione elettromagnetica.

Un'ulteriore distinzione è quella tra calorimetri omogenei e calorimetri a campionamento a seconda che l'intero volume o solo una parte di esso (il mezzo attivo) contribuisca alla generazione del segnale. Nel primo caso il materiale del rivelatore deve sia poter assorbire le particelle sia generare il segnale e per questo deve solitamente essere ad alta densità. Nei calorimetri a campionamento invece, le due funzioni sono eseguite da materiali diversi. Il mezzo chiamato passivo avrà la funzione di assorbitore ed è generalmente costituito da materiali ad alta densità come ferro, rame, piombo o uranio, il mezzo attivo deve invece generare il segnale. Nei calorimetri a campionamento, tipicamente, solo una piccola percentuale dell'energia dello sciame è effettivamente campionata, la risoluzione dell'energia che si ottiene è quindi generalmente peggiore di quella che può essere raggiunta con un calorimetro omogeneo.

¹Il termine "calorimetro" ha la sua origine nella termodinamica e riguarda il fatto che durante i processi di assorbimento l'energia viene spesso completamente convertita in calore.

²Ad eccezione delle *MIPs* (*Minimum Ionizing Particles*).

Una delle caratteristiche fondamentali di un calorimetro è la risoluzione in energia $\frac{\sigma(E)}{E}$, questa dipende principalmente dall'energia della particella:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (1.1)$$

La precisione delle informazioni fornite dal calorimetro migliora quindi all'aumentare dell'energia.

1.2 Meccanismi di rivelazione

Nel passaggio delle particelle cariche attraverso la materia, si ha una perdita di energia per interazione elettromagnetica con il campo coulombiano delle cariche presenti nel mezzo. Tale energia può ionizzare o eccitare gli atomi o le molecole di cui è composto il mezzo attraversato. A seconda del tipo di calorimetro il segnale generato è dovuto a scintillazione, radiazione Cherenkov o processi di ionizzazione.

1.2.1 Scintillazione

Uno scintillatore è un materiale capace di emettere luce, in genere visibile o ultravioletta, quando viene attraversato da fotoni di alta energia o da particelle cariche. Al proprio passaggio la particella incidente cede parte della propria energia allo scintillatore causando, ad esempio, l'eccitazione di un elettrone che si sposta in un livello ad energia superiore. Quando l'elettrone decade al livello che occupava prima dell'eccitazione emette un fotone di energia relativamente bassa, tipicamente nel visibile. Tale impulso di luce viene poi rivelato ed amplificato da opportuni sensori, ad esempio da un fotomoltiplicatore. Il materiale con cui è realizzato lo scintillatore deve risultare trasparente alla radiazione emessa. La proprietà di un materiale di assorbire energia sotto forma di radiazione o calore e di riemetterla sotto forma di luce è detta fluorescenza. Esistono diverse tipologie di scintillatori che si distinguono per tipo di materiale di cui sono composti, i tempi di risposta, le lunghezze d'onda emesse, l'efficienza di scintillazione (quanta energia viene convertita in luce). Diversi materiali sono utilizzati come scintillatori, tra i più comuni si hanno cristalli, sia inorganici che organici, scintillatori plastici, liquidi e gas.

1.2.2 Radiazione Cherenkov

La radiazione *Cherenkov* viene emessa quando una particella carica attraversa un mezzo dielettrico con velocità superiore a quella della luce nel mezzo stesso.

$$v > \frac{c}{n}; \beta > \frac{1}{n} \quad (1.2)$$

L'emissione è dovuta ad una polarizzazione asimmetrica del mezzo che da origine ad un momento di dipolo elettrico variabile. L'energia spesa dalla particella nel polarizzare gli atomi del mezzo viene restituita dal mezzo nel processo di diseccitazione sotto forma di radiazione coerente. Il fronte d'onda è di forma conica e viene emesso ad un angolo caratteristico θ_C rispetto alla direzione della particella incidente:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n} \quad (1.3)$$

Lo spettro della radiazione *Cherenkov* mostra una dipendenza rispetto alla lunghezza d'onda come $1/\lambda^2$ e la parte visibile dell'emissione cade nel blu. Il contributo nella perdita di energia delle particelle dovuto alla radiazione Cherenkov risulta essere sempre molto inferiore alla perdita dovuta a ionizzazione o a eccitazione del mezzo attraversato, anche nel caso di “*minimum ionizing particles (MIP)*”.

Il numero di fotoni prodotti per effetto Cherenkov da una particella attraverso il mezzo è dato dalla:

$$\frac{d^2}{dE dx} = \frac{\alpha^2 z^2}{\hbar c} \sin^2 \theta_c \approx 370 \sin^2 \theta_c \text{ eV}^{-1} \text{ m}^{-1} \quad (1.4)$$

Molti mezzi trasparenti sono buoni radiatori Cherenkov, tra questi troviamo anche i materiali scintillatori.

1.2.3 Ionizzazione

I meccanismi di perdita di energia per ionizzazione dipendono dalla natura e dalla massa della particella e quindi la discussione deve essere effettuata separatamente per elettroni/positroni e particelle pesanti (muoni, pioni, protoni, particelle α). Nel caso di particelle pesanti, la perdita di energia è causata per la maggior parte dagli urti anelastici con gli elettroni del mezzo mentre meno frequentemente avviene lo scattering elastico con i nuclei. Lo scattering anelastico è un fenomeno di natura statistica e la quantità di energia ceduta agli elettroni nel singolo urto è generalmente molto piccola. Essendo però il numero di collisioni per unità di percorso generalmente elevato, la perdita di energia complessiva è considerevole e le fluttuazioni nella quantità di energia ceduta risultano piccole. Per questo motivo può essere calcolata la quantità $S(E) = -dE/dx$ chiamata *stopping power*. La perdita di energia di una particella pesante carica che attraversa un materiale (A, Z) è descritta con sufficiente accuratezza dalla formula di *Bethe Bloch* [1]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (1.5)$$

Il termine W_{max} rappresenta la massima energia trasferibile per singola collisione, il termine I è potenziale di eccitazione medio del materiale e δ è una correzione della

densità dovuta al campo elettrico della particella che tende a polarizzare l'atomo lungo il suo percorso, schermato la carica delle particelle.

Una particella la cui perdita di energia sia vicina al valore minimo della funzione è chiamata *minimum ionizing particle*. Anche nel caso di elettroni e positroni si ha una perdita di energia dovuta alle collisioni, tuttavia a causa della loro massa decisamente più piccola una rilevante perdita di energia è dovuta ad un ulteriore fenomeno, la radiazione di frenamento (o *Bremsstrahlung*) che avviene quando una particella carica subisce un'accelerazione. La perdita di energia media per unità di percorso si può calcolare approssimativamente, e risulta:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 4\alpha N_a \frac{Z^2}{A} z^2 r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (1.6)$$

Si nota quindi che per particelle con massa più grande la perdita di energia è minore. Il termine logaritmico è dovuto alla parziale schermatura della carica nucleare da parte degli elettroni atomici.

I materiali usati nei rivelatori a particelle ionizzanti sono spesso liquidi o gas nobili come argon, kripton e xenon, poiché non catturano elettroni liberi, avendo il guscio elettronico dei loro atomi completo. Infine, possono essere utilizzati come rivelatori a ionizzazione anche dispositivi a stato solido, che utilizzano materiali semiconduttori come silicio, germanio e arseniuro di gallio.

1.2.4 Interazione fotoni-materia

I processi che svolgono un ruolo nello sviluppo dello sciame elettromagnetico sono ben compresi: elettroni e positroni perdono energia per ionizzazione e per irraggiamento. Il primo processo domina a basse energie, mentre il secondo ad energie maggiori. I fotoni interagiscono tramite effetto fotoelettrico, Compton o produzione di coppie. A basse energie ed in materiali ad elevato numero atomico (Z) è predominante l'effetto fotoelettrico. Questo fenomeno avviene quando il materiale viene esposto a radiazione elettromagnetica di opportuna frequenza e avviene l'emissione di elettroni. E' un effetto a soglia e l'energia della radiazione incidente $E_\gamma = hf = hc/\lambda$ dovrà essere uguale o maggiore del "lavoro di estrazione" per l'elettrone. La sezione d'urto per l'effetto fotoelettrico $\sigma_{p.e.}$ dipende fortemente da Z e dall'energia della radiazione:

$$\sigma_{p.e.} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^3} \quad (1.7)$$

La diffusione Compton o effetto Compton è la diffusione anelastica di un fotone da parte di un elettrone libero, che si traduce in una perdita di energia, con conseguente aumento della lunghezza d'onda per il fotone. La sezione d'urto Compton σ_c dipende linearmente dal numero atomico del materiale assorbitore, mentre è inversamente proporzionale all'energia del fotone: $\sigma_c \propto 1/E$.

Nello sciame elettromagnetico circa il 40% dell'energia viene depositata tramite questi due processi.

Se un fotone ha energia di almeno il doppio della massa di un elettrone può dare origine nel materiale ad una coppia elettrone-positrone. Questi a loro volta perderanno energia per ionizzazione o per *Bremsstrahlung*, l'elettrone verrà infine assorbito da uno ione mentre il positrone annichilirà con un elettrone dando origine a due fotoni. A seconda delle energie dei fotoni e del numero atomico del materiale si ha la predominanza di un effetto piuttosto che un altro come si può vedere in figura 1.1.

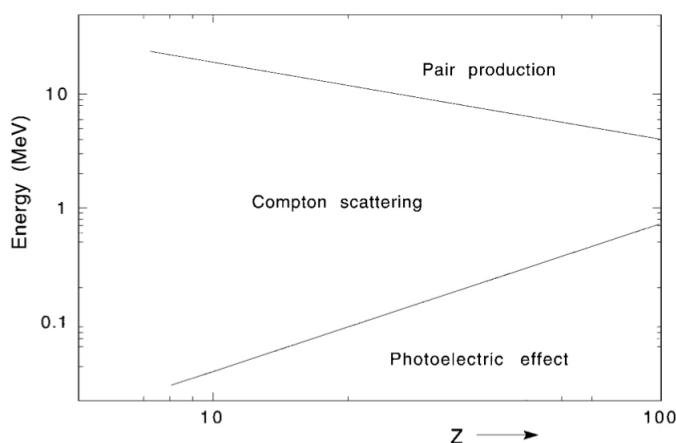


Figura 1.1: Domini di energia in cui effetto fotoelettrico, Compton e produzione di coppie sono i processi più probabili, in funzione del valore Z del materiale assorbitore [1].

1.3 Fisica dello sviluppo dello sciame

Ogni particella che interagisce con il calorimetro da origine ad uno sciame, le cui caratteristiche dipendono dal tipo e dall'energia della particella primaria. In particolare, gli sciami originati da adroni e da fotoni/elettroni sono estremamente diverse e hanno bisogno di essere trattate separatamente.

1.3.1 *Sciame elettromagnetici*

L'effetto della produzione di coppie combinato all'emissione di *Bremsstrahlung* hanno come conseguenza la formazione di sciami elettromagnetici. Avviene infatti che un fotone di alta energia, nel materiale, dia origine ad una coppia elettrone/positrone che a loro volta emettono fotoni per *Bremsstrahlung*, questi daranno luogo alla creazione di coppie e così via originando così una cascata di fotoni, elettroni e positroni. Il fenomeno continua sino a che l'energia di elettroni e positroni scende

al di sotto di una certa soglia, sotto la quale le coppie perderanno energia più per collisione che per frenamento, arrestando così lo sviluppo dello sciame.

Lo sviluppo della cascata elettromagnetica è un processo di tipo statistico che dipende principalmente dal materiale in cui avviene. Per descrivere tale processo è conveniente introdurre due parametri: la “lunghezza di radiazione” X_0 per lo sviluppo longitudinale e il “raggio di Molière” ρ_M utilizzato per descrivere lo sviluppo laterale.

La lunghezza di radiazione è definita come la distanza per cui l’energia degli elettroni viene ridotta di un fattore $\frac{1}{e}$ esclusivamente per perdita dovuta a radiazione:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{E}{X_0} \implies E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (1.8)$$

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \text{ gcm}^{-2} \quad (1.9)$$

Una sostanziale differenza tra gli sciame generati da un elettrone o un fotone ad alta energia è che l’elettrone inizia ad irradiare immediatamente mentre un fotone può attraversare un certo spessore di materiale prima di dare origine alla coppia e^+e^- .

Il raggio di Molière è definito come:

$$\rho_M = 21.2\text{MeV} \frac{X_0}{\epsilon_c} \quad (1.10)$$

dove ϵ_c è l’energia critica (energia per cui la perdita di energia per *Bremsstrahlung* e per collisione sono uguali). Il raggio di Molière corrisponde al raggio di un cilindro contenente in media il 90% della deposizione di energia dello sciame.

Per poter studiare in modo semplice lo sviluppo della cascata elettromagnetica, si fa un’approssimazione per cui si considerano solo l’emissione per *Bremsstrahlung* e la produzione di coppie (simmetrici tra loro) e si assume che la lunghezza di radiazione X_0 sia circa uguale a λ_{pair} (distanza media percorsa da un fotone prima della produzione di una coppia elettrone-positrone). Un elettrone o un fotone con energia iniziale E_0 produrranno quindi un numero $N \simeq 2^t$ di particelle dopo t lunghezze di radiazione e l’energia media delle particelle ad un generico t sarà $E(t) = \frac{E_0}{2^t}$. Il numero di particelle prodotte dal processo di moltiplicazione raggiungerà un massimo ad una certa profondità dell’assorbitore (*shower maximum*) per poi diminuire gradualmente. La profondità del massimo dello sciame aumenta logicamente con l’aumento dell’energia. Considerando l’approssimazione introdotta e che la moltiplicazione delle particelle si arresta all’energia critica possiamo scrivere le seguenti relazioni :

$$E(t_{max}) = \frac{E_0}{2^{t_{max}}} = E_c \implies t_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \implies N_{max} \approx \frac{E_0}{E_c} \quad (1.11)$$

Questo modello semplificato ci da un'idea quantitativa dello sciame. L'effetto fotoelettrico e l'effetto Compton sono i processi più abbondanti, mentre la produzione di coppie avviene nelle fasi iniziali di sviluppo dello sciame. Per questo motivo avremo quindi che gli elettroni prodotti saranno in numero maggiore rispetto ai positroni, presenti solo all'inizio. I positroni mediamente depositano un quarto dell'energia dello sciame elettromagnetico e risultano essere più energetici.

Lo sviluppo dello sciame elettromagnetico dipende fortemente dallo Z dell'assorbitore, ed il suo profilo longitudinale e trasversale può essere descritto in termini dei parametri introdotti e dall'energia iniziale della particella incidente. All'aumentare di Z il massimo dello sciame si sposta a profondità maggiori e il profilo decade più lentamente dopo il picco. Nel caso di materiali ad elevato Z son necessarie per il contenimento longitudinale alcune lunghezze di radiazione in più di materiale, a parità di energia iniziale delle particelle incidenti. Vi è inoltre una differenza tra sciami indotti da elettroni o da fotoni, nel caso di fotoni infatti sarà necessaria mediamente una lunghezza di radiazione in più per il contenimento.

Lo sviluppo laterale del profilo dello sciame è dovuto principalmente ai fenomeni di diffusione multipla per cui elettroni e positroni si allontanano dall'asse dello sciame. Contribuiscono anche la diffusione Compton e l'effetto fotoelettrico, essendo fenomeni isotropi, e l'emissione per *Bremsstrahlung* che può avvenire anche ad angoli grandi rispetto all'asse dello sciame.

1.3.2 *Sciami adronici*

Nel caso di sciami adronici gioca un ruolo importante anche l'interazione forte tra le particelle dello sciame ed i nuclei del mezzo assorbitore. La varietà di processi che avvengono sono maggiori e la trattazione degli sciami adronici è sicuramente più complessa che per gli sciami elettromagnetici. Nel caso di un adrone carico, il mezzo sarà ionizzato in un flusso continuo di eventi. Ad una certa profondità l'adrone incontra un nucleo atomico con cui interagisce fortemente. Nella reazione nucleare l'adrone cambia la propria identità ed i prodotti di reazione possono essere decine di altri adroni. Anche il nucleo colpito cambia, perdendo nucleoni e dopo essere stato lasciato in uno stato eccitato, decade emettendo diversi raggi γ . Durante la cascata vengono prodotto diversi adroni neutri, i π^0 ed η decadono in due fotoni γ che a loro volta danno origine ad uno sciame elettromagnetico. Gli altri adroni neutri non ionizzano il mezzo, hanno solo interazioni di tipo nucleare. In particolare nello sciame adronico vengono prodotti molti neutroni, l'energia con cui questi vengono strappati dal nucleo non da contributi al segnale del calorimetro e viene chiamata energia invisibile. Come per gli sciami elettromagnetici anche nel caso di adroni, si ha nelle fasi iniziali dello sciame una moltiplicazione delle particelle fino ad un massimo, dopo il quale diminuisce gradualmente.

