



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE

FACOLTÀ DI SCIENZE
MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Tesi di Laurea Triennale in
FISICA

**IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO
DELL'ESPERIMENTO CMS:
PRINCIPI DI FUNZIONAMENTO E
CARATTERISTICHE GENERALI**

Relatore :
Dott. Giuseppe DELLA RICCA

Laureanda :
Eugenia BONIFAZI

ANNO ACCADEMICO 2005-2006

Prefazione

Questo documento affronta l'argomento della calorimetria nella fisica delle alte energie. Può essere suddiviso in due sezioni principali, una prima parte introduttiva che intende dare una visione generale sui principi di funzionamento e sui diversi dispositivi utilizzabili; una seconda parte invece tratta in maniera più specifica il calorimetro elettromagnetico dell' esperimento CMS cercando di esporne le caratteristiche generali.

Capitolo 1 contiene una introduzione sulla fisica nucleare e sui tipi di rivelatori; descrive le principali caratteristiche della interazione fra particelle cariche e materia con la conseguente perdita di energia; si conclude con una trattazione sullo sciame elettromagnetico citando i diversi sviluppi dei profili.

Capitolo 2 descrive i rivelatori di sciame elettromagnetici distinguendo fra calorimetri omogenei e a campionamento. Definisce le caratteristiche nella risoluzione spaziale e della energia.

Capitolo 3 offre una descrizione generale sugli obiettivi che si propone l'esperimento CMS ad LHC.

Capitolo 4 descrive le caratteristiche generali di ECAL dandone una visione globale, approfondendo alcuni componenti come i cristalli di tungstenato di piombo, i fotorivelatori del barrel e dei tappi e il rivelatore pre-sciame.

Capitolo 5 contiene informazioni sulle prestazioni del calorimetro ECAL, sulla ricostruzione dell'ampiezza, sulla risoluzione della energia per diversi impatti e sulla risoluzione della massa di Higgs.

Capitolo 1

Calorimetria nella fisica delle alte energie

1.1 Introduzione

La fisica delle particelle studia la struttura fondamentale della materia e le forze che governano le interazioni fra i componenti elementari.

Questo ramo della fisica si spinge sino allo studio dell'evoluzione dell'universo, sin dai primi istanti dopo il Big Bang, della produzione dell'energia nelle stelle e delle proprietà di atomi e nuclei.

Il campo degli esperimenti nella fisica delle particelle ha subito una completa metamorfosi durante gli anni. Le camere a bolle era gli strumenti utilizzati nella maggior parte degli esperimenti, ma con passare degli anni i processi fisici su cui si era spostato l'interesse generale diventavano sempre più rari rappresentando una frazione sempre più piccola delle interazioni totali che avevano luogo all'interno di questi dispositivi. Di conseguenza le camere a bolle sono state gradualmente rimpiazzate dagli esperimenti 'elettronici'. Fasci di particelle erano fatti collidere e i prodotti di reazione erano tracciati in vari rivelatori (solitamente wire chambers) e poi fatti passare attraverso campi magnetici per determinarne il momento. I prodotti di reazione neutri, come i fotoni, erano assorbiti nei 'contenitori di sciame' che fornivano, attraverso un segnale, informazioni sulla particolare particella.

Le informazioni ottenute con questi dispositivi inizialmente erano di qualità piuttosto inferiore rispetto a quelle derivate dalle camere a bolle, ma il fatto che fossero disponibili dopo qualche secondo, invece che ore, era piuttosto vantaggioso.

Siccome le frontiere energetiche hanno continuato a spingersi sempre a valori più elevati, i 'contenitori di sciame', o calorimetri, come è solito chiamarli oggi, sono diventati il punto cruciale negli esperimenti della fisica delle particelle.

Sin da principio i calorimetri erano in grado di dare precise informazioni sul quadvettore delle particelle e, combinati con un sistema tracciante, permettevano l'identificazione di alcune di esse, in particolare gli elettroni.

Con l'aumentare della energia, e col passaggio da bersagli fissi a fasci incidenti, l'importanza di molti esperimenti (specie quelli che riguardavano adroni) si spostò dalla ricostruzione dettagliata del quadvettore alla conoscenza di caratteristiche dell'evento globale. Diventarono così di cruciale importanza caratteristiche come l'energia trasversale dissipata o la produzione di jets.

I calorimetri sono studiati proprio per migliorare le informazioni su queste caratteristiche generali.

Concettualmente un calorimetro è un blocco di materia di spessore sufficiente per causare l'interazione con le particelle elementari. Le particelle rilasciano tutta la loro energia all'interno del volume del rivelatore in una conseguente cascata di particelle ad energia via via più bassa. Lo sciame è infatti il processo globale attraverso il quale viene dissipata tutta l'energia iniziale; si possono distinguere due tipi di sciami: quello elettromagnetico (e^\pm, γ) e quello adronico (π^\pm, p, n) in base al tipo di iterazioni fondamentali coinvolte.

Quando un fotone ad alta energia attraversa la materia questo deposita energia quando decade in una coppia elettrone-positrone. Gli elettroni e i positroni prodotti depositano solitamente la loro energia per ionizzazione, ma se sono molto energetici perdono gran parte della loro energia a causa della radiazione di frenamento, emettendo quindi fotoni. Questi fotoni hanno una energia elevata e possono a loro volta sciamare in coppia elettrone-positrone i quali possono irradiare altri fotoni e così via.

Tutta questa energia viene quindi raccolta dalla materia con cui stanno interagendo le particelle. Infine, la maggior parte dell'energia incidente è dissipata sotto forma di calore. Una frazione, di solito molto piccola, della energia depositata è rilevabile nella forma di un qualche segnale (luce di scintillazione, luce Cerenkov, o cariche ionizzate) che è proporzionale alla energia iniziale.

In modo simile, gli adroni possono depositare energia nella materia attraverso una successiva serie di interazioni. Comunque, siccome gli adroni sono relativamente massivi, e quindi non possono irradiare la maggiore parte della loro energia per frenamento, la dissipano attraverso varie collisioni nucleari. Così un adrone incidente può produrre numerosi pioni nella sua prima collisione nucleare i quali conseguentemente collidono con altri nuclei producendo altre particelle e così via finché l'alta energia incidente si è convertita in molte particelle cariche di energia più bassa, che hanno eventualmente depositato questa energia ionizzando gli atomi nel mezzo.

Siccome in molti materiali, specie con valori di Z elevati, il libero cammino medio per interazioni nucleari è maggiore rispetto a quello per interazioni elettroniche, è necessario un maggior spessore di materiale per generare lo sciame adronico. Di conseguenza i calorimetri adronici sono più spessi.

Le ragioni principali che hanno portato allo sviluppo di questi dispositivi sono:

- Il segnale dato dai calorimetri è proporzionale alla energia iniziale della particella;
- I calorimetri sono sensibili sia a particelle cariche che neutre;
- L'energia degradata attraverso lo sviluppo dello sciame di particelle è un processo statistico e il numero medio $\langle N \rangle$ di particelle secondarie è proporzionale all'energia della particella incidente. L'incertezza nella misura dell'energia è governata da fluttuazioni statistiche su N , ovvero $\frac{\sigma}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{\langle N \rangle}} \sim \frac{1}{E}$;
- La dimensione dello sciame, e quindi la profondità del calorimetro al fine di contenerlo interamente, dipende solo dall'energia e aumenta come $\log E$. Questo comporta la possibilità di utilizzare lo stesso dispositivo per tutto l'intervallo delle alte energie, vista la lenta crescita dimensionale. Il calorimetro può essere inoltre reso compatto utilizzando materiale con alti valori di Z ;

- Grazie alla granularità (lateralmente) e alla segmentazione (longitudinalmente) si possono ricavare precise informazioni sullo sviluppo dello sciame che permettono misure sulla posizione e sull'angolo delle particelle incidenti;
- La differente risposta di elettroni, muoni e adroni può essere sfruttata per l'identificazione delle particelle;
- I brevi tempi di risposta permettono l'utilizzazione a flussi elevati di particelle.

Oggi giorno uno spettrometro è composto da vari strati di dispositivi, ognuno dei quali ha un'unica funzione.

In ogni collisione nucleare possono essere coinvolte varie particelle come elettroni, muoni, neutroni e un gran numero di pioni. Alcune particelle sono stabili, altre invece presentano una vita media molto breve. Per risolvere la struttura dell'evento e per estrapolare la fisica alla base delle collisioni, è necessario misurare tutte queste particelle e con notevole precisione.

Per esempio la regione più interna può essere composta da diversi strati di microstrip al silicio molto sottili necessari per avere una precisa informazione sulle traiettorie delle particelle cariche (la ragione per cui sono molto sottili è per minimizzare lo scattering multiplo e la conversione di fotoni in coppie elettrone-positrone). Inoltre sono in grado di fornire informazione sui decadimenti di particelle instabili.

Il livello successivo è composto da vari strati di camere a deriva che circondano il sistema di silicio. Queste camere sono spesso inserite in un campo magnetico solenoidale. I segnali prodotti dai rivelatori al silicio uniti a quelli derivanti dalle camere a deriva permettono la conoscenza del momento di ogni particella carica proveniente dal punto di interazione.

Il passo successivo nella rivelazione implica, in alcuni casi, l'utilizzo di un rivelatore pre-sciame che solitamente consiste in tre lunghezze di radiazione di materiale assorbente. Il rivelatore pre-sciame fornisce una prima analisi sulla presenza di particelle elettromagneticamente interagenti attraverso la presenza di un forte segnale provocato da fotoni che hanno prodotto una coppia elettrone-positrone.

A questo punto si conoscono le traiettorie delle particelle e si hanno informazioni sulla presenza di fotoni o elettroni; il prossimo strato è composta da un calorimetro elettromagnetico il quale è seguito da un calorimetro adronico.

Le particelle che penetrano attraverso i calorimetri sono i neutrini o i muoni molto energetici. I muoni che attraversano questi strati di dispositivi possono essere analizzati al di fuori con dispositivi adatti.

1.2 Perdita di energia nella materia: caratteristiche

Sono citati di seguito le grandezze e i meccanismi utili per descrivere lo sviluppo di uno sciame elettromagnetico generato da un elettrone in un materiale.

Energia Critica E_c L'energia critica è utilizzata per definire la linea di divisione fra la moltiplicazione dello sciame e la conseguente dissipazione della energia dello sciame attraverso eccitazione e ionizzazione.

L'energia critica E_c può essere caratterizzata come segue:

1. $E_i < E_c$: Domina la ionizzazione e il numero delle particelle decresce.

