Indice

Elenco delle figure

Introduzione

CDF (Collider Detector at Fermilab) é un rivelatore *general purpose* progettato per lo studio dei processi fisici che hanno origine nell'interazione $p\overline{p}$ ad alta energia.
Esso é situato presso i laboratori di Fermilab a Batavia, Illinois, in corrispondenza di una delle intersezioni dell'anello di accelerazione ed accumulazione *Tevatron Collider* che é attualmente la macchina in grado di fornire le piú alta energia ottenibile in laboratorio: $1.8\,TeV$ nel centro di massa.
Tale energia, assieme alla messa a punto di rivelatori sempre piú sensibili ed efficienti ha permesso, negli oltre 8 anni di attivitá, (il primo Run risale al Gennaio del 1987) ai fisici e ricercatori di CDF di raccogliere un'enorme quantitá di dati di grande importanza per lo studio della fisica adronica alle alte energie.
I canali di ricerca coprono l'intero spettro della fisica delle particelle elementari, sia nell'ambito della teoria del *Modello Standard* che di quelle che ne vanno oltre come la supersimmetria, il tecnicolor e le predizioni sulla grande unificazione.
Importanti test delle teorie note provengono dallo studio dell'interazione elettrodebole, cui si deve una precisa misura della massa della W, dalla fisica del Beauty e della violazione di CP, dalle misure delle sezioni d'urto e della costante di accoppiamento α_s nell'ambito della QCD ed infine dalla scoperta, ufficialmente dichiarata nell'estate del 1995, del quark Top, l'ultimo e piú pesante dei 6 quark previsti dal modello standard.
La possibilitá di studiare nello stesso esperimento uno spettro cosí ampio di

argomenti, permette inoltre a CDF di correlare i risultati ottenuti e di porrre limiti, sempre piú stretti, ai parametri che appartengono alle frontiere delle teorie standard, come la stima della massa del bosone di Higgs.
Il gruppo di Bologna, in qualitá di membro della collaborazione CDF, svolge attivitá di ricerca sia nell'analisi dati che nel settore costruttivo, partecipando allo sviluppo delle varie ristrutturazioni (*Upgrades*) che si sono succedute e si succedono tutt'ora sul rivelatore stesso.
Riguardo al primo punto esso rivolge la sua attenzione soprattutto sulla fisica delle interazioni "soffici", ovvero su quei processi nei quali é tutto l'adrone, nella sua interezza, ad interagire e che in generale sono caratterizzati da un basso impulso trasferito.
Lo scopo é quello di formulare dei modelli che descrivano gli stati finali di questo tipo di eventi e di arrivare a comprendere quali tipi di transizioni e processi si attuino quando l'insieme dei quark e gluoni del protone interagisce con il corrispettivo insieme dell'antiprotone, portando alla generazione di nuove particelle.
Per quello che riguarda l'aspetto hardware, invece, il gruppo di Bologna ha seguito attivamente lo sviluppo e la messa a punto del nuovo calorimetro di End Plug ed in particolare si é occupato della certificazione di parte dei 2000 fotomoltiplicatori che verranno utilizzati e della messa a punto del sistema di alimentazione ad alta tensione.
Questo progetto rappresenta sicuramente uno degli aspetti principali del nuovo capitolo di ricerca che la collaborazione CDF si appresta ad inaugurare a partire dal 1999.
Per tale data é infatti previsto l'inizio della fase di Run II, durante la quale CDF potrá sfruttare le potenzialitá offerte da un nuovo acceleratore, il *Main Injector*. In questa fase ci si aspetta una luminositá circa un ordine di grandezza maggiore di quella attuale.
Gli obiettivi che l'esperimento si pone sono quelli di raffinare i risultati ottenuti fino ad ora in tutti gli ambiti di ricerca ed in particolare quelli sulla misura della massa del Top ed i limiti sulla massa dell'Higgs e di esplorare

piú in dettaglio, grazie alla maggiore statistica, tutti quegli aspetti che caratterizzano processi rari o che appartengono a nuove teorie.
Per raggiungere questo scopo e per poter sfruttare appieno le possibilitá offerte, si sono rese peró necessarie tutta una serie di modifiche sul rivelatore, che costituiscono l'oggetto del progetto di *Upgrade* di CDF e che porteranno, tra circa 2 anni, all'inaugurazione di CDF II.
La mia attivitá all'interno del gruppo CDF Bologna é iniziata nell'estate del 1995 con un soggiorno di tre mesi a Fermilab in qualitá di studente estivo.
Successivamente ho iniziato il mio lavoro a Bologna all'interno del gruppo occupandomi, prima di alcuni aspetti relativi al sistema di alimentazione ad alta tensione per i fotomoltiplicatori dell'End Plug e poi dell'analisi dei primi dati forniti dai primi test condotti sul rivelatore.
Riguardo al primo punto ho partecipato, a Bologna, alla fase di controllo di parte delle circa 120 schede di alimentazione che verranno utilizzate per il calorimetro, eseguendo test sistematici sulle caratteristiche di rumore per ognuno dei canali del sistema.
Riguardo al secondo punto, invece, ho avuto la possibilitá di recarmi direttamente a Fermilab, a partire dal novembre scorso e per un periodo di alcuni mesi, e di lavorare a stretto contatto con i responsabili del progetto.
In questo ambito ho contribuito all'allestimento del test su fascio, in particolare per quello che riguarda il sistema di alimentazione ed ho partecipato ad alcuni turni di presa dati. Contemporaneamente ho iniziato l' analisi dei dati raccolti, all'inizio durante il test sui raggi cosmici e successivamente nel corso della prima fase del test beam, conclusasi alla fine del mese di Aprile.
Il lavoro svolto verte principalmente sulla definizione della scala assoluta di energia per la calibrazione del calorimetro elettromagnetico.
Questa tesi é divisa in 5 capitoli.
Nel primo Capitolo viene descritto brevemente il complesso degli acceleratori di Fermilab, cercando di illustrare la catena di operazioni con la quale le particelle vengono accelerate sino a raggiungere l'energia massima ottenibile.
Successivamente é descritto in maggior dettaglio l'esperimento CDF nella

configurazione attuale, ovvero quella del Run Ib e l'insieme dei rivelatori che lo compongono, cercando di evidenziare le loro proprietá ed il principio di funzionamento.
Nel secondo Capitolo vengono illustrati gli aspetti della fisica prevista con CDF nella fase di Run II, descrivendo i miglioramenti attesi nelle principali attivitá di ricerca.
Nel terzo Capitolo sono descritte le principali modifiche al rivelatore che costituiscono il progetto di upgrade di CDF, con l'esclusione dei calorimetri di End Plug .
Il quarto Capitolo é dedicato alla descrizione dettagliata dei nuovi calorimetri di End Plug e di tutti i dispositivi che li compongono.
Nel quinto Capitolo é riportata la descrizione degli apparati sperimentali e l'analisi dei dati dei test coi raggi cosmici e del test su fascio. Sono riportati i risultati dello studio sulla calibrazione in energia del calorimetro EM e degli studi condotti riguardo alle sue caratteristiche di risoluzione e linearitá.
Questi sono da considerarsi come risultati preliminari, relativi alle prime fasi dell'analisi, che é attualmente in corso a Fermilab.
Infine sono riportate le conclusioni dello studio fatto e sono evidenziati i punti sui quali l'analisi puó essere raffinata.

Capitolo 1

L'Acceleratore *Tevatron* ed il Rivelatore *CDF*

1.1 Premessa

A partire dagli anni '30 un grande sforzo é stato compiuto dai fisici di tutto il mondo per progettare e costruire acceleratori sempre piú potenti ed in grado di imprimere alle particelle (protoni, elettroni, ioni) la maggiore energia possibile.
Le ragioni di questa ricerca sono essenzialmente due, legate al tipo di fisica che si vuole studiare, e ci sono spiegate dalle due grandi teorie della fisica moderna: la teoria quantistica e quella della relativitá ristretta.
Scopo della fisica detta appunto delle "alte energie", é quello di investigare sulla struttura elementare della materia, sia quella esistente che ci circonda che quella "effimera" ed in continuo mutarsi, della quale non abbiamo percezione ma che molto puó dirci anche riguardo alle origini dell'universo ed a come esso si é evoluto.
É questo il caso, per esempio, dell'antimateria e di un gran numero di particelle instabili, che esistono per frazioni di secondo e poi decadono nelle particelle stabili che compongono la materia ordinaria.
Da un lato, quindi, abbiamo bisogno di strumenti in grado di "osservare"

oggetti che hanno dimensioni piccolissime e dall'altro abbiamo l'esigenza di "generare", in laboratorio, quel tipo di materia che esiste per periodi di tempo troppo brevi perché la si possa osservare, e che probabilmente é esistita nei primi attimi di vita dell'universo.
Riguardo al primo punto, uno dei principi fondamentali della meccanica ondulatoria, noto sotto il nome di *Principio di indeterminazione di Heisemberg*, da un lato ci dice che una particella puó manifestare i comportamenti tipici della luce e dall'altro che il potere di risoluzione di tale luce é direttamente proporzionale all'energia di tale particella. In altre parole, se vogliamo utilizzare una particella come strumento di indagine su dimensioni infinitesime, come sono quelle subatomiche, dobbiamo fornirle una grande energia.
Per quello che riguarda, invece, il secondo punto, ovvero la possibilitá di produrre in laboratorio tutta una serie di particelle per studiarne le proprietá e l'evoluzione, basta ricordare la celeberrima equazione di Einstein $E = Mc^2$ che mette in relazione massa ed energia. Essa ci dice che possiamo "generare" una quantitá di massa M fornendo un'energia E nel sistema del centro di massa.
Ovviamente maggiore é l'energia fornita e maggiore é la massa totale che possiamo generare e questo, dunque, spiega ancora una volta l'esigenza di utilizzare i grandi acceleratori.
In questo capitolo verranno descritti l'acceleratore *Tevatron* ed il rivelatore CDF nella configurazione corrispondente all'ultimo periodo di presa dati fino all'interruzione dell'inverno del 1995. Sono quindi escluse le modifiche previste per il Run II del 1999, descritte nei Capitoli 3 e 4.

1.2 L'Acceleratore *Tevatron* di Fermilab

Il collider *Tevatron* di Fermilab é costituito da un anello di accelerazione ed accumulazione per protoni ed antiprotoni del raggio di $1\,Km$.
Grazie all'energia che é in grado di imprimere alle particelle, esso rappresenta, attualmente, lo strumento piú idoneo all'analisi di una svariata serie di

eventi fisici come la produzione di W, lo studio del Beauty e la produzione del Top e di altri quark pesanti.
In eventi di questo tipo, infatti, giocano un ruolo fondamentale i processi di annichilazione tra quark e di interazione quark-gluone, ovvero tra oggetti che portano con sé solo una frazione dell'impulso totale del protone ($\simeq 15\%$).
É quindi ancora piú importante imprimere alte energie ai protoni (e naturalmente anche agli antiprotoni) al fine di aumentare il numero e la massa delle particelle prodotte.
Nel Tevatron, come in tutti i grandi acceleratori, l'energia massima di 900 GeV per fascio é ottenuta mediante una serie di acceleratori posti in cascata.
L'insieme dei processi che portano all'introduzione ed all'accelerazione dei due fasci é schematizzato nella Figura 1.1 e puó essere riassunto nel seguente modo.[1]

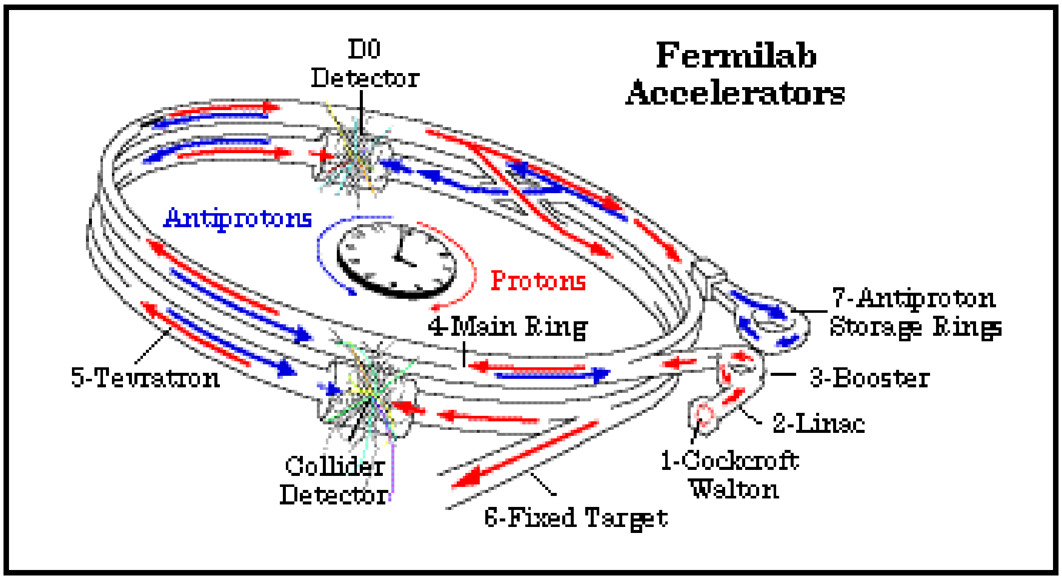


Figura 1.1: Schema del complesso degli acceleratori di Fermilab

1.2.1 Produzione dei Protoni

I protoni sono prodotti partendo da idrogeno gassoso ionizzato.
Gli ioni H^- vengono accelerati prima mediante un acceleratore elettrostatico del tipo *Cockroft-Walton* fino ad un'energia di $750\,KeV$ e quindi iniettati in un acceleratore lineare (*Linac*) che li porta fino a $200\,MeV$.
Essi vengono quindi focheggiati e diretti su un bersaglio di carbonio dove interagiscono perdendo i due elettroni e trasformandosi in protoni.
Successivamente vengono immessi in un primo acceleratore circolare detto *Booster* (un sincrotrone del raggio di $75\,m$) dove vengono preparati in gruppi (*Bunch*) di circa 10^{10} particelle e portati fino a $8\,GeV$.
Una volta fatto questo i gruppi di particelle vengono iniettati nel *Main Ring*, un sincrotrone posto nello stesso tunnel del Tevatron che, utilizzando radiofrequenze e magneti convenzionali, li accelera fino all'energia di $150\,GeV$.
Infine i protoni passano nel Tevatron che, mediante magneti superconduttori, li accelererá fino a $900\,GeV$.