La variabile che descrive il profilo di uno sciame adronico è la lunghezza di interazione nucleare λ_{int} : è la distanza media percorsa da un adrone prima di indurre

un'interazione nucleare. La probabilità che una particella attraversi una distanza z nel mezzo senza interagire con un nucleo è:

$$P = e^{-\frac{z}{\lambda_{int}}} \quad (1.12)$$

dove λ_{int} è inversamente proporzionale alla sezione d'urto totale per le interazioni nucleari:

$$\sigma_{tot} = \frac{A}{N_A \lambda_{int}} \quad (1.13)$$

Mediamente il profilo di uno sciame adronico è simile a quello di uno sciame elettromagnetico ma con un fattore di scala molto maggiore [1].

La frazione elettromagnetica

La componente elettromagnetica di uno sciame adronico ha forti fluttuazioni evento per evento e viene chiamata frazione elettromagnetica, f_{em} .

Un modello semplificato per stimare la f_{em} assume che tutta l'energia dello sciame sia usata per produrre mesoni (che di fatto sono mediamente il 90% delle particelle prodotte), di cui un terzo siano pioni neutri. Dopo n generazioni la f_{em} media risulta:

$$f_{em} = 1 - \left(1 - \frac{1}{3}\right)^n \quad (1.14)$$

Questo modello non tiene conto di diversi fattori. Prima di tutto in uno sciame adronico vengono prodotte altri tipi di particelle oltre a quelli considerati. Inoltre non considera l'energia persa per ionizzazione ed eccitazione del mezzo e la conservazione del numero barionico. Il numero medio di mesoni prodotti aumenta logicamente con l'energia e il fattore $1/3$ dell'equazione (1.13) può essere quindi considerato come un limite superiore e viene chiamato f_{π^0} . Sono stati studiati modelli più precisi che tengono conto di tutti i fattori trascurati nel modello precedente. Nel modello proposto in [3] la frazione elettromagnetica è espressa come:

$$f_{em} = 1 - \left(\frac{E}{E_0}\right)^{(k-1)} \quad (1.15)$$

Dove il termine E_0 corrisponde all'energia media necessaria per la produzione di un pione e l'esponente $k-1$ è un termine che dipende da f_{π^0} e da $\langle m \rangle$ (numero medio di mesoni prodotti per interazione).

E' da evidenziare una differenza tra gli sciami indotti da pioni o da protoni della stessa energia. Nel primo caso infatti, la produzione di π^0 non è limitata dalla legge di conservazione del numero barionico come invece avviene per gli sciami indotti da protoni. Gli sciami generati da pioni avranno mediamente quindi una f_{em} maggiore. Un altro effetto osservato è la diminuzione della f_{em} al crescere del numero atomico Z del mezzo attraversato.

Componente non-elettromagnetica dello sciame

Gli adroni carichi, prima di interagire con un nucleo, ionizzano il mezzo e possono perdere una quantità significativa di energia, soprattutto se si tratta di adroni di bassa energia prodotti nella cascata. Anche i pioni possono interagire con un nucleo, ma essendo di dimensioni inferiori rispetto ai protoni hanno una minore probabilità di incontrare un nucleo. Possono quindi attraversare il mezzo per distanze maggiori (tipicamente il 25-50% in più) prima che si possa verificare un'interazione nucleare. In media, l'80% dell'energia della componente non-elettromagnetica è disponibile per eccitare e dissociare i nuclei del mezzo.

Il processo che si verifica più frequentemente è la reazione di spallazione che si ha quando una particella molto energetica, come un protone di alta energia (nello sciame si hanno tipicamente protoni di 50-100 MeV), va a collidere con un nucleo atomico pesante. L'urto provoca inizialmente una cascata intranucleare, si ha quindi l'emissione di varie specie di particelle leggere e frammenti lasciando un prodotto della reazione che è generalmente radioattivo. Alcuni neutroni sono *spalled*, espulsi dal nucleo. Successivamente si ha un processo di "evaporazione" in cui il nucleo eccitato intermedio si diseccita mediante l'espulsione di particelle come protoni, neutroni, particelle alfa e emissione di raggi gamma fino all'equilibrio. L'energia di legame fornita dalle particelle dello sciame per rilasciare i neutroni nel processo di spallazione, non produce alcun segnale calorimetro e per questo è chiamata energia invisibile.

Data la varietà di processi che possono avvenire, si hanno grandi fluttuazioni nell'energia invisibile evento per evento. Inoltre è importante sottolineare che c'è un altro contributo all'energia invisibile dovuto all'energia cinetica di rinculo del nucleo colpito nel processo di spallazione. L'energia invisibile limita la risoluzione dei calorimetri adronici.

Profilo longitudinale e laterale dello sciame adronico

Il profilo longitudinale di uno sciame adronico è molto simile a quello di uno sciame elettromagnetico, fatta eccezione per la scala. Gli sciami adronici si sviluppano più in profondità nel mezzo assorbente in quanto la lunghezza di interazione nucleare è maggiore della lunghezza di radiazione, fino a un fattore di 30 in materiale ad alto Z. La differenza tra le variabili di scala permette di distinguere tra i due tipi di sciame facilmente. La profondità di un calorimetro adronico necessario per contenere lo sciame aumenta logicamente con l'energia, come per uno sciame elettromagnetico, ma a parità di energia il contenimento di uno sciame adronico richiederà dimensioni e quantità di materiale maggiori.

Anche il profilo laterale risulta più ampio, si ha generalmente un *core* più stretto che corrisponde alla componente elettromagnetica circondato da un alone più largo dovuto alla componente non-elettromagnetica. Poiché la f_{em} cresce con l'energia, gli sciami ad energia maggiore si svilupperanno più vicini all'asse e saranno con-

tenuti in un cono più stretto. Nelle fasi iniziali dello sviluppo dello sciame il *core* elettromagnetico è predominante.

I profili degli sciami adronici possono essere, evento per evento, molto differenti tra loro a causa delle fluttuazioni dell'energia portata dai π^0 e della posizione in cui questi depositano l'energia. Le particelle che costituiscono uno sciame adronico sono tipicamente protoni di spallazione con energia di 50-100 MeV e neutroni da 3 MeV. A queste energie il cammino medio di un protone prima di interagire nuovamente è di circa 1 cm, mentre è molto maggiore per i neutroni che per questo motivo dominano la coda del profilo sia laterale che longitudinale. Inoltre i neutroni depositano la loro energia solo attraverso le interazioni nucleari. Possono subire scattering elastico e anelastico con i nuclei, o essere catturati una volta termalizzati. La misura dell'energia cinetica dei neutroni può essere fondamentale nella caso di calorimetri a campionamento. Scegliendo opportunamente il mezzo attivo e passivo il contributo dei neutroni al segnale del calorimetro può essere rilevante e permette di valutare l'energia invisibile.

1.4 Funzione di risposta di un calorimetro

La risposta di un calorimetro è definita come “il segnale medio del calorimetro diviso per l'energia della particella che lo genera”.

Un calorimetro è lineare quando la sua risposta è costante in funzione del energia.

La risposta di un calorimetro a diversi tipi di particelle è spesso messa in relazione alla risposta alle *MIPs* (*minimum ionizing particles*) che sono considerate le particelle di riferimento. La risposta di un calorimetro a una particella X viene quindi solitamente espressa come il rapporto tra le due risposte: X/mip . Particelle che possono essere considerate *MIPs* sono i muoni, anche se ad energie relativistiche la loro perdita di energia è maggiore del valore minimo. Un modo per determinare la risposta sperimentale del calorimetro alle *MIPs* è misurare i segnali prodotti dai muoni a diverse energie quindi estrapolare la parte *mip* dei segnali. Il modo migliore per valutare la risposta di un calorimetro è quello di graficarla in funzione dell'energia. Infatti, questo metodo è altamente sensibile alle piccole non linearità.

I calorimetri elettromagnetici sono in generale lineari, poiché tutta l'energia depositata dagli sciami elettromagnetici genera segnali. Possono essere osservati scostamenti dalla linearità che sono di solito dovuti a problemi strumentali come ad esempio saturazione dei fotomoltiplicatori o perdite nel contenimento dello sciame.

Al contrario, la non linearità della risposta è una caratteristica molto comune per calorimetri adronici, data la dipendenza dall'energia della f_{em} e del fenomeno energia invisibile. Nella componente non-elettromagnetica dello sciame l'energia viene portata da mesoni, protoni di spallazione, neutroni di evaporazione, rinculo dei nuclei etc. La risposta del calorimetro alla componente non-elettromagnetica è indicata con h , mentre la risposta al componente elettromagnetica è indicata con e .

La risposta del calorimetro alla componente adronica dello sciame può essere espressa come:

$$h = f_{rel} \cdot rel + f_p \cdot p + f_n \cdot n + f_{inv} \cdot inv \quad (1.16)$$

dove f_{rel} è la frazione dei pioni carichi relativistici, f_p è la frazione dei protoni si spallazione, f_n la frazione di neutroni di evaporazione e f_{inv} la frazione dovuta all'energia invisibile, mentre rel , p , n e inv indicano le risposte del calorimetro alle singole componenti.

	Lead	Iron
Ionization by pions	19%	21%
Ionization by protons	37%	53%
<i>Total ionization</i>	56%	74%
Nuclear binding energy loss	32%	16%
Target recoil	2%	5%
<i>Total invisible energy</i>	34%	21%
Kinetic energy evaporation neutrons	10%	5%
Number of charged pions	0.77	1.4
Number of protons	3.5	8
Number of cascade neutrons	5.4	5
Number of evaporation neutrons	31.5	5
Total number of neutrons	36.9	10
Neutrons/protons	10.5/1	1.3/1

Figura 1.2: Energia depositata e composizione della componente non-elettromagnetica in piombo e ferro. I numeri di particelle elencati sono dati per GeV di energia non-elettromagnetica [1].

Normalizzando rispetto alle *MIPs* e sapendo che la componente della risposta risposta $inv=0$, si ottiene:

$$\frac{e}{h} = \frac{e/mip}{f_{rel} \cdot rel/mip + f_p \cdot p/mip + f_n \cdot n/mip} \quad (1.17)$$

I pioni carichi a basse energie si comportano in modo simile alle *MIPs* ma all'aumentare dell'energia le reazioni nucleari iniziano ad avere un ruolo importante e ha luogo un'abbondante produzione di π^0 , poiché essi danno origine a cascate elettromagnetiche, all'aumentare dell'energia la risposta del calorimetro ai pioni, indicata con π , sarà sempre più simile a quella per gli sciame elettromagnetici.

Il rapporto e/h non viene misurato direttamente ma può essere calcolato conoscendo la f_{em} e il rapporto e/π :

$$e/\pi = \frac{e/h}{1 - f_{em}(1 - e/h)} \quad (1.18)$$

Per ricavare questa relazione, il rapporto e/π deve essere misurato e la dipendenza energetica della f_{em} deve essere conosciuta. Ad alte energie il rapporto e/π tende ad 1 a prescindere del valore di e/h . Se anche il rapporto e/h è uguale a uno il calorimetro ha risposta lineare.

1.4.1 Calorimetri omogenei

In questo tipo di calorimetri, tutto il volume è sensibile alle particelle e contribuisce alla produzione del segnale. I calorimetri omogenei sono intrinsecamente lineari per gli sciami elettromagnetici (tranne che per saturazione e effetti strumentali). Sono caratterizzati dal rapporto $e/mip=1$. La calibrazione viene solitamente effettuata tramite elettroni di energia nota. Una volta calibrato, lo strumento può essere utilizzato anche per misurare l'energia depositata da muoni. La costante di calibrazione non può essere usata però nel caso di adroni data la varietà dei processi che avvengono, inoltre non tutta l'energia depositata può essere misurata. I calorimetri omogenei sono tutti caratterizzati dal rapporto $e/h>1$, sono dispositivi non compensati (la compensazione dei calorimetri è trattata nella sezione 1.4.3). Calorimetri omogenei possono essere comunque utilizzati per misurare la frazione elettromagnetica in calorimetri adronici.

1.4.2 Calorimetri a campionamento

I calorimetri a campionamento sono costituiti da due materiali differenti, il mezzo chiamato passivo ha la funzione di assorbire l'energia delle particelle, il secondo, il mezzo attivo, genera il segnale. Un parametro che caratterizza questi strumenti è la frazione di campionamento che è definita : l'energia depositata dalle *MIPs* negli strati attivi del calorimetro rispetto all'energia totale depositata dalle stesse particelle nell'intero volume.

Risposta dei calorimetri a campionamento a elettroni e fotoni

Nei calorimetri a campionamento il valore del rapporto e/mip è generalmente diverso da 1, e dipende dal valore di Z sia del mezzo assorbitore che del mezzo attivo. Maggiore è la differenza tra gli Z dei due mezzi, minore è la risposta allo sciame elettromagnetico. Questo effetto dipende dal modo in cui elettroni e fotoni a bassa energia interagiscono con la materia. Gli elettroni hanno un range di interazione molto più piccolo rispetto allo spessore dei strati assorbenti. Solo gli elettroni che interagiscono molto vicino al limite tra il mezzo passivo e il mezzo attivo producono

segnale misurabile. Il campionamento per gli elettroni a bassa energia è quindi altamente inefficiente. Gli elettroni di bassa energia sono prodotti in materiali ad alto Z tramite effetto fotoelettrico la cui sezione d'urto cresce in proporzione al numero atomico come Z^5 . La maggior parte dei fotoni interagisce quindi solo con il mezzo assorbitore. Questo effetto rende basso il valore del rapporto e/mip . Inoltre i fotoni di bassa energia vengono assorbiti soprattutto nelle ultime fasi dello sviluppo dello sciame, questo comporta una diversa calibrazione per le diverse sezioni del calorimetro. Un modo per migliorare la frazione di campionamento è quello di aumentare la frequenza di campionamento, ovvero utilizzando strati di materiali più sottili e aumentando così le superfici di separazione tra i due mezzi.

Risposta dei calorimetri a campionamento agli adroni

La maggior parte dei calorimetri a campionamento sono intrinsecamente non lineari. Il valore del rapporto e/h può assumere valori molto diversi. I calorimetri con $e/h \sim 1$ sono detti calorimetri compensati e hanno, tra i vantaggi, quello di essere lineari per energie superiori ai 5 GeV. Nella pratica la maggior parte dei calorimetri ha però $e/h > 1$ e sono detti sotto-compensati.

La risposta del calorimetro è diversa a seconda dei componenti dello sciame adronico. Per quanti riguarda i pioni carichi relativisti il valore rel/mip è circa uguale a 1 in quanto hanno una perdita di energia per ionizzazione simile alle *MIPs*. Nel caso dei protoni il rapporto p/mip diminuisce al diminuire dell'energia, poiché i protoni a bassa energia sono campionati con poca efficienza, il loro contributo può essere comunque migliorato variando lo spessore degli strati del calorimetro. Il valore n/mip dipende fortemente dal numero di massa A del materiale assorbitore. I neutroni di evaporazione possono essere campionati con efficienza se la loro perdita di energia avviene solo per scattering elastico con i nuclei e la perdita è maggiore per valori di A piccoli. Aggiungendo idrogeno alla struttura del calorimetro viene migliorato il campionamento e la risposta dello strumento è proporzionale alla frazione di idrogeno presente.

1.4.3 Compensazione

Come scritto in precedenza vengono chiamati compensati i calorimetri con $e/h \sim 1$. I calorimetri con $e/h > 1$ e sono detti sottocompensati e quelli con $e/h < 1$ sono detti sovracompensati.