I principali eventi sono:

l'effetto Compton: $\gamma \rightarrow \gamma$

ionizzazione: $e^\pm \rightarrow e^\pm$

2. $E_c < E_i$: Domina la radiazione e il numero delle particelle aumenta. I principali eventi sono:

produzione di coppie: $\gamma \rightarrow e^+e^-$

radiazione di frenamento: $e^\pm \rightarrow e^\pm\gamma$

Quindi si può definire l'energia critica come il valore di energia tale per cui la perdita attraverso ionizzazione e radiazione risulta uguale, cioè:

$$-\frac{dE}{E_c} \Big|_{ionizz} = -\frac{dE}{E_c} \Big|_{radiaz} = \frac{dx}{X_0}$$

Sperimentalmente si può trovare che il valore della energia critica è inversamente proporzionale al numero di protoni nel materiale:

$$E_c = \frac{750}{Z} [MeV]$$

Il grafico seguente mostra le due definizioni di energia critica. Solitamente infatti l'energia critica è definita come l'energia per cui la perdita a causa della ionizzazione è equivalente a quella causata dalla radiazione di frenamento; esiste però una seconda definizione data da Rossi che identifica l'energia critica con il valore per la quale la perdita per ionizzazione per unità di lunghezza di radiazione è equivalente alla energia dell'elettrone. Questa definizione risulta equivalente alla precedente nell'approssimazione

$$\left| \frac{dE}{dx} \right|_{fren} \approx \frac{E_c}{X_0}$$

Lunghezza di radiazione X_0 E' la lunghezza necessaria affinché un elettrone ad alta energia perda una quantità pari ad $1/e$ della sua energia totale per frenamento.

$$-\frac{dE}{E} \Big|_{fren} = \frac{dx}{X_0}$$

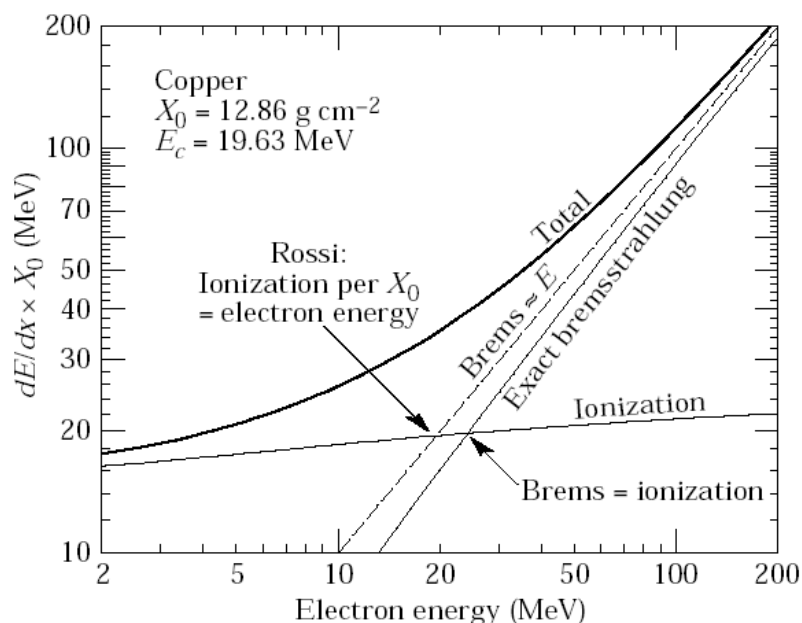


Figura 1.1: Le due definizioni di energia critica nel caso di elettroni.

dove $X_0 \approx \frac{180A}{Z^2} \left[\frac{g}{cm^2} \right]$ per Z maggiore di 13. Oppure nel caso di $E > E_c$ si ha: $\langle E_{finale}^e \rangle = E_{iniz}^e \cdot e^{-\frac{x}{X_0}}$.

Il fatto che molti processi elettromagnetici siano legati alla densità dei materiali giustifica l'unità di misura utilizzata per questa grandezza. La lunghezza di radiazione risulta comunque, in prima approssimazione, indipendente dal materiale.

Raggio di Moliere E' è definito attraverso la lunghezza di radiazione e l'energia critica, solitamente presa come l'energia alla quale gli elettroni perdono uguale quantità di energia per ionizzazione che per radiazione. Sperimentalmente si trova che vale l'approssimazione seguente:

$$\rho_M = 7 \frac{A}{Z} \left[\frac{g}{cm^2} \right]$$

Luce di scintillazione Quando le molecole sono eccitate da una particella carica che attraversa il cristallo, ritornando al loro stato fondamentale emettono fotoni con una lunghezza d'onda vicina o dentro lo spettro visibile. I cristalli sono analizzatori con un dispositivo che trasforma i fotoni in segnale elettrico.

Radiazione di frenamento È la principale causa di perdita di energia per elettroni e positroni ad alta energia. Elettroni e positroni quando passano attraverso la materia possono irradiare fotoni come risultato di una interazione Coulombiana con il campo elettrico del nucleo che provoca una brusca variazione della velocità (radiazione di frenamento). Tali fotoni hanno uno spettro di energia che decresce in modo esponenziale e generalmente trasportano solo una piccola frazione della energia dell'elettrone. In questo processo l'elettrone subisce un lieve cambiamento nella direzione; questa deviazione dipende dall'angolo e dall'energia del fotone emesso che a sua volta dipendono dall'intensità del campo coulombiano. Tale effetto è chiamato diffusione multipla.

Di seguito sono mostrati i diversi andamenti e contributi della perdita di energia per elettroni e positroni che attraversano la materia, in questo caso è stato utilizzato del piombo.

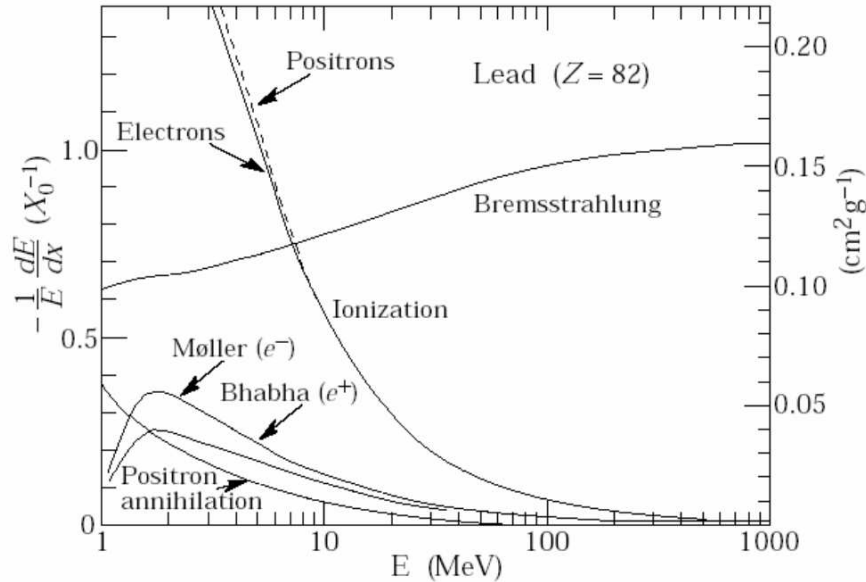


Figura 1.2: Frazioni di energia persa nel piombo per lunghezza di radiazione (ordinata sinistra) e per g/cm^2 (ordinata destra) in funzione della energia di elettroni o positroni. Si nota che ad energia minore della energia critica il fenomeno della ionizzazione prevale mentre superato il valore della energia critica l'emissione per frenamento dà un contributo principale.

Produzione di coppie Nel caso dei fotoni il meccanismo che prevale alle alte energie è la produzione di coppie. Il libero cammino medio per questo processo: $\gamma \rightarrow e^+e^-$ è dato da:

$$X_p = \frac{9}{7} X_0$$

Nel caso di $E > E_c$ si ha

$$\langle N_{finale}^\gamma \rangle = N_{iniz}^\gamma \cdot e^{-\frac{x}{X_p}}$$

In Figura 2.3 è riportato un grafico che mostra i diversi andamenti e contributi della perdita di energia per fotoni che intergiscono con la materia, anche in questo caso è stato utilizzato come materiale del piombo.

In entrambi i casi ad energia di circa 1 GeV, il processo principale - radiazione di frenamento per gli elettroni e positroni, produzione di coppia e^+e^- per fotoni - diventa indipendente dalla energia.

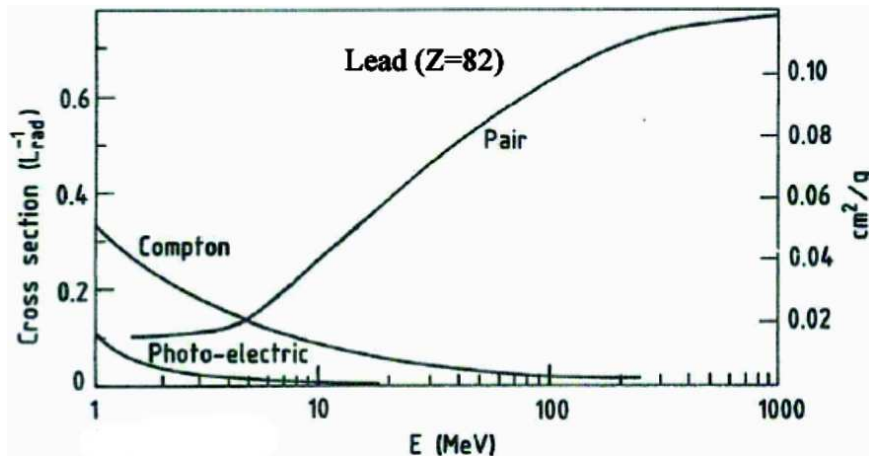


Figura 1.3: E' mostrato l'andamento della sezione d'urto σ nel piombo in funzione della energia dei fotoni. L'intensità dei fotoni può essere espressa come $I = I_0 \exp(-\sigma x)$ dove x è la lunghezza della traccia della radiazione.

1.3 Lo sciame elettromagnetico

Nonostante lo sviluppo dello sciame elettromagnetico sia principalmente determinato dalla densità degli elettroni nel mezzo assorbente, è però possibile e in alcuni casi più conveniente descriverne le caratteristiche indipendentemente dal materiale. Le grandezze normalmente usate per descrivere le dimensioni dello sciame sono la lunghezza di radiazione X_0 , per lo sviluppo longitudinale, e il raggio di Moliere ρ_M , per lo sviluppo laterale.

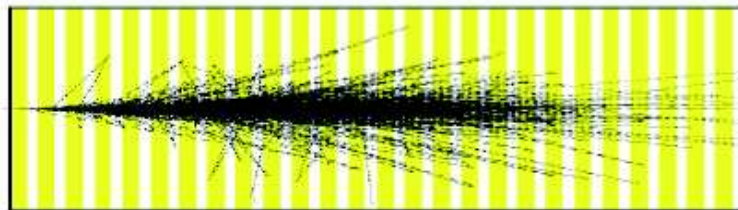


Figura 1.4: Rappresentazione dello sviluppo longitudinale dello sciame elettromagnetico.

Una descrizione analitica del profilo longitudinale è data dal modello di Rossi (approssimazione di Rossi) basata sulle seguenti assunzioni:

- la sezione d'urto per ionizzazione è indipendente dall'energia:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{ion} = -\frac{E_c}{X_0}$$

- la diffusione multipla è considerata trascurabile e lo sciame elettromagnetico è considerato unidimensionale;
- la diffusione Compton è da considerarsi trascurabile.

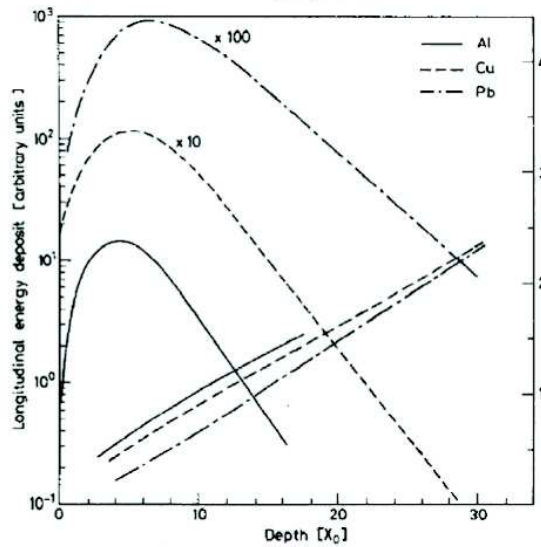


Figura 1.5: E' mostrato lo sviluppo longitudinale dello sciame (ordinata sinistra) di elettroni con momento pari a 6 GeV/c per quattro materiali molto differenti in funzione della lunghezza di radiazione X_0 . Sul lato destro in ordinata è riportato il raggio dello sciame per un contenimento dello sciame stesso del 90% in unità del raggio di Moliere $\rho_M \approx 7A/Z$.