1.2.2 Produzione degli Antiprotoni

Una volta che i protoni nel Main Ring hanno raggiunto un'energia di $120\,GeV$, vengono in parte estratti e diretti contro un bersaglio di tungsteno e nell'interazione vengono generati gli antiprotoni.
Questi ultimi vengono prodotti con una forte dispersione angolare ed in impulso e quindi devono anzitutto essere focheggiati e resi monocromatici.
Il focheggiamento viene effettuato mediante una lente magnetica di litio, mentre per la riduzione della dispersione in impulso viene utilizzato un altro acceleratore detto *Debuncher-Accumulator*.
Esso opera attraverso il metodo del cosiddetto *Raffreddamento Stocastico*.
Tale metodo utilizza l'azione combinata di sensori (*Pickup*) che rivelano le deviazioni dall'orbita ideale e di elettrodi (*Kicker*) che in base ai segnali dei primi, generalmente amplificati, provvedono a correggere tramite campi elettromagnetici le deviazioni.

Una volta raggiunto il numero voluto di antiprotoni, opportunamente focheggiati e con bassa dispersione nelle componenti dell'impulso, vengono prelevati 6 gruppi di circa $4 \cdot 10^{10}$ antiprotoni, i quali vengono immessi nel Main Ring e quindi nel Tevatron per essere portati alla massima energia.

1.2.3 Fase di Regime

Nella fase di regime, durante i periodi di presa dati, nel Tevatron circolano 6 pacchetti di protoni ed altrettanti di antiprotoni, egualmente distanziati, ad un'energia di $900\,GeV$ ciascuno, guidati da magneti superconduttori.
Le collisioni avvengono in due punti fissati dell'anello detti *B0* e *D0* dove i fasci si intersecano e dove sono stati allestiti i due esperimenti CDF e D0, ad una frequenza di uno ogni $3.5\,\mu s$ (*Bunch-Spacing*).
Uno dei parametri fondamentali di un acceleratore é la *Luminositá* (L).
Essa, assieme alla *Sezione d'urto* (σ), parametro tipico di un processo fisico legato alla probabilitá del verificarsi del processo stesso, permette di determinare il numero atteso di eventi nell'unitá di tempo tramite la relazione:

$$N_{ev} = L \cdot \sigma \tag{1.1}$$

La luminositá di un collisionatore puó essere calcolata tramite la relazione:

$$L = \frac{N_p \cdot N_{\overline{p}} \cdot B \cdot f_0}{4 \cdot \pi \cdot \sum^2} \tag{1.2}$$

dove:
N_p = numero di protoni in ogni bunch
$N_{\overline{p}}$ = numero di antiprotoni in ogni bunch
$\sum$ = sezione trasversa del fascio
f_0 = frequenza di rivoluzione ($50\,KHz$ per il Tevatron)
B = numero di bunch circolanti.

La luminositá viene misurata in $cm^{-2} \cdot s^{-1}$.
Al fine di aumentare la luminositá sono presenti, attorno alla regione di

interazione, speciali magneti quadrupolari che hanno il compito di focalizzare il fascio e diminuirne la sezione trasversa.
La luminositá, come é stata definita, é una quantitá istantanea e quindi deve essere integrata nel tempo per ottenere quella che viene detta *Luminositá integrata*, data da:

$$L_{int} = \int L(t) \cdot dt \tag{1.3}$$

Tale risultato, sostituito nella 1.1 permette di calcolare il numero atteso di eventi per ogni specifico processo fisico.
Vi é da dire che il risultato che si otterrebbe é una stima per eccesso.
Infatti sono molti altri i fattori che influiscono sul numero di eventi rilevati, quali ad esempio l'efficienza ed il tempo di risposta degli strumenti o la velocitá dell'elettronica di acquisizione. In generale occorre considerare quello che viene definito il *Tempo morto* di ogni dispositivo di rivelazione. Esso fa si che il tempo necessario all'acquisizione sia in generale maggiore dell'intervallo tra un evento ed il seguente.
Si parla allora di *Luminositá registrata.*
Il rapporto tra luminositá registrata e luminositá integrata fornisce l'*efficienza* del rivelatore.
Durante l'ultimo periodo di presa dati la luminositá istantanea media é stata di $1.6 \cdot 10^{31} cm^{-2} \cdot s^{-1}$ con una luminositá integrata totale di circa $50.9\, pb^{-1}$ ed una efficienza di circa l'80%.

1.3 Il Rivelatore *CDF*

CDF é un rivelatore studiato per l'analisi delle interazioni $p\overline{p}$ ad energie variabili da $600\, GeV$ a $1800\, GeV$ nel centro di massa.
Esso é stato progettato in modo da misurare, nella maniera piú efficiente possibile e nel piú ampio angolo solido, l'energia, l'impulso e la carica elettrica delle particelle prodotte.
La Figura 1.2 mostra una visione di insieme del detector.

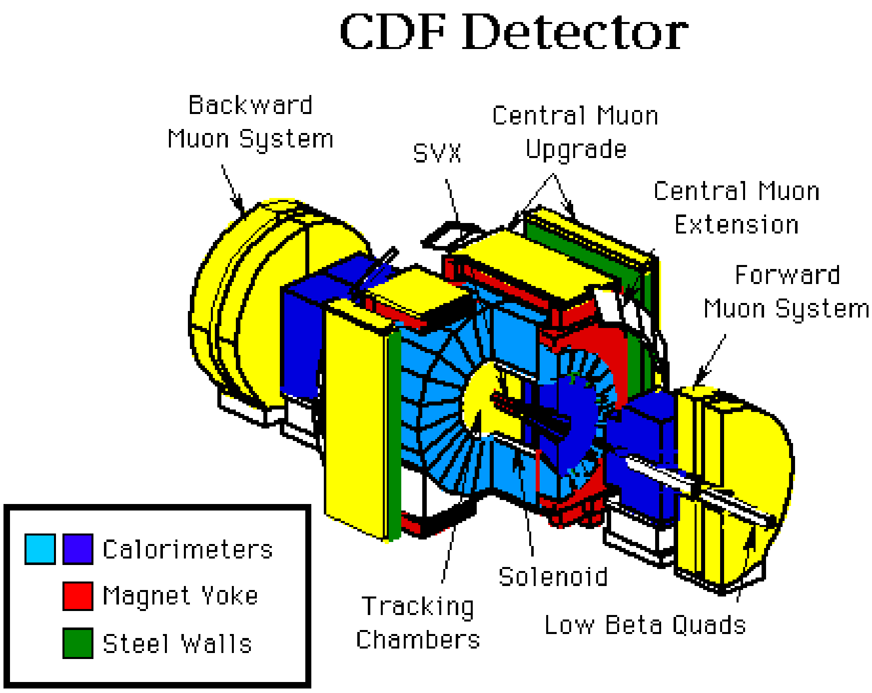


Figura 1.2: Vista prospettica di insieme del rivelatore CDF

Particolare attenzione é stata posta all'identificazione di elettroni, muoni e jet adronici.
Per la descrizione del rivelatore e delle parti di cui é composto, che presentano una simmetria cilindrica attorno alla direzione dei fasci, vengono utilizzati due sistemi di riferimento.

- Sistema di riferimento cartesiano

Asse Z orientato lungo la direzione del fascio. Il verso positivo é quello lungo la direzione dei protoni.
Asse X diretto orizzontalmente con verso uscente dall'anello.
Asse Y diretto verso l'alto.

- Sistema di riferimento polare

Angolo azimutale ϕ ruotante in verso antiorario attorno all'asse Z con $\phi = 0$ coincidente con l'asse X.
Angolo polare θ ruotante attorno all'asse X, rispetto all'asse Z.
Distanza radiale R dall'asse Z.
Questo sistema di riferimento permette di definire un'importante variabile utilizzata nell'analisi fisica e di cui si parlerá spesso anche riguardo alle caratteristiche dei rivelatori, la *Pseudorapiditá*, definita come:

$$\eta = -\log\tan\frac{\theta}{2} \tag{1.4}$$

dove θ é l'angolo polare.
Il rivelatore, quindi, si presenta simmetrico rispetto al piano XY che lo taglia al centro ed il punto di interazione rimane racchiuso da tutta una serie di cilindri concentrici e di piani che costituiscono le sue componenti.

1.3.1 Descrizione del Rivelatore

L'intero apparato é diviso in una parte centrale ed in due identici rivelatori in avanti (*Forward*) ed indietro (*Backward*) [2].
La parte centrale é costituita da una serie di rivelatori per il tracciamento delle particelle, racchiusi da un solenoide superconduttore del diametro di $3\,m$ e della lunghezza di $5\,m$, che genera un campo magnetico assiale di $1.4\,Tesla$.
Inoltre essa é composta dai calorimetri elettromagnetici ed adronici, dai rivelatori di muoni e da due *End-Plug* che hanno la funzione di chiudere la parte centrale lungo la direzione dei fasci.
I due rivelatori in avanti ed indietro sono invece costituiti da calorimetri elettromagnetici ed adronici e da un rivelatore per muoni.
Immediatamente prima di queste due regioni, da entrambi i lati, sono posti singoli piani di contatori a scintillazione, i cosiddetti *Beam-Beam counter* che vengono utilizzati in fase di trigger e servono come monitor di luminositá.
Con questa configurazione il rivelatore copre la regione polare $10° < \theta < 170°$ con la sua parte centrale e la regione $3° < \theta < 10°$ con le parti avanti ed

indietro.
Vediamo ora piú in dettaglio i principali sistemi di rivelazione di cui CDF é dotato.

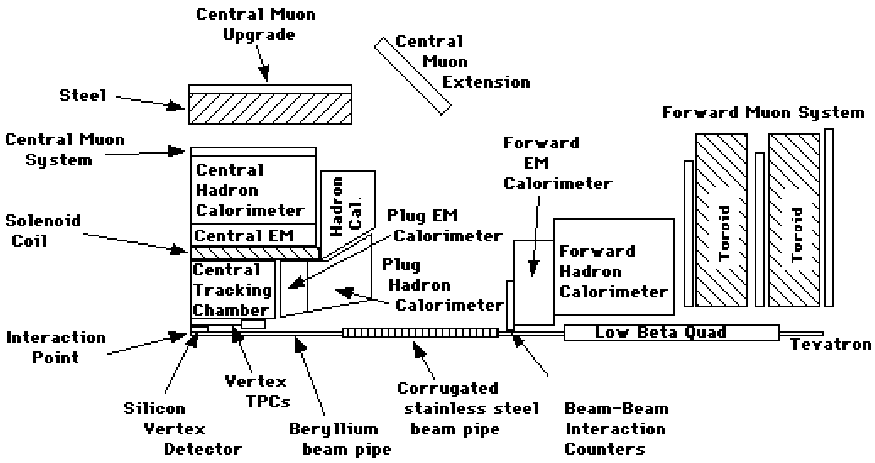


Figura 1.3: Sezione longitudinale del rivelatore CDF. Si notano le due parti distinte: centrale ed avanti/indietro (quest'ultima non é riportata ma é esattamente analoga a quella mostrata

1.3.2 Il Sistema di Tracciamento

Vi sono 3 diversi rivelatori di tracce montati nella parte centrale di CDF. A partire dal punto di interazione, oltre il tubo a vuoto, le particelle incontrano:

- **SVX (Silicon Vertex Detector)**

É il primo rivelatore che si incontra a partire dal punto di interazione.
Esso é stato installato nel 1992 allo scopo di identificare i vertici secondari dovuti al decadimento di particelle a vita media breve ($\tau > 10^{-12}\,s$) ed in particolare quello del quark b, prodotto direttamente nelle interazioni $p\overline{p}$ oppure proveniente dal decadimento del quark Top.

SVX é costituito da 4 strati concentrici (*Layer*) di strip di silicio semiconduttore.
Ogni strato é diviso in 12 sezioni lungo l'angolo azimutale ϕ, quello piú esterno contiene strip piú larghe di quelle interne e quindi ogni sezione si presenta come un sistema telescopico che punta verso la regione di interazione, con gli elettrodi paralleli al fascio.
Ad una delle estremitá di ciascuna strip si trova una piccola piattaforma contenente l'elettronica per la lettura del segnale (*readout*) mentre l'altra estremitá ha semplicemente una funzione di connessione con la struttura di supporto dell'apparato.
Gli strati piú interni distano $3\,cm$ dal fascio, mentre quelli piú esterni $7.9\,cm$. La copertura complessiva in pseudorapiditá é di circa $|\eta| \leq 2.8$. La struttura di questo dispositivo é mostrata in Figura 1.4.
Tale rivelatore traccia solo sul piano $r\phi$ quindi, per la completa ricostruzione dei vertici deve essere utilizzato in combinazione con altri rivelatori di tracce, come la VTX o la CTC.
Con tale analisi combinata SVX permette una misura del parametro di impatto [1] con una risoluzione attorno a $10\,\mu m$, valore da confrontarsi con la vita media naturale dei mesoni b, che é di circa $c\tau > 300\,\mu m$.
La distribuzione spaziale lungo l'asse Z delle interazioni $p\overline{p}$ al Tevatron é approssimativamente gaussiana con $\sigma \simeq 35\,cm$ e dunque SVX, con i suoi $51\,cm$ di lunghezza offre un'accettanza geometrica valutabile attorno al 60% .
Particolare attenzione é stata posta alla quantitá di materiale utilizzato per costruire SVX. Data la sua vicinanza al fascio é stato necessario minimizzare la sua influenza sui rimanenti rivelatori di CDF ed inoltre l'uso di materiali leggeri ha permesso di ridurre il fenomeno dello scattering multiplo, fattore limitante nella misura dei vertici e delle tracce.
Per lo stesso motivo grande importanza ha rivestito il problema del danneggiamento subito dalle strip di silicio e dall'elettronica a causa della radiazione.

[1] Il parametro di impatto é definito come la distanza della traccia dal vertice primario dell'interazione.

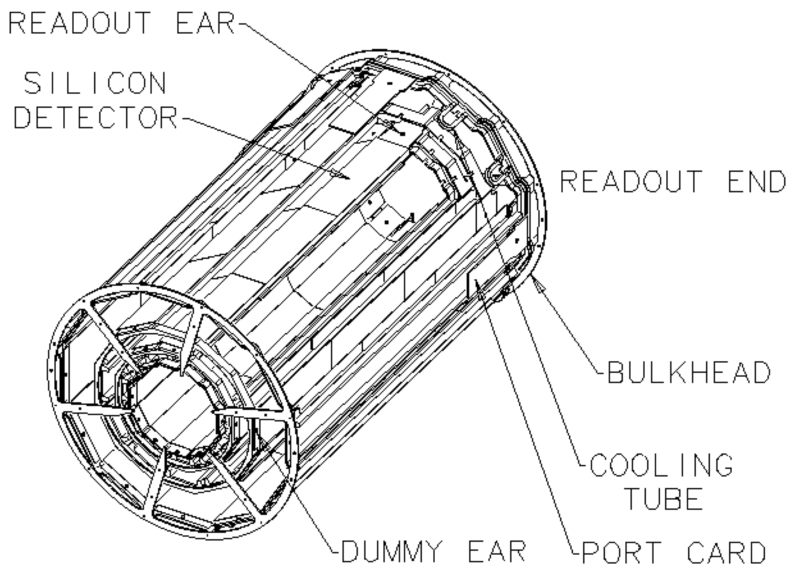


Figura 1.4: Vista prospettica del rivelatore di vertice SVX. I 4 layer concentrici di strip di silicio generano una geometria proiettiva a partire dalla regione di interazione.