La necessità della compensazione deriva dalla diversa risposta del calorimetro alle componenti elettromagnetica e non-elettromagnetica in uno sciame adronico. L'energia depositata dalle due diverse componenti varia evento per evento ed è dipendente dall'energia iniziale. Possono essere compensati solo i calorimetri a campionamento, migliorando la risposta alla componente non-elettromagnetica. In precedenza si riteneva che la soluzione al problema della compensazione fosse l'utilizzo di uranio come materiale assorbitore. Utilizzando stati assorbenti di ^{238}U le reazioni di fissione indotte dalla sola componente non-elettromagnetica contribuiscono con energia sot-

to forma di γ e neutroni di bassa energia aumentando la risposta alla componente adronica. I calorimetri costruiti in questo modo hanno in alcuni casi raggiunto un buon livello di compensazione, altri dispositivi risultavano però sovracompen-
sati. Attualmente vengono utilizzati materiali attivi contenenti idrogeno. I neutroni prodotti nella cascata adronica subiscono scattering elastico trasferendo una frazione della loro energia cinetica in funzione del numero di massa A del nucleo colpito:

$$f_{elastic} = \frac{2A}{(A+1)^2} \quad (1.19)$$

Il massimo dell'energia ceduta si ha quindi nel caso di nuclei di idrogeno. Il protone accelerato ionizza il mezzo e contribuisce al segnale del calorimetro. Il contributo relativo dei neutroni alla risposta adronica può essere regolato sul valore necessario per ottenere la compensazione.

Alcuni calorimetri sono intrinsecamente non compensati e si procede con un approccio differente, chiamato compensazione *off line*. La compensazione di questo tipo è effettuata eseguendo una misura delle due componenti dello sciame adronico, separatamente. Per fare ciò si può sfruttare la differenza nello sviluppo spaziale dello sciame elettromagnetico e non-elettromagnetico, oppure misurare la f_{em} evento per evento. Un metodo per misurare la frazione elettromagnetica è quello di confrontare la luce di scintillazione e la radiazione Cherenkov in calorimetri a scintillazione, essendo la seconda prodotta solo da particelle relativistiche. In uno sciame adronico solo la componente elettromagnetica è costituita da particelle relativistiche fino ad alcune centinaia di keV. Misurando separatamente i due segnali è possibile stimare la f_{em} .

1.5 Fluttuazioni

La caratteristica più importante di un calorimetro è la risoluzione dell'energia. La risoluzione determina la precisione con cui l'energia di una particella può essere misurata ed è stimata sperimentalmente attraverso la calibrazione del calorimetro. Poiché i calorimetri si basano su processi fisici di natura statistiche, diversi tipi di fluttuazione influenzano la precisione del calorimetro come fluttuazione quantistiche del segnali, perdite dello sciame, fluttuazioni di campionamento etc. Le fluttuazioni, ad eccezione di quelle causate da perdite dello sciame ed effetti strumentali, seguono le statistiche di Poisson. Pertanto contribuiscono alla risoluzione dell'energia con un termine:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \quad (1.20)$$

Di solito fonti diverse di fluttuazioni contribuiscono alla risoluzione energetica di un calorimetro anche se spesso una fonte domina sulle altre, come ad esempio

le fluttuazioni di campionamento in calorimetri a campionamento. Tipicamente le diverse fluttuazioni hanno una dipendenza energetica diversa e non sono correlate tra loro per cui vanno sommate in quadratura.

In generale, considerando le diverse fonti di fluttuazione la risoluzione sarà espressa nella forma:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (1.21)$$

dove il termine a è il termine statistico, il termine b è dovuto al rumore elettronico e il termine c è un termine costante dovuto principalmente a non uniformità nella produzione e raccolta del segnale. Di seguito sono descritte le principali fonti di fluttuazioni.

1.5.1 Fluttuazioni quantistiche del segnale

Per fluttuazione quantistica del segnale viene intesa la fluttuazione nel numero di quanti di segnale rivelati [9].

Tra i calorimetri nei quali domina la fluttuazioni quantistica del segnale, ci sono i calorimetri in fibra di quarzo. In questi dispositivi, la resa di luce risulta essere molto piccola, può essere ad esempio 1 fotoelettrone per GeV. Si hanno quindi grandi fluttuazioni del segnale che peggiorano la risoluzione energetica e rendono trascurabili altre fonti di fluttuazione. L'entità di queste fluttuazioni è dovuta al fatto che solo una piccola frazione di luce Cherenkov generata dalle fibre di quarzo è catturata e trasportata al fotomoltiplicatore. Inoltre, utilizzando fotomoltiplicatori con finestra di ingresso in vetro, la probabilità che un fotone Cherenkov raggiunga il fotocatodo viene limitata. L'efficienza quantica (il rapporto tra il numero dei fotoelettroni prodotti ed il numero di fotoni incidenti sul fotocatodo) può essere migliorata se i fotomoltiplicatori sono dotati di finestre in quarzo.

Indicando con x il numero medio di fotoelettroni per GeV, Ex è il numero di fotoelettroni prodotti da uno sciame generato da una particella incidente di energia E . Il contributo alla risoluzione dell'energia dovuto alle fluttuazioni quantistiche del segnale sarà [9]:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{p.e.} = \frac{1}{\sqrt{xE}} \quad (1.22)$$

1.5.2 Fluttuazioni di campionamento

Queste fluttuazioni sono determinate sia dalla frazione di campionamento che dalla frequenza di campionamento. Anche la natura di queste fluttuazioni è di tipo statistico, poiché queste son dovute alla fluttuazione del numero di particelle dello sciame che contribuiscono al segnale. In calorimetri elettromagnetici in cui il mezzo non sia

gassoso, una buona descrizione per questo tipo di fluttuazione è data dall'espressione [9]:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{sampl}} = a\sqrt{d/f_{\text{sampl}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{xE}} \quad (1.23)$$

dove d è lo spessore degli strati attivi di campionamento, (o il diametro di una fibra, o lo spessore di un piatto scintillatore) e f_{sampl} è la frazione di campionamento per le *MIPs*. Lo spessore del materiale assorbitore determina invece il numero di fotoni Compton e di fotoelettroni che contribuiscono al segnale. Più è sottile il suo spessore, maggiori sono gli elettroni di bassa energia campionati. In rivelatori con frazione di campionamento molto alta, gli elettroni possono essere generati anche negli strati attivi. Diminuendo gli spessori dei due mezzi, le particelle vengono campionate in modo più efficiente e migliora la risoluzione energetica.

1.5.3 Contenimento e perdite dello sciame

I calorimetri sono strumenti per misurare l'energia delle particelle mediante assorbimento totale. Tuttavia, in pratica, l'assorbimento non è mai del 100%.

Nei calorimetri è quindi importante conoscere il grado di contenimento dello sciame in modo accurato. Il primo motivo è quello di evitare fluttuazioni dovute a perdita dello sciame. In oltre si deve evitare che una fuga di particelle possa interferire con altri rivelatori posti a valle del calorimetro. Le perdite dipendono sia dall'energia che dal tipo di particelle dello sciame. Mediamente, ad esempio, sciame indotti da elettroni sono contenuti in dimensioni inferiori rispetto a sciame indotti da protoni della stessa energia, mentre sciame indotti da pioni hanno bisogno di dimensioni di contenimento ancora maggiori.

Le perdite sono classificate in tre tipi: longitudinali, trasversali e di albedo. Nelle perdite longitudinali le particelle sfuggono al rivelatore uscendo dall'estremità posteriore del calorimetro. E' un fenomeno che risente di fluttuazioni a seconda del punto in cui ha origine lo sciame. Nel secondo tipo le particelle fuggono attraverso le pareti laterali del calorimetro. Questo tipo di perdita è solitamente di entità maggiore rispetto a quella longitudinale e i suoi effetti dominano sulle prestazioni del calorimetro. Le fluttuazioni sono piccole visto il numero maggiore di particelle. La perdita per albedo avviene per le particelle che subiscono backscattering sulla parte frontale del calorimetro, è un fenomeno inevitabile ma è anche quello di minore entità se non a energie molto basse. Il problema di questo tipo di perdita è che le particelle possono interagire con gli altri rivelatori posti prima del calorimetro.

1.5.4 Effetti Strumentali

La performance calorimetro è influenzata anche da effetti strumentali come il rumore, l'attenuazione della luce, effetti di canalizzazione e differenze strutturali della frazione di campionamento.

I rivelatori di luce sono influenzati dall'attenuazione della luce prodotta. L'attenuazione della luce può essere dovuta sia ad assorbimento che a perdite. I segnali avranno quindi una dipendenza dalla distanza percorsa tra la posizione in cui vengono generati e la posizione in cui vengono misurati. Un metodo semplice per limitare gli effetti di attenuazione della luce è quello di misurare il segnale in due punti differenti del calorimetro.

I calorimetri a fibre sono inoltre influenzati da effetti di canalizzazione, per cui le particelle che entrano nel calorimetro esattamente lungo la direzione di una fibra generano segnali anomali. Questo effetto può essere evitato se le fibre sono orientate ad angoli diversi da 0° rispetto alla direzione delle particelle incidenti.

1.5.5 Fluttuazioni negli sciami adronici

Le stesse fonti di fluttuazioni caratterizzano anche la risoluzione dell'energia adronica. Le fluttuazioni maggiori per gli sciami adronici sono dovute al campionamento perché il numero di particelle differenti che contribuisce alla generazione del segnale è più piccola. Tuttavia, una delle fonti di fluttuazione dominante è l'energia invisibile, che influisce notevolmente sulle prestazioni di un calorimetro adronico. La frazione dell'energia invisibile varia in modo considerevole evento per evento, ma può essere ridotta, se gli strati di materiali attivi e passivi sono scelti opportunamente.

Un'altra fonte di fluttuazioni è la frazione elettromagnetica. Nel caso di sciami indotti da pioni carichi la fluttuazione è forte poiché i π^0 possono essere prodotti nella prima generazione o nelle successive. Nel caso di sciami generati da protoni le fluttuazioni della f_{em} sono più piccole poiché per la conservazione del numero barionico la produzione di π^0 è limitata. In calorimetri non compensati le fluttuazioni non-Poissoniane della f_{em} dominano solitamente le prestazioni del rivelatore. Il loro contributo dipende dall'energia e varia evento per evento.

2 Il calorimetro DREAM

Da quanto scritto nel precedente capitolo emerge che per un calorimetro, una buona risoluzione elettromagnetica comporta una scarsa risoluzione adronica e viceversa. In oltre non è ancora possibile ottenere un calorimetro adronico che abbia risoluzione dello stesso livello di un calorimetro elettromagnetico, a causa delle fluttuazioni della frazione elettromagnetica e dell'energia invisibile.

Uno dei progetti che si occupa di migliorare la risoluzione nella misura dell'energia adronica è il *Dual-REAdout Method* (DREAM) che sfrutta la lettura simultanea dei due tipi di luce, la scintillazione e la Radiazione Cherenkov [2]. La luce Cherenkov negli sciame adronici è prodotta quasi esclusivamente dalla componente elettromagnetica. Infatti, la componente non-elettromagnetica di uno sciame adronico è in gran parte costituita da protoni e neutroni di spallazione, che non sono relativistici e quindi non producono luce Cherenkov. Confrontando la quantità di luce Cherenkov e di scintillazione prodotta da uno sciame adronico in questo tipo di calorimetro, si può determinare la frazione elettromagnetica e la frazione di neutroni [7] evento per evento e ciò permette di eliminare le relative fluttuazioni.

La Collaborazione DREAM ha studiato inizialmente, utilizzando un calorimetro a fibre, come eliminare i maggiori contributi alle fluttuazioni dell'energia adronica, cioè la frazione elettromagnetica e le fluttuazione dell'energia invisibile. Con questo rivelatore sono stati ottenuti risultati incoraggianti, stabilendo la validità del concetto della tecnica a doppia lettura. La collaborazione DREAM ha inoltre studiato le prestazioni di un calorimetro ibrido, costituito da un calorimetro a fibra e da una sezione elettromagnetica a cristalli, applicando la tecnica a doppia lettura ad entrambi i rivelatori. Con questo calorimetro adronico ibrido si spera che possa essere raggiunta un'ottima risoluzione sia per l'energia adronica che elettromagnetica.

2.1 Il rivelatore DREAM

Il primo rivelatore che ha dimostrato la fattibilità della tecnica a doppia lettura è stato un calorimetro costituito da una struttura di assorbitore in rame e dotato di scintillatori plastici e fibre al quarzo, che generano la luce di scintillazione e la luce Cherenkov separatamente. La scelta di un calorimetro a fibre è stata fatta per la possibilità di misurare il contributo relativo dello scintillatore e del segnale Cherenkov in maniera indipendente. Il rapporto dei segnali generati nel quarzo e nello scintillatore plastico risulta essere correlato alla frazione elettromagnetica dell'energia dello sciame, e la sua misura evento per evento consente di eliminare

le relative oscillazioni. Questo dispositivo è conosciuto come calorimetro DREAM (*Dual-REAdout Method*).

L'elemento base di questo rivelatore è una barra di rame estruso, lunga 2 m e con sezione trasversale di $4 \times 4 \text{ mm}^2$. La barra è cava e ha un foro centrale dal diametro di 2.5 mm nel quale sono inserite sette fibre ottiche come mostrato in figura 2.1, tre sono fibre in plastica scintillante, le altre quattro sono fibre chiare utilizzate come radiatore Cherenkov. Vengono utilizzate due fibre chiare differenti, nella regione centrale del rivelatore sono inserite fibre di quarzo ad alta purezza mentre nelle zone più esterne (per ragioni di costo) vengono usate fibre in plastica acrilica. Tutte le fibre hanno un diametro esterno di 0.8 mm e una lunghezza di 2.5 m. Il rivelatore è costituito da 5580 barre, 5130 di questi sono dotate di fibre, le altre sono usate come riempitivi della parte esterna del rivelatore. Le fibre sono raggruppate a formare 19 torri di lettura: ogni torre è costituita da 270 barre e ha una forma esagonale come mostrato in figura 2.2.

All'estremità posteriore del calorimetro, le fibre di ogni torre sono raccolte in due fasci: un fascio di fibre scintillanti e uno di fibre chiare. Per ogni cella esagonale la lettura avviene tramite due fotomoltiplicatori a 10 stadi, uno per ogni tipo di luce. Tra fibre scintillanti e il fotomoltiplicatore è installato un filtro giallo. Il filtro giallo rimuove prevalentemente la parte blu dello spettro, aumentando in modo sostanziale la lunghezza di attenuazione delle fibre scintillanti. Nel caso delle fibre chiare, l'attenuazione della luce è minore. La lunghezza di radiazione effettiva (X_0) del calorimetro è 20.1 mm, il raggio Molière (ρ_M) è 20.4 mm e la lunghezza di interazione nucleare (λ_{int}) 200 mm.

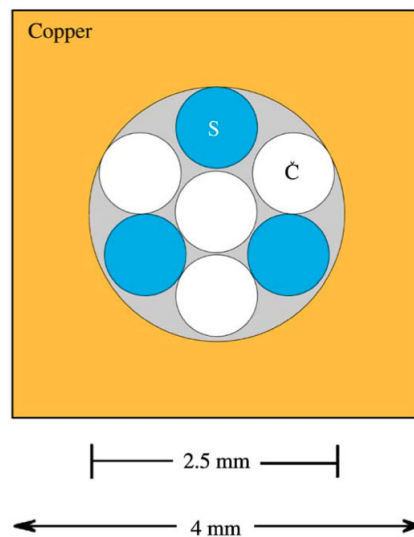


Figura 2.1: Sezione di una barra in rame del calorimetro DREAM.

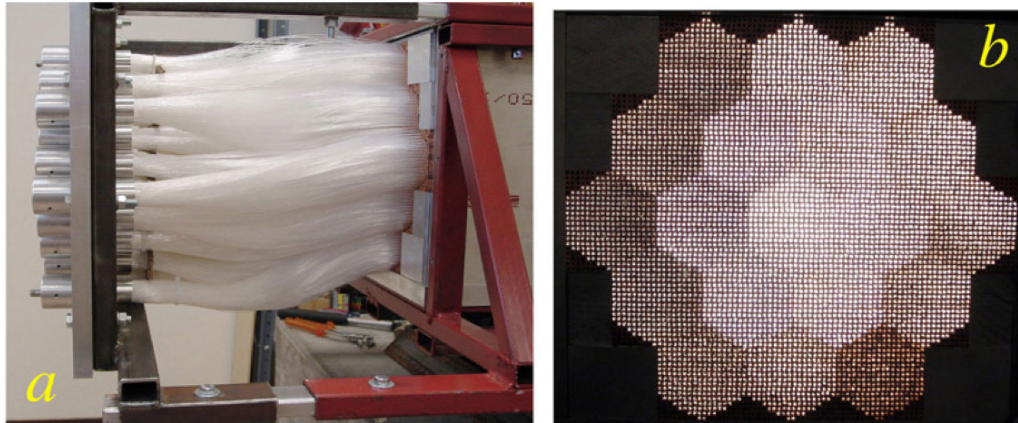


Figura 2.2: Il rivelatore DREAM. Sono mostrati i fasci di fibre uscenti all'estremità del rivelatore (a) e l'immagine della parte anteriore del calorimetro in cui sono visibili le strutture esagonali (b).