Una descrizione analitica può essere la seguente:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b^{\alpha+1} \frac{t^\alpha e^{-bt}}{\Gamma(\alpha+1)}$$

dove $t = \frac{x}{X_0}$, $\alpha = bt_{max}$ e $b = 0.5$; t_{max} rappresenta alla lunghezza della traccia corrispondente al livello massimo dallo sciame.

Le proprietà dello sciame laterale non sono descritte all'interno dell'approssimazione di Rossi ma possono essere facilmente capite in maniera qualitativa. La diffusione laterale dello sciame elettromagnetico è dovuta a due effetti:

- gli elettroni sono deviati dall'asse a causa della diffusione multipla;
- i fotoni prodotti dalla radiazione di frenamento nella regione dell'energia dove la sezione d'urto è minima possono viaggiare abbastanza lontano dall'asse dello sciame, in particolare se gli elettroni da cui sono emessi viaggiano con un considerevole angolo rispetto questo asse.

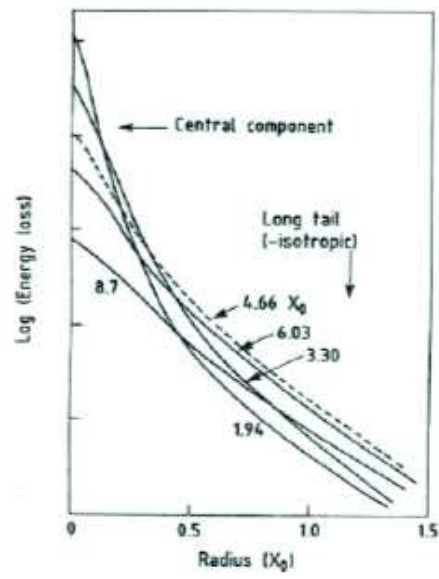


Figura 1.6: E' mostrato l'andamento del profilo laterale dello sciame per elettroni a 1 GeV che interagiscono con alluminio.

Capitolo 2

Rivelatori di sciame elettromagnetici

2.1 I calorimetri elettromagnetici

Si possono distinguere due diversi tipi di calorimetri elettromagnetici:

Dispositivo omogeneo interamente attivo E' caratterizzato da un mezzo assorbitore che è contemporaneamente quello che produce e propaga il segnale luminoso per essere misurato. Un esempio può essere la luce a scintillazione da un cristallo inorganico come il CsI o la luce di Cerenkov da vetro al piombo.

Dispositivi a campionamento L'assorbitore è passivo e può essere molto denso per ottenere uno strumento compatto. Solo una frazione del segnale di ionizzazione può essere rivelato dal mezzo attivo.

2.2 Limiti nella risoluzione dell'energia

Si possono definire delle caratteristiche generali sui limiti nella risoluzione della energia dello sciame elettromagnetico.

Nel punto massimo dello sciame viene definita la traccia totale $T = \frac{E_0}{E_c}$. In un rivelatore la traccia misurata è solitamente più breve rispetto a quella totale in quanto essendo dispositivi reali sono caratterizzati da una soglia di energia η e di conseguenza sensibili a cascate di particelle con energia superiore a tale valore η .

Si può definire una funzione che descriva l'andamento per la lunghezza rilevata in funzione della energia di soglia:

$$\langle T_r \rangle = F\left(\frac{\eta}{E_c}\right) \cdot T \text{ dove } F\left(\frac{\eta}{E_c}\right) \Big|_0 = 1$$

Per molti rivelatori si ha che η assume valori molto minori rispetto l'energia critica e quindi $T_r \approx E_0$. Di conseguenza, la risoluzione nelle misure della energia è determinata dalle fluttuazioni nella propagazione dello sciame; ma in realtà bisogna considerare anche altre componenti aggiuntive dovute all'apparato sperimentale.

La risoluzione dell'energia considera diversi termini: il termine stocastico dovuto alla statistica dei fotoelettroni, il rumore elettronico dovuto alle limitazioni per le basse energie e l'errore sistematico che include gli effetti geometrici ovvero le dispersioni laterali e longitudinali dello sciame elettromagnetico che non vengono rilevate, eventuali rumori fisici come la distorsione del segnale ed errori dovuti alla calibrazione fra le diverse unità.

Il termine stocastico è generalmente il più elevato ed è dovuto alle fluttuazioni della lunghezza della traccia rilevata ($\approx \frac{1}{\sqrt{E}}$) e dal conteggio dei fotoelettroni dalla energia depositata ($\approx \frac{1}{\sqrt{E}}$).

2.2.1 I calorimetri omogenei

I calorimetri elettromagnetici omogenei sono basati sulla rivelazione di un segnale luminoso. Nel caso del NaI(Tl) per uno sciame da 1 GeV la risoluzione di energia è $\frac{\sigma}{E} = 0.9\%$ con una lunghezza del cristallo di circa $24X_0$ (60 cm).

Un altro cristallo frequentemente usato è il BGO (bismuto germanato) per la sua breve lunghezza di radiazione (1.1 cm) e per le sue buone proprietà meccaniche.

Un altro esempio è dato dal vetro al piombo (una miscela di PbO e SiO₂). Questo materiale è utilizzato per dispositivi basati sulla rivelazione di luce Cerenkov prodotta da elettroni e positroni dello sciame che viaggiano con una energia cinetica superiore a 0.7 MeV. Questo significa che in uno sciame da 1 GeV possono esistere solo $\frac{1000}{0.7} \approx 1400$ fotoni rilevabili. Di conseguenza $\frac{\sigma}{E} \leq 3\%$ a 1 GeV. Considerando le fluttuazioni sul numero di fotoni prodotti si ottiene che, per questo rivelatore, $\frac{\sigma}{E} \approx \frac{5\%}{\sqrt{E}}$ per sciami da 1-20 GeV.

Una differenza fra questi due tipi di rivelatori è data dalla perdita geometrica, che risulta più elevata nel caso della luce a scintillazione in quanto questo fenomeno è isotropico spazialmente.

2.2.2 I calorimetri a campionamento

I calorimetri a campionamento sono dispositivi dove l'energia è misurata in un numero di piani attivi alternati ad assorbitori passivi: l'usuale configurazione è una pila di molti strati di assorbitori di materiale metallico denso (Fe, Cu, Pb) intervallati con piatti di materiale attivo. Questo genere di calorimetro è molto economico rispetto a quello omogeneo e così possono essere sufficientemente larghi da evitare le perdite dello sciame e da coprire tutto l'angolo solido negli esperimenti di collisione.

In questi calorimetri, si misura la perdita in energia per ionizzazione dello sciame di particelle che attraversano il materiale attivo. Questa rappresenta una piccola, ma fissata, frazione della energia totale della particella che ha generato lo sciame. Siccome solo una frazione dell'energia totale dello sciame è campionata ($\approx 1\%$), questo implica che i mezzi attivi non si possono basare sulla rivelazione di luce Cerenkov: appena 14 fotoni su 1400 possono essere prodotti nei mezzi attivi, una quantità trascurabile rapportata alle fluttuazioni statistiche dei fotoni.

I calorimetri a campionamento sfruttano come sorgente di segnale la luce di scintillazione o la produzione di cariche (ionizzazione), altri utilizzano camere metalliche che rivelano la ionizzazione grazie ad una amplificazione a gas. Questi processi accadono molto più frequentemente abbassando quindi i contributi all'incertezza sull'energia.

Il maggior contributo alla risoluzione dell'energia è dato dalla fluttuazione del numero delle particelle cariche dello sciame che contribuiscono al segnale. E' possibile distinguere tre classi di particelle dello sciame che contribuiscono in modo diverso la fluttuazione da campionamento:

- le particelle veloci, i cui range è maggiore della distanza fra gli strati. Il contributo alla risoluzione dell'energia è dovuto alla correlazione fra e^+e^- e, in maniera più debole, allo spessore del mezzo passivo;

- la componente debole dello sciame elettrico generato nel mezzo passivo. Il contributo alla risoluzione dell'energia è proporzionale a $\sqrt{t_{ass}}$ dove t_{ass} è lo spessore del mezzo assorbente;
- la componente debole dello sciame elettrico generato nel mezzo attivo. Il contributo alla risoluzione dell'energia è proporzionale a $\frac{1}{\sqrt{t_{att}}}$ per un fissato spessore del mezzo passivo.

Approssimando i vari contributi e riferendosi al modello di Rossi si può esprimere la fluttuazione intrinseca da campionamento in modo analitico. Definendo N_x il numero di coppie elettroni/positroni attraversanti i piatti attivi, come

$$N_x = \frac{T(\text{lunghezza di traccia totale})}{d(\text{distanza fra piatti attivi})}$$

dove, come precedentemente definito, $T = \frac{E_0}{E_c}$ e quindi

$$N_x = \frac{E_0}{E_c d} = \frac{E}{\Delta E}$$

Il contributo alla risoluzione dell'energia è dunque:

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{cam} = \frac{\sigma_{N_x}}{N_x} = \frac{1}{\sqrt{N_x}} = 3.2\% \left[\frac{\Delta E (MeV)}{E (GeV)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Questo valore è da considerarsi il limite inferiore della fluttuazione da campionamento in quanto non tiene in considerazione lo scattering multiplo, che aumenta l'effettiva distanza d a causa dell'angolo caratteristico, e considera il valore della energia di soglia η pari a zero.

2.3 Risoluzione spaziale

Spesso risulta importante determinare anche la posizione e le caratteristiche spaziali dello sciame. L'angolo tipico dovuto sia alla radiazione di frenamento sia alla diffusione multipla dipende dalla energia dello sciame e ha la caratteristica di modificarne il profilo laterale. Per valori di E maggiori di E_c , più del 90% della energia è contenuta in un cilindro di raggio $r = 0.5 X_0$, mentre il raggio per un contenimento pari al 90% è $r = 2\rho_M$.

Per la localizzazione del punto di impatto di un fotone è quindi vantaggioso misurare lo sciame nella parte iniziale, prima dello sciame massimo. In linea di principio, data una sufficiente risoluzione strumentale, la localizzazione del baricentro della distribuzione trasversale è determinata dalla considerazione sul segnale/rumore e, quindi, dovrebbe migliorare con l'aumentare della energia delle particelle E ($\sigma_x \approx E^{(-1/2)}$), che è confermato sperimentalmente, raggiungendo accuratezza migliore del millimetro per sciami a 100 GeV.

In qualche caso sono applicati criteri differenti se è richiesta una buona risoluzione sia per l'energia che per la posizione, per esempio nella determinazione della massa invariante delle particelle. In questo caso deve essere determinato il centro di massa dello sciame, fatto questo possono essere raggiunte risoluzioni spaziali eccellenti.

Conoscendo simultaneamente informazioni sullo sviluppo dello sciame trasversale e longitudinale, è possibile risalire alla direzione dello sciame e quindi all'angolo di incidenza della particella.