Durante la fase di RUN 1a é stato osservato un lento ma costante degrado dei componenti che ha portato alla sostituzione di SVX nel 1993 con un identico rivelatore (SVX') dotato di dispositivi maggiormente resistenti alle radiazioni *Radiation-hard.*

- **VTX (Vertex Tracking Chamber)**

É posta subito dopo l'SVX ed é stata installata anch'essa nel 1992 in sostituzione di un analogo rivelatore, la VTPC, allorché si dovette modificare la disposizione del sistema di tracciamento per fare posto al rivelatore a strip

di silicio.
Inoltre essa fu progettata per poter essere utilizzata in maniera efficiente fino all'attuale valore di luminositá di $2 \times 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ e di *bunch spacing*[2] di $3.5\,\mu s$.
Il principale scopo della VTX é quello di permettere la ricostruzione del vertice primario dell'interazione $p\overline{p}$ lungo l'asse Z.
Essa é composta di 8 moduli separati, di sezione ottagonale, di camere a proiezione temporale, montati lungo la direzione del fascio.
Le camere contengono sia fili anodici per la misura della traccia in R e Z che *Pad* catodiche per la misura in R e ϕ.
Ogni modulo é diviso in 2 regioni di drift[3] lunghe $4\,cm$ da una griglia ad alta tensione ed alla fine di ognuna sono poste camere proporzionali suddivise in ottanti, ognuna dotata di 24 fili e 24 terminali catodici.
La coordinata Z, lungo la direzione del fascio, é determinata dal tempo di deriva della nuvola di ioni generata dal passaggio della particella, mentre le coordinate polari ed azimutali sono determinate rispettivamente dai segnali sui fili sensibili e sulle pad catodiche.
L'intero dispositivo si estende fino ad una distanza dal fascio di $22\,cm$ e copre la regione polare $3.5° < \theta < 176.5°$, ovvero l'intervallo $|\eta| \leq 3.5$ di pseudorapiditá ed é complessivamente lungo $2.8\,m$.
La risoluzione spaziale della camera dipende dalla distanza di drift e dall'angolo polare. Essa va da $200\,\mu m$, per tracce perpendicolari e distanza di drift minime, a $500\,\mu m$ per circa $4\,cm$ di drift.

[2] Il bunch spacing é definito come l'intervallo di tempo che intercorre tra due successive intersezioni dei fasci.
[3] Il cammino di deriva é stato ridotto rispetto a quello della vecchia VTPC per far fronte alla piú alta luminositá.

- **CTC (Central Tracking Chamber)**

É una grande camera a deriva di forma cilindrica, lunga $3.2\,m$ e con un raggio esterno di $1.3\,m$ che racchiude al suo interno sia l'SVX che la VTX.[3]
Lo scopo principale della CTC é quello di misurare, nella regione angolare centrale $30° < \theta < 150°$, l'impulso delle particelle prodotte ad alto p_t e di misurare la loro carica. Inoltre, data la sua estensione radiale, é l'apparato piú importante per la ricostruzione delle tracce.
Essa é costituita da 84 piani di fili sensibili raggruppati in 9 supermoduli cilindrici. Di questi, 5 contengono layer di fili sensibili disposti lungo l'asse Z, parallelamente al fascio (*Axial Layer*), mentre 4 contengono fili disposti longitudinalmente ad un angolo di 3° rispetto al piano R-Z (*Stereo Layer*).
La Figura 1.5 mostra la sezione della CTC e la disposizione dei supermoduli.
Gli *Axial Layer* forniscono informazioni nel piano R-ϕ, mentre gli *Stereo Layer* misurano la posizione nel piano R-Z.
In questo modo si riesce ad ottenere una risoluzione per un singolo punto sul piano R-ϕ di $200\,\mu m$ ed una ricostruzione tridimensionale dei punti con una risoluzione di circa $4\,mm$.
Nella regione di pseudorapiditá $-1 < \eta < +1$, la risoluzione sulla misura del momento per tracce isolate vale: $\frac{\delta p_t}{p_t^2} \simeq 0.002\ (\frac{Gev}{c})^{-1}$.
L'efficienza della CTC nell'identificazione di tracce é di circa il 99% per $p_t > 400\ \frac{Mev}{c}$, mentre si porta rapidamente a zero per $p_t < 350\ \frac{Mev}{c}$.
La Tabella 1.1 riassume brevemente le caratteristiche dei rivelatori di tracce di CDF.

RIASSUNTO DELLE CARATTERISTICHE DEI RIVELATORI DI TRACCE				
Rivelatore	*Tipo*	*Copertura angolare*	*Risoluzione*	*Scopo*
SVX	strip di silicio	$\|\eta\| \leq 2.8$	$10\mu m$ sulla misura del parametro di impatto	individuare i vertici secondari
VTX	camere a proiezione temporale	$\|\eta\| \leq 3.5$	200-500 μm sul singolo punto. 1 mm sul vertice primario	individuare il vertice primario lungo Z
CTC	camere a deriva	$\|\eta\| \leq 1$	0.002 $(\frac{Gev}{c})^{-1}$ sulla misura dell'impulso	misurare l'impulso delle particelle ad alto p_t

Tabella 1.1: Tabella comparativa dei tre sistemi di tracciamento di CDF. I rivelatori sono totalmente indipendenti ed autonomi per quello che riguarda la loro capacitá di misura ma forniscono informazioni complementari al fine di ricostruire le traiettorie e le proprietá cinematiche delle particelle prodotte.

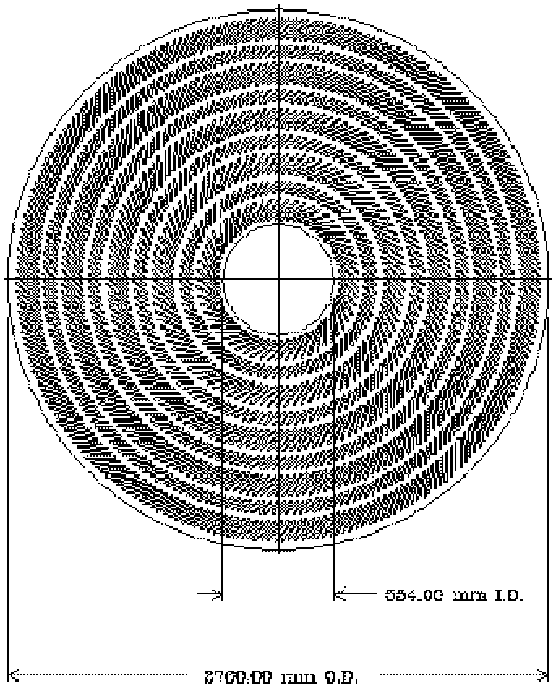


Figura 1.5: Sezione della CTC. Si notano i 9 supermoduli concentrici contenenti i fili sensibili. Le celle sono ruotate di 45° in modo da rendere le traiettorie di drift approssimativamente azimutali compensando la tendenza degli elettroni di deriva a deviare sotto l'azione del campo magnetico.

1.3.3 Il Sistema di Calorimetria

Accanto alle informazioni sulla traiettoria, la carica e l'impulso delle particelle prodotte nelle interazioni, é di fondamentale importanza poter contare su una precisa misura della loro energia.
A tale scopo CDF é fornito di un accurato sistema di calorimetria.
I calorimetri sono particolari tipi di rivelatori che, sfruttando le proprietá dell'interazione tra la radiazione ionizzante e la materia, sono in grado di

convertire l'energia originaria della particella incidente, od una frazione proporzionale di essa, in termini di ionizzazione o eccitazione atomica.
Con i calorimetri piú raffinati é inoltre possibile ricavare informazioni sulla posizione spaziale, sulla direzione ed in taluni casi anche sulla natura della radiazione stessa.
Qualitativamente parlando, il principio di funzionamento di un calorimetro é lo stesso indipendentemente dal tipo di radiazione: quando una particella interagisce con la materia, vengono innescati una serie di processi a catena, detti *sciami*, attraverso i quali l'energia originaria viene trasferita, sotto forma di ionizzazione, alle regioni "sensibili" del rivelatore.
La composizione e le caratteristiche di tali sciami sono peró dipendenti dal tipo di radiazione. Elettroni e positroni danno origine ai cosiddetti *sciami elettromagnetici*, composti da elettroni, positroni e raggi gamma. Essi sono il risultato della concatenazione di due processi fisici ben noti: la creazione di coppie e l'emissione di radiazione di *Bremsstrahlung*.
I processi in gioco nel caso degli adroni, invece, sono molto piú complessi e non é in generale possibile formulare un modello semplice per descrivere il loro sviluppo. Nell'interazione primaria vengono prodotte un certo numero di particelle, per lo piú mesoni π, che si propagano e decadono senza ulteriori interazioni di tipo nucleare, mentre gran parte dell'energia viene convertita in processi di eccitazione e di fissione dei nuclei e risulta "invisibile".
Tutti i calorimetri di CDF sono quindi composti da una parte elettromagnetica ed una adronica, con la prima che precede, in ordine di distanza dal punto di interazione, la seconda.
Essi sono inoltre segmentati in spicchi, sia rispetto all'angolo polare che a quello azimutale, in modo da avere la struttura di un insieme di torri proiettive che puntano verso il centro del rivelatore.
La granularitá é diversa a seconda delle regioni di pseudorapiditá coperte, in corrispondenza delle quali possiamo distinguere tre tipi di calorimetri: calorimetro *Centrale*, calorimetro di *End-plug* e calorimetri *Forward* e *Backward*. La disposizione dei calorimetri é illustrata nella Figura 1.6.

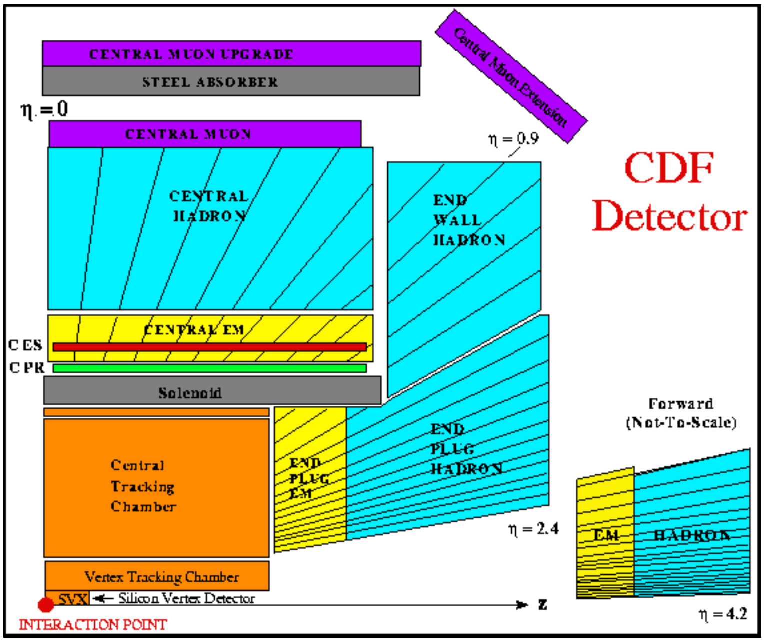


Figura 1.6: Disposizione dei calorimetri elettromagneti (in giallo) ed adronici (in azzurro).

- **Calorimetro centrale**

Il calorimetro Elettromagnetico Centrale (CEM) [4][5] é costituito da 30 lastre di piombo alternate a strati di scintillatore organico come materiale sensibile.
La luce emessa dallo scintillatore viene raccolta tramite guide di luce e letta da due fotomoltiplicatori per ciascuna torre.
Esso copre l'intervallo $|\eta| < 1.1$ di pseudorapiditá.
Lo spessore totale del CEM é di circa 18 lunghezze di radiazione.[4]

[4] La lunghezza di radiazione X_0 é la quantitá comunemente utilizzata per descrivere lo sviluppo longitudinale degli sciami elettromagnetici. Essa é definita come la distanza dopo la quale un elettrone ha ridotto di un fattore $\frac{1}{e}$ la sua energia a causa dell'emissione

La parte di calorimetro adronico é divisa in *Central* (CHA) ed *Endwall* (WHA) che coprono rispettivamente le regioni angolari: $|\eta| < 0.9$ ed $0.9 < \eta < 1.3$.
Entrambe sono costituite da strati di acciaio alternati a scintillatore plastico per un totale di 4.7 lunghezze di interazione nucleare.[5]
La segmentazione divide il calorimetro centrale in torri, estese per un intervallo in η e ϕ di:

$$\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 15^{\circ}$$

Le risoluzioni in energia sono rispettivamente:
$\frac{\sigma_e}{E} = \frac{13.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$ per il calorimetro EM
$\frac{\sigma_e}{E} = \frac{75\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ per il calorimetro HAD[6].

- **Calorimetro di End-Plug**

Il calorimetro di End-Plug [6] copre la regione angolare $1.1 < \eta < 2.4$ lasciando scoperto un cono di apertura angolare di circa 10° attorno alla linea del fascio in entrambe le direzioni.
Il suo compito principale é quindi quello di assicurare una buona ermeticitá del rivelatore rispetto alle regioni non coperte dalla parte centrale.
Come nel caso di quest'ultima, il calorimetro di End-Plug é composto da una parte elettromagnetica e da una adronica, con la differenza che in questo caso gli strati "attivi" del rivelatore sono costituiti da camere proporzionali e non da materiale scintillatore.

---

di radiazione, secondo la legge esponenziale: $E(x) = E_0 exp(-\frac{x}{X_0})$.

[5] É il parametro di scala utilizzato nel caso dei calorimetri adronici. Esso é essenzialmente il percorso libero di una particella in un determinato mezzo.

[6] La varietá di processi che portano allo sviluppo dello sciame adronico e la quantitá di energia che rimane intrappolata sotto forma di eccitazione e di energia di legame nei nuclei fanno sí che le fluttuazioni nel campionamento della cascata siano molto grandi e di conseguenza la risoluzione di tali calorimetri sia nettamente inferiore a quella dei calorimetri EM.