2.1.1 Rivelazione degli elettroni con il calorimetro DREAM

Il rivelatore DREAM è stato progettato come calorimetro adronico. E' tuttavia importante analizzarne le prestazioni nella rivelazione degli sciami elettromagnetici [4].

La calibrazione delle 19 torri è stata eseguita con elettroni da 40 GeV, con il rivelatore inclinato di 2° rispetto alla direzione del fascio in modo da evitare effetti di canalizzazione (vedi sezione 1.5.4).

Inefficienze di campionamento, attenuazione della luce e non uniformità del segnale hanno conseguenze rilevanti per la risoluzione dell'energia elettromagnetica. Le inefficienze di campionamento, che si traducono nella non uniformità del campionamento, dipendono l'angolo tra l'asse dello sciame e la direzione delle fibre. L'attenuazione della luce nelle fibre e la non uniformità del segnale vicino ai bordi tra le torri, causano una non linearità del segnale. Questi effetti possono essere causati da variazioni nella qualità delle fibre e nella efficienza quantica del fotocatodo del fotomoltiplicatore. L'attenuazione della luce e quindi la non linearità del relativo segnale sono maggiori per le fibre di scintillazione. Le prestazioni del rivelatore DREAM come calorimetro elettromagnetico sono molto sensibili all'angolo di incidenza delle particelle rispetto alla direzione della fibra, per effetto di canalizzazione, ciò avviene in modo minore per i segnali Cherenkov. La prestazione risulta molto scarsa per la rivelazione elettromagnetica e questo è dovuto alla scarsa resa di luce nelle fibre di quarzo (8 fotoelettroni per GeV con i fotomoltiplicatori utilizzati) e nelle fibre di plastica (18 fotoelettroni per GeV). E' stato stimato che la resa di luce dovrebbe essere maggiore di 40 fotoelettroni per GeV di energia depositata per limitare gli effetti delle fluttuazioni quantistiche del segnale sulla risoluzione dell'energia al $15\%/\sqrt{E}$ [5]. Questo requisito è particolarmente importante per il

segnale Cherenkov, poiché la luce Cherenkov viene emessa prevalentemente dalla componente elettromagnetica dello sciame.

Per migliorare la resa in luce Cherenkov e delle fibre scintillanti, potrebbero essere modificati una serie di parametri, come l'apertura numerica della fibra e l'efficienza quantica del fotomoltiplicatore.

I valori della risoluzione dell'energia elettromagnetica misurata per elettroni è mostrata in figura 2.3. Per avere un termine di paragone sulla qualità della risoluzione, si consideri ad esempio uno dei calorimetri elettromagnetici con migliore risoluzione, il calorimetro elettromagnetico CMS che ha una risoluzione energetica:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2.7\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.2}{E} \oplus 0.55\% \quad (2.1)$$

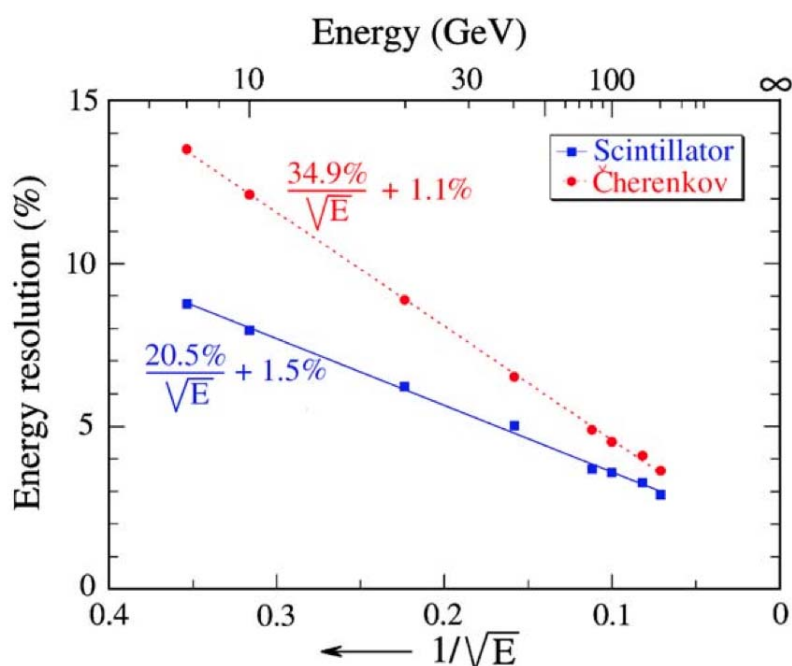


Figura 2.3: Risoluzione dell'energia elettromagnetica in funzione dell'energia, misurata per fibre scintillanti e fibre Cherenkov per elettroni incidenti sul calorimetro con angoli rispetto al piano verticale $\theta = 2^\circ$ e rispetto al piano orizzontale $\phi = 3^\circ$.

2.1.2 Rilevamento di adroni e jet con il calorimetro DREAM

Il rivelatore DREAM è stato provato con pioni e jet simulati¹ con energie variabili da 20 a 300 GeV [13]. Le distribuzioni dei segnali, per pioni da 100 GeV, per la luce di scintillazione e la luce Cherenkov sono entrambe asimmetriche e larghe come mostrato in figura 2.4.

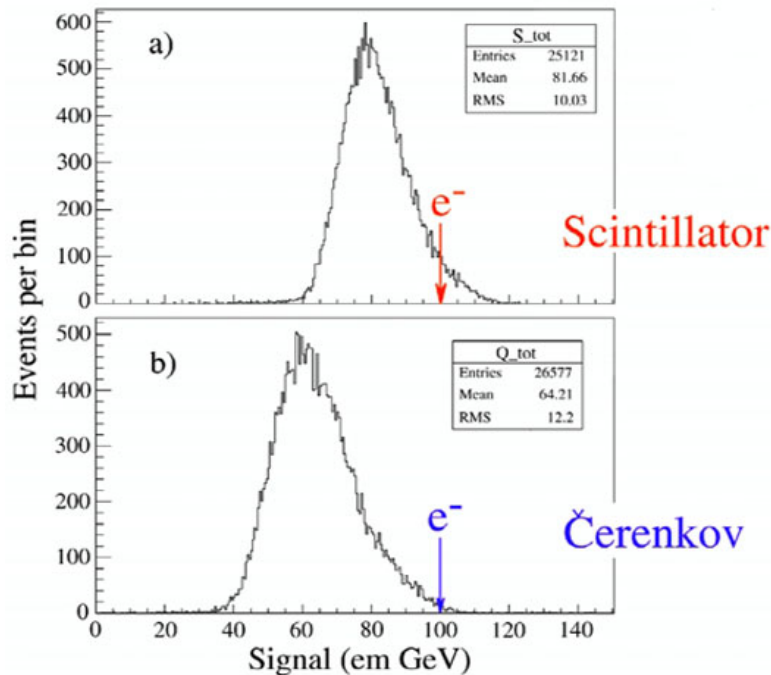


Figura 2.4: Distribuzioni dei segnali di scintillazione e Cherenkov, per pioni da 100 GeV. Il calorimetro è stato calibrato con elettroni.

Ciò riflette le caratteristiche delle fluttuazioni della frazione elettromagnetica in un calorimetro non compensato. Un'altra conseguenza della sottocompensazione di questo calorimetro è che i valori medi dei segnali dei pioni sono notevolmente inferiori a quelli per elettroni della stessa energia, che vengono utilizzati per impostare la scala. La risposta del calorimetro risulta non lineare sia per i pioni che per i jet.

I segnali devono essere corretti a causa delle perdite laterali dello sciame, correzione che viene stimata attraverso lo studio dei profili radiali dello sciame evento per evento[6].

¹I jet vengono simulati tramite un preshower costituito da un blocco in polycarbonato spesso circa il 20% della λ_{int} . Nel 20% dei casi un pione interagisce iniziando uno sciame adronico con una certa molteplicità, e questi prodotti hanno una bassa probabilità di re-interagire nel blocco. In questo modo vengono create un certo numero di particelle cariche (sostanzialmente pioni) la cui somma delle energie corrisponde a quella del pione iniziale.

Sfruttando la conoscenza del rapporto del segnale Cherenkov (Q) rispetto al segnale di scintillazione (S), il valore della f_{em} può essere ottenuta evento per evento. La risposta del calorimetro adronico al segnale di scintillazione e Cherenkov può essere espressa in termini di f_{em} nel seguente modo:

$$S = E_0[f_{em} + \frac{1}{e/h|_S}(1 - f_{em})] \quad (2.2)$$

$$Q = E_0[f_{em} + \frac{1}{e/h|_Q}(1 - f_{em})] \quad (2.3)$$

Conoscendo i valori del rapporto e/h (la procedura per calcolare il valore del rapporto e/h è mostrata più avanti) per le strutture rame/fibre scintillanti ($e/h=1.3$) e rame/fibre chiare ($e/h=4.7$), il rapporto Q/S diventa:

$$\frac{Q}{S} = \frac{f_{em} + 0.21(1 - f_{em})}{f_{em} + 0.77(1 - f_{em})} \quad (2.4)$$

Può anche essere ricavato direttamente il valore dell'energia:

$$E_0 = \frac{S - \chi Q}{1 - \chi} \quad (2.5)$$

dove χ per i valori sopra riportati è:

$$\chi = \frac{1 - \frac{1}{e/h|_S}}{1 - \frac{1}{e/h|_Q}} \approx 0.29$$

Una volta eseguita la correzione Q/S la distribuzione del segnale Cherenkov diventa più stretta, gaussiana e simmetrica (figura 2.5). La risoluzione per i jet migliora dal 14% al 5% nel canale Cherenkov. La risoluzione in energia migliora quindi in modo notevole sfruttando la conoscenza del rapporto Q/S , poiché la sua misura fornisce direttamente il valore della f_{em} per ogni singolo evento. Dopo la correzione migliora notevolmente anche la linearità del calorimetro (figura 2.6).

La determinazione del rapporto e/h avviene tramite un procedimento iterativo. Tramite simulazioni e dati appresi da esperimenti precedenti viene fatta una stima del valore del rapporto e/h per le strutture rame/fibre scintillanti e per le strutture rame/fibre chiare. I valori stimati vengono utilizzati per calcolare la dipendenza del segnale medio rispetto alla f_{em} (figura 2.7).

In generale la risposta del calorimetro adronico può essere espressa secondo la relazione:

$$R(f_{em}) = f_{em} + \frac{1}{e/h}(1 - f_{em}) \quad (2.6)$$

che è normalizzata per assumere valore 1 nel caso di elettroni.
Il segnale medio dipende quindi dalla f_{em} come:

$$R(f_{em}) = p_0 + p_1 f_{em} \quad (2.7)$$

da cui si ricava:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{e}{h} - 1 \quad (2.8)$$

Il procedimento viene ripetuto a partire dai nuovi valori. Il metodo iterativo è convergente.

A causa delle dimensioni relativamente piccole del rivelatore (1200 kg), le fluttuazioni dovute alla perdita laterale dello sciame dominano sulla qualità della risoluzione energetica. Inoltre la resa di luce di entrambe le fibre è bassa e ciò dà origine a fluttuazioni quantistiche del segnale che peggiorano la risoluzione energetica. Per migliorare le prestazioni del calorimetro DREAM sarebbe necessario aumentare le dimensioni, migliorare la resa in luce e la frazione di campionamento. Tuttavia emerge che la tecnica della doppia lettura risolve i problemi legati alla non compensazione e offre un ottimo modo di migliorare le prestazioni di un calorimetro adronico.

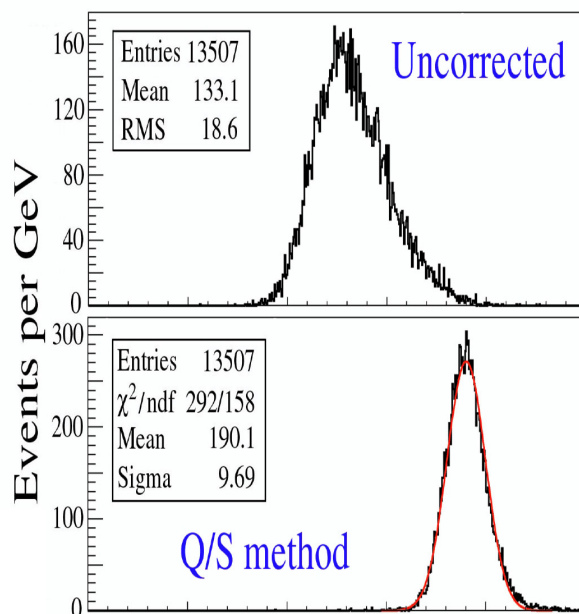


Figura 2.5: Effetti della correzione Q/S sul segnale generato per “Jet” di 200 MeV.

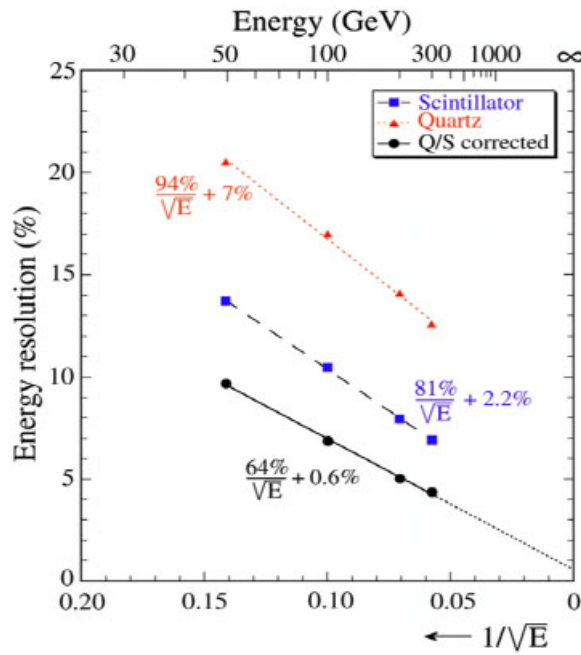


Figura 2.6: Risoluzione dell'energia del calorimetro DREAM per i segnali di scintillazione e Cherenkov prima e dopo il risultato della correzione Q/S.

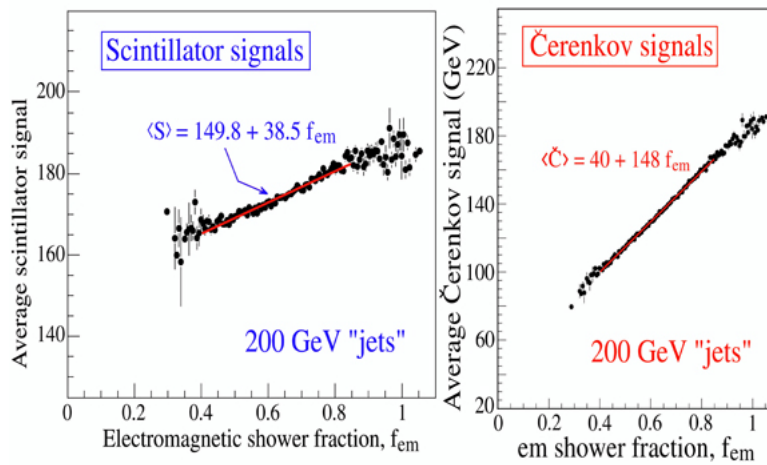


Figura 2.7: Dipendenza del segnale medio dalla f_{em} utilizzato per la stima del rapporto e/h .

2.1.3 Misura della frazione neutronica

Una volta eliminate le fluttuazioni della f_{em} attraverso il metodo a doppia lettura, e le fluttuazioni dovute alle perdite dello sciame aumentando opportunamente le

dimensioni del rivelatore, diventano dominanti le fluttuazioni dovute all'energia invisibile. La misurazione dei contributi dei neutroni al segnale evento per evento, è un altro scopo della collaborazione DREAM[7]. Una stima del contributo dei neutroni può essere ottenuta misurando la struttura temporale del segnale di scintillazione evento per evento. Infatti i neutroni appaiono come una coda (figura 2.8) con una costante di decadimento caratteristica (~ 20 ns), che dipende dal libero cammino medio dei neutroni nel calorimetro. Questa coda è assente nei segnali Cherenkov, che sono chiaramente insensibili ai neutroni, e anche nei segnali di scintillazione generati da sciame elettromagnetici.