2.4 Tecniche di analisi del segnale per calorimetri

L'obiettivo principale è sviluppare un metodo che minimizzi gli effetti strumentali, legati alle prestazioni intrinseche, causati dalla fisica dei rivelatori. Il costante aumento della energia dei fasci di particelle impone alla struttura dei rivelatori criteri sempre più tassativi:

-
- il rumore o la non uniformità del sistema di lettura (statistica fotoelettronica, cariche di rumore equivalente) non deve dominare la risoluzione dell'energia;
- il sistema di lettura deve avere una velocità di raccolta dati adatta all'osservazione delle interazioni;
- il risultato di energia relativa e assoluta deve essere monitorato e mantenuto a sufficiente accuratezza;
- devono essere inoltre considerate altre caratteristiche funzionali, come sensibilità ai campi magnetici, radiazione e temperatura.

Capitolo 3

L'esperimento CMS a LHC

Alla fine dell'anno 2000 è cominciata al CERN la costruzione di un nuovo acceleratore di particelle, il Large Hadron Collider (LHC), attualmente in fase di assemblaggio nel tunnel, di 27 km di circonferenza, che ha ospitato il LEP (Large Electron Positron Collider). Questo nuovo acceleratore è stato progettato per far collidere fasci di protoni con una energia fino a 7 TeV ciascuno, corrispondenti ad una energia del centro di massa di 14 TeV. I fasci saranno iniettati nell'anello di LHC sfruttando l'azione combinata di un acceleratore lineare capace di accelerare i protoni fino a 50 MeV, un ProtoSincrotone (PS) fino a 26 GeV e un SuperProtoSincrotone (SPS) fino a 450 GeV. Successivamente i fasci verranno accelerati da cavità risonanti e forzati a percorrere una traiettoria circolare per mezzo di magneti superconduttori raffreddati con elio liquido.

I fasci si incontreranno, lungo l'anello di accelerazione, in quattro punti dove saranno collocati quattro rivelatori: ALICE (A Large Ion Collider Experiment) che si occuperà delle interazioni degli ioni pesanti, LHCb che studierà la fisica del mesone B, CMS (Compact Muon Solenoid) e ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) che avranno scopi più generali.

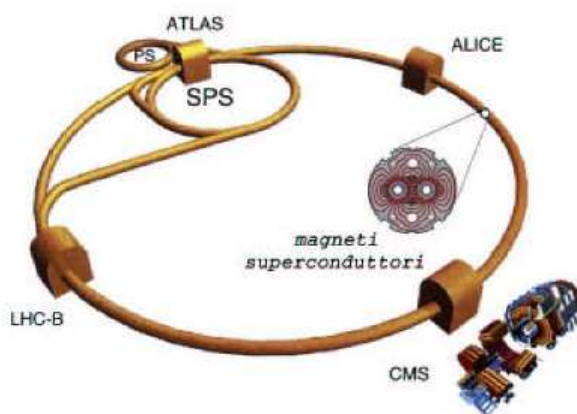


Figura 3.1: Visione schematica dell'anello LHC e dei suoi quattro esperimenti disposti lungo la traiettoria dei fasci

Ad LHC, è prevista una prima fase di lavoro ad una luminosità istantanea¹ $L = 2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (fase di bassa luminosità) che sarà gradualmente aumentata nel corso degli anni fino ad un massimo di $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (fase di alta luminosità). Per raggiungere questi alti valori di luminosità ogni fascio di protoni sarà costituito da 2835 pacchetti (bunches) contenenti in media 1.1×10^{11} particelle ciascuno. L'incontro tra fasci (bunch crossing) avverrà ogni 25 ns. Il numero di interazioni al secondo può essere calcolato conoscendo la sezione d'urto σ e la luminosità L attraverso la seguente relazione:

$$R = \sigma L$$

La sezione d'urto totale dell'interazione p-p è di circa 100 mb; ad alta luminosità la frequenza di interazione risulterà di circa 1 GHz, equivalente a circa 25 interazioni per ogni bunch crossing. Di queste interazioni, ciascuna delle quali darà luogo a centinaia di particelle, solo una parte produrrà eventi interessanti.

I rivelatori installati ad LHC dovranno quindi soddisfare i seguenti requisiti:

- un'alta granularità (elementi sensibili a piccole dimensioni), nonché un gran numero di canali di rivelazione per garantire una efficiente ricostruzione delle tracce e individuare con elevata precisione le coordinate del punto di passaggio di una particella;
- resistenza alle radiazioni in quanto l'alta energia del fascio combinata con l'elevata luminosità creerà un ambiente di radiazione particolarmente elevata soprattutto per i rivelatori più vicini al punto di collisione;
- una buona risoluzione dell'energia elettromagnetica, una buona risoluzione per la massa dei difotoni e dei dielettroni ($\approx 1\%$ a 100 GeV/ c^2), una ampia copertura geometrica ($|\eta| \leq 2.5$), la rilevazione dei π^0 ed un efficace isolamento ad alta luminosità dei fotoni e dei leptoni;
- un'elettronica di lettura veloce per evitare la sovrapposizione (pile-up) dei segnali relativi a bunch crossing consecutivi.

L'obiettivo principale della collaborazione CMS è studiare la fisica alla base della rottura della simmetria elettrodebole. Sebbene esistano diverse possibilità teoriche, la più accreditata è quella del meccanismo di Higgs nel contesto della Supersimmetria. Le diverse firme sperimentali di questa nuova fisica consistono in muoni, elettroni, fotoni con elevata energia trasversa. Per rivelarle in maniera chiara occorre poter identificare e misurare con precisione l'energia dei muoni, elettroni, fotoni su un ampio intervallo ai più alti valori di luminosità.

L'esperimento CMS è un rivelatore per collisioni protone-protone, in grado di lavorare nel regime di più alta luminosità di LHC (maggiore di $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). La sua progettazione è stata ottimizzata per la ricerca del bosone di Higgs su un intervallo di massa dell'Higgs che va da 80 GeV fino a 1 TeV ma potrà indagare anche ulteriori meccanismi per la rottura della simmetria elettrodebole.

Sebbene un alto valore di luminosità sia essenziale per indagare l'intera gamma dei meccanismi

1

$$L = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F$$

dove γ è il fattore di Lorenz, f è la frequenza di rivoluzione, k_B è il numero di pacchetti, N_p il numero di pacchetti di protoni, ϵ_n la costante di normalizzazione per l'emissione trasversa, β^* è la funzione di betatrone, ed F è la costante di riduzione dovuto all'angolo di impatto.

di rottura della simmetria elettrodebole, LHC inizialmente lavorerà ad una luminosità significativamente più bassa ($\sim 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) ed il design di CMS è stato adattato per lavorare anche in questo regime: in questa sede sarà possibile compiere importanti studi sulla violazione di CP e sul quark top.

I tratti distintivi di CMS sono un campo magnetico solenoidale di elevata intensità (4 T) accoppiato da un sistema di rivelazione dei muoni a più strati di silicio, un calorimetro elettromagnetico costituito da cristalli scintillanti interamente attivi ed un potente sistema di tracciamento interno basato su una granularità fine di microstrip e rivelatori a pixel. Queste caratteristiche consentono una misura molto buona dell'energia di muoni, elettroni, di altre particelle cariche e di fotoni tipicamente con una precisione all'incirca di 1% a 100 GeV.

L'esperimento CMS è essenzialmente un potente e compatto spettrometro, ben adattato alla fisica di LHC, capace di condurre studi sul meccanismo di rottura della simmetria elettrodebole (ricerca del bosone di Higgs e di particelle supersimmetriche), sulla violazione di CP, sulla formazione del plasma di gluoni e quark e molto altro. L'uso di un calorimetro a cristalli e rivelatori a pixel aumenta notevolmente il potenziale di queste ricerche.

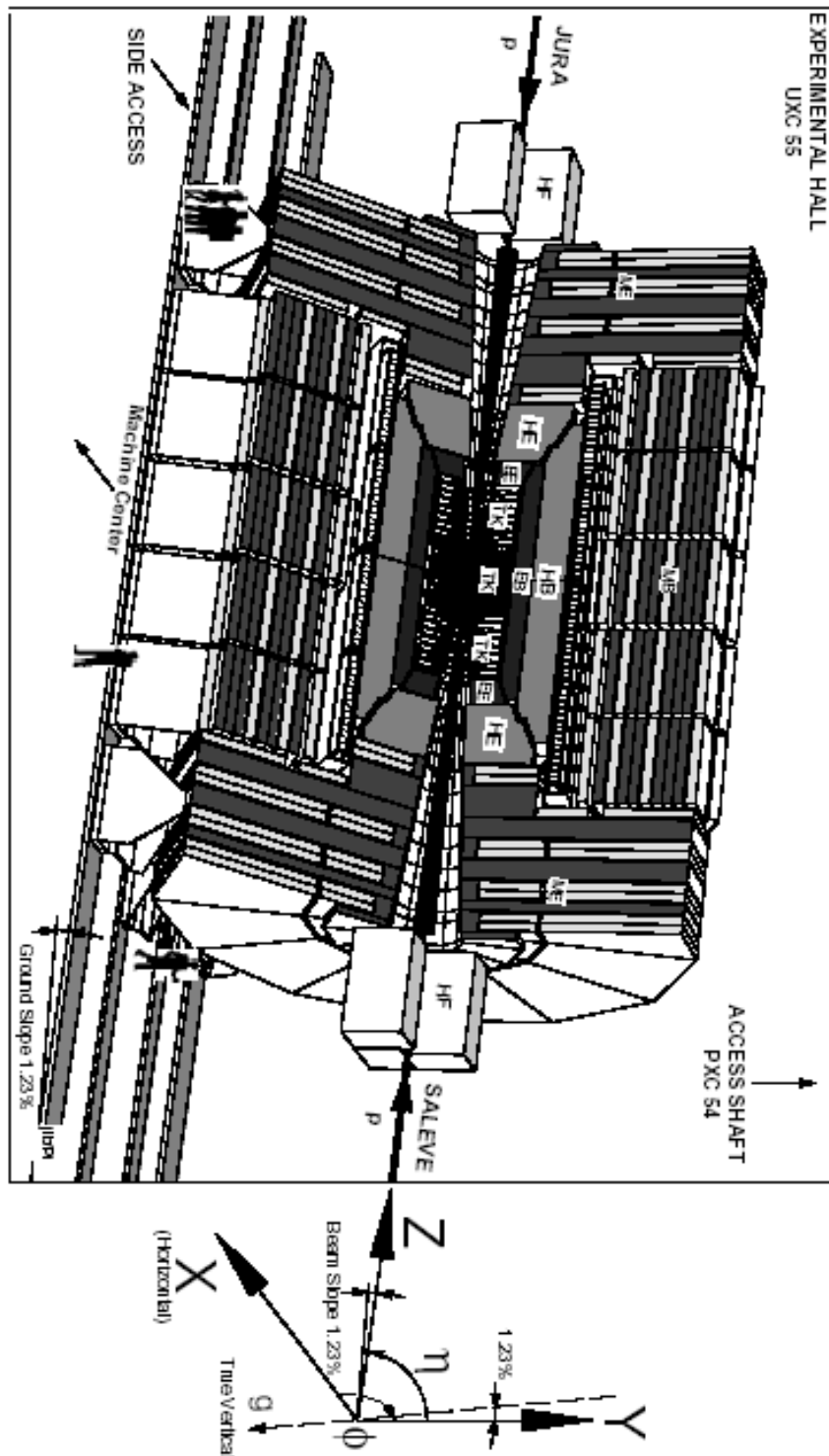


Figura 3.2: Visione dell'intero rivelatore di CMS

Capitolo 4

ECAL: caratteristiche generali

4.1 Introduzione

Il calorimetro elettromagnetico gioca un ruolo essenziale nello studio della rottura della simmetria elettrodebole, in modo particolare attraverso la ricerca del bosone di Higgs. La ricerca del bosone di Higgs si baserà fortemente sulle informazioni di ECAL: misurando i due fotoni di decadimento per $m_H \leq 150$ GeV, e misurando gli elettroni e i positroni del decadimento di W e Z prodotti dai decadimenti $H \rightarrow ZZ$ e $H \rightarrow WW$ che avvengono per una massa compresa fra $140 \leq m_H \leq 700$ GeV.