La parte elettromagnetica della Plug é costituita da 34 "strati di campionamento" per un totale di 18.5 X_0 per $\theta = 11°$ e 21 X_0 per $\theta = 30°$. Il segnale viene letto mediante *Pad* e *Strip* catodiche poste su circuiti stampati che avvolgono, a sandwich, ogni layer della camera.
In corrispondenza della regione dove lo sciame raggiunge il suo massimo sviluppo, tipicamente tra 4 e 8 lunghezze di radiazione, le strip sono 5 volte piú fini e sono alternativamente disposte in direzione perpendicolare l'una rispetto all'altra. In tal modo é posibile studiare in dettaglio il cuore della cascata elettromagnetica.
Le risoluzioni misurate per i due calorimetri sono rispettivamente:
$\frac{\sigma_e}{E} = \frac{28\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$ per il calorimetro EM
$\frac{\sigma_e}{E} = \frac{90\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\%$ per il calorimetro HAD
La struttura a torri proiettive porta in questo caso ad una segmentazione in η e ϕ definita dagli intervalli:

$$\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 5°$$

La scelta di utilizare camere proporzionali anziché scintillatori fu dettata dall'esigenza di ottenere una segmentazione fine in grado di isolare i segnali degli elettroni che, in particolari casi, sono importanti segnature di eventi interessanti, come nel caso del Top o dello studio della W.
La tecnologia degli scintillatori e delle guide di luce non permise, allora, di raggiungere tale scopo. Per la nuova fase di Run II é invece previsto un upgrade dei calorimetri di End-Plug con un nuovo sistema basato su scintillatori e fibre ottiche.

- **Calorimetro Forward/Backward**

Sono responsabili della copertura rispetto alle regioni di pseudorapiditá estreme, non coperte dalle Plug.[7]
La parte elettromagnetica (FEM) si estende per l'intervallo $2.2 < \eta < 4.2$ ed é costituita da lastre di piombo alternate a strati di tubi proporzionali,

mentre quella adronica (FHA) copre l'itervallo $2.3 < \eta < 4.2$ ed é realizzata con 27 strati di acciaio alternati, anche in questo caso, a tubi a gas.
La segmentazione rispetto ad η e ϕ é la stessa che si ritrova sulle Plug, mentre le risoluzioni in energia sono di:
$\frac{\sigma_e}{E} = \frac{25\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$ per il calorimetro EM
$\frac{\sigma_e}{E} = \frac{130\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\%$ per il calorimetro HAD.

1.3.4 Il Sistema di Rivelazione dei Muoni

CDF é dotato, essenzialmente, di due sistemi per la rivelazione dei muoni, uno posto nella regione centrale e l'altro posto nelle regioni *Forward/Backward*.
Il rivelatore centrale (CMU) [8] é posto dietro il calorimetro adronico, ad una distanza di $3.5\,m$ dal fascio.
I muoni con impulso $p_t > 1.5\,\frac{Gev}{c}$ attraversano i calorimetri e giungono al rivelatore dove vengono tracciati, mentre tutte le altre particelle cariche vengono arrestate.
La parte centrale é composta da 48 moduli di camere proporzionali, ognuno dei quali é segmentato in ϕ cosí da ottenere torri proiettive di $4.2°$ ciascuna.
I punti delle tracce sono misurati con un'accuratezza di $250\,\mu m$ nella direzione ϕ e di $1.2\,mm$ nella direzione Z, utilizzando in quest'ultimo caso il metodo della divisione della carica[7].
Le informazioni sono poi confrontate con quelle della CTC e se le tracce coincidono i candidati vengono classificati come muoni.
Il rivelatore centrale copre la regione angolare $|\eta| < 1$ con un'efficienza di circa l'80%, grazie anche ad un secondo rivelatore, aggiunto nel 1992, le *Central Muon Extension* (CMX) che ne ha aumentato l'accettanza.
Sempre nel 1992 é stato aggiunto un altro strato esterno di $60\,cm$ di acciaio ed una serie di 4 strati di camere a deriva che formano il cosiddetto *Central*

[7]Tale metodo si basa sul fatto che il segnale che viene rivelato alle due estremitá del filo anodico di una cella é proporzionale alla distanza tra queste ultime ed il punto in cui si é sviluppata la valanga di ioni.

Muon Upgrade (CMP). Esso copre la stessa regione angolare del CMU ed ha lo scopo di ridurre il numero di adroni che giungono dal calorimetro centrale.
Le regioni di alta pseudorapiditá sono invece coperte dagli spettrometri *Forward/Backward*. Essi sono composti da grandi toroidi magnetizzati contenenti camere a drift e contatori a scintillazione.
Ogni spettrometro contiene due toroidi del diametro interno di $0.9\,m$ ed esterno di $7.8\,m$ immersi in un campo magnetico di $2\,Tesla$.
I contatori a scintillazione provvedono a fornire il trigger alle camere a deriva che misurano la traiettoria dei μ con un'accuratezza di $200\,\mu m$ nella direzione R e di $5°$ in quella ϕ.
Le regioni *Forward/Backward* coprono la regione angolare $3° < \theta < 16°$.

1.3.5 I *Beam-Beam* Counter

I beam-beam counter [2] sono piani di contatori a scintillazione posti di fronte alle regioni *Forward/Backward*, dopo la parte centrale di CDF, ad una distanza di $5.82\,m$ dal punto nominale dell'interazione.
Essi hanno il compito di fornire, in coincidenza col segnale dell'acceleratore, il trigger di *Minimum Bias*, ovvero il semplice segnale di "avvenuta collisione". Inoltre essi vengono anche utilizzati come monitor di luminositá. Data la loro grande risoluzione temporale ($< 200\,ps$), essi definiscono quindi, l'istante di tempo in cui avviene l'interazione con buona precisione e sono inoltre in grado di fornire una prima rozza misura della posizione del vertice primario.
I contatori sono arrangiati in rettangoli attorno al fascio, ogni gruppo ne contiene 4 e l'intero sistema copre la regione angolare che va da $0.32°$ a $4.47°$, corrispondente a valori di pseudorapiditá da 3.24 a 5.90.
Il trigger di *Minimum Bias* richiede che almeno un contatore in ciascun piano sia colpito in un intervallo di $15\,ns$ centrato sul segnale dell'acceleratore (*Beam-Beam Crossing*).
C'é da dire che in realtá il trigger di minimum bias viene prescalato, ovvero solo una frazione del grande numero di eventi di *Beam Crossing* viene scritta su nastro per lasciare spazio ai trigger piú selettivi sugli eventi rari.

1.3.6 Il Sistema di Selezione degli Eventi (*Trigger*)

Nella fase di regime avviene una collisione ogni 3.5 μs nel Tevatron, in corrispondenza dell'intersezione *B0*[8].
In ognuna di queste collisioni viene prodotto un grande numero di particelle ed inoltre si attuano processi fisici molto diversi.
La topologia degli eventi dipende, ovviamente, dal processo che lo ha generato, ovvero ogni processo fisico ha la sua segnatura e genera particelle aventi caratteristiche energetiche e cinematiche che seguono distribuzioni abbastanza ben note dalla teoria.
Volendo focalizzare l'attenzione sullo studio di un particolare processo, é quindi necessario saper scegliere gli eventi interessanti dall'insieme di tutti quelli prodotti.
Tale scelta viene effettuata utilizzando strumenti hardware e software, l'insieme dei quali costituisce quello che viene chiamato *Trigger* dell'esperimento.
In CDF, oltre al trigger di minimum bias fornito, come si é visto, dai beam-beam counter, esistono 3 livelli di selezione degli eventi, di cui il 1° ed il 2° di tipo hardware, cioé determinati dalle risposte dei vari rivelatori ed il 3° di tipo software, ovvero definito da algoritmi e routine nell'ultima fase di analisi *On-line*.[9]
I trigger di tipo hardware utilizzano prevalentemente informazioni di tipo calorimetrico. I segnali dei calorimetri, sia elettromagnetici che adronici, sono organizzati in *Cluster* rappresentanti intervalli $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 15°$, col risultato che l'intero rivelatore viene descritto da una matrice 42×24 i cui valori sono le somme dei segnali dei vari segmenti di calorimetro.

- **Il trigger di primo livello**

Il trigger di primo livello richiede che la somma dell'energia trasversa[9] E_t sia

[8] *B0* é il nome che identifica il punto di intersezione in corrispondenza del quale é posto CDF.
[9] Dove $E_t = Esin\theta$.

maggiore di una certa soglia, sia per ogni torre che per la somma di tutte le torri.
Le due soglie sono programmabili ed il risultato viene combinato col segnale di minimum bias e con quello delle camere per i muoni.
Se il risultato globale é negativo, un segnale di *reset* viene immediatamente emesso ed il sistema é pronto per l'evento successivo. Nessun tempo morto apprezzabile viene introdotto in questa ipotesi.
Se invece la risposta del primo livello é positiva, l'evento viene accettato e passato al secondo livello.

- **Il trigger di secondo livello**

Il trigger di secondo livello utilizza la stessa struttura hardware precedente.
Le torri di trigger sono analizzate nuovamente, sommate e suddivise in gruppi a seconda del valore dell'energia trasversa, separatamente per i calorimetri elettromagnetici ed adronici.
Tale operazione richiede circa $200\,ns$ per ogni torre.
I risultati vengono poi analizzati da un processore assieme alle tracce della CTC e viene prodotta una prima stima dell'impulso trasverso p_t, nel caso che esista una corrispondenza tra le due informazioni.
La stessa operazione viene eseguita per i muoni, che passano al minimo di ionizzazione nei calorimetri e vengono tracciati dalle apposite camere.
Ció che si ottiene, alla fine é una selezione sui muoni, elettroni, jet e neutrini, responsabili questi ultimi della frazione di energia trasversa mancante ($Missing\ E_t$).

- **Il trigger di terzo livello**

Una volta che un determinato evento ha superato i primi due livelli di trigger, viene classificato come evento interessante e sottoposto ad una serie di algoritmi di filtro di tipo software.

Questi algoritmi, implementati su un'elettronica di tipo Fastbus, svolgono l'ultima fase della selezione *On-Line*; gli eventi vengono marcati con una "*flag*" e scritti su nastro magnetico per essere poi utilizzati nella fase di analisi *Off-Line*.

Capitolo 2

La Fisica nel Run II

2.1 Il *Fermilab Main Injector* (FMI)

Il regime di funzionamento a fasci incrociati, attualmente sospeso, del Tevatron riprenderá nel 1999 con alcune importanti modifiche al complesso di acceleratori, delle quali la piú importante é l'entrata in funzione di un nuovo protosincrotrone, il *Main Injector*.[10]
Destinato a sostituire l'attuale Main Ring, il Main Injector permetterá di raggiungere un valore di luminositá superiore a $8 \times 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$, nel funzionamento a collisionatore del Tevatron, e sará in grado di fornire bunch di 6×10^{13} protoni ad un'energia di $120\, Gev$ agli esperimenti a targhetta fissa, anche durante il funzionamento a fasci incrociati. Questo tipo di utilizzo non era possibile con il Main Ring.
Le sue dimensioni saranno approssimativamente pari alla metá di quelle del Main Ring e sará disposto tangenzialmente al Tevatron in corrispondenza del punto $F0$ dell'anello.
Il numero di bunch circolanti nell'anello sará portato dagli attuali 6 a 36, con una notevole diminuzione del *Bunch Spacing* da $3.5\, \mu s$ a $396 - 132\, ns$. L'energia nel centro di massa potrá arrivare a $\sqrt{s} = 2.0\, TeV$.
A completare il panorama delle modifiche al sistema di acceleratori é stata proposta l'installazione di un nuovo anello di accumulazione per gli antipro-

toni il *Recycler*, grazie al quale sará possibile raggiungere una luminositá di $1 \times 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$, ovvero tre ordini di grandezza superiore a quella originaria del collisionatore di Fermilab.
L'obiettivo dichiarato per il Run II del Tevatron é l'accumulo di $2\,fb^{-1}$ di dati ad una luminositá di $2 \times 10^{32} cm^{-2}s^{-1}$.

2.2 Prospettive della Fisica a CDF nel Run II

La costruzione del *Main Injector* e le sostanziali modifiche che, come vedremo, verranno eseguite sul rivelatore, rispecchiano una ben precisa scelta che la collaborazione CDF ha fatto riguardo allo studio della fisica dell'interazione $p\overline{p}$, rivolgendo la propria attenzione soprattutto all'analisi di quei processi caratterizzati da relativamente basse sezioni d'urto e dalla produzione di particelle massive.
L'aumento della luminositá, unitamente al miglioramento dei dispositivi di rivelazione permetterá a CDF di raccogliere un'enorme quantitá di dati, al tempo stesso migliorando, o al piú mantenendo immutata la loro qualitá.
In questo modo potrá essere notevolmente migliorata la statistica rendendo possibile, da un lato un raffinamento delle misure giá oggetto di ricerca, come la massa del Top ed i suoi canali di decadimento, la massa del bosone W e la violazione di CP, e dall'altro lo studio di eventi rari nell'ambito del *Modello Standard* ed oltre.

2.2.1 La Fisica del Top

L'attivitá di ricerca di CDF sul quark Top sará indubbiamente una di quelle che trarrá maggior beneficio nella fase di Run II.[11] [12]
Gli obiettivi principali sono la misura precisa della sua massa, dei canali di decadimento (*Branching Ratio*) e delle proprietá di produzione che, assieme

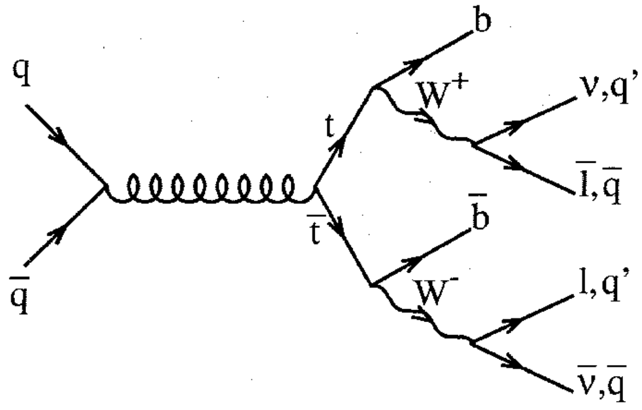


Figura 2.1: Diagramma di Feynmann generale del processo di produzione e decadimento del quark Top. Nel canale dileptonico entrambe le W decadono in coppie $l\nu$, mentre nel canale leptone + jet una delle due decade in una coppia $q\overline{q}$ che successivamente adronizza.

alla ricerca di canali rari, sono importanti test del modello standard e della QCD.
L'aumento della luminositá, assieme alle modifiche ad SVX e ai calorimetri di End Plug, permetterá di aumentare l'accettanza di CDF rispetto ad alcuni tra i piú importanti canali di identificazione del Top, come quello *Dileptonico* o *Leptone + Jet*.
Nel canale *Dileptonico*, che corrisponde a circa il 5% dei casi di decadimento del Top, il processo che si attua é il seguente: la coppia $t\bar{t}$, decade in due bosoni W e due quark b, i primi a loro volta decadono leptonicamente con una reazione del tipo: $W \longrightarrow l\nu$ ed i secondi danno origine a jet adronici.
La segnatura nominale di tale processo richiede quindi di identificare due leptoni ad alto p_t ($> 20\,Gev$), due jets adronici ed energia trasversa mancante dei due neutrini. La Figura 2.1 mostra il diagramma di Feynmann del processo.