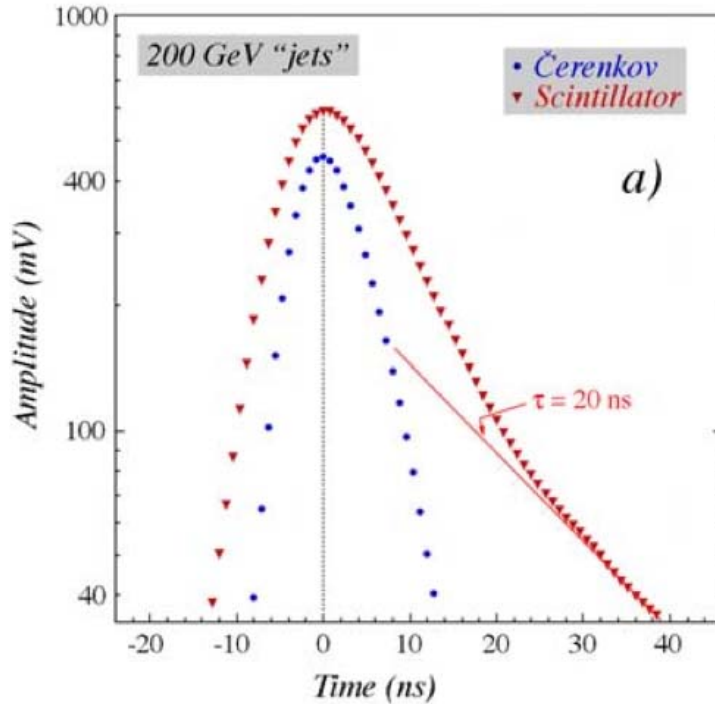


Figura 2.8: Struttura temporale media misurata per i segnali Cherenkov e di scintillazione per “jet” di 200 GeV.

La frazione neutronica può essere stimata stimata integrando la coda nell'intervallo di tempo opportuno. La frazione elettromagnetica e le fluttuazioni dell'energia invisibile sono il maggior contributo alla risoluzione energetica adronica, per questo una misura di queste due quantità potrebbe portare ad un ottima risoluzione. I rivelatori che sfruttano la tecnica della doppia lettura sono candidati ottimali per ottenere un calorimetro adronico ad elevate prestazioni per tutti i tipi di particelle. Uno dei vantaggi calorimetri a doppia lettura è che questi rivelatori possono essere calibrati anche solo con elettroni, mentre in generale, un calorimetro adronico deve essere calibrato con adroni e nel caso di un calorimetro segmentato è una procedura molto complicata [8].

2.2 Dual REadout in cristalli omogenei

Il metodo a doppia lettura può, in linea di principio, essere applicato anche ai calorimetri omogenei, purché il segnale sia composto da entrambi i segnali, Cherenkov e di scintillazione.

Alcuni cristalli densi ad alto Z , come $Bi_4Ge_4O_{12}$ (BGO), $Bi_4Si_3O_{12}$ (BSO) e $PbWO_4$, producono una quantità rilevante di luce Cherenkov. Ad esempio i cristalli di tungstato di piombo sono caratterizzati da una resa di luce Cherenkov di 50-60 fotoelettroni per GeV. Questo significa che le fluttuazioni dovute alla resa in luce danno un contributo inferiore alla risoluzione energetica adronica ($\sim 13\%/\sqrt{E}$) [10]. Scintillatori ad alta densità sono sempre stati utilizzati come rivelatori in esperimenti che richiedono misure ad alta risoluzione per elettroni e fotoni. Al fine di applicare il metodo della doppia lettura in questo tipo di calorimetri, la luce di scintillazione e la luce Cherenkov prodotte in questi cristalli devono essere separate, le prestazioni del calorimetro dipendono dalla precisione con cui il contributo relativo di questi due segnali può essere determinato. I due diversi segnali possono essere separati sfruttando le loro diverse caratteristiche.

	Cherenkov light	Scintillation light
Time structure	Prompt	Exponential decay
Light spectrum	$1/\lambda^2$	Characteristic peaks
Directionality	Cone: $\cos\theta_c = 1/\beta n$	Isotropic
Polarization	Polarized	Unpolarized

Tabella 2.1: Differenti proprietà della luce Cherenkov e di scintillazione.

La prima differenza è nella struttura temporale, la luce Cherenkov è istantanea, mentre la luce di scintillazione è caratterizzata da una costante di tempo che determina la forma dell'impulso.

La luce Cherenkov presenta un andamento nello spettro come λ^{-2} mentre lo spettro della luce di scintillazione è caratteristica del cristallo in esame. Questa differenza può essere sfruttata utilizzando opportuni filtri ottici posti tra il cristallo e il readout.

I due tipi di luce hanno anche una differenza nella direzionalità. Come scritto in precedenza la luce Cherenkov viene emessa ad un angolo caratteristico, mentre la luce di scintillazione viene emessa isotropicamente.

Infine, la luce Cherenkov è polarizzata e potrebbe essere separata dalla luce di scintillazione tramite filtri polarizzatori.

Pertanto, un cristallo ottimale per l'applicazione della tecnica a doppia lettura, dovrebbe avere un tempo di decadimento di non meno di alcune decine di ns per la luce di scintillazione e il picco del suo spettro dovrebbe essere lontano dalla maggior

parte della radiazione Cherenkov. E' importante inoltre che il cristallo sia il più possibile trasparente alla radiazione Cherenkov emessa, deve essere quindi trasparente a lunghezze d'onda inferiori alla sua emissione caratteristica.

2.2.1 BGO (germanato di bismuto)

Tra i cristalli ad alto Z il $Bi_4Ge_4O_{12}$ (germanato di bismuto), solitamente indicato come BGO, presenta le caratteristiche citate per essere un buon candidato all'applicazione della tecnica a doppia lettura.

Confrontiamo le sue principali caratteristiche con il $PbWO_4$, tungstato di piombo, sperimentato in precedenti studi per lo stesso scopo:

Proprietà	<i>BGO</i>	<i>PbWO₄</i>
Densità, g/cm ³	7.13	8.28
Lunghezza di radiazione, cm	1.1	0.85
Indice di rifrazione	2.15	2.2
Lunghezza d'onda di massima emissione, nm	480	440
Tempo di decadimento, ns	300	10
Resa in luce, fotoni/MeV	8.000	200
Lunghezza d'onda di taglio, nm	320	350

Tabella 2.2: Principali caratteristiche a confronto per i cristalli di BGO e $PbWO_4$.

Per quanto scritto in precedenza entrambi i cristalli mostrano caratteristiche adeguate all'applicazione della doppia lettura. Tuttavia diverse caratteristiche mostrano più opportuna la scelta del cristallo BGO. Il tempo di decadimento è notevolmente maggiore e ciò permette una separazione temporale tra i due segnali. Il picco del segnale di scintillazione è distante dalla maggior parte del segnale Cherenkov prodotto e fa sì che i due segnali si sovrappongano meno. Il BGO ha poi una maggiore trasparenza a lunghezze d'onda inferiori rispetto al $PbWO_4$ e permette di raccogliere una più grande parte dello spettro Cherenkov. Queste caratteristiche fanno sì che i due segnali possano essere separati con maggiore facilità.

Nello studio eseguito è stato pertanto testata la tecnica a doppia lettura su un cristallo di BGO.

3 Studio del setup sperimentale

Questo studio si propone di verificare la possibilità di applicare la tecnica della doppia lettura su un cristallo di $Bi_4Ge_4O_{12}$ (germanato di bismuto) o BGO. Lo scopo è di riuscire ad ottenere una lettura separata della radiazione Cherenkov dalla luce di scintillazione. Per fare ciò si devono considerare le diverse caratteristiche dei due tipi di segnale.

La principale caratteristica che permette la separazione dei due segnali è la differenza di lunghezza d'onda. Nel cristallo BGO il picco della luce di scintillazione è di 480 nm mentre la radiazione Cherenkov mostra un andamento dello spettro come λ^{-2} . Utilizzando dei filtri ottici opportuni i due segnali possono essere separati.

Si considera inoltre l'angolo caratteristico di emissione della radiazione Cherenkov: $\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n}$. Inclinando il cristallo in maniera tale che le particelle incidano sul lato lungo L con un angolo θ_c si ottiene che la luce Cherenkov viene emessa prevalentemente in direzione di una delle due sezioni laterali del cristallo. In questo modo si ottimizza il numero di fotoni Cherenkov misurabili.

Pur mirando alla realizzazione di un calorimetro adronico, per testare le potenzialità della tecnica a doppia lettura, è stato scelto di realizzare il test con muoni cosmici. Questo perché il primo obiettivo è ottenere la separazione dei due segnali a prescindere dal tipo di particella incidente. I muoni cosmici sono inoltre una fonte di particelle naturale e facilmente utilizzabile in questi test di laboratorio.

3.1 Muoni cosmici

I raggi cosmici primari sono costituiti principalmente da protoni, tuttavia sono presenti anche elettroni, particelle α ed altri nuclei leggeri, fotoni e neutrini, con energie che possono variare di diversi ordini di grandezza. Queste particelle interagiscono con i nuclei delle molecole dell'atmosfera formando così, in un processo a cascata, nuove particelle che prendono il nome di raggi cosmici secondari.

La radiazione secondaria al livello del mare è costituita da due componenti, la componente molle (circa il 30% della radiazione secondaria) è composta da elettroni e fotoni ed in minima parte da protoni, kaoni e nuclei, la componente dura (circa il 70%) è composta da muoni.

I muoni sono prodotti nell'atmosfera dal decadimento di pioni, ad energie relativistiche. Data la loro massa a riposo di $105.6 \text{ MeV}/c^2$ la loro emissione di *Bremsstrahlung* è inferiore rispetto a particelle più leggere e risultano più penetranti in materiali assorbitori. Grazie a strati di piombo sistemati sopra il setup sperimentale è possibile quindi selezionare quasi esclusivamente la componente muonica. La

loro velocità sarà $v \simeq c$ e considerando che l'indice di rifrazione del BGO è $n=2.15$, l'angolo di emissione Cherenkov nel cristallo sarà $\theta_c \simeq \frac{\pi}{3}$.

I muoni cosmici giungono a livello del mare con una distribuzione angolare uniforme rispetto all'angolo azimutale φ , sono invece distribuiti rispetto all'angolo zenitale θ secondo la funzione $f(\theta) \propto \cos^2 \theta$.

3.2 Apparato sperimentale

L'apparato sperimentale è costituito da:

- un cristallo di BGO proveniente all'esperimento L3 del Cern;
- 2 tubi fotomoltiplicatori Hamamatsu R1355 per la lettura della luce prodotta nel cristallo;
- filtri ottici Scott UG11 e OG550;
- 2 scintillatori plastici + 2 tubi fotomoltiplicatori per il trigger;
- unità di coincidenza;
- un oscilloscopio Lecroy da 6000.

Il cristallo di BGO (figura 3.1) è posizionato assieme ai fotomoltiplicatori all'interno di un'apposita scatola in PVC (figura 3.2). La scatola in PVC ed il cristallo sono posizionati con un'inclinazione di 60° rispetto alla verticale. In questo modo la luce Cherenkov prodotta sarà emessa principalmente sulla sezione laterale inferiore del cristallo. Sulle sezioni laterali del cristallo sono applicati due filtri. Un filtro ottico "UV" Schott UG11 [13] è posizionato sulla superficie dove viene raccolta la luce prodotta dall'effetto Cherenkov. Un filtro ottico Schott OG550 [14] è posizionato sulla superficie dove viene raccolta la luce di scintillazione. La luce prodotta è letta tramite due fotomoltiplicatori Hamamatsu R1355.

Il cristallo è posizionato tra due contatori a scintillazione che costituiscono un telescopio per raggi cosmici (figura 3.3). Gli scintillatori plastici sono di dimensioni $100 \times 100 \text{ mm}^2$ distanti tra loro 150 mm.

Le uscite dei due fotomoltiplicatori sono collegate ad un'unità di coincidenza. L'unità di coincidenza verifica che il passaggio di una particella avvenga in entrambe le superfici del telescopio. Il segnale dell'unità di coincidenza costituisce il trigger dell'oscilloscopio.

I fotomoltiplicatori per la lettura della luce Cherenkov e di scintillazione sono collegati rispettivamente ai canali 2 e 3 dell'oscilloscopio.

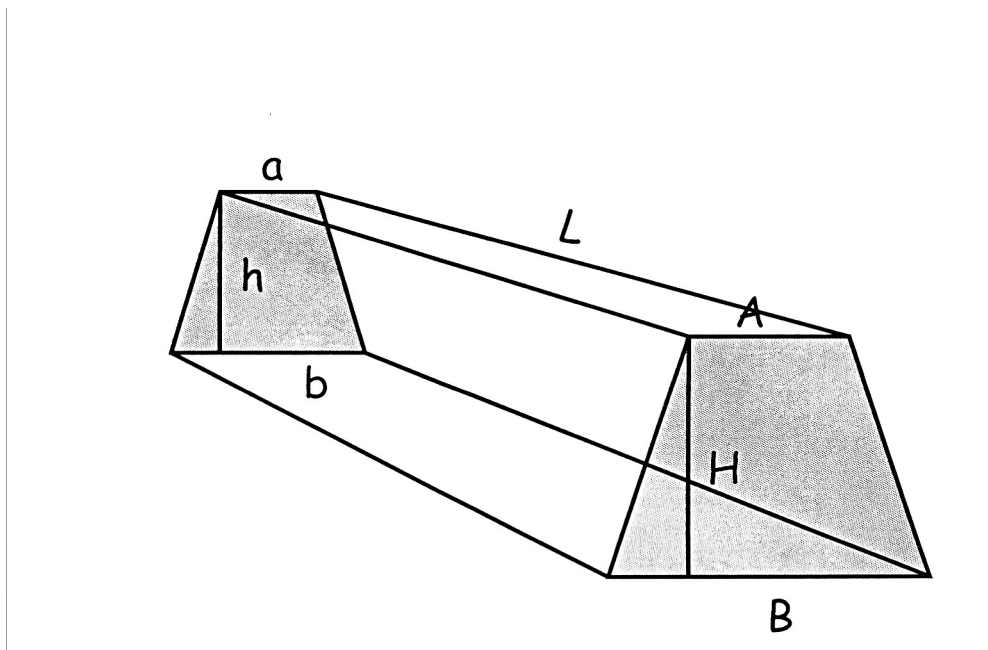


Figura 3.1: Geometria del cristallo utilizzato per il setup sperimentale. Il cristallo ha una lunghezza L di 240 mm , le sezioni laterali sono trapezi isosceli con dimensioni: $a=23$ mm, $b=24.3$ mm, $A=30.8$ mm, $B=32.4$ mm.

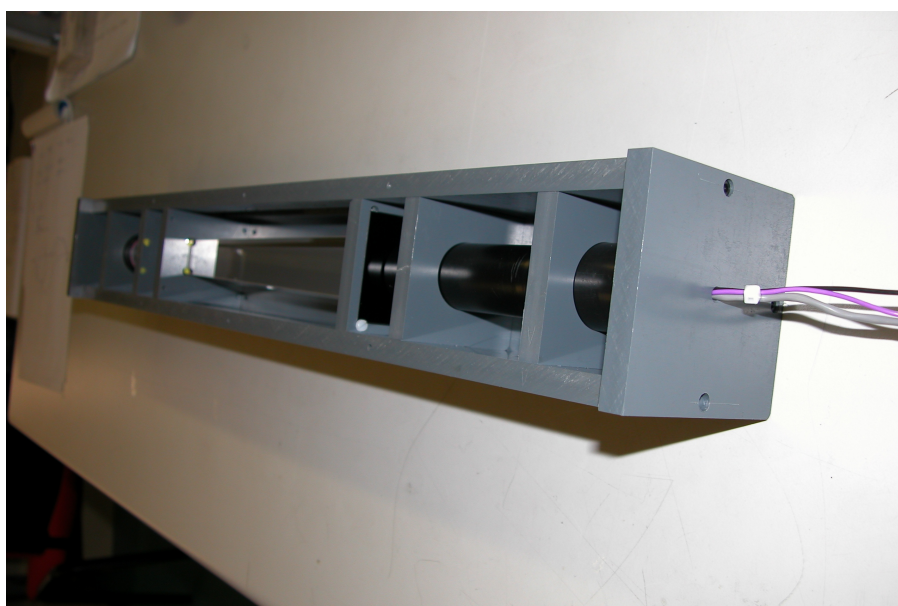


Figura 3.2: Cristallo di BGO e fotomoltiplicatori posizionati all'interno della scatola in PVC.