Uno dei principali obiettivi di progettazione del CMS era quello di costruire un calorimetro elettromagnetico con prestazioni veramente ottimali. La scelta di un calorimetro a cristalli offre le migliori prestazioni nella risoluzione dell'energia in quanto la maggior parte dell'energia dei fotoni o degli elettroni è depositata all'interno del volume del cristallo omogeneo. La scelta di tungstenato di piombo, avente una ridotta lunghezza di radiazione e un ridotto raggio di Moliere oltre che una elevata densità, ha permesso di costruire un calorimetro veramente compatto. Di contro, il campo di luce relativamente basso richiede l'uso di fotorivelatori aventi una amplificazione intrinseca e capaci di operare in un campo magnetico.

Il ECAL copre un intervallo di pseudorapidità¹ $|\eta| \leq 3.0$. Si può suddividere l'intervallo della pseudorapidità in due sottointervalli che sono coperti da due diverse parti del calorimetro, il barrel e i tappi.

L'intervallo per $0 < |\eta| < 1.479$ è coperta dalla sezione principale del calorimetro (*barrel section* EB) che ha un raggio interno di 139 cm. I cristalli hanno una superficie frontale pari a $\approx 22 \times 22 \text{ mm}^2$ e una lunghezza di 230 mm corrispondente a $25.8 X_0$.

Nel barrel sono utilizzati come fotorivelatori dei fotodiodi a valanga in silicio (ADP). Siccome la sensibilità della risposta, sia nei cristalli sia degli ADP, varia con la temperatura, è utilizzato un sistema di raffreddamento che assicura una stabilità della temperatura ottimale $\pm 0.5^\circ C$.

¹

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$$

dove ϑ è l'angolo polare misurato rispetto l'asse z che punta lungo la direzione del fascio dal punto 5 di LHC verso il Jura.

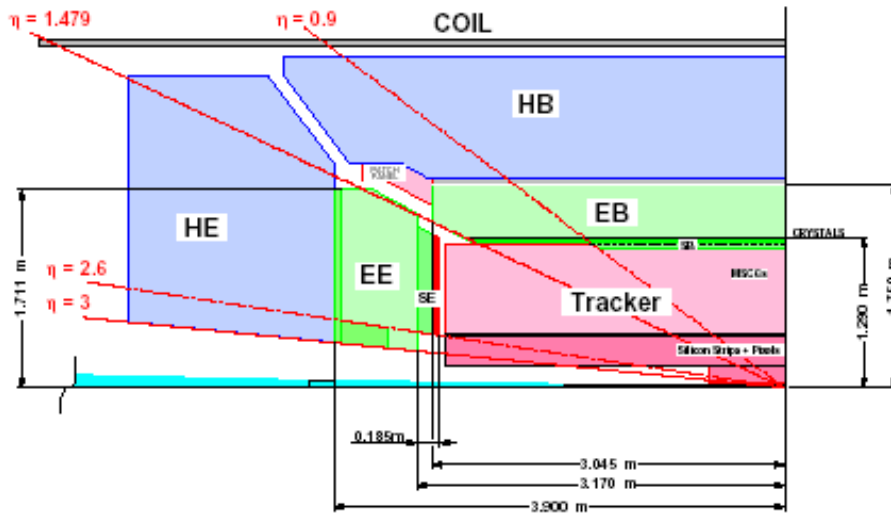


Figura 4.1: Visione schematica di un quarto del calorimetro (elettromagnetico, EB-EE e adronico, HB-HE) e del sistema tracciante.

L'intervallo per $1.497 < |\eta| < 3.0$ è coperto dai tappi che chiudono il barile (*endcap* EE) posti ad una distanza di 3160 mm dal centro. Prima dell'endcap è posto un rivelatore pre-sciame che ha il compito di rivelare i π^0 . I cristalli dell'endcap sono tutti identici ed hanno una sezione d'impatto della faccia frontale di $28.6 \times 28.6 \text{ mm}^2$ ed una lunghezza di 220 mm ($24.7X_0$). Negli endcap sono utilizzati come fotorivelatori dei fototriodi a vuoto (VPT).

4.2 La geometria di ECAL

Ci sono 36 identici supermoduli, 18 per ogni mezzo barrel. Di fronte alla maggior parte della regione di fiducia di ogni endcap c'è un dispositivo presciame.

La granularità del barrel è di 360-cristalli in ϕ e di (2x85)-cristalli in η , risultando in totale 61200 cristalli. La sezione d'urto del cristallo corrisponde approssimativamente a $0.0174 \times 0.0174^\circ$ in $\eta - \phi$ o $22 \times 22 \text{ mm}^2$ per faccia frontale del cristallo e di $26 \times 26 \text{ mm}^2$ per faccia posteriore.

I cristalli sono contenuti in una struttura alveolare in fibra di vetro ('sottomoduli'), con 5 coppie di cristalli per sottomodulo. Ogni sottomodulo è composto da cristalli della stessa forma. Quattro moduli definiscono un sottomodulo.

La distanza longitudinale, fra il punto di interazione e l'inizio dell'endcap è di 3144 mm. Questo posizionamento tiene conto dello slittamento stimato verso il punto di interazione di 26 mm quando saranno accesi i magneti a 4 T. L'endcap è composto da cristalli di forma identica raggruppati in unità meccaniche di 5x5 (supercristalli) consistenti in una struttura alveolare di fibra di carbonio. Ogni endcap è suddiviso in 2 metà. Ogni metà comprende 3662 cristalli. I cristalli sono disposti in grate rettangolari e puntano un fuoco di 1300 mm precedente il punto di interazione, così che l'angolo off-pointing vari con η . I cristalli hanno una sezione d'urto

posteriore di $30 \times 30 \text{ mm}^2$, una sezione d'urto frontale di $28.62 \times 28.62 \text{ mm}^2$ e una lunghezza di 229 mm ($24.7 X_0$).

4.3 Cristalli di Tungstenato di Piombo

I cristalli di tungstenato di piombo (PbWO_4) sono stati prodotti per CMS dal Bogoroditsk Techno-Chemical Plant in Russia e dall'Istituto di Ceramica di Shanghai in Cina, luoghi dove era già presente una buona capacità di produzione e una notevole esperienza. L'alta densità (8.3 g/cm^3), la piccola lunghezza di radiazione (0.98 cm) e il piccolo raggio di Moliere (2.2 cm) garantiscono una buona granularità e un calorimetro compatto. Inoltre, grazie a queste particolarità, sono stati ottenuti brevi tempi di risposta e le migliori prestazioni per l'identificazione e la misura accurata dell'energia di fotoni ed elettroni, anche in condizioni di intenso campo magnetico ed elevate dosi di radiazione.

Nella tabella sono riportate le proprietà caratteristiche di diversi materiali.

Tabella 4.1: Confronto delle proprietà di diversi cristalli

	NaI(Tl)	BGO	CSI	CeF ₃	PbWO ₄
Densità [g/cm^3]	3.67	7.13	4.51	6.16	8.28
Lunghezza di radiazione [cm]	2.59	1.12	1.85	1.68	0.89
Raggio di Moliere [cm]	4.80	2.33	3.50	2.63	2.19
Lunghezza d'interazione [cm]	41.4	21.8	37.0	26.2	22.4
Tempo di decadimento della luce [ns]	230	60	16	8	5 (39%)
		300		25	15 (60%)
					100 (1%)
Indice di riflettività	1.85	2.15	1.80	1.62	2.30

Il tempo di decadimento della scintillazione è dello stesso ordine di grandezza del rate di incontro tra fasci ad LHC: circa l'80% della luce è infatti emessa in 25 ns. La luce prodotta è relativamente bassa: sono raccolti circa 4.5 fotoelettroni per MeV sia negli ADP che nei VPT. I cristalli di tungstenato di piombo emettono luce di scintillazione blu-verde con una larghezza massima di 420 nm. Siccome la luce in uscita varia con la temperatura, -1.9% per $^\circ\text{C}$ a 18°C , si richiede un sistema di raffreddamento capace di estrarre il calore dissipato dalla elettronica di analisi e di tenere il cristallo alla temperatura stabile per preservare la risoluzione dell'energia. Per sfruttare al meglio la riflessione interna totale al fine di ottimizzare la luce raccolta dal fotoregistratore, i cristalli vengono lucidati e levigati. Per cristalli interamente lucidati, la forma a piramide troncata rende la luce raccolta non uniforme lungo lo spessore del cristallo: la necessaria uniformità è ottenuta non lucidando una faccia laterale.

I cristalli devono resistere a livelli di radiazione e a flussi di particelle previsti per tutta la durata degli esperimenti, circa di 0.18 Gy/h e 6.5 Gy/h a $|\eta| = 0$ e 2.6 rispettivamente. La radiazione ionizzante produce bande di assorbimento attraverso la formazione di centri colorati dovuti a vacanze di ossigeno e ad impurità del reticolo. La conseguenza pratica è la perdita della dipendenza della lunghezza d'onda dalla luce di emissione senza il cambiamento del meccanismo

di scintillazione. Questo problema può essere riconosciuto e corretto monitorando la trasparenza ottica con l'utilizzo di una luce laser. Per assicurare un'adeguata prestazione durante tutte le operazioni dell'LHC, è richiesto che i cristalli abbiano una buona resistenza alla radiazione il che corrisponde ad avere una lunghezza di attenuazione della luce sempre maggiore di 3 volte la lunghezza del cristallo.

Le misurazioni effettuate durante il test beam hanno mostrato che la dose di radiazione non ha effetti sul meccanismo di scintillazione. La risoluzione dell'energia è rimasta la stessa anche dopo una esposizione alla radiazione, nonostante questa avesse causato una perdita dell'8% della luce di scintillazione raccolta.

4.4 I Fotorivelatori

4.4.1 Barrel: fotodiodi a valanga (ADP)

Nella sezione principale (barrel), i fotorivelatori per la raccolta della luce a scintillazione sono capaci di garantire una buona amplificazione anche in presenza di un campo magnetico trasversale. Gli ADP sono simili a fotodiodi al silicio, fatta eccezione per una giuntura p-n. I fotoelettroni che arrivano alla giuntura vengono moltiplicati a valanga, dando il guadagno del dispositivo. Tale guadagno è sensibile a variazioni di voltaggio e temperatura. Ogni fotodiodo a valanga ha una area attiva di $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Due ADP sono incollati al retro di ogni cristallo.