Nel canale *Leptone + jet*, invece, uno dei due bosoni W decade leptonicamente mentre il secondo origina una coppia quark-antiquark che successivamente adronizza. Il risultato é che nello stato finale si trovano un leptone, 4 jet adronici ed energia trasversa mancante dovuta al neutrino del decadimento leptonico della W. Approssimativamente il 30% degli eventi $t\bar{t}$ ha questa segnatura.
Nell'uno e nell'altro caso é di fondamentale importanza per il riconoscimento degli eventi di top e per l'eliminazione del fondo, poter contare su un'efficiente selezione dei jet provenienti dai quark b.
Nel secondo processo citato, per esempio, il fondo causato da eventi in cui vengono prodotti una W ed un certo numero di jet é alto e possono essere eliminati richiedendo che due di tali jet provengano da quark b.
Il riconoscimento del Beauty viene effettuato a CDF utilizzando due tecniche: una si basa sulla ricostruzione del vertice secondario di decadimento del quark tramite le informazioni del sistema di tracciamento, ed in particolare dell'SVX, la seconda ricerca l'esistenza di un elettrone o un muone a basso p_t (pochi GeV) proveniente dal decadimento semileptonico del b, che si viene a trovare, tipicamente, nella regione delle Plug.
In quest'ottica la nuova SVX II, grazie alla maggiore accettanza geometrica, dovrebbe essere in grado di identificare circa il 97% dei decadimenti del Beauty, mentre i calorimetri di End-Plug ed il sistema di rivelazione dei muoni porteranno un grande contributo al riconoscimento dei leptoni, sia quelli primari provenienti dalle W che quelli a basso p_t prodotti dal b.
Estrapolando i dati del Run I e considerando i nuovi rivelatori é stato stimato che sará possibile identificare almeno un quark b nell'85% degli eventi $t\bar{t}$ ed entrambi nel 42% dei casi.
Questo avrá un grosso impatto sulla precisione nella misura della massa del Top, che é uno degli scopi principali del nuovo Run.
Questa misura si basa sulla ricostruzione della massa del sistema $t\bar{t}$ a partire dai leptoni e dai jet osservati. Gli eventi presi in considerazione devono avere almeno 4 jet ed un leptone nello stato finale, questo comporta 24 combi-

nazioni partone-jet nel caso nessuno dei due quark b venga riconosciuto, 12 nel caso uno solo venga riconosciuto e 4 nel caso entrambi vengano identificati e di conseguenza una difficoltá via via minore nella ricostruzione della massa invariante del sistema.
Nella fase di Run II, con un campione di $2fb^{-1}$ di dati si prevedono circa 1200 eventi del tipo leptone + 4 jet con almeno un quark b riconosciuto e grazie a ció, scalando gli errori statistici come $1/\sqrt{N}$, CDF si ripropone di misurare la massa del Top con un'incertezza dell'ordine di $3\,GeV/c^2$ a fronte di un valore attuale di $176 \pm 8(stat) \pm 10(sist)\,GeV/c^2$.
Per quello che riguarda le proprietá di produzione ed i *Branching Ratio*, verrá misurata la sezione d'urto nel canale dileptonico che attualmente risulta essere di $7.6\,pb$ contro un valore atteso di $4.8\,pb$ a $176\,GeV$ ed il rapporto:

$$R = \frac{Br(t \longrightarrow Wb)}{Br(t \longrightarrow Wq)}$$

Eventuali deviazioni dai valori teorici potrebbero evidenziare nuovi tipi di accoppiamenti nel vertice di decadimento del Top non previsti dal Modello Standard.
É da notare, infine, che una maggiore accuratezza nella misura della massa del Top, assieme a quella giá buona ma comunque destinata a migliorare, della massa della W, permetterá di porre ulteriori limti alla massa dell'Higs.

2.2.2 La Fisica dell'Interazione Elettrodebole

In questo momento CDF rappresenta l'unico esperimento in grado di eseguire una misura diretta delle masse del Top e del bosone W.
Quest'ultimo, in particolare, costituisce uno dei parametri fondamentali del cosidetto *Modello Standard Minimale*, basato sul gruppo di simmetria $SU(2) \times U(1)$ e puó essere prodotto in collisioni protone-antiprotone secondo i canali:

$$u + \overline{d} \longrightarrow W^+$$
$$\overline{u} + d \longrightarrow W^-$$

Fin dai primi Run del 1988/89, uno degli obiettivi di CDF, nell'ambito dell'interazione elettrodebole, é stato quello di una misura accurata della massa della W.
I primi risultati, sulla base di un campione di dati di $19\,pb^{-1}$ raccolti nel Run Ia, hanno portato ad un valore di:

$$M_w = 80.41 \pm 0.18\,\frac{GeV}{c^2}$$

poi migliorato, dal punto di vista statistico con i $67\,pb^{-1}$ del Run Ib.
Nonostante la supremazia dei risultati che sono stati ottenuti e si otterranno a LEP II, un raffinamento di tale misura rappresenta uno degli obiettivi principali del Run II anche a CDF.[11]
Questa misura viene realizzata attraverso i canali di decadimento leptonici della W, descritti dalle reazioni:

$$\begin{array}{l} W^+ \to e^+ + \nu_e \ ; \ \mu^+ + \nu_\mu \\ W^- \to e^- + \overline{\nu_e} \ ; \ \mu^- + \overline{\nu_\mu} \end{array}$$

e presenta una serie di difficoltá.
La presenza di un neutrino nello stato finale rende impossibile ricostruire direttamente la massa invariante del sistema, in quanto non si possono misurare tutte le sue componenti dell'impulso, ma si puó solo stimare, a partire dall'energia trasversa mancante, la componente trasversa p_t[1].
Il metodo é quindi quello di ricavare la massa della W a partire dalla *Massa Trasversa* M_t, definita come:

$$M_t^2 = E_t^2 - p_t^2$$

Una volta ottenuta la distribuzione di M_t, vengono utilizzate delle simulazioni nelle quali uno dei parametri in gioco é M_w e viene estratto il valore che permette il miglior accordo con la curva sperimentale.
Certamente, anche la misura della massa trasversa presenta delle incertezze, dovute alla risoluzione nella misura dell'impulso dei leptoni e alla presenza di

[1] P_t é definito come: $(p_x^2 + p_y^2)^{1/2}$

un fondo, rappresentato per esempio dagli eventi in cui viene prodotta una Z^0 che decade secondo le reazioni:

$$Z^0 \longrightarrow \mu^+ \, \mu^-; \, Z^0 \longrightarrow e^+ \, e^-$$

ed uno dei due leptoni non viene rivelato.
Nella fase di Run II, tuttavia, il miglioramento dei calorimetri di End Plug e soprattutto quello del sistema di tracciamento e di rivelazione dei muoni, permetterá di ridurre di molto il fondo dovuto al decadimento leptonico della Z^0 e di migliorare l'accuratezza della misura di E_t.
In particolare, l'ISL e le Plug permetteranno di estendere la regione di accettanza per i leptoni all'intervallo $|\eta| < 2$, ora essenzialmente ristretta alla zona centrale, aumentando il numero degli eventi riconosciuti.
In questo modo, combinando i due canali della W ed utilizzando il valore, ormai molto preciso, della massa della Z^0 per avere una calibrazione degli effetti sistematici, si stima che la statistica potrá permettere di fornire un valore con un'incertezza di circa 40 $\frac{MeV}{c^2}$.
Un'altra grandezza oggetto di misura a CDF é la larghezza totale della W: $\Gamma(W)$, importante come test del Modello Standard in quanto é influenzata da qualunque oggetto abbia un accoppiamento con tale bosone.
Essa puó essere stimata dal rapporto:

$$R = \frac{\sigma \times B_r \, (W \rightarrow l \, \nu)}{\sigma \times B_r \, (Z^0 \rightarrow l \, l)} = \frac{\sigma \times \Gamma \, (W \rightarrow l \, \nu)}{\sigma \times \Gamma \, (Z^0 \rightarrow l \, l)} \times \frac{\Gamma(Z^0)}{\Gamma(W)}$$

Il risultato ottenuto durante il Run Ia e Ib é stato:

$$\Gamma(W) = 2.064 \pm 0.085 \, GeV$$

Con il nuovo Run, CDF si propone di eseguire una misura diretta della larghezza della W con un'accuratezza di $\pm 30 \, MeV$ utilizzando la distribuzione della massa trasversa.

2.2.3 La QCD

La QCD (Cromodinamica Quantistica) [13] é la teoria che descrive le interazioni tra quark e gluoni ed é sicuramente la componente del Modello

Standard meno nota, a causa della difficoltá con cui i calcoli teorici possono trovare un riscontro sperimentale.
La costante di accoppiamento forte α_s, che misura l'intensitá dell'interazione, ha infatti la caratteristica di non essere in realtá una costante ma di presentare un andamento decrescente all'aumentare del quadrimpulso trasferito Q^2, cioé all'aumentare dell'energia e dell'impulso scambiato nell'interazione. Solo nei casi in cui Q^2 é molto elevato, dunque, la teoria perturbativa si puó ragionevolmente applicare ed i calcoli teorici possono fornire un risultato con un'approssimazione accettabile.
Dal punto di vista sperimentale, peró, processi ad alto impulso trasverso ($> 20\,GeV$) sono piuttosto rari ed inoltre rimane l'oggettiva limitazione sull'energia che gli acceleratori possono imprimere alle particelle.
Diversi sono gli aspetti che CDF si propone di studiare in dettaglio contando sulla maggiore statistica, possiamo elencare alcuni tra i piú interessanti.

- Sezione d'urto inclusiva $p\overline{p} \to jet + X$

La sezione d'urto per questo tipo di processi, nei quali vengono osservati solamente i jet nello stato finale, é stata calcolata teoricamente fino all'ordine α_s^3 dello sviluppo perturbativo e sembra mostrare un buon accordo con i risultati sperimentali fino a che l'energia trasversa dei jet é inferiore a circa $200\,GeV$.
Per energie superiori, invece, si osserva un eccesso nei jet rispetto al valore teorico.
Se tale eccesso fosse dovuto ad errori sperimentali, la maggiore statistica potrá aiutare a correggerli, mentre se questo andamento dovesse confermarsi si aprirebbero interrogativi sulla validitá dei calcoli teorici oppure sulle attuali conoscenze riguardo alle distribuzioni dei partoni o sulla presenza di qualche effetto che va oltre il modello standard.

- Sezione d'urto di *Drell-Yan* e produzione di W e Z^0

Si dicono di Drell-Yan quei processi in cui vengono generate coppie leptone-antileptone nell'annichilazione di due fermioni virtuali [14]. L'aspetto inte-

ressante nello studio di questi eventi risiede nel fatto che la sezione d'urto dipende dalla funzione di distribuzione dei partoni e dalla frazione di impulso che essi trasportano.
Infatti l'interazione avviene tra due fermioni che annichilano in un fotone virtuale il quale successivamente genera i leptoni.
Lo studio della produzione di bosoni W e Z^0 rappresenta, invece, un buon test della teoria standard in processi che avvengono ad alto momento trasferito. In questi casi, lo sviluppo perturbativo puó essere arrestato nei primi ordini e sulla base delle misure di molteplicitá dei jet si puó estrarre il valore della costante di accoppiamento forte α_s.
Nella fase di Run II ci si aspetta un numero circa quadruplo di eventi di questo tipo, con un conseguente netto miglioramento degli errori statistici.

- Studio dei processi diffrattivi e dei *Rapidity Gap*

Nonostante l'obiettivo principale di CDF II rimanga quello dell'analisi dei processi ad altissimo p_t, é in programma anche lo studio degli eventi di tipo diffrattivo, con il completamento di una serie di rivelatori (*Roman Pot*) posti molto vicino al fascio.
Uno degli aspetti di maggiore interesse riguarderá lo studio dei cosiddetti *Rapidity Gap*, cioé di quelle regioni di rapiditá nelle quali non vengono prodotte particelle nelle collisioni adroniche.

2.2.4 La Fisica del Beauty

Grazie al miglioramento del sistema di tracciamento nella regione centrale e alla maggiore efficienza nell'identificazione dei leptoni a basso p_t e nella misura della loro energia con le nuove Plug, CDF potrá ulteriormente ottimizzare lo studio della fisica del quark b ed in particolare quello della violazione di CP.
L'osservazione di questo fenomeno rappresenta infatti uno dei principali obiettivi che l'esperimento si pone per i Run II. [11]
CDF dispone attualmente del piú grande campione di dati rispetto al canale

di decadimento $B^0 \to J/\psi\, K_s$ (circa 240 eventi), ottenuto selezionando gli eventi del tipo:

$$J/\psi \to \mu^+\, \mu^-$$

e si aspetta di poterne produrre almeno 20000 sui $2\, fb^{-1}$ di dati del Run II. Questo risulterá possibile grazie alla maggiore copertura del rivelatore nelle regioni di pseudorapiditá elevate delle Plug ed estendendo il trigger agli eventi di tipo:

$$J/\psi \to e^+\, e^-$$

Parallelamente ci si aspetta di poter ridurre la soglia energetica del trigger, contando sulla maggiore velocitá dell'acquisizione dati.
In tale ipotesi la misura della quantitá $\sin(2\beta)$, che esprime l'entitá del fenomeno di oscillazione tra i due stati di diverso valore di CP, potrá essere effettuata, nel peggiore dei casi, con un'incertezza di: $\delta sin(2\beta) = 0.14$.
Il valore teorico stimato é: 0.65 ± 0.12 e dunque la misura che si otterrá potrá essere sicuramente considerata significativa e probabilmente porterá all'osservazione sperimentale della violazione di CP.
Un altro aspetto della fisica del Beauty che verrá sviluppato é quello della misura della quantitá $|\frac{V_{td}}{V_{ts}}|$.
Mediante questo rapporto é infatti possibile controllare la consistenza del modello basato sulla matrice di *Kobayashi-Maskawa* CKM che pone in relazione l'interazione debole con gli autostati di massa dei quark mediante tre angoli di mixing.[14] [15]
L'elemento V_{td} potrá essere ricavato dalla misura dell'assimetria in CP nella reazione $B_d \to J/\psi\, K_s$, mentre V_{ts} si puó misurare dal decadimento $B_s \to J/\psi\phi$.
La migliorata efficienza nella ricostruzione delle tracce nella regione centrale permetterá inoltre una migliore ricostruzione delle masse degli adroni B^+, B^0, B_s e Λ_b ed una misura della loro vita media.
L'aumento della statistica porterá, infine, all'identificazione di un numero maggiore di decadimenti degli adroni B secondo canali rari come:

$$B^{\pm} \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}\, K^{\pm} \text{ o } B_{d,s} \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$$

nei quali vengono prodotti leptoni ad alto p_t. Il confronto dei *Branching Ratio* predetti dal Modello Standard con quelli misurati rappresenta un buon test rispetto all'esistenza di nuovi effetti.