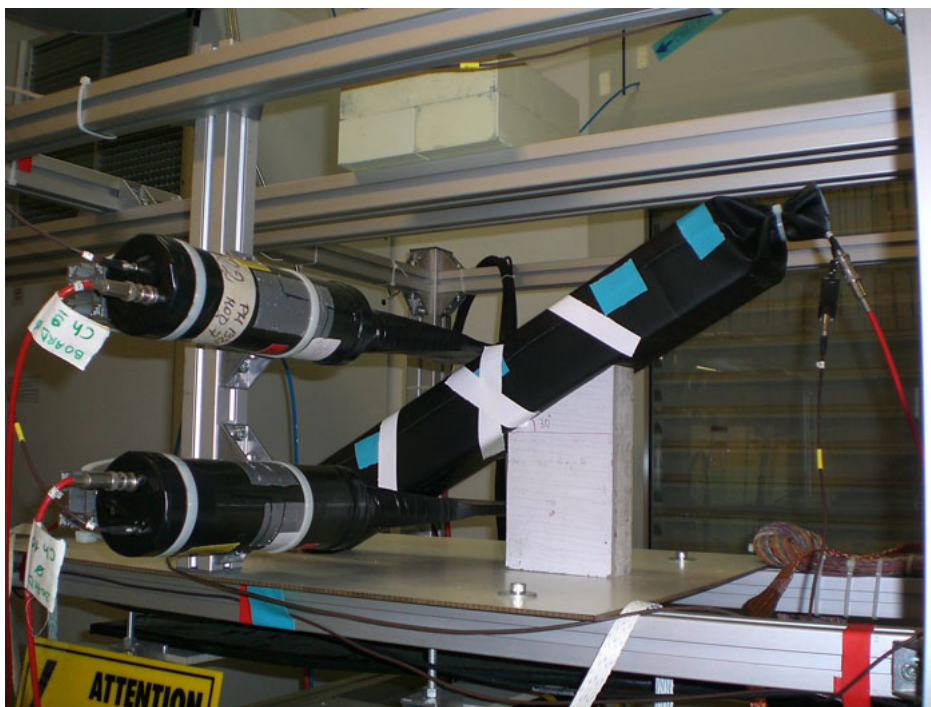


Figura 3.3: Nell'immagine è mostrata la scatola contenente il cristallo di BGO posizionata tra i contatori a scintillazione del telescopio.

3.3 Simulazione con il metodo Montecarlo

E' stata realizzata una simulazione del passaggio dei muoni cosmici attraverso il telescopio ed il cristallo per comprendere meglio le caratteristiche geometriche del setup sperimentale.

La simulazione riproduce la geometria del cristallo considerando un parallelepipedo con sezione laterale di $27.5 \times 27.5 \text{ mm}^2$ con inclinazione di $\theta = 60^\circ$ rispetto alla verticale posizionato tra le due superfici del telescopio. Il telescopio come descritto è costituito da due superfici parallele quadrate aventi lato di 100 mm e distanti tra loro 150 mm.

I muoni cosmici vengono generati sulla prima superficie del telescopio. La loro posizione x, y sulla superficie è generata tramite coppie di numeri pseudo-casuali con distribuzione uniforme. Gli angoli di incidenza sono anch'essi generati da numeri pseudo-casuali che devono seguire la corretta distribuzione dei muoni cosmici al livello del mare. I valori dell'angolo azimutale φ hanno quindi una distribuzione uniforme. Per ottenere una corretta distribuzione per i valori dell'angolo θ si deve tenere conto della loro distribuzione secondo la funzione $f(\theta) \propto \cos^2 \theta$.

Viene simulato il passaggio 10^7 muoni attraverso il setup sperimentale. Vengono misurate le accettanze angolari del telescopio e del sistema telescopio più cristallo e verificate le corrette distribuzioni angolari dei muoni cosmici. Vengono inoltre misurate le lunghezze delle tracce dei muoni all'interno del cristallo. Tutti i risultati prodotti dalla simulazione sono elaborati e graficati tramite macro di ROOT.

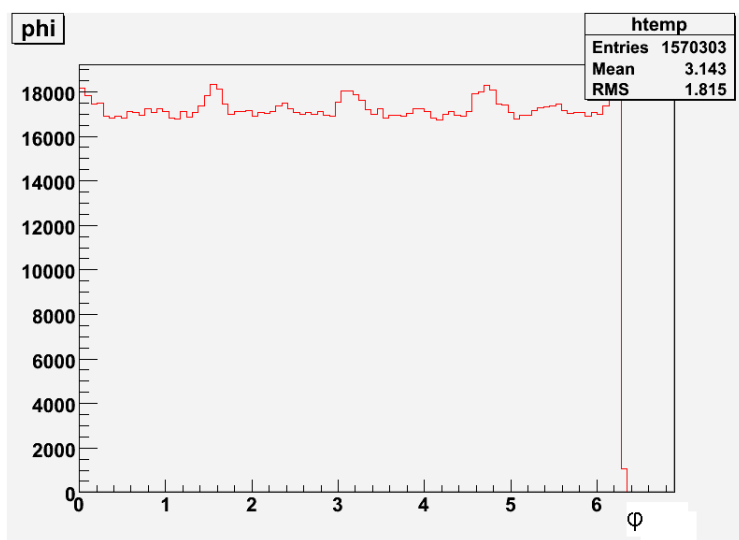


Figura 3.4: Distribuzione angolare dei muoni passanti per il telescopio rispetto all'angolo azimutale φ .

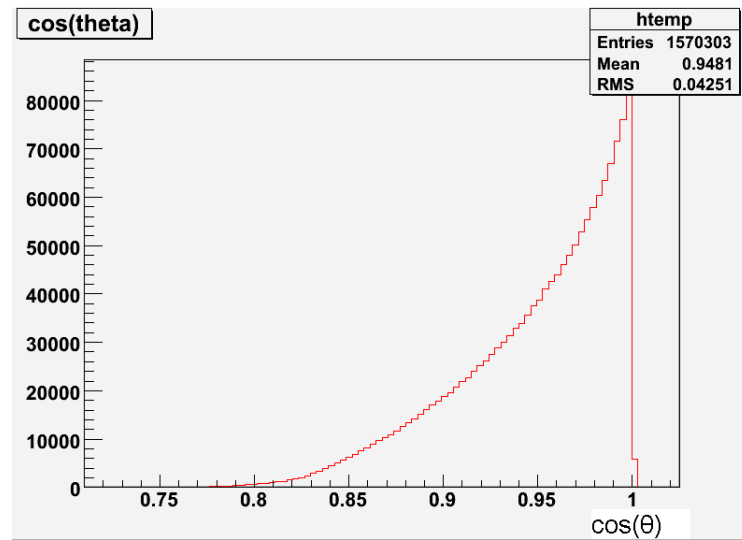


Figura 3.5: Distribuzione angolare dei muoni passanti per il telescopio rispetto all'angolo θ .

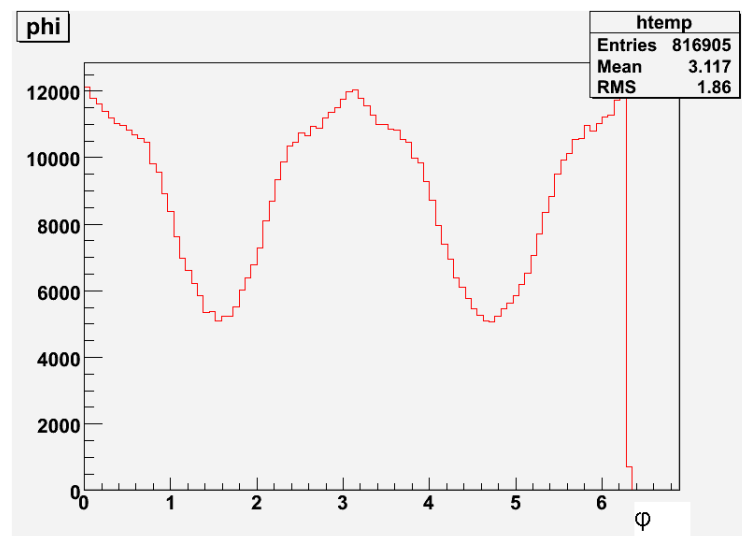


Figura 3.6: Distribuzione angolare dei muoni cosmici passanti per il sistema telescopio/cristallo rispetto all'angolo azimutale φ

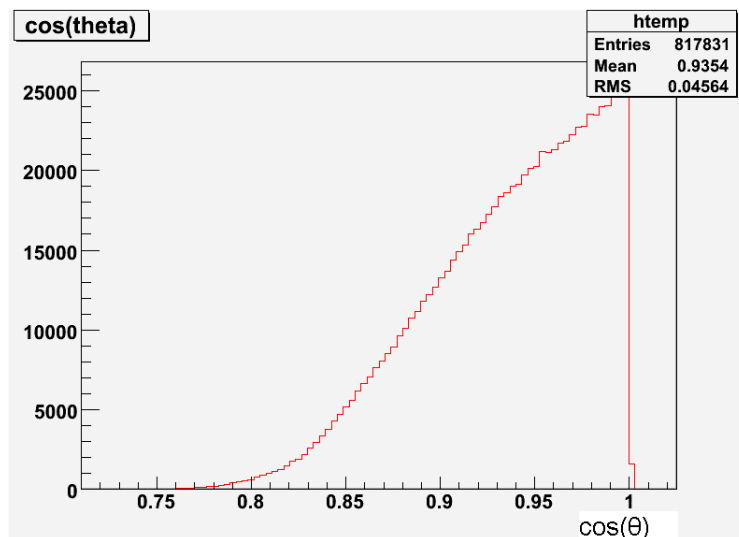


Figura 3.7: Distribuzione angolare dei muoni cosmici passanti attraverso il sistema telescopio/cristallo rispetto all'angolo θ .

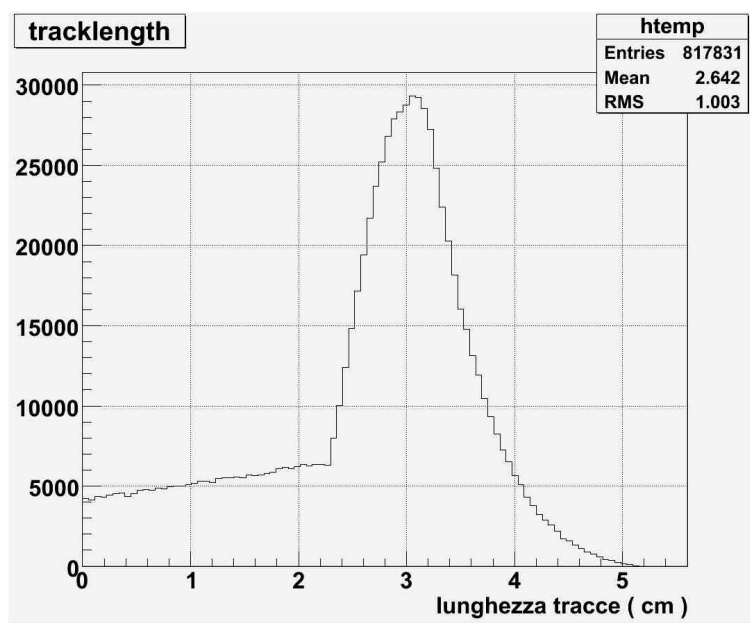


Figura 3.8: Lunghezza delle tracce dei muoni passanti per il sistema telescopio/cristallo.

In figura 3.4 è mostrata la distribuzione angolare dei muoni passanti per il telescopio rispetto all'angolo azimutale φ . La distribuzione pur essendo generata uniforme presenta dei massimi dovuti alla forma degli scintillatori che costituiscono il telescopio.

In figura 3.5 è mostrata la distribuzione angolare dei muoni passanti per il telescopio rispetto all'angolo θ , viene verificata la corretta generazione dei muoni cosmici secondo la distribuzione $f(\theta) \propto \cos^2 \theta$.

In figura 3.6 è mostrata la distribuzione angolare dei muoni passanti per il sistema telescopio/cristallo rispetto all'angolo azimutale φ . La distribuzione presenta in questo caso dei massimi e dei minimi dovuti alla presenza del cristallo.

In figura 3.7 è mostrata la distribuzione angolare dei muoni passanti per il sistema telescopio/cristallo rispetto all'angolo θ .

Dai risultati mostrati si ottengono le accettanze angolari del setup sperimentale.

Rispetto al totale dei muoni cosmici che giunge sulla superficie superiore del telescopio, circa il 15.7% giunge anche sulla seconda superficie.

I muoni che producono segnale sono quelli passanti attraverso il sistema telescopio più cristallo e sono circa l'8.2% del totale. Come atteso i muoni selezionati avranno angoli piccoli rispetto alla verticale con un valor medio di 20.7° .

In figura 3.8 è mostrata la distribuzione della lunghezza delle tracce dei muoni passanti per il cristallo. La lunghezza più probabile delle tracce dei muoni all'interno del cristallo è di circa 30 mm che nel BGO corrisponde a circa $2.7 X_0$.

3.4 Misure di trasmittanza.

Per separare la luce Cherenkov dalla luce di scintillazione sono stati applicati due filtri ottici tra le sezioni laterali del cristallo ed il fotomoltiplicatori. Come scritto precedentemente sono stati utilizzati filtro ottico “UV” Scott UG11 ed un filtro ottico Schott OG550. Per conoscere con esattezza le frequenze selezionate da ciascun filtro sono state eseguite le misure della relativa trasmittanza.

La trasmittanza T è definita come il rapporto tra la luce incidente I_0 e la luce emergente I_1 attraverso un campione per una data lunghezza d’onda:

$$T(\lambda) = \frac{I_1(\lambda)}{I_0(\lambda)} \quad (3.1)$$

Per calcolare la trasmittanza dei due filtri ottici è stato utilizzato uno spettrometro digitale a fibra ottica (USB4000 Ocean Optics) e il relativo software. Come sorgente luminosa è stata utilizzata una lampada al deuterio il cui spettro di emissione comprende la radiazione ultravioletta. L’intensità della luce emessa dalla lampada varia a seconda della temperatura, prima di procedere all’acquisizione dei dati bisogna quindi attendere che sia raggiunto l’equilibrio termico. Si deve inoltre verificare costantemente che non ci siano variazioni di temperatura durante la misura.

La luce prodotta dalla lampada è raccolta nella fibra ottica. Tramite lenti convergenti i raggi luminosi sono resi paralleli e attraversano il campione posizionato in un supporto apposito (figura 3.9). Vengono quindi nuovamente raccolti nella fibra ottica. La luce arriva allo spettrometro digitale e viene misurato lo spettro. Lo spettrometro è collegato con un pc per l’acquisizione dati.

Nel segnale è presente un rumore di fondo $D(\lambda)$ che può essere rimosso tramite il software, tale operazione è chiamata *dark correction*.

Come operazione preliminare si procede alla misura del rumore di fondo D in assenza di segnale luminoso. Quindi si procede all’acquisizione dello spettro della lampada al deuterio in assenza di campione. Infine viene misurato lo spettro della luce emergente dal campione.

La trasmittanza è dunque calcolata sottraendo il rumore di fondo $D(\lambda)$ sia da $I_0(\lambda)$ che da $I_1(\lambda)$:

$$T(\lambda) = \frac{I_1(\lambda) - D(\lambda)}{I_0(\lambda) - D(\lambda)} \quad (3.2)$$

Il software permette di calcolare direttamente la trasmittanza e di ottenere ottenere la visualizzazione grafica dei risultati. Per poter trattare i dati in maniera più completa si è però deciso di elaborarli tramite macro di ROOT.