Ogni ADP, prima di essere accettato per ECAL, è stato testato per rivelare eventuali guasti e per verificare che non ci fosse un rumore significativo, inoltre è stato soggetto ad un irradiazione di 5 kGy di ^{60}Co per un mese. Gli esami e i test miravano ad assicurare un funzionamento affidabile per 10 anni per oltre il 99% degli ADP installati nel ECAL, sotto l'alta luminosità di LHC. Si è verificato che l'irraggiamento adronico aumenta l'intensità della dark current di circa $5 \mu\text{A}$, ma lascia invariate le altre proprietà. Piccoli campioni di ADP sono stati inoltre irradiati con una sorgente di ^{251}Cf per monitorare la mancata efficacia degli esami di laboratorio riguardanti la resistenza alla radiazione.

4.4.2 Endcap: fototriodi a vuoto (VPT)

Negli endcap, i fotorivelatori sono fototriodi a vuoto (VPT). I fototriodi a vuoto sono fotomoltiplicatori aventi un singolo stadio di amplificazione. Questi particolari strumenti sono stati sviluppati specificatamente per il CMS: hanno un anodo formato da una rete molto sottile di rame che permette al dispositivo di operare immerso in un campo magnetico di 4 T. Ogni VPT ha un diametro di 25 mm, un VPT è incollato al retro di ogni cristallo.

Quando è presente un intenso campo magnetico assiale, la risposta risulta leggermente ridotta mentre si verifica una modesta variazione della risposta con un angolo, compreso tra il VPT e il campo, non appartenente all'intervallo di angoli rivelati dagli endcaps (da 6° a 26°). La peggiore risposta in un campo magnetico di 4 T, con gli assi del VPT a 15° rispetto la direzione del campo, è di 94.5% rispetto a quella in assenza di campo magnetico.

Tutti i VPT sono stati testati in assenza di un campo magnetico dai costruttori, prima di essere consegnati. I VPT sono inoltre stati testati una volta ricevuti dal CMS per determinare al loro risposta in funzione di un campo magnetico superiore a 1.8 T. Ogni dispositivo è stato testato in un set di angoli rispetto al campo applicato, ampio almeno quanto l'intervallo di angoli

coperti dall'endcap.

La dose e il flusso di particelle stimate per 10 anni di operazioni dell'LHC sono pari a 0.5 kGy e 5×10^{13} n/cm² sulla circonferenza esterna l'endcap e pari a 20.2 kGy e 7×10^{14} n/cm² per $|\eta| = 2.6$. Ci si aspetta che i VPT siano insensibili a flussi di neutroni e che mostrino una perdita nella risposta dell'anodo inferiore al 10% dopo una dose di 20.0 kGy.

4.5 Rivelatore pre-sciame

Lo scopo principale del rivelatore pre-sciame di CMS (ES) è quello di identificare i pioni neutri nell'endcap all'interno della regione di fiducia $1.653 < |\eta| < 2.6$. Inoltre è utile per l'identificazione di elettroni rispetto a particelle di minima ionizzazione e per aumentare la granularità nella determinazione della posizione di elettroni e fotoni.

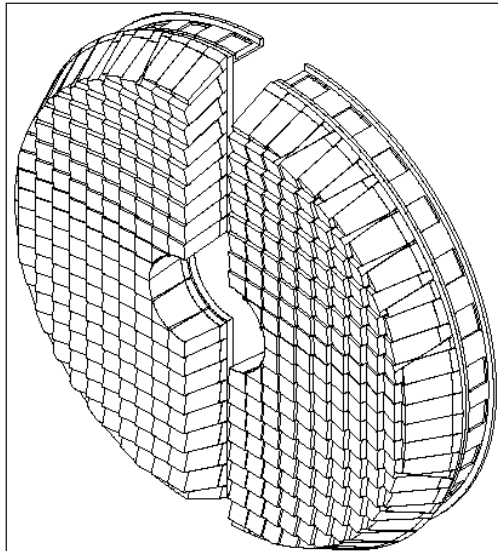


Figura 4.2: Visione di un singolo endcap

ES è un calorimetro a campionamento con 2 strati: un radiatore in piombo che dà inizio allo sciame elettromagnetico da fotoni/elettroni incidenti e un sensore a striscia di silicio che, posto dopo ogni radiatore, misura l'energia depositata e il profilo trasversale dello sciame.

Lo spessore di ES percorso a $\eta = 1.653$ prima di raggiungere il primo strato sensore è pari a $2X_0$, seguito da un altro X_0 prima di raggiungere il secondo strato. Per una ottimale prestazione di trigger il profilo del bordo uscente del piombo deve seguire la forma del cristallo di ECAL dietro di esso. Per il raggio più interno gli effetti del profilo esatto del piombo sono meno critici, e così è stata scelta una forma circolare.

Ogni sensore di silicio misura 63×63 mm², con una area attiva di 61×61 mm² divisa in 32 strisce. Lo spessore nominale del silicio è di 320 μ m; una particella di minima ionizzazione può depositare circa 6.3 fC di carica in questo spessore (per incidenza normale). I sensori sono incollati con precisione a supporti in ceramica, che sostengono inoltre la fine frontale dell'assem-

blamento elettronico.

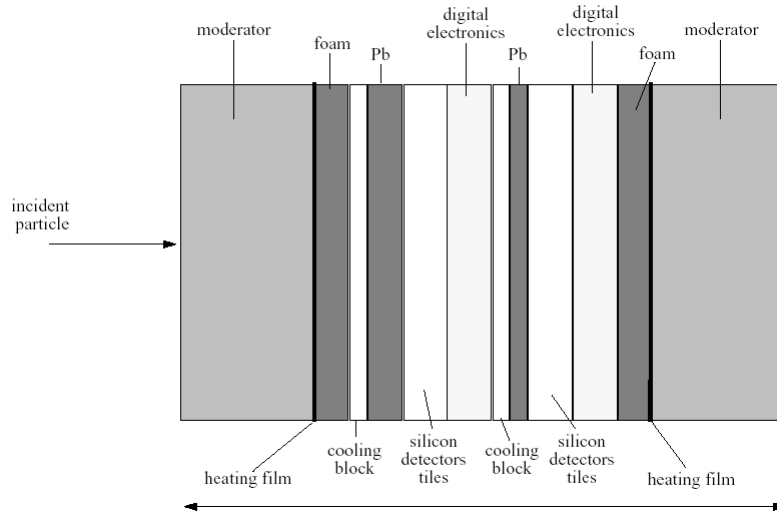


Figura 4.3: Sezione dell'endcap

4.6 Fotorivelatori ed elettronica di analisi

L'elevata sequenza di scontri fra fasci richiede un sistema di analisi piuttosto rapido (pipeline readout). Siccome il tempo richiesto per formare e ritornare una decisione di trigger è circa di 100 urti tra fasci, l'energia depositata in ogni cristallo associata ad un dato urto deve essere registrata finché la decisione di trigger non è disponibile. L'energia depositata nel cristallo è convertita in forma digitale ogni 25 ns e quindi registrata in rappresentazione digitale. Allo stesso tempo, i valori digitali del cristallo in ogni trigger tower sono sommati per essere usati dal processore di trigger Level-1.

Per raggiungere gli obiettivi fisici che l'esperimento CMS si propone, sono necessarie precise misure con eccellenti prestazioni in rumore. L'acquisizione del segnale è stata basata sui seguenti principi:

- PbWO_4 è uno scintillatore veloce rispetto la velocità di LHC. Il suo tempo di decadimento medio di 10 ns, non permette che tutte le cariche possano essere raccolte in un solo urto tra fasci, e quindi non è possibile ricorrere a classici sistemi di integrazione, ma nonostante questo, il tungstenato di piombo è sufficientemente veloce da permettere una elettronica non complessa e impulsi con forme semplici.
- Per ottenere buone prestazioni in rumore è necessario localizzare l'amplificazione il più vicino possibile al rivelatore.

Capitolo 5

Prestazioni del calorimetro ECAL

Nel novembre del 2004 un supermodulo barrel completo (SM10) ed interamente equipaggiato con elettronica vicina a quella finale è stato testato utilizzando elettroni ad alta energia ($20 \leq E \leq 250$ GeV) della linea H4 del CERN. I dati raccolti hanno così permesso la verifica delle prestazioni di un elemento completo del rivelatore finale. Sono stati fatti studi dettagliati sulla ricostruzione di ampiezza, rumore elettronico e risoluzione energetica.

5.0.1 Calibrazione e monitoraggio

Per migliorare le prestazioni finali della macchina è necessaria una precisa calibrazione dei cristalli del calorimetro elettromagnetico. Durante i test con il fascio di prova è stata effettuata la *precalibrazione* dei cristalli, ovvero è stata stabilita una correlazione fra la risposta del fascio e quella della luce laser usata per il monitoraggio. L'obiettivo è di calibrare ogni cristallo con una precisione migliore del 2%.

Una precisa calibrazione di ogni cristallo sarà effettuata anche in situ sia usando elettroni isolati con un alto momento trasverso che sfruttando la massa invariante del decadimento $Z \rightarrow ee$. Verranno confrontate le energie misurate da ECAL (E) e il momento misurato nel sistema tracciante (p) (la risoluzione tipica del parametro E/p nel barrel è di circa 1.5%). Questo metodo sarà utilizzato anche per stabilire la scala assoluta di energia.

5.1 Ricostruzione dell'ampiezza

Il segnale di un singolo canale consiste in una serie di consecutive digitalizzazioni fatte su un intervallo di tempo. La digitalizzazione è fatta alla frequenza degli urti fra fasci pari a 40MHz. La sincronizzazione del segnale sarà aggiustata dopo il funzionamento dell'LHC così che l'impulso massimo corrisponda ad uno dei campionamenti.

Il modo più semplice di ricostruire l'ampiezza è prendere i campioni della misura del segnale sul massimo. Di contro, una delle ragioni di analizzare un maggior numero di campioni è quello di permettere più sofisticati processi digitali del segnale per poter ridurre i contributi al rumore. L'altra ragione è rendere possibile l'identificazione di sovrapposizioni di dati (*pile up*). L'ampiezza del segnale è ottenuta in questi casi come una combinazione lineare di discreti tempi

campione come mostrato dalla seguente equazione:

$$A = \sum_{i=0}^N w_i \times S_i$$

dove w_i sono i pesi, S_i i valori campione e N è il numero dei campioni usati nel filtraggio. I pesi sono determinati in modo da minimizzare i contributi al rumore.

5.1.1 Studi con il fascio di prova

Prototipi di tungstenato di piombo uniti a fotodiodi APD sono stati studiati durante i test ad alta energia al CERN sin dal 1994. Durante questi anni di test ci sono stati regolari miglioramenti per tutte le prestazioni del calorimetro, inclusa la risoluzione dell'energia; è stato infatti possibile migliorare il controllo della uniformità della luce longitudinale raccolta, migliorare la luce emessa dai cristalli, diminuire il rumore provocato dagli APD usati e stabilizzare le condizioni termiche.