Capitolo 3

Panoramica del Progetto di Upgrade di CDF

Il nuovo regime di funzionamento dell'acceleratore, come abbiamo visto, avrá un grande impatto sulle potenzialitá della fisica a CDF. Per citare un esempio, l'aumento dell'energia nel centro di massa e della luminositá determinerá un incremento del 40% della produzione di coppie $t\bar{t}$.
Accanto a questi aspetti si pongono, peró, nuove problematiche relative all'aspetto hardware, legate alla capacitá degli attuali rivelatori di sopportare un tale aumento di prestazioni.
L'intervallo tra una collisione e la successiva (*Bunch Crossing Time*) definisce una costante di tempo generale, rispetto alla quale devono essere confrontate le operazioni di integrazione dei segnali, acquisizione dati e di trigger.
Molti degli attuali rivelatori di CDF, progettati per valori di luminositá decisamente minori, incorreranno in seri problemi di *Pile Up*[1] e la maggiore densitá di tracce avrá ripercussioni sull'*Occupancy* [2] dei dispositivi di tracciamento.
Contemporaneamente il sistema di trigger e di elettronica di lettura dovrá

[1]É la sovrapposizione di piú eventi nella finestra temporale determinata dal tempo di risposta del rivelatore.

[2]Vedi Paragrafo seguente per la definizione di Occupancy

essere reso piú veloce.
I principali upgrade di CDF possono essere cosí riassunti:

- Sostituzione completa dei calorimetri di End-Plug e Forward/Backward con un nuovo sistema basato su scintillatori e fibre ottiche.
- Revisione completa dei rivelatori di tracce. Il nuovo sistema risulterá composto da una camera a drift a celle aperte, la COT e da due rivelatori a strip di silicio, SVX II e ISL (*Intermediate Silicon Layer*).
- Aumento dell'accettanza geometrica dei rivelatori di muoni e ammodernamento della loro elettronica di lettura.
- Implementazione di tecniche di *Pipeline*[3] per l'intero dispositivo di trigger e acquisizione dati.

La Figura 3.1 mostra le modifiche che si sono succedute su CDF a partire dalla sua configurazione originaria fino alla prossima fase di RUN II.

3.1 Le Modifiche al Sistema di Tracciamento

Una delle caratteristiche che ha permesso a CDF di ottenere importanti risultati é quella di essere dotato di un efficiente sistema di tracciamento specie nella zona centrale.
La capacitá combinata di SVX e VTX di ricostruire i vertici primari e secondari delle interazioni ha permesso di identificare il Top e di svolgere analisi approfondite sulla fisica del Beauty.
Inoltre la possibilitá di combinare le tracce con le informazioni dei calorimetri elettromagnetici e delle camere per muoni permette un' efficiente identificazione dei leptoni utile a livello del trigger e della calibrazione assoluta dei calorimetri stessi.

[3] Viene detta *Pipeline* la tecnica che prevede la suddivisione delle operazioni svolte da un circuito elettronico in una serie di operazioni piú semplici svolte, in sequenza, da circuiti indipendenti, mediante l'utilizzo di buffer vettoriali.

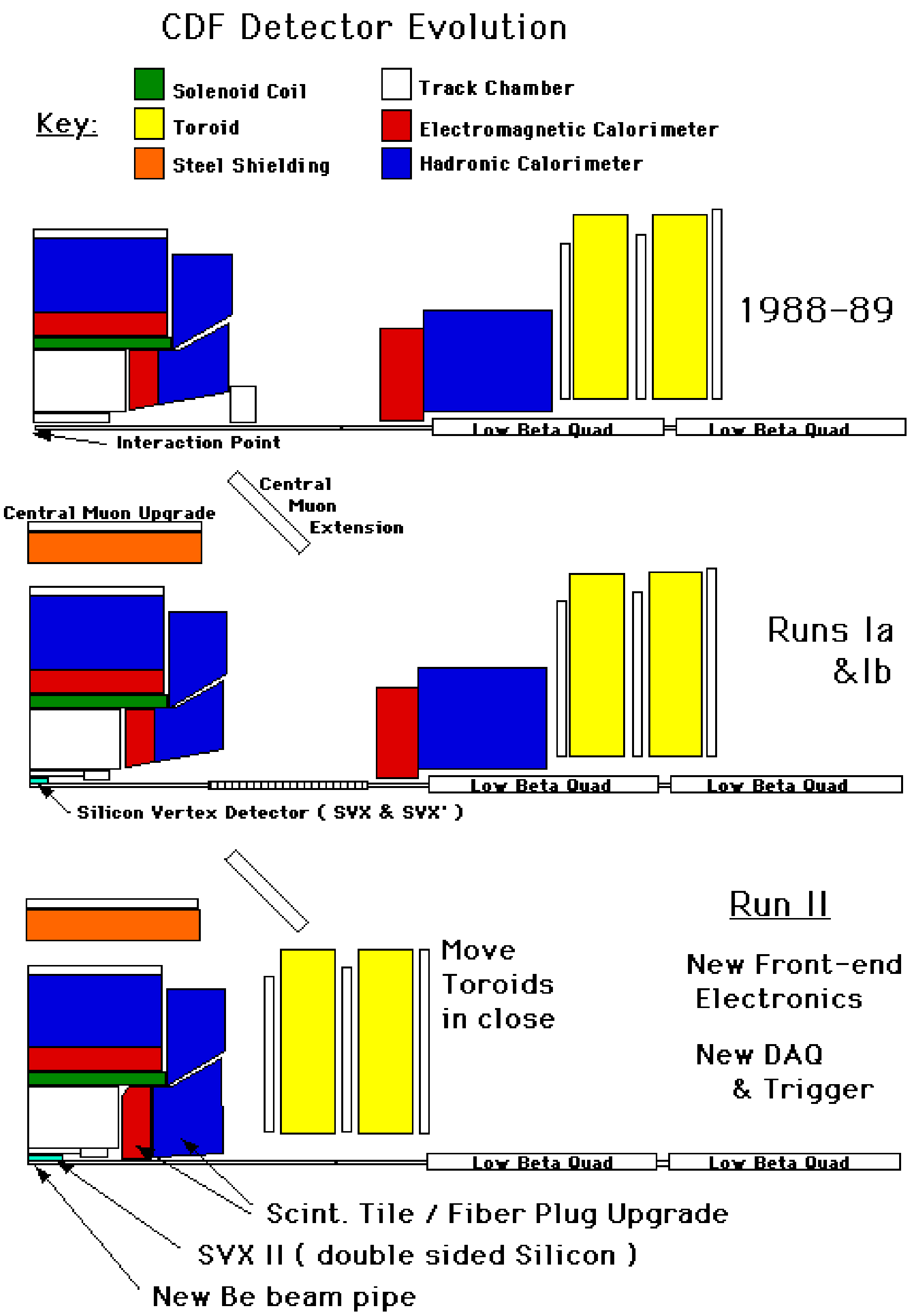


Figura 3.1: Evoluzione del rivelatore CDF dal 1989, anno della prima presa dati, al 1999 anno previsto per l'inizio della fase di Run II.

Il principale scopo delle modifiche proposte é quello di migliorare la capacitá di tracciamento nelle regioni di pseudorapiditá $1.0 < \eta < 2.0$ e di mantenere, al piú immutata l'efficienza dei rivelatori anche con i nuovi valori di luminositá.
É stato infatti messo in evidenza come gli attuali dispositivi, specie quelli piú vicini al punto di interazione, finirebbero col presentare grossi problemi di occupancy, dove con questo termine si intende la quantitá definita come:

$$Occupancy = \sum \frac{larghezza\ degli\ impulsi}{tempo\ di\ risposta\ del\ rivelatore} \tag{3.1}$$

Una maggiore luminositá significa un maggior numero di eventi entro i tempi necessari ai rivelatori per processare un singolo segnale e dunque un'inevitabile perdita di efficienza nel riconoscimento di ogni singola traccia.
É stata stimata una perdita media dell'efficienza del 10%, che implica un degrado che puó andare dal 20% per gli eventi piú semplici fino al 35% per gli eventi di Top ed oltre nel caso di ricostruzioni con molteplicitá elevate.
Per far fronte a queste problematiche é stato definito il sistema ottimizzato di rivelatori di tracce rappresentato in Figura 3.2.

3.1.1 Il nuovo Silicon Vertex Detector (SVX II)

Per la fase di Run II é previsto un sostanziale miglioramento del rivelatore di vertici SVX, che prenderá il nome di SVX II.
Il nuovo dispositivo avrá come principali caratteristiche:

- Una regione centrale piú lunga, capace di coprire $\simeq 2.5\,\sigma$ della regione di interazione e dunque un'accettanza geometrica superiore al suo predecessore.
- L'aggiunta di un quinto strato di strip di silicio che permetterá, assieme ad una diversa disposizione angolare di tutti i cinque piani, di ot-

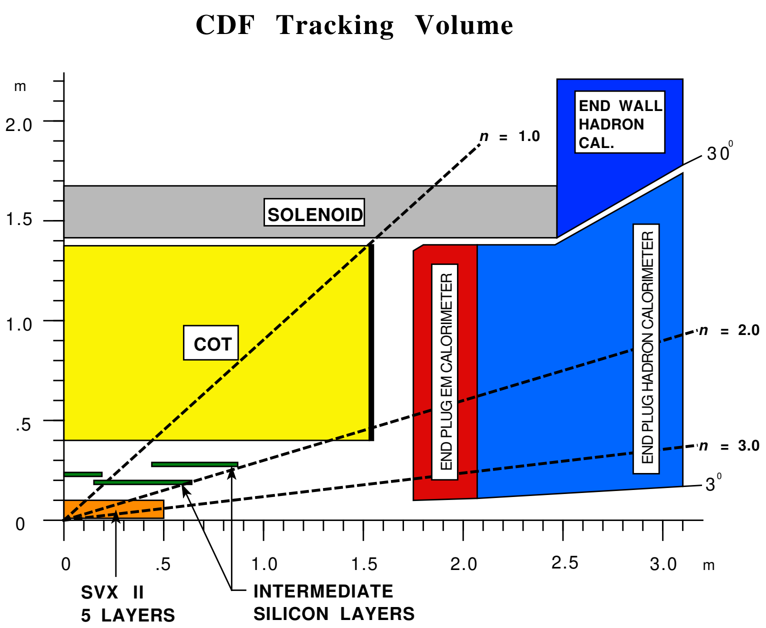


Figura 3.2: Vista longitudinale del sistema di tracciamento di CDF II.

tenere una migliore risoluzione nelle coordinate R-Z ma soprattutto un tracciamento tridimensionale.

- Una architettura in *Pipeline*[4] dell'elettronica di lettura, capace di supportare fino a 132 ns di bunch spacing e di fornire una risposta veloce per il trigger di secondo livello.

Il nuovo SVX avrá un raggio interno di 2.4 cm ed un raggio esterno di 10.7 cm, per una lunghezza complessiva di 96 cm e sará costituito da tre cilindri (*Barrel*) ognuno dei quali capace di supportare 5 strati di microstrip di silicio.
La copertura angolare risulterá ampliata all'intervallo $|\eta| \leq 2.0$, mentre la risoluzione rimarrá praticamente immutata attorno a 12 μm.
Per ottenere un tracciamento tridimensionale, ovvero informazioni sulle tre coordinate R, Z, ϕ, tre dei cinque strati di silicio saranno posti in modo *stereo*

[4]Vedi nota 2 pag. 31

a 90° rispetto alla direzione del fascio e due a piccolo angolo (1.2°), sempre rispetto al fascio.
I primi danno la possibilitá di definire le coordinate dei punti nella direzione Z, mentre dai secondi si avranno informazioni sulla coordinata X, questo ovviamente in aggiunta alla misura della coordinata R, giá possibile con SVX.
Ognuno degli oltre 400000 canali verrá connesso a chip ad alta resistenza alle radiazioni[5], dotati di preamplificatore di carica, ADC[6] ed architettura in pilepine per la lettura.

3.1.2 L'ISL (Intermediate Silicon Layer)

Accanto ad SVX II, al posto della attuale VTX, praticamente inutilizzabile ai nuovi valori di luminositá, verrá posto un sistema di tre piani di silici, detto ISL.
Nella regione centrale $\eta \leq 1$ verrá posizionato uno dei tre piani ad una distanza radiale di $22\,cm$ mentre i rimanenti 2 saranno posti nella regione delle plug $(1.0 < |\eta| < 2.0)$ ad una distanza di $20\,cm$ e $28\,cm$ (Figura 3.2).
Anche in questo caso i piani conterranno sia rivelatori posti in direzione assiale che in modo stereo, con un angolo di 1.2° rispetto all'asse Z del rivelatore. I punti della traccia verranno misurati con una risoluzione di $16\,\mu m$ nella direzione assiale e $23\,\mu m$ in quella stereo.
I vantaggi portati da ISL si possono riassumere in questi termini:

- Nella regione centrale la risposta del rivelatore potrá essere combinata con le tracce di SVX e della COT, in modo da ottenere un'eccellente misura del parametro di impatto e dell'impulso trasverso.

[5] Il materiale semiconduttore, largamente usato per la realizzazione della componentistica elettronica, é sensibile alla radiazione ionizzante ed alla lunga puó danneggiarla.
[6] Analog to Digital Converter, traducono un segnale analogico in un segnale digitale, ovvero una stringa di bit.

- Nelle regioni di pseudorapiditá piú elevata (fino ad $\eta = 2$) esso permetterá di estendere l'efficienza di tracciamento e di riconoscimento del Beauty.

3.1.3 La COT (Central Outer Tracker)

Come nel Run I, il tracciamento e la misura dell'impulso nella regione centrale verrá eseguito tramite una camera a deriva, la COT, che sostituirá l'attuale CTC.
La strategia piú semplice per permettere l'utilizzo di questo tipo di rivelatore anche ad alti valori di luminositá e a rate di misura superiori, é quello di ridurre il tempo di deriva ad un valore inferiore alla frequenza degli eventi.
La COT, grazie all'utilizzo di particolari miscele di gas e ad una ridotta distanza massima di deriva, é stata progettata per operare con un tempo morto di circa $100\,ns$, valore da confrontarsi con i $132\,ns$ del *Bunch Spacing* e con i $706\,ns$ della CTC.
La cella di drift base conterrá 12 fili sensibili alternati ai fili di campo per una distanza massima di deriva pari a circa 1/4 di quella della CTC.
In totale la camera sará composta di 4 superpiani assiali e 4 superpiani disposti ad un angolo di $3°$ rispetto alla direzione del fascio per una distanza radiale da $40\,cm$ a $137\,cm$ dal tubo a vuoto. La geometria della COT sará quindi molto simile a quella della CTC, ma con un numero quadruplo di celle.
Questo permetterá, assieme ad un sostanziale aumento della velocitá dell'elettronica di lettura, di riprodurre le stesse prestazioni della CTC anche a valori di luminositá approssimativamente otto volte maggiori.
La lettura dei circa 30000 canali della COT sará effettuata tramite un sistema pipeline di TDC[7] e le informazioni sulla traccia e sull'impulso verranno rese disponibili per il trigger di primo livello.
Simulazioni effettuate scalando le caratteristiche della CTC, hanno mostra-

[7] Time to Digital Converter.

to una migliore separazione delle tracce mantenendo una risoluzione per l'impulso delle particelle cariche comparabile a quella attuale.