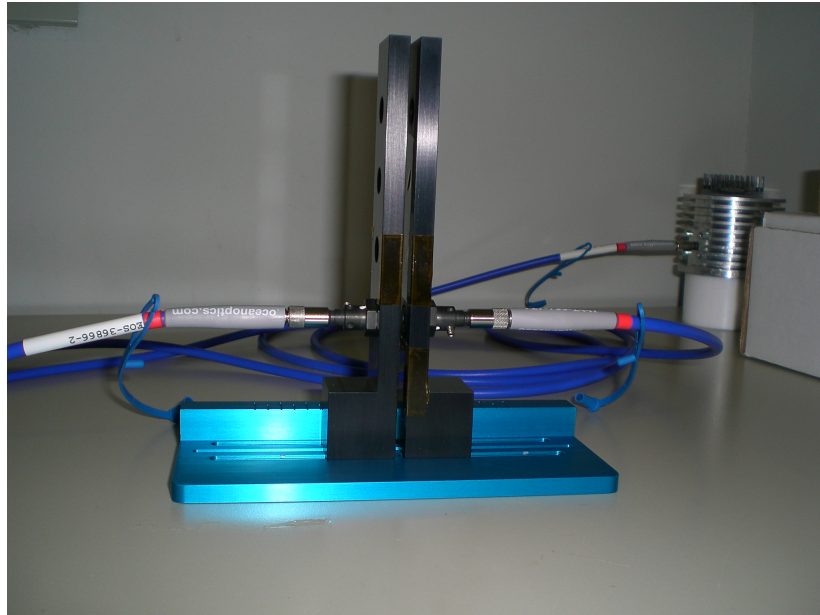


Figura 3.9: Supporto per il posizionamento dei filtri ottici nelle misure di trasmittanza.

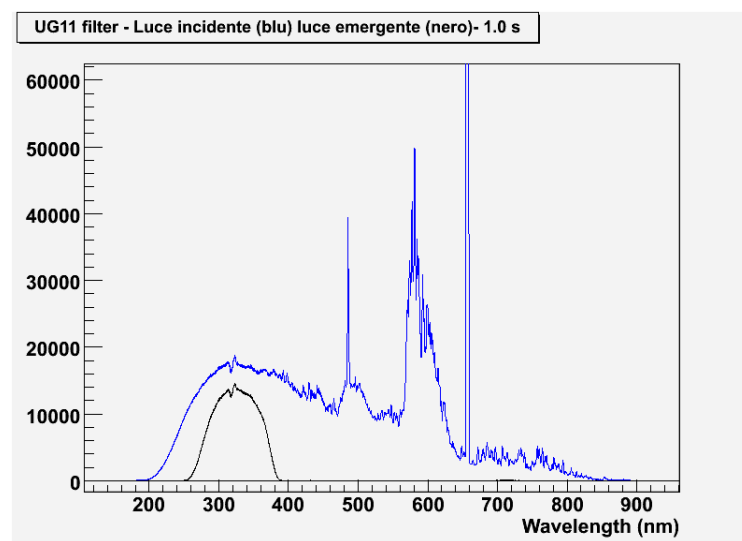


Figura 3.10: Spettro della lampada al deuterio in blu. Spettro della luce emergente dal filtro ottico Schott UG11 in nero.

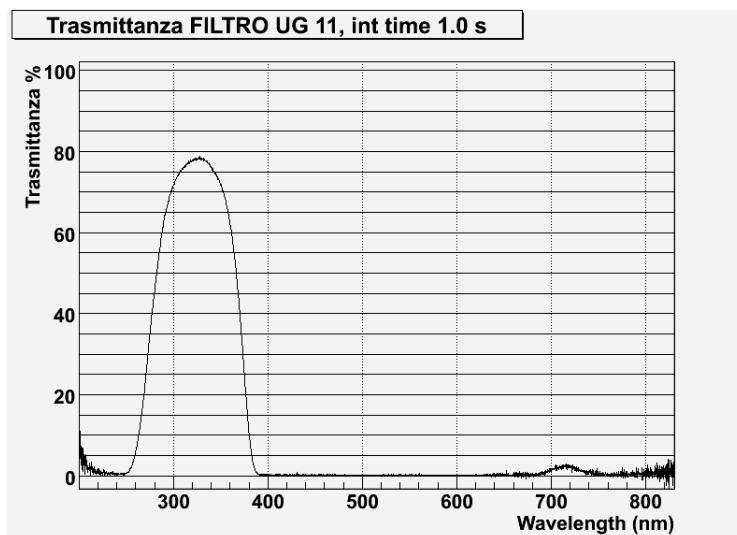


Figura 3.11: Trasmittanza percentuale del filtro ottico Schott OG11 (spessore 3 mm) in funzione della lunghezza d'onda.

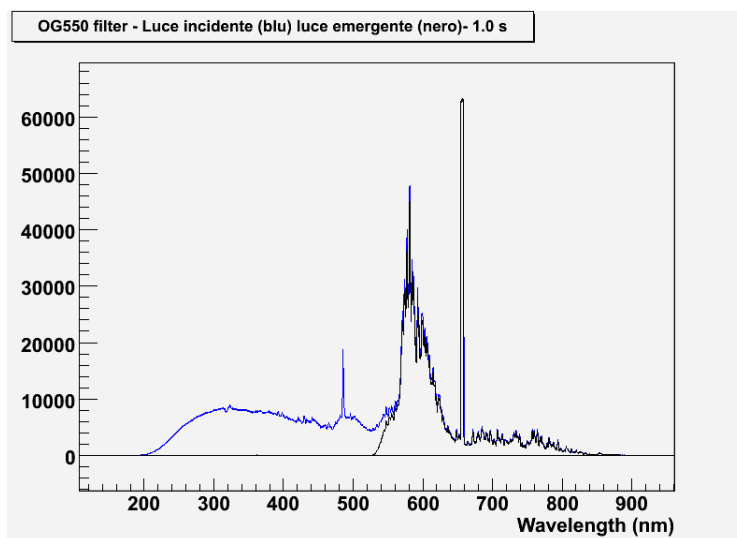


Figura 3.12: Spettro della lampada al deuterio in blu. Spettro della luce emergente dal filtro ottico OG550 in nero.

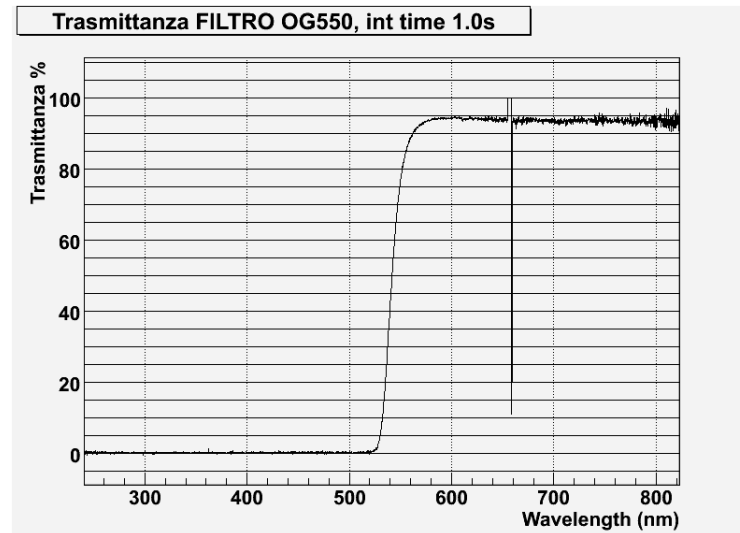


Figura 3.13: Trasmittanza percentuale del filtro ottico Schott OG550 (spessore 3 mm) in funzione della lunghezza d'onda.

In figura 3.10 sono mostrati lo spettro della luce prodotta dalla lampada al deuterio in assenza di campione e lo spettro emergente attraverso filtro Schott UG11. I due spettri sono utilizzati per la misura di trasmittanza.

In figura 3.11 è mostrata la trasmittanza del filtro UG11.

Il filtro ottico Schott UG11 è un filtro che permette il passaggio di luce ultravioletta. La banda passante va da circa 250 nm a circa 390 nm. Il massimo della trasmittanza si ha attorno ai 320-340 nm dove assume il valore di 77% circa.

In figura 3.12 sono mostrati lo spettro della luce prodotta dalla lampada al deuterio in assenza di campione e lo spettro emergente attraverso filtro Schott OG550.

In figura 3.13 è mostrata la trasmittanza del filtro OG550.

Il filtro ottico Scott OG550 è un filtro di colore arancione. La banda passante parte dai circa 540 nm. La trasmittanza raggiunge il suo massimo attorno ai 580 nm per poi rimanere costante attorno al 95% per le lunghezze d'onda superiori. Il picco negativo visibile in figura è causato da un effetto di saturazione dello spettrometro, dovuto a una riga monocromatica della lampada al deuterio.

La luce di scintillazione prodotta nel BGO ha il suo massimo attorno ai 480 nm ma il suo spettro di emissione si estende sino ai 700 nm come mostrato in figura 3.14.

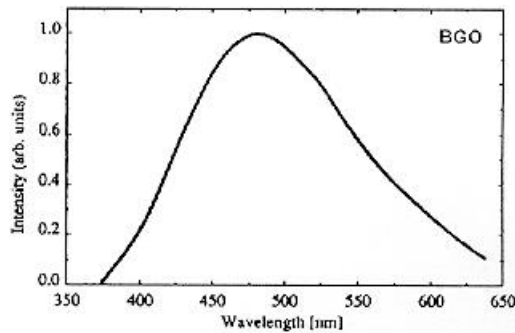


Figura 3.14: Spettro della luce di scintillazione emessa dal BGO.

Lo spettro di emissione della radiazione Cherenkov ha un andamento come $1/\lambda^2$ (vedi sezione 1.2.2).

Tramite l'utilizzo dei filtri UG11 per selezionare la componente di luce Cherenkov e del filtro OG550 per selezionare la luce di scintillazione parte della luce viene perduta. Tuttavia le componenti di luce selezionate saranno ben separate evitando il più possibile la sovrapposizione dei due segnali luminosi.

3.4.1 Misura della trasmittanza del "cookie"

La presenza di aria tra le superfici di separazione tra il cristallo, i filtri ed il fotomoltiplicatore fa sì che aumenti la riflessione della luce tra le diverse superfici a causa del diverso indice di rifrazione. Per ridurre questo fenomeno vengono spesso utilizzati dei fogli sottili di materiali silicici chiamati cookie. L'utilizzo dei cookie ha lo scopo di eliminare l'aria tra il cristallo, il filtro ottico ed il fotomoltiplicatore riducendo la riflessione. La riflessione lungo l'asse del cristallo è del circa il 13% in assenza del cookie mentre si riduce al 4% con il suo utilizzo [12].

E' stato ritenuto opportuno misurare la trasmittanza del cookie per valutare la possibilità del suo utilizzo anche per la radiazione Cherenkov.

La trasmittanza del cookie è mostrata in figura 3.15.

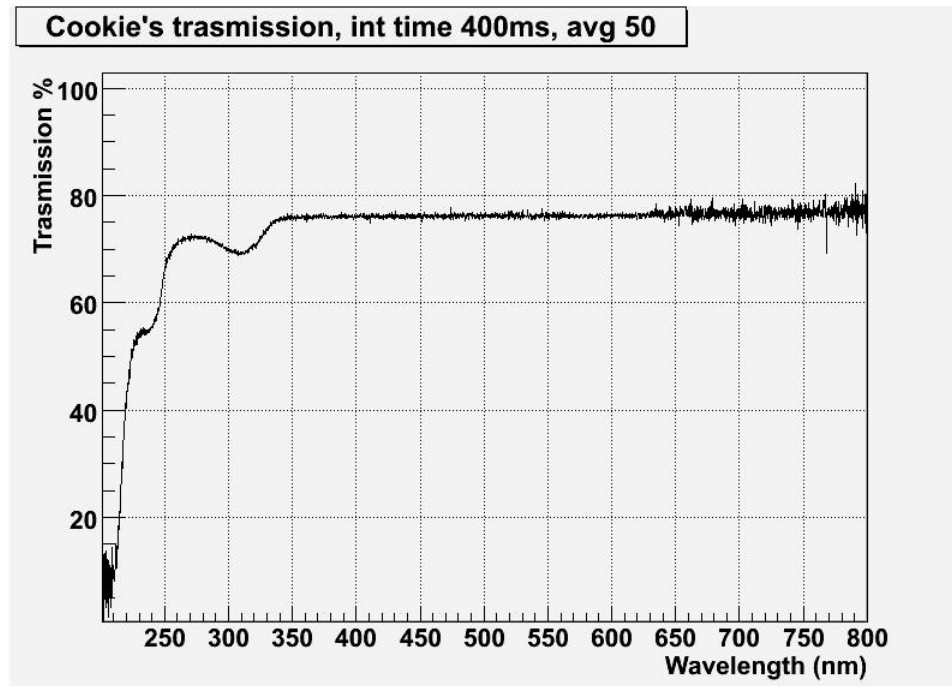


Figura 3.15: Trasmittanza percentuale del cookie in funzione della lunghezza d'onda.

Come mostrato in figura 3.15 la trasmittanza del cookie è del 75% circa per lunghezza d'onda superiori ai 350 nm e scende al 70 % circa per lunghezze d'onda sino ai 250 nm.

Il cookie, per quanto riduca la riflessione tra i mezzi, riduce del 30% il segnale luminoso nell'ultravioletto. Per questo motivo è stato deciso di non utilizzare il cookie nell'esperimento realizzato.

3.4.2 Trasmittanza del BGO

Per poter stimare il numero di fotoni disponibili per la misura è necessario infine conoscere la trasmittanza del cristallo di BGO. In figura 3.16 è riportata la trasmittanza del BGO per un campione dello spessore di 30 mm.

La trasmittanza del cristallo di BGO è maggiore del 70 % per lunghezze d'onda superiori ai 370 nm circa. La lunghezza d'onda di taglio è come scritto in precedenza attorno ai 320 nm.

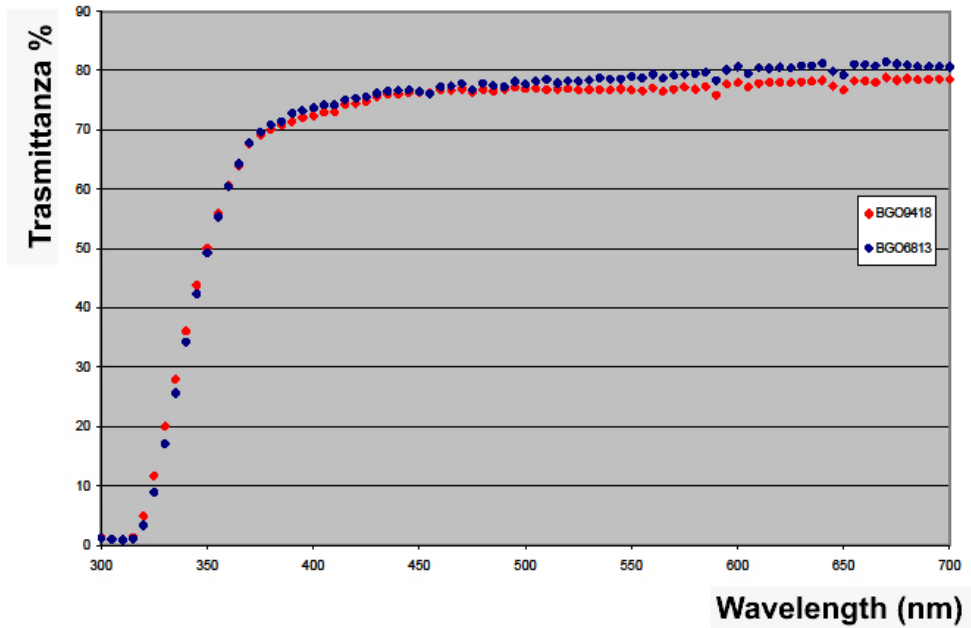


Figura 3.16: Trasmittanza percentuale del cristallo di BGO (spessore 30 mm).

3.5 Stima dei fotoni disponibili per la misura

Tramite la simulazione con il metodo Montecarlo è stato ottenuto che la lunghezza più probabile delle tracce dei muoni all'interno del cristallo è di circa 30 mm che nel BGO corrisponde a circa $2.7 X_0$.

Tramite questa informazione si può calcolare il numero di fotoni Cherenkov e di scintillazione prodotti dai muoni nel cristallo di BGO quindi stimare il numero di fotoelettroni disponibili.

Nel BGO il deposito di energia per unità di lunghezza è 9 MeV/cm. Si può stimare quindi che l'energia media depositata dai muoni sia circa 27 MeV.

Il numero medio di fotoni prodotti per scintillazione nel BGO è circa 8000 fotoni per MeV da cui si ottiene che mediamente un muone che attraversa il cristallo produce per scintillazione approssimativamente $215 \cdot 10^3$ fotoni.

Il numero di fotoni prodotti per effetto Cherenkov è dato dall'equazione 1.4.

Si ottiene mediamente che un muone che attraversa il cristallo di BGO produce per effetto Cherenkov circa 3750 fotoni.