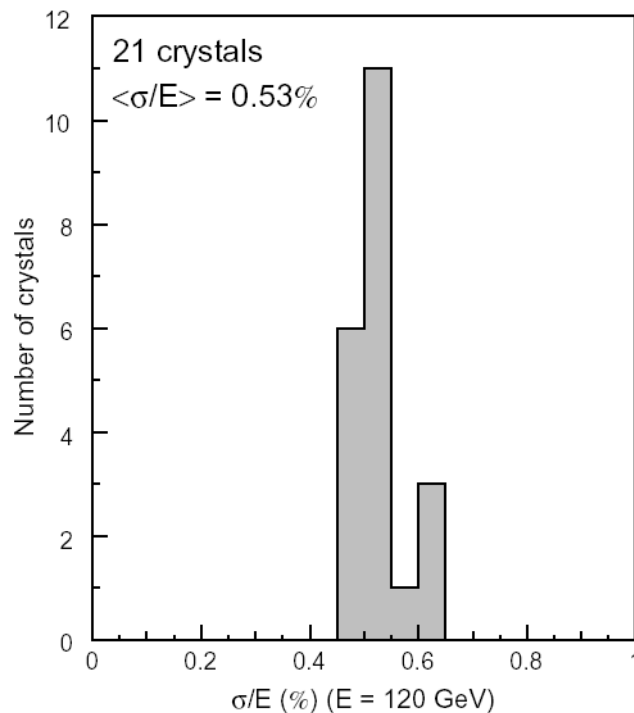


Figura 5.1: Risoluzione dell'energia per elettroni a 120 GeV. L'energia è misurata in matrici di cristalli 3x3 centrate sul cristallo colpito. E' stata ottenuta una risoluzione media di energia pari a 0.53%.

La risoluzione dell'energia è stata inoltre studiata utilizzando una parametrizzazione in funzione dell'energia stessa. Dopo aver sottratto il contributo del rumore; i termini stocastico e costante sono stati estrapolati da un fit della misura della risoluzione dell'energia in funzione del momento del fascio. Sono stati utilizzati sette punti per valori del momento del fascio compresi fra 15 e 150 GeV. I contributi della fotostatistica e della non uniformità longitudinale sono trascurabili rispetto alle proprietà del cristallo centrale, che contiene circa l' 80% dell' energia e

domina la risoluzione sulla misura dell'energia.

La figura mostra la ricostruzione dell'energia da una matrice di cristalli 3x3 utilizzando un fascio di prova a 280 GeV. La risoluzione estrapolata da un fit passante per il punto più basso è pari a $\frac{\sigma}{E(280)} = 0.39\%$. Si deve considerare che a queste energie la fluttuazione della radiazione di sincrotrone diventa significativa e il contributo alla variazione del momento del fascio è di circa 0.24 %. Il valore ottenuto per la risoluzione pari al 0.45 % risulta quindi essere consistente con questo termine addizionale.

E' da notare che non ci sono significative code indotte dalla perdita longitudinale dello sciame.

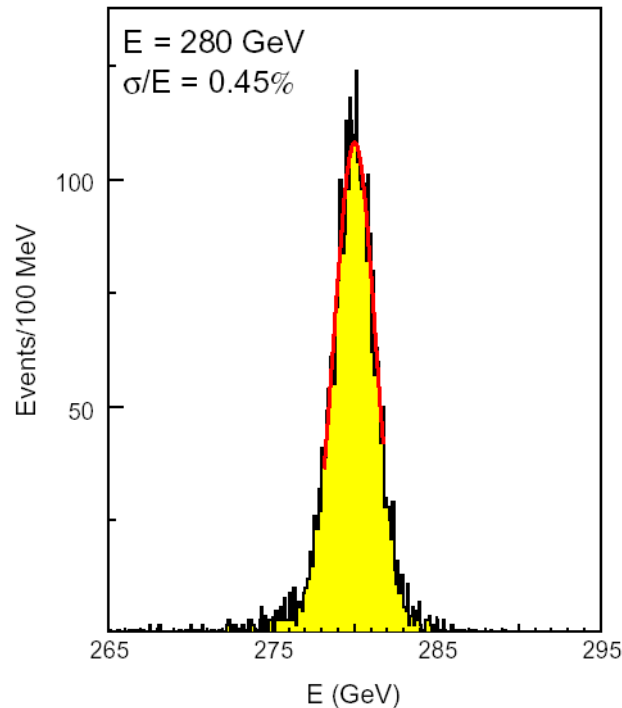


Figura 5.2: Ricostruzione dell'energia in un cristallo 3x3 facendo incidere elettroni a 280 GeV.

I dati ottenuti con il fascio di prova sono stati usati anche per studiare la scelta dell'algoritmo per la ricostruzione dell'ampiezza.

I pesi possono essere determinati così da rimuovere i rumori di fondo a bassa frequenza. Usando tre campionamenti presi prima dell'impulso del segnale, e cinque campionamenti sull'impulso del segnale si riduce il rumore totale di un 20% rispetto quello ottenuto nella ricostruzione con un singolo campionamento.

I pesi adatti a minimizzare i contributi al rumore sono insensibili alle piccole variazioni della forma dell'impulso del segnale. Per questo è possibile usare un singolo set di pesi per la ricostruzione delle ampiezze di tutti i canali che può essere determinato prima dell'inizio del funzionamento di LHC.

5.1.2 Risoluzione dell'energia per un impatto centrale

Gli sciame in ECAL sono ricostruiti da raggruppamenti di cristalli. Nelle prove con il fascio la migliore prestazione è stata ottenuta usando una finestra scorrevole centrata sul cristallo avente la massima energia, raggruppando 3x3 o 5x5 cristalli. La verifica più semplice della prestazione di ECAL è fornita da una misura della risoluzione dell'energia quando gli elettroni incidenti sono limitati ad una regione ristretta così che la variazione della posizione sia trascurabile.

L'immagine mostra un esempio della distribuzione della energia ricostruita, per ottenere la risoluzione è stato effettuato un fit gaussiano.

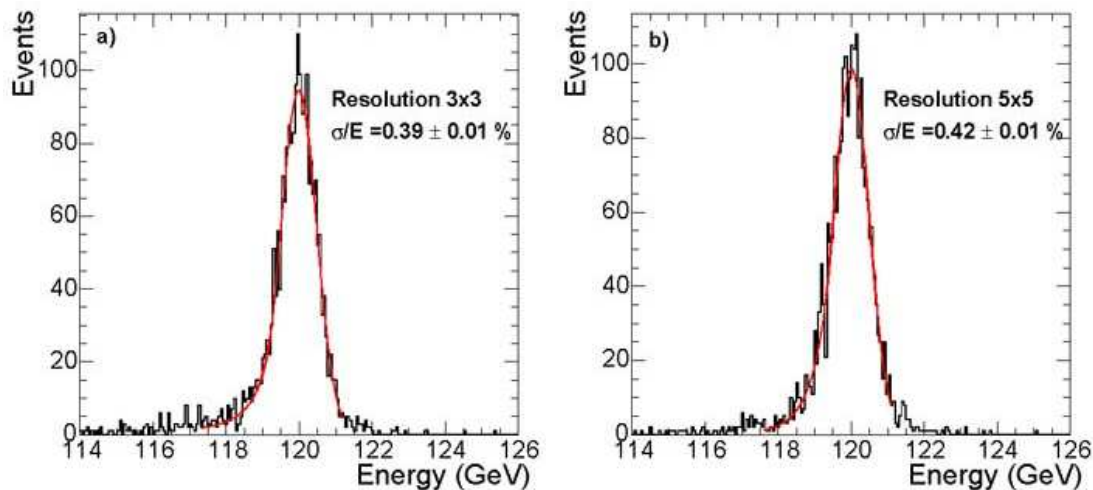


Figura 5.3: Distribuzione dell'energia ricostruita in (a) raggruppamento 3x3 e (b) raggruppamento 5x5, utilizzando elettroni a 120 GeV incidenti una regione di $4 \times 4 \text{ mm}^2$

5.1.3 Risoluzione dell'energia per un impatto uniforme

I dati ottenuti con il fascio di prova sono stati presi usando un trigger comprendente un' area di $20 \times 20 \text{ mm}^2$ che è circa pari alla sezione trasversa del fascio ($\sigma \approx 10 \text{ mm}$) e solo leggermente più piccola della granularità del cristallo. Quando sono ricostruiti gli sciame di elettroni incidenti diffusi in quest' area la risoluzione dell'energia può essere migliorata applicando una correzione per la variazione del contenimento in funzione della posizione dello sciame. Nelle analisi che sono state svolte, la posizione è stata misurata indipendentemente nelle due coordinate laterali. E' stata usata una singola funzione di correzione, parametrizzata dai dati, per tutte le energie e per tutte le regioni nel supermodulo.

L'immagine mostra un esempio della ricostruzione dell' energia prima e dopo aver applicato la correzione.

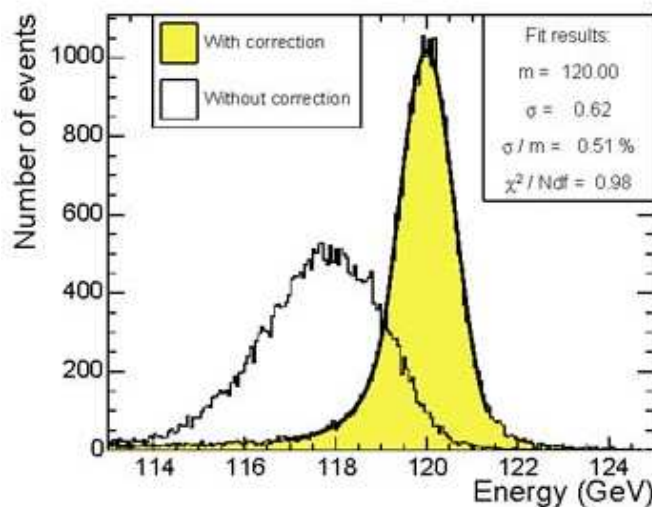


Figura 5.4: Risoluzione dell'energia ricostruita in matrici di cristalli 3x3 quando il fascio di elettroni a 120 GeV è centrato sull'angolo del cristallo. Sono mostrati gli istogrammi prima e dopo aver applicato la correzione sull'energia.

5.1.4 Risoluzione dell'energia come funzione dell'energia

La risoluzione dell'energia, misurata con un fit gaussiano sulla distribuzione delle energie ricostruite, può essere parametrizzata come funzione dell'energia stessa:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2$$

dove S è il termine stocastico, N il rumore e C un termine costante.

Il termine stocastico include le fluttuazioni nel conteggio dello sciame considerate come contributi dovuti alla fotostatistica ($\approx 2.3\%/\sqrt{E}$), il contenimento dello sciame ($\approx 1.5\%/\sqrt{E}$), il termine di campionamento del rivelatore presciame ($\approx 5\%/\sqrt{E}$).

Il valore del rumore che comprende sia il rumore di amplificazione che di sovrapposizione dipende fortemente dalla luminosità utilizzata.

Nella seguente tabella sono riportati i vari contributi.

Tabella 5.1: Contributi alla risoluzione dell'energia nel barrel e nell'endcap a regime di alta e bassa luminosità. Il valore rumore corrisponde alla ricostruzione dell'energia in un raggruppamento di cristalli 5x5.

Contributi	Barrel ($\eta = 0$)	Endcap ($\eta = 2$)
Termine Stocastico	$2.7\%/\sqrt{E}$	$5.7\%/\sqrt{E}$
Termine Costante	0.55%	0.55%
Rumore a bassa luminosità	155 MeV	205 MeV
Rumore ad alta luminosità	210 MeV	245 MeV

Per far in modo che il termine stocastico rimanga circa costante e pari a 0.55% i contributi

dati da errori di calibrazione, dalla non uniformità del cristallo o dalla perdita dello sciame non devono superare un valore $\leq 0.3\%$

Il grafico riportato in seguito riassume i differenti contributi nella risoluzione dell'energia. La curva etichettata 'intrinseca' include il fattore dovuto al contenimento dello sciame e un termine costante. Nell' intervallo di energie utilizzato per la ricerca del bosone di Higgs, il termine costante deve essere tenuto basso così da poter sfruttare la meglio l'eccellente termine stocastico caratteristico del PbWO_4 .