3.2 I Rivelatori di Muoni

Come é gi\'stato detto nel primo capitolo, attualmente CDF opera con quattro diversi rivelatori per μ: Il *Central Muon System* (CMU), il *Central Muon Upgrade* (CMP), il *Central Muon Extension* (CMX) ed il *Forward Muon System* (FMU).
Per la fase di Run II sono state pianificate alcune modifiche tese, oltre che a velocizzare il sistema di lettura, anche a migliorare la copertura angolare offerta dai rivelatori.
Per quello che riguarda la parte centrale, le camere del CMU rimarranno sostanzialmente inalterate, eccetto per il fatto che opereranno a regime proporzionale anziché in quello a streamer attuale.
Tale cambiamento, ovviamente ottenuto a scapito del guadagno, é dettato dall'esigenza di estendere la durata delle camere e di evitare possibili effetti di saturazione alle alte luminositá.
Per compensare la perdita verranno aggiunti preamplificatori al sistema.
Il CMP verrá dotato di contatori a scintillazione che permetteranno di tracciare i muoni nonostante le sue camere abbiano un tempo di deriva superiore all'intervallo tra le collisioni, ed inoltre verranno inserite camere e piani di acciaio per ottenere la copertura di tutto il rivelatore centrale.
In tal modo sará ulteriormente aumentata la capacitá di discriminare i muoni dal rumore adronico, richiedendo la corrispondenza tra i segnali del CMU e del CMP.
Anche la Central Muon Extension verrá ampliata fino a ricoprire il 93% dell'intero angolo azimutale.
Per quello che riguarda, infine, i rivelatori *Forward* (FMU), grazie alla maggiore compattezza dei nuovi calorimetri di End-Plug, essi potranno essere spostati verso la regione centrale e quindi avvicinati al punto di interazione.

Questo permetterá di aumentare l'accettanza geometrica specie per gli eventi in cui i muoni provengono dal decadimento di particelle pesanti. Essi, infatti, seguono jet ad alto impulso ed hanno una distribuzione angolare prevalentemente centrale.
Nonostante questo, a causa della bassa granularitá, si prevede che anche i rivelatori FMU presenteranno problemi di *occupancy* al nuovo regime di lavoro. Per tale ragione é stata proposta la sostituzione del Forward Muon con un nuovo sistema, l'*Intermediate Muon System*, costituito da cilindri di camere a deriva e contatori a scintillazione, posti attorno all'attuale supporto in acciaio del FMU.
I nuovi toroidi non verranno magnetizzati e la misura dell'impulso trasverso verrá affidata interamente al sistema di tracciamento.
Questo dispositivo coprirá una regione di angolo solido maggiore e migliorerá la rivelazione dei muoni nella zona centrale, cruciale per la fisica di CDF.

3.3 Elettronica e Trigger

L'elettronica di CDF dovrá essere sostanzialmente modificata per sopportare il regime di acquisizione del Run II.
Il punto cruciale sará non tanto l'aumento della luminositá quanto la riduzione, di almeno un ordine di grandezza, della separazione tra due successivi eventi di collisione nell'acceleratore.
Per supportare i 132 ns di *Bunch Spacing*, tutta l'elettronica di lettura sará completamente organizzata in *pipeline*, con un buffer capace di contenere informazioni su 42 eventi di intersezione dei fasci.
I dati dalla CTC, dai calorimetri e dai rivelatori per muoni sono indirizzati verso il trigger di primo livello che decide, in sincronia con la frequenza di intersezione, se un determinato evento é sufficientemente interessante per essere mantenuto per il successivo livello decisionale oppure deve essere rigettato.
Fatto questo la sequenza procede in modo analogo a quella dell'attuale siste-

ma di trigger.
La differenza sostanziale é che la tecnica del pipeline e l'utilizzo di un buffer di immagazzinamento, permette ai due livelli decisionali di operare in modo asincrono l'uno con l'altro ed in particolare al secondo rispetto alla frequenza di collisione.
Esso infatti analizza i dati immagazzinati dal buffer e "labellati" come interessanti dal trigger di primo livello senza generare, a causa della sua relativa lentezza, ritardi nell'acquisizione.
Il risultato finale é un sistema di trigger con tempi morti enormemente ridotti. La Figura 3.3 mostra lo schema funzionale del sistema di acquisizione di CDF II.

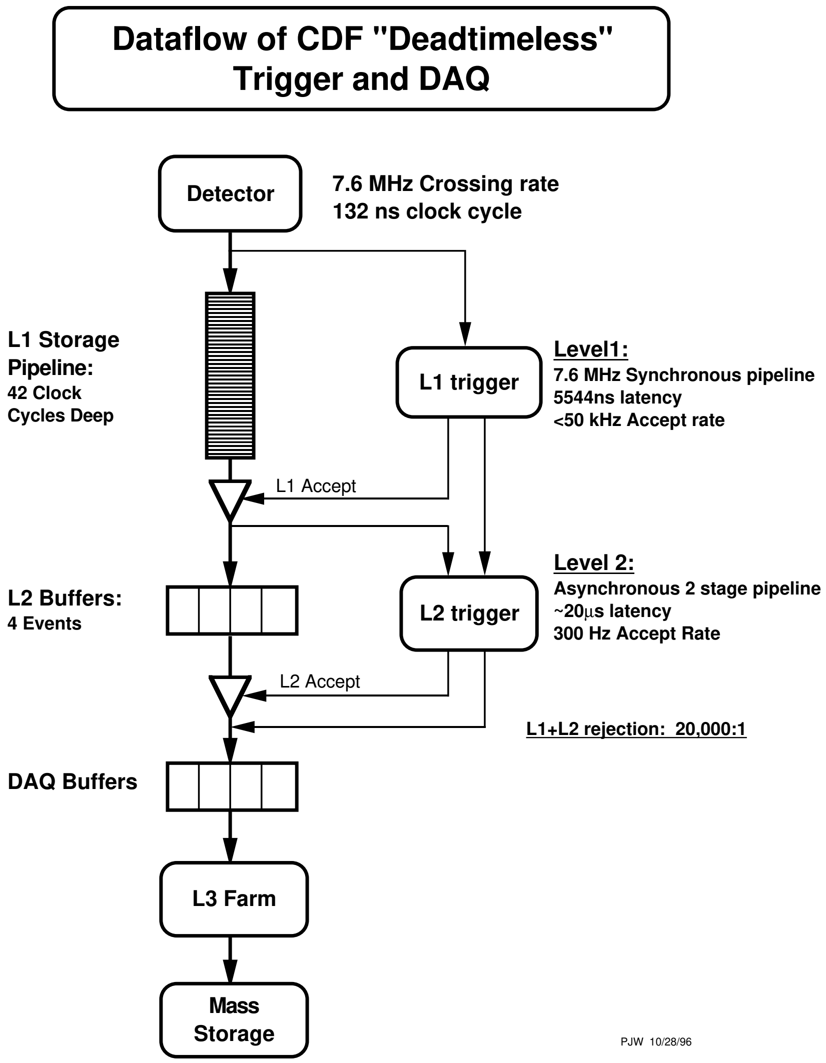


Figura 3.3: Schema funzionale dell'acquisizione dati (DAQ) di CDF II. Come si vede il secondo livello di trigger opera sui dati immagazzinati nel buffer.

Capitolo 4

L'Upgrade dei Calorimetri di End-Plug

4.1 Considerazioni Generali

Gli attuali calorimetri di End-Plug costituiti, da piani di tubi proporzionali, furono progettati per operare a valori di luminositá non superiori a $2 \times 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ e ad un regime di 6×6 bunch circolanti nell'anello.
A causa dell'intrinseca lentezza dei segnali dei rivelatori a gas, tipicamente dell'ordine di $700 - 800\, ns$, questo tipo di tecnologia risulterá inutilizzabile quando si passerá, nella fase di Run II, ad un regime di 36×36 bunch separati da intervalli di $132\, ns$.
Il progetto di upgrade prevede dunque la completa sostituzione di tali calorimetri con un sistema piú veloce, basato sull'utilizzo di scintillatore plastico come materiale attivo, fibre ottiche plastiche e fotomoltiplicatori.
Oltre alla maggiore velocitá di risposta, il nuovo sistema sará in grado di assicurare una migliore copertura angolare nell'intervallo $1.1 < |\eta| < 3.6$ ed una maggiore compattezza ed ermeticitá, eliminando alcune zone di bassa efficienza ed accettanza ora presenti nella zona di passaggio tra la regione centrale e quella delle plug.
La sezione dei nuovi calorimetri é mostrata in Figura 4.1.

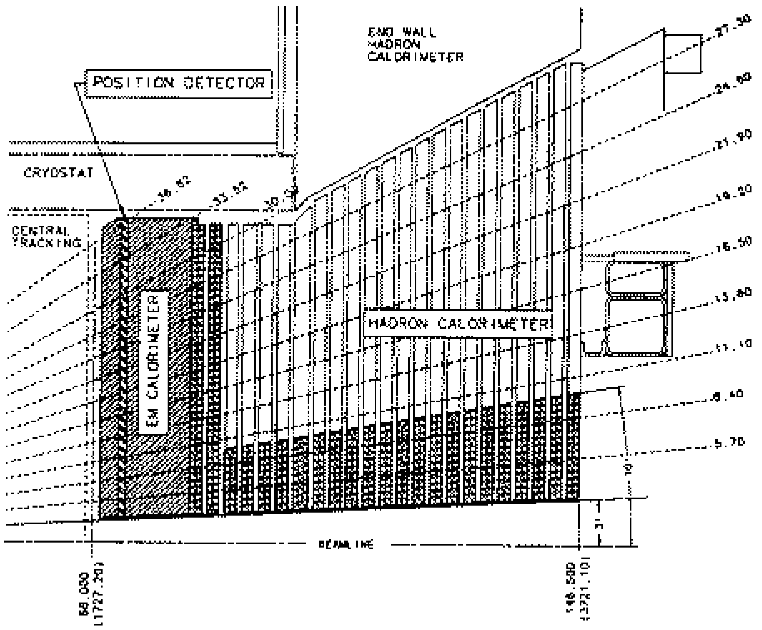


Figura 4.1: Sezione trasversale delle Plug. Sono mostrati il calorimetro EM con lo Shower Maximum seguiti dal calorimetro HAD. Nella parte posteriore é anche schematizzata una delle scatole in cui sono alloggiati i fotomoltiplicatori.

4.2 Struttura delle Plug

La struttura di base dei calorimetri [11] [16] é costituita da 23 strati di scintillatore suddivisi in spicchi di 15° ciascuno (*Megatile*), a loro volta suddivisi in tegoline (*Tile*) di forma trapezoidale e dimensione variabile.
I 23 piani di materiale assorbitore sono invece costituiti da strati di piombo, per il calorimetro elettromagnetico, e da strati di ferro per quello adronico.
Le tile sono inoltre racchiuse tra due sottili fogli di materiale riflettente assemblati utilizzando particolari supporti di materiale scintillante che permettono di recuperare piú del 75% della luce persa usando connettori convenzionali.
La segmentazione rispetto agli angoli azimutale e polare, definita dalla di-

sposizione e dalla dimensione delle tile e ripetuta per ognuno dei 23 strati dei calorimetri, comporta una struttura a torri proiettive uguale per entrambi i rivelatori.
Essa é il risultato di studi di simulazione condotti sull'identificazione degli elettroni e positroni nei jet $b\bar{b}$ secondo lo reazione:

$$b \longrightarrow e + X$$

La scelta di questo tipo di reazione é dettata dal fatto che la capacitá di isolare lo sciame elettromagnetico in questo tipo di processo nella regione delle Plug sará uno dei principali contributi dei nuovi rivelatori.
Ogni *Megatile* é divisa in 20 tegole di dimensione variabile secondo lo schema in Figura 4.2 e dunque ogni torre proiettiva é formata da 23 strati di campionamento. La luce emessa dallo scintillatore (tipicamente nella regione ultravioletta dello spettro) viene raccolta da una fibra ottica "*Wave Length Shifting*" (WLS) che provvede a cambiarne la lunghezza d'onda spostandola nel verde ($\simeq 550\,nm$).
Le fibre sono disposte a forma di σ (sigma) all'interno di un solco scavato nelle tegole, hanno un diametro di $830\,\mu m$ e sono saldate termicamente ad una estremitá ad una fibra ottica chiara che ha il compito di trasportare il segnale luminoso ai fotorivelatori.
La seconda estremitá delle fibre é invece alluminizzata, al fine di raccogliere anche una porzione della luce emessa nella direzione opposta.
Le fibre utilizzate per la Plug sono tutte *Multicladding*, ovvero sono formate da un "core" di polistirene contenente un particolare drogante (il 3HF) e da due strati concentrici (*cladding*) che hanno il compito di ottimizzare la raccolta di luce.[1]
Una caratteristica importante delle fibre, che é stata studiata in dettaglio al fine di ottimizzare l'intera catena ottica del calorimetro, é la loro *lunghezza di attenuazione* (λ) [17] [18]. Questa quantitá é definita come la distanza dopo

[1] Tipicamente le fibre di questo tipo trasportano, per riflessione totale, circa il 5% della luce che i centri diffusori emettono isotropicamente.