Per poter stimare il numero di fotoelettroni prodotti in ogni singolo fotomoltiplicatore si deve considerare la frazione di fotoni che giungono al fotomoltiplicatore.

Si deve poi considerare la convoluzione tra la trasmittanza del cristallo di BGO, la trasmittanza dei filtri ottici, l'efficienza quantica del fotomoltiplicatore e lo spettro di emissione del BGO o lo spettro di emissione Cherenkov, mostrati in figura 3.17.

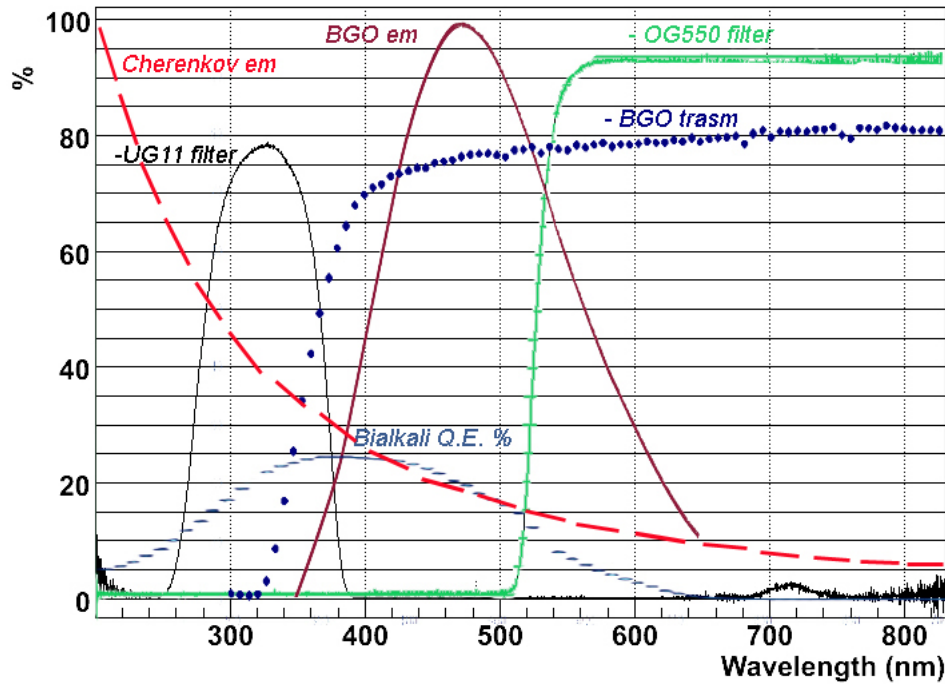


Figura 3.17: Trasmittanze dei filtri ottici e del cristallo di BGO, emissione del BGO, emissione Cherenkov e efficienza quantica del fotomoltiplicatore.

Dai fotoni iniziali si può quindi stimare il numero di fotoelettroni disponibili.

Per quanto riguarda i fotoni di scintillazione i risultati sono riportati in tabella 3.1.

	Canale Cherenkov	Canale scintillazione
Totali	$215 \cdot 10^3$	$215 \cdot 10^3$
Trasmessi (BGO 30 mm)	$160 \cdot 10^3$	$160 \cdot 10^3$
Convertiti (bialkali)	24260	24260
Filtrati	102 (UG11)	5580 (OG550)
Max. Estraibili (12%)	12	670

Tabella 3.1: Stima del numero dei fotoni prodotti per scintillazione disponibili per la misura nei due canali di lettura .

Lo stesso calcolo è stato eseguito per i fotoni Cherenkov. I risultati sono riportati in tabella 3.2.

	Canale Cherenkov	Canale scintillazione
Totali	3750	3750
Trasmessi (BGO 30 mm)	1130	1130
Convertiti (bialkali,)	184	184
Filtrati	50 (UG11)	33(OG550)
Max. Estraibili (26%)	13	8

Tabella 3.2: Stima del numero dei fotoni prodotti per effetto Cherenkov disponibili per la misura nei due canali di lettura.

Del totale dei fotoni prodotti per scintillazione circa 670 fotoelettroni generano segnale nel canale del segnale di scintillazione mentre circa 12 fotoelettroni generano segnale nel canale Cherenkov.

Per quanto riguarda i fotoni prodotti per emissione Cherenkov è stato stimato che mediamente sono disponibili circa 13 fotoelettroni nel canale Cherenkov e 8 fotoelettroni nel canale di scintillazione.

Il numero fotoni prodotti per effetto Cherenkov e per scintillazione che arrivano al canale Cherenkov è circa lo stesso. Le due emissioni hanno però una struttura temporale differente. Il BGO ha un tempo di decadimento di 300 ns per la luce di scintillazione, da cui si può stimare che solo circa il 10% dei fotoni di scintillazione viene emesso nei tempi caratteristici del segnale Cherenkov mentre i restanti fotoni sono emessi in tempi più lunghi.

Dalla stima effettuata emerge che per quanto il numero dei fotoelettroni disponibili sia ridotto rispetto al numero di fotoni iniziali, grazie alle differenti caratteristiche della radiazione Cherenkov e della luce di scintillazione, i due segnali possono effettivamente essere letti separatamente.

4 Tecnica della doppia lettura con il cristallo di BGO

Si è proceduto quindi nell'applicazione della tecnica a doppia lettura sul cristallo di BGO in esame.

L'oscilloscopio utilizzato per l'esperimento permette la scelta del formato del file di output. Dato l'alto numero di eventi da registrare, si è scelto di utilizzare un formato che permettesse dimensioni ridotte del file. Tra i vari formati è stato scelto il formato binario.

Come operazione preliminare è stato quindi necessario decodificare il file di output.

Inizialmente sono stati misurati dei singoli eventi di cui sono mostrati alcuni esempi in figura 4.1, 4.2, 4.3:

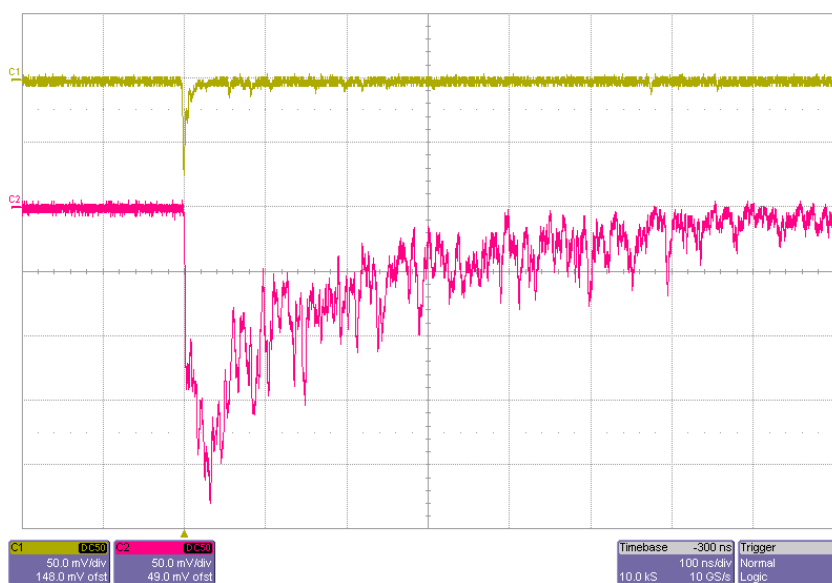


Figura 4.1: Forma d'onda dei segnali generati da un singolo muone che attraversa il cristallo. Canale C1 per il segnale Cherenkov, canale C2 per il segnale di scintillazione.



Figura 4.2: Forma d'onda dei segnali generati da un singolo muone che attraversa il cristallo. Canale C1 per il segnale Cherenkov, canale C2 per il segnale di scintillazione.

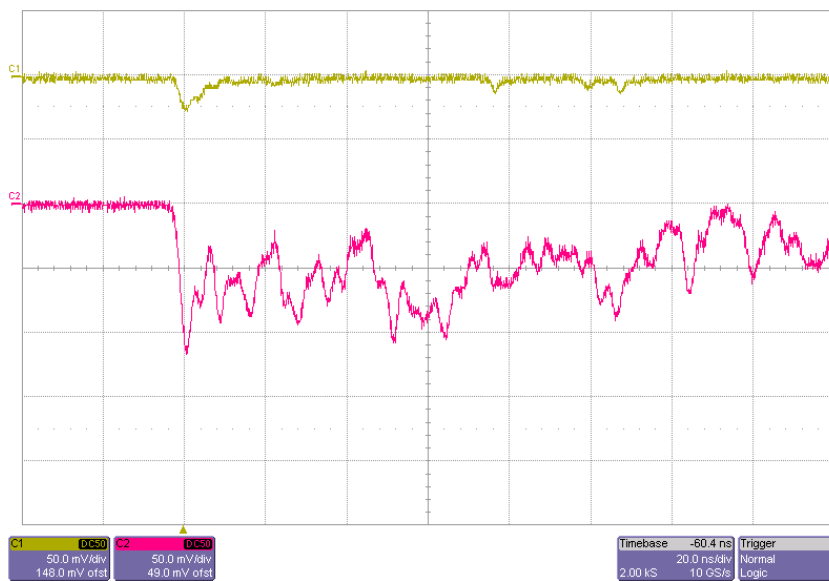


Figura 4.3: Forma d'onda dei segnali generati da un singolo muone che attraversa il cristallo. Canale C1 per il segnale Cherenkov, canale C2 per il segnale di scintillazione.

Come si può notare per i singoli segnali ci sono forti fluttuazioni che dipendono sostanzialmente dalla direzione della particella incidente e dalla posizione di impatto sul cristallo.

Si nota comunque la differenza in forma e intensità tra i segnali Cherenkov e di scintillazione.

Il segnale Cherenkov rispetto al segnale di scintillazione è meno intenso, istantaneo e non presenta una coda dovuta alla costante di decadimento.

Si è proceduto infine alla misura di 3500 eventi, impostando una soglia minima per scartare eventi con depositi di energia nel cristallo trascurabili. E' stato calcolato quindi il segnale medio e riportato in grafico:

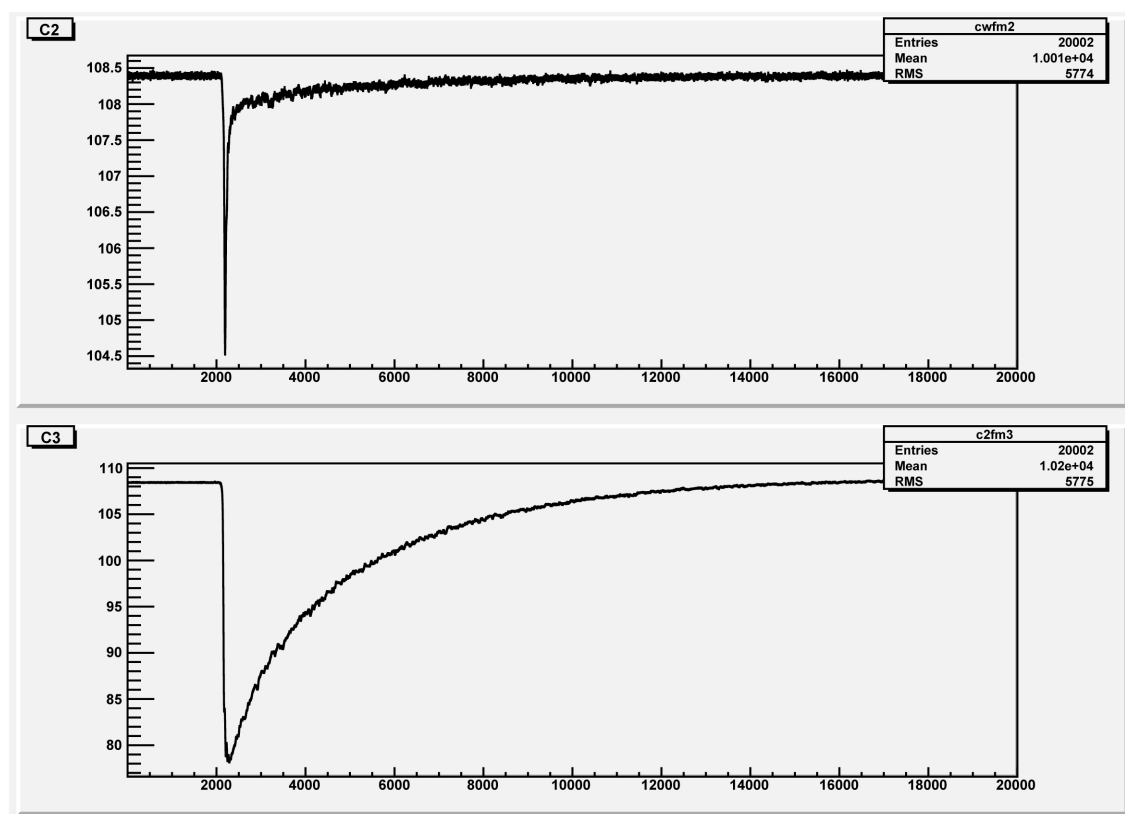


Figura 4.4: Forma d'onda media dei segnali generati da $2 \cdot 10^4$ muoni cosmici attraverso il cristallo. C2 forma d'onda del segnale Cherenkov, C3 forma d'onda del segnale di scintillazione.

Come visibile in figura 4.4 le forme d'onda dei segnali Cherenkov e di scintillazione medi appaiono differenti. Come atteso il segnale di scintillazione è più intenso e presenta una coda dovuta alla costante di decadimento. Il segnale Cherenkov è istantaneo. La coda presente nella forma d'onda del segnale Cherenkov è dovuta ai fotoni di scintillazione stimati che passano nel canale Cherenkov.

Questi primi risultati sono stati ottenuti nel 2007 e sono stati innovativi. Hanno dimostrato che la luce Cherenkov prodotta in un cristallo scintillante è selezionabile efficacemente utilizzando filtri ottici e sfruttando la differenza nella struttura temporale dei segnali.

5 Conclusioni

Nello studio condotto è emerso che i segnali Cherenkov e di scintillazione possono essere separati nel cristallo di BGO sfruttando le caratteristiche discusse.

Si è mostrato che si possono estrarre dal BGO circa 500 fotoni/GeV dalla radiazione Cherenkov prodotta, dopo la selezione attraverso un filtro ottico, con una contaminazione di fotoni di scintillazione di circa il 10%. Questo permetterebbe di realizzare un calorimetro la cui risoluzione elettromagnetica potrebbe arrivare a:

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{4.5\%}{\sqrt{E}}$$

nel solo canale Cherenkov.

Dalle stime eseguite emerge però che il segnale Cherenkov prodotto avrà una forte dipendenza dalla posizione del punto di impatto nel cristallo. All'aumentare dello spessore di materiale attraversato i fotoni di scintillazione non subiscono una forte attenuazione, mentre l'attenuazione aumenta notevolmente per i fotoni Cherenkov.

In ogni caso l'obiettivo rimane quello di riuscire ad aumentare il numero di fotoni Cherenkov disponibili al fotocatodo per migliorare la risoluzione dell'energia.

Studi su diversi tipi di cristalli omogenei come il $Bi_4Si_3O_{12}$ (BSO)[15] stanno dimostrando l'applicabilità della tecnica a doppia lettura anche in altri materiali omogenei.

Bibliografia

- [1] W. R. Leo., *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, 1987.
- [2] N. Akchurin et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A(533):305, 2004.
- [3] T. A. Gabriel et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A(338):336.
- [4] N. Akchurin et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A(536):29, 2005.
- [5] The DREAM Collaboration, *Dual-readout calorimetry for highquality energy measurements.*, Proposal and request to CERN's SPS Committee, 2010.
- [6] N. Akchurin et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A(537):537, 2005.
- [7] N. Akchurin et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A(598):422, 2009.
- [8] O. Ganel and R. Wigmans, *On the calibration of longitudinally segmented calorimeter systems*, *Nucl. Instr. and Meth.*, A(409):621, 1998.
- [9] R. Wigmans, *Calorimetry: energy measurement in particle physics. International series of monographs on physics*, Clarendon Press, 2000.
- [10] N. Akchurin et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A(621):212, 2010.
- [11] William H. Press et al., *Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, 1997
- [12] N. Akchurin et al., *Separation of crystal signals into scintillation and Cherenkov components*, 2008
- [13] <http://www.opticalfilters.org/ug11.html>
- [14] <http://www.opticalfilters.org/og550.html>
- [15] N. Akchurin et al., *A comparison of BGO and BSO crystals used in the dual-readout mode*, 2011