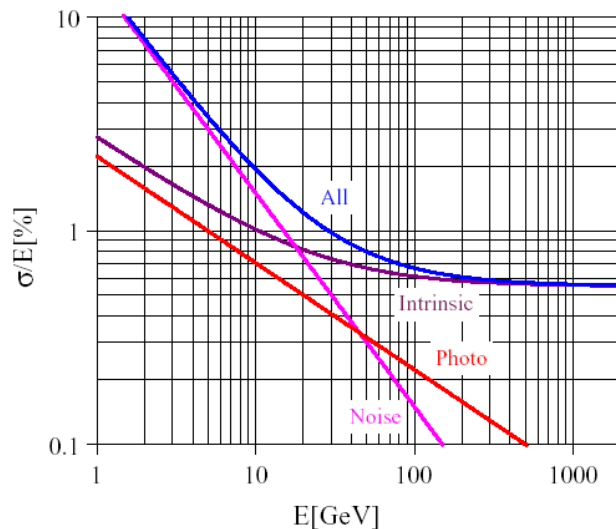


Figura 5.5: Differenti contributi alla risoluzione dell'energia del calorimetro PbWO_4 .

5.2 Risoluzione della massa di Higgs

Le maggiori fonti di inefficienza nella ricostruzione dei fotoni sono il gap nella copertura del calorimetro, mancate identificazioni dei fotoni prodotti da π^0 e le conversioni non correttamente ricostruite. Il più significativo vuoto nella copertura è presente nella zona di transizione barrel-endcap e corrisponde ad una perdita del 4.8% per fotoni da bosoni di Higgs a 100 GeV.

L'osservazione del segnale $H \rightarrow \gamma\gamma$ dipende molto dalle capacità di identificare i jets e i π^0 . Nel barrel i π^0 sono eliminati da un taglio sulla forma laterale dello sciame nel cristallo, mentre nell'endcap viene utilizzato il rivelatore presciame.

L'algoritmo di reiezione usato dai cristalli compara lo sciame elettromagnetico creato dai π^0 con il segnale che ci si aspetta dai fotoni. Per avere un buon riconoscimento dei fotoni di Higgs è richiesto un potere di reiezione maggiore di 3 per $p_t(\pi^0) < 40$ GeV.

Il rivelatore presciame utilizza un algoritmo di reiezione differente e il potere di reiezione ottenuto è pari ad un fattore 3 e presenta una minima dipendenza dalla energia trasversa.

Il contributo stimato per una mancata identificazione dei π^0 è circa il 15% del rumore sottostante il picco di 100 GeV che indica la massa di Higgs ricavata dai due fotoni di decadimento. È stato utile effettuare uno studio approfondito sui fotoni convertiti nel sistema tracciante: si è

ottenuto che questi possono essere recuperati con una piccola perdita in risoluzione.

La figura mostra la ricostruzione della massa a bassa luminosità dalla conoscenza dei due fotoni di Higgs a 100 GeV.

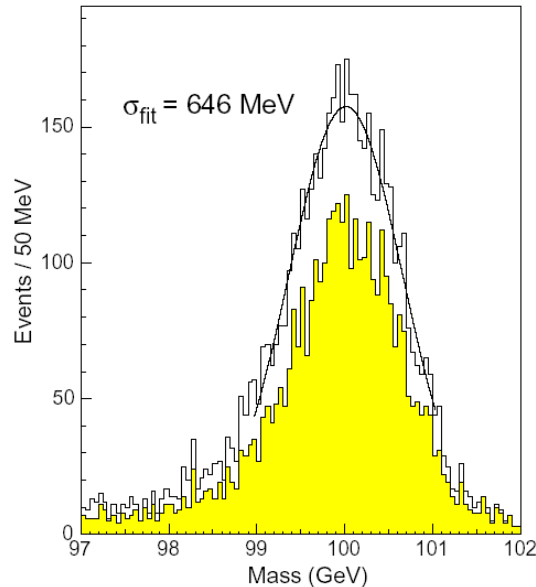


Figura 5.6: Ricostruzione della massa per $H \rightarrow \gamma\gamma$ a bassa luminosità. L'istogramma evidenziato mostra il contributo dai fotoni che non sono convertiti nel sistema tracciante.

In conclusione l'efficienza della ricostruzione è di 74.5%; le perdite sono dovute alla limitazione dell'area di fiducia a $|\eta| < 2.5$, a conversioni non recuperabili e all'algoritmo utilizzato per il rigetto dei π^0 .

Tabella 5.2: Contributi alla ricostruzione della massa di Higgs, valutata per $m_H = 100$ GeV. I termini aggiuntivi comprendono la misura dell'angolo effettuata utilizzando le tracce, le correzioni fra le rotture dei supermoduli, recupero dei fotoni convertiti, il rumore di sovrapposizione, etc.

Contributi	Bassa luminosità.	Alta luminosità.
	$L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}$
Termine Stocastico	270 MeV	270 MeV
Termine Costante	390 MeV	390 MeV
Energia equivalente al rumore	265 MeV	300 MeV
Termini aggiuntivi	355 MeV	400 MeV

Se la posizione del vertice di Higgs è noto, gli errori nella misura della posizione dei fotoni nel calorimetro danno un contributo trascurabile nella risoluzione della massa. Basandosi sulla consapevolezza che gli eventi di produzione di Higgs sono più rari è stato sviluppato un algoritmo per poter selezionare il vertice dovuto all'evento di decadimento studiato, dal sottofondo causato

dagli altri eventi che avvengono nello stesso scontro tra fasci.

La risoluzione della massa per i bosoni di Higgs a 100 GeV è stata calcolata grazie alle simulazioni del segnale dei due fotoni di decadimento nel barrel e nell'endcap considerando gli effetti della conversione nel sistema tracciante. Sono stati ottenuti quindi valori pari a 650 MeV per basse luminosità e 690 MeV per alte luminosità. Il vertice è stato localizzato con l'algoritmo descritto.

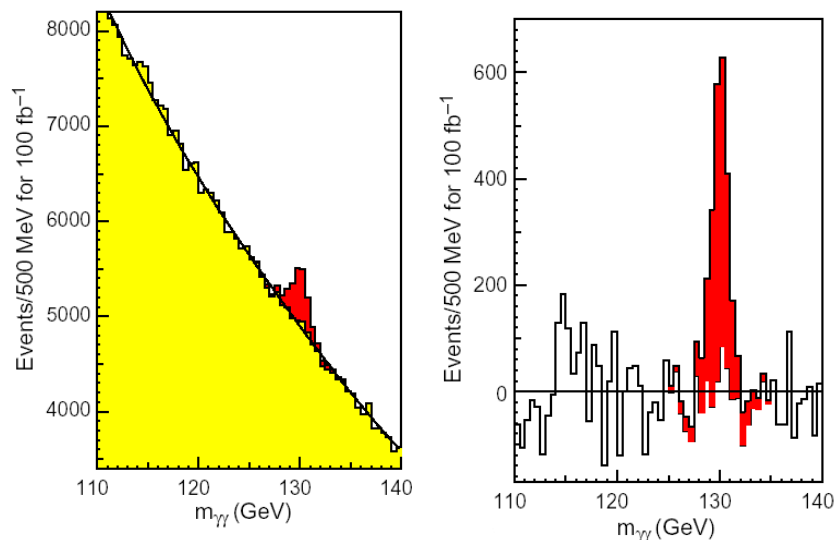


Figura 5.7: Esempi di segnale per $m_H = 130$ GeV del decadimento in due fotoni ad alta luminosità, prima e dopo la sottrazione del rumore di fondo.

Le immagini mostrano il segnale prodotto dai due fotoni di decadimento di un bosone di Higgs a 130 GeV dopo una raccolta di 100 fb⁻¹ ad alta luminosità prima e dopo aver sottratto il fondo.

Indice

1	Calorimetria nella fisica delle alte energie	5
1.1	Introduzione	5
1.2	Perdita di energia nella materia: caratteristiche	8
1.3	Lo sciame elettromagnetico	11
2	Rivelatori di sciame elettromagnetici	15
2.1	I calorimetri elettromagnetici	15
2.2	Limiti nella risoluzione dell'energia	15
2.2.1	I calorimetri omogenei	16
2.2.2	I calorimetri a campionamento	16
2.3	Risoluzione spaziale	17
2.4	Tecniche di analisi del segnale per calorimetri	18
3	L'esperimento CMS a LHC	19
4	ECAL: caratteristiche generali	23
4.1	Introduzione	23
4.2	La geometria di ECAL	24
4.3	Cristalli di Tungstenato di Piombo	25
4.4	I Fotorivelatori	26
4.4.1	Barrel: fotodiodi a valanga (ADP)	26
4.4.2	Endcap: fototriodi a vuoto (VPT)	26
4.5	Rivelatore pre-sciame	27
4.6	Fotorivelatori ed elettronica di analisi	28
5	Prestazioni del calorimetro ECAL	29
5.0.1	Calibrazione e monitoraggio	29
5.1	Ricostruzione dell'ampiezza	29
5.1.1	Studi con il fascio di prova	30
5.1.2	Risoluzione dell'energia per un impatto centrale	32
5.1.3	Risoluzione dell'energia per un impatto uniforme	32
5.1.4	Risoluzione dell'energia come funzione dell'energia	33
5.2	Risoluzione della massa di Higgs	34

Bibliografia

- [1] C. W. Fabjan *Calorimetry in hig-energy physics* CERN, Ginevra, Switzerland. NATO Advanced Studies Institute on Techniques and Concepts in High-Energy Physics, USA, 2-13 August 1984.
- [2] Richard Wigmans *Energy loss of particles in dense matter - calorimetry.*, Nikhef-h, Amsterdam, The Netherlands. ICFA School on Instrument in Elementary Particle Physics, Trieste (Italy), June 8-19, 1987.
- [3] W. W. M. Allison *The interaction of charged particles and photon in matter.*, University of Oxford, U.K. ICFA School on Instrument in Elementary Particle Physics, Trieste (Italy), June 8-19, 1987.
- [4] Francois Corriveau *Course of experimental methods in High-Energy physics.* IPP / McGill University 1994-2004.
- [5] *Passage of particles through matter.* Revised April 2006 by H. Bichsel (University of Washington), D.E. Groom (LBNL), and S.R. Klein (LBNL).
- [6] Bernd Surrow *Calorimetry in High-Energy nuclear and particle physics experiments.* MIT conference 2004.
- [7] K. Kleinknecht *Particle Detectors.* North-Holland publishing company - Amsterdam 1981.
- [8] *CMS Physics technical Design Report.* Volume I: Detector Performance and Software. CERN/LHC 2006.
- [9] B. Phov *Particelle e nuclei. Una introduzione ai concetti fisici.* Bollati Boringhieri 1998.
- [10] R. Wigmans *Calorimetry, energy measurement in particle physics.* Clarendon Press - Oxford 2000
- [11] A. Das and T. Ferbel *Introduction to nuclera and paritcle physics.* World Scientific 2002