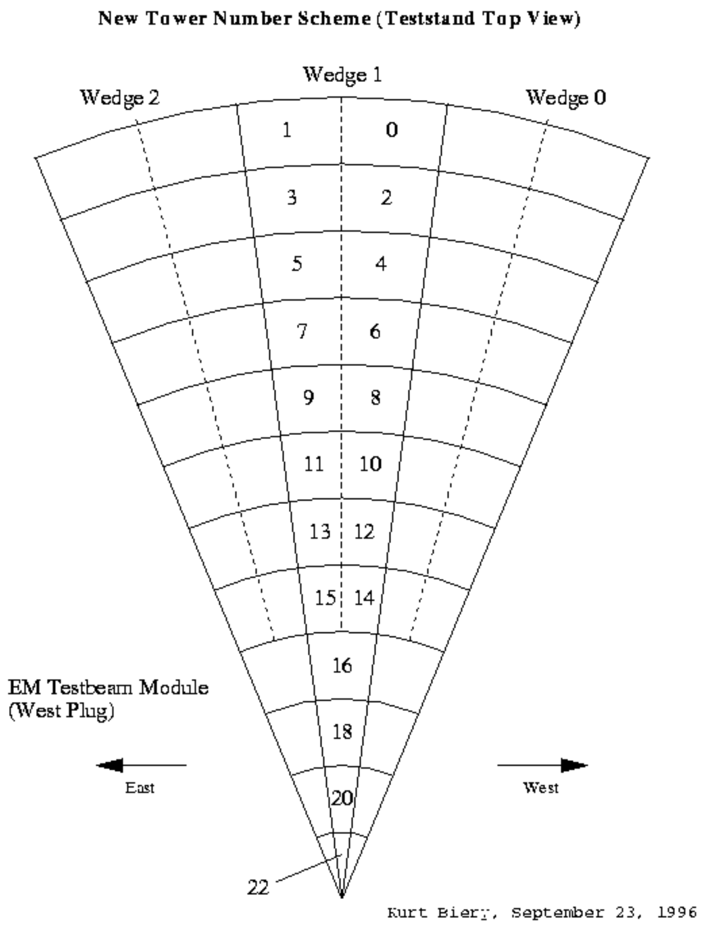


Figura 4.2: Schema di numerazione delle 20 *tile*. Sono mostrati 3 spicchi (*megatile*) di 15° ciascuno del calorimetro elettromagnetico. Analoga configurazione vale per quello adronico.

la quale l'intensitá della luce trasmessa all'interno della fibra si é ridotta di un fattore $1/e$ secondo la relazione:

$$I(x) = I_0 \ exp(-\frac{x}{\lambda})$$

Le misure fatte hanno mostrato che la lunghezza di attenuazione media delle fibre WLS é di circa $3.10\,m$ con una variazione del 3.6%, mentre quella delle fibre chiare é di circa $9\,m$ con una variazione del 20%.
Tutte le fibre provenienti da ciascuna megatile giungono poi nella zona posteriore della plug dove vengono raggruppate secondo la torre di provenienza. In questo modo la lettura del segnale avviene torre per torre.
Infine ogni gruppo di 23 fibre viene fissato, mediante una colla ottica, ad una guida di luce di plexiglass posizionata di fronte ad ogni singolo fotomoltiplicatore.
Questi ultimi sono del tipo Hamamatsu R4125, scelti in base alle loro caratteristiche di efficienza quantica, di linearitá e di *dark current* [21] e sono alloggiati in appositi contenitori a tenuta di luce fissati nella parte posteriore delle plug, come mostra la Figura 4.3. L'alimentazione ad alta tensione per i fototubi, di cui si é occupato in particolare il gruppo di Bologna, é realizzata da 12 crate SY527 Caen. Ogni crate é in grado di alloggiare 10 schede, ognuna delle quali capace di alimentare 24 canali ad una tensione massima di $2500\,V$.
Completano la struttura dei calorimetri un sistema di sorgenti radioattive mobili, mediante il quale é possibile "illuminare" ognuna delle tegole di scintillatore, ed un apparato di distribuzione della luce proveniente da un laser che, assieme, costituiscono il sistema di calibrazione e monitoraggio del rivelatore.

4.3 Il Calorimetro Elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico é un dispositivo a campionamento costituito da 23 strati di scintillatore, dello spessore di $4\,mm$, alternati a lastre di acciaio e piombo spesse rispettivamente $0.5\,mm$ e $4.5\,mm$ (Figura 4.1).
La profonditá totale risulta cosí essere equivalente a 21 lunghezze di radiazione (X_0) e ad 1 lunghezza di interazione nucleare (λ_0) per incidenza normale.

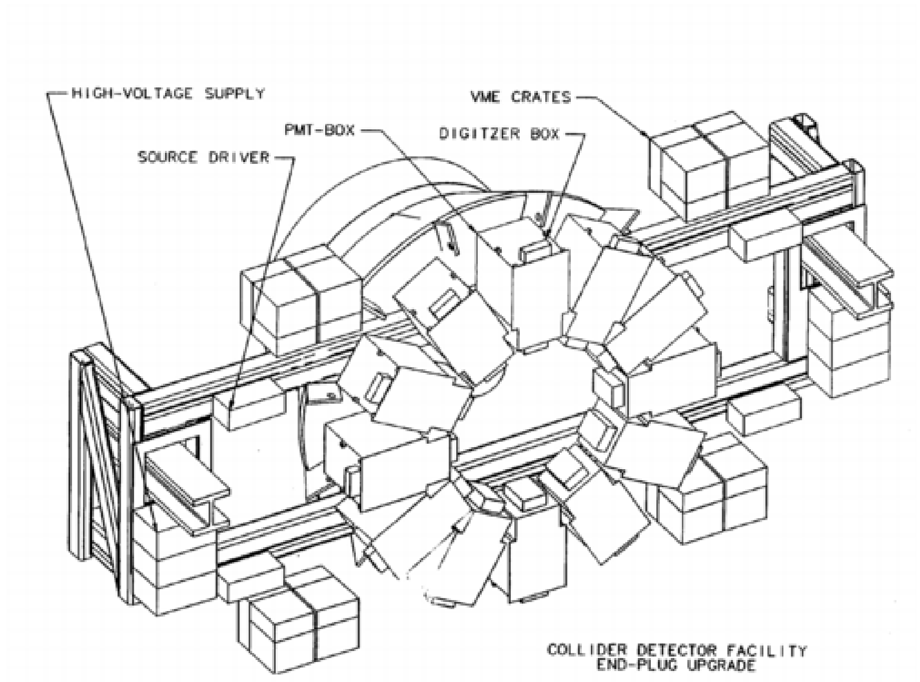


Figura 4.3: Struttura di supporto del calorimetro. Sono mostrate le 12 scatole a tenuta di luce che alloggiano i fotomoltiplicatori.

In 21 dei 23 *layer* i piani di assorbitore sono montati ad una distanza di 8 mm l'uno dall'altro, in modo tale da consentire un facile accesso agli spicchi di scintillatore che, in questo modo, possono essere inseriti o rimossi con semplicitá[2].
Le sezioni 1 e 5 sono invece leggermente diverse. Nella prima é alloggiato il *Preshower Detector* (PPSD), uno strato di scintillatore di 10 mm di spessore il cui segnale viene letto separatamente da fotomoltiplicatori multianodo (MAPMT).
In corrispondenza del secondo é invece posto lo *Shower Maximum* (SM).
Il PPSD ha come scopo principale quello di migliorare la capacitá di distin-

[2]Questa caratteristica é particolarmente importante nel caso si renda necessario sostituire parti di scintillatore danneggiate.

guere i γ dai mesoni π^0 nella regione ad alto η delle plug.
A dispetto della loro natura di adroni, infatti, i mesoni π non sempre attraversano il calorimetro elettromagnetico senza generare sciami. Puó accadere in alcuni casi che un pione carico, interagendo nel calorimetro, origini un mesone π^0 il quale, decadendo in coppie $\gamma\gamma$, da inizio ad un processo in tutto e per tutto simile a quelli tipici di elettroni o fotoni.
Uno dei modi per distinguere questo tipo di processi é quello di osservare a quale profonditá é cominciato lo sciame.
Se quest'ultimo é generato da un fotone, tipicamente ha inizio giá a partire dal primo strato del calorimetro e raggiunge il suo massimo sviluppo attorno al $5^\circ - 6^\circ$ piano del rivelatore. Al contrario ci si aspetta che i mesoni attraversino il primo segmento del calorimetro come particelle al minimo di ionizzazione.
Questo tipo di richiesta sul segnale del Preshower permette, dunque, di distinguere i due tipi di eventi e di selezionare i fotoni e gli elettroni dalla contaminazione adronica.
Lo *Shower Maximum* é invece un rivelatore di posizione posto in corrispondenza della regione dove, in generale, le cascate elettromagnetiche raggiungono il loro massimo sviluppo, ovvero dopo 5-6 lunghezze di radiazione[3].
Il suo scopo é quello di studiare in dettaglio gli sciami ed aiutare a separare gli $e^{\pm}$ e i γ dai π^0.
Anche i canali dello SM vengono letti separatamente da fotomoltiplicatori multianodo.

[3]Questo nel caso di elettroni di qualche decina di GeV. Una formula semplificata per calcolare la posizione dello *Shower Maximum* é data da: $t_{max} = 1 \times (\ln y - C)$ dove $C = -0.5$ per gli elettroni e $C = +0.5$ per i fotoni, $y = \frac{E}{E_c}$ ed $E_c = \frac{610MeV}{1.24+Z}$ é l'energia critica.

4.3.1 Specifiche di progetto per il Calorimetro Elettromagnetico

Due delle caratteristiche piú importanti di cui si deve tenere conto studiando i calorimetri sono la risoluzione in energia e la linearitá della risposta.[19]
La prima proprietá riguarda la capacitá del rivelatore di risolvere due segnali molto vicini tra loro, in questo caso due energie di poco differenti.
La seconda, invece, ci dá un'indicazione di quanto la quantitá misurata e la risposta del calorimetro stanno tra loro in un rapporto di proporzionalitá diretta.
Per i calorimetri la risoluzione dipende, in gran parte, dalla natura statistica (piú precisamente poissoniana) del processo di campionamento.
Lo spettro che si ottiene bersagliando un punto fissato del rivelatore con un fascio monocromatico[4] di elettroni non ha, come desidereremmo, la forma di una funzione piccata e stretta corrispondente ad un determinato valore, ma risulta essere piú simile ad una gaussiana, con un certo valore medio ed una larghezza ben diversa da zero.
Questa é la conseguenza del fatto che l'energia rilasciata dagli elettroni non viene sempre convertita in segnale allo stesso modo ed inoltre la quantitá stessa di energia ceduta varia da evento ad evento, essendo il risultato di processi che seguono certe distribuzioni di probabilitá. In altre parole l'energia rilasciata é a tutti gli effetti una variabie *aleatoria*.
A questo va aggiunto il fatto che il nostro calorimetro non é certamente assolutamente omogeneo.
Esisteranno, per certo, zone in cui il campionamento dell'energia é meno efficiente a causa, per esempio, di una non perfetta concentrazione di drogante nelle fibre, oppure di variazioni nello spessore dello scintillatore o, ancora peggio, da punti "bui" dovuti alla struttura meccanica ed all'assemblaggio del calorimetro.
In questi casi, oltre agli effetti statistici intrinseci, si possono evidenziare

[4] Cioé con elettroni aventi sempre la stessa energia

effetti sistematici che dipendono esclusivamente da come é costruito il rivelatore.
Per tenere conto di entrambi questi effetti, la risoluzione in energia di un calorimetro é solitamente espressa dalla formula:

$$(\frac{\sigma_E}{E})^2 = (\frac{\sigma_1}{\sqrt{E}})^2 + (\sigma_2)^2 \tag{4.1}$$

Nella (4.1) il primo termine tiene conto della componente statistica ed il secondo della componente sistematica; i due termini si intendono sommati in quadratura, essendo tra loro indipendenti.
Il progetto di upgrade delle End-Plug si pone come obiettivo primario di contenere il termine dipendente dall'energia entro il $\frac{16\%}{\sqrt{E}}$ ed il termine costante entro l'1%.
Questo permetterá di acquistare una maggiore uniformitá rispetto ai calorimetri centrali e di identificare e misurare i leptoni prodotti in una regione piú estesa di pseudorapiditá con la stessa efficienza.
Per raggiungere questo scopo é necessario che la resa luminosa (*Ligth-Yeld*) del sistema tegola/fibra sia di almeno[5] 3 Pe/mip, al fine di diminuire le fluttuazioni relative sul numero di fotoelettroni prodotti, e che la non uniformitá[6] della risposta dell'intero assemblaggio delle tile sia dell'ordine del 2.5%.
Entrambi questi requisiti sono stati testati su un campione di tegole di scintillatore, assemblate con le relative fibre ottiche. [17]
La resa luminosa é risultata essere superiore a 3 Pe per ognuna delle tile, mentre l'uniformitá della risposta é stata, mediamente, del 2.2%.
La linearitá del calorimetro dipende, invece, dalla uniformitá della risposta delle tegole appartenenti ad una stessa torre, ovvero in generale dall'omogeneitá del calorimetro nella direzione longitudinale.
Infatti lo sviluppo longitudinale dello sciame elettromagnetico dipende, ovviamente, dall'energia della particella che lo ha generato, ed in particolare il

[5] Fotoelettroni per Mip. In questo calcolo si é giá tenuto conto della perdita di luce lungo la catena ottica e dell'efficienza quantica media dei fotomoltiplicatori

[6] Vedi anche Paragrafo 4.5

punto in cui esso raggiunge il massimo dipende logaritmicamente da E.
Uno sciame di bassa energia raggiunge la massima estensione nei primi strati del calorimetro, mentre un fotone di alcune centinaia di GeV origina uno shower esteso a gran parte del rivelatore.
É quindi chiaro che, se la risposta di qualcuno degli strati di campionamento fosse di molto diversa dalla media, il segnale nei due casi non sarebbe proporzionale all'energia della particella.
Per il calorimetro elettromagnetico, la non linearitá nel range di energie da circa $10\,GeV$ a $400\,GeV$ é richiesta essere inferiore all'1%.
Per raggiungere questo obiettivo, é stato calcolato che la variazione della risposta delle tegole appartenenti ad una torre deve essere inferiore al 10%. Tale quantitá é stata misurata durante alcuni test coi raggi cosmici ed é risultata mediamente del 9.5%.

4.4 Lo Shower Maximum

Lo *Shower Maximum Detector* (SMD) [20] é un rivelatore di posizione collocato in corrispondenza del 5° strato di campionamento, all'interno del calorimetro elettromagnetico.
Esso copre una superficie circolare del diametro di $2.6\,m$ in entrambe le Plug, ad una distanza di $1.8\,m$ dal punto nominale di interazione.
Il suo scopo principale é quello di misurare la posizione degli sciami generati dagli $e^{\pm}$ e dai γ e di aiutare a distinguere questi ultimi dai mesoni π.
É composto da strisce di scintillatore della larghezza di $5\,mm$ l'una, disposte su due piani paralleli lungo direzioni che formano un angolo di 45° tra di loro, dette U e V.
L'unitá di base della struttura dello SMD é costituita da spicchi di 45° ed é stata scelta per mantenere una certa modularitá con il resto del calorimetro.
La Figura 4.4 mostra la struttura geometrica dei moduli del rivelatore.
La disposizione delle *strip* a 45° l'una dall'altra, permette di misurare la posizione degli elettroni di alta energia con una risoluzione di circa $1\,mm$ e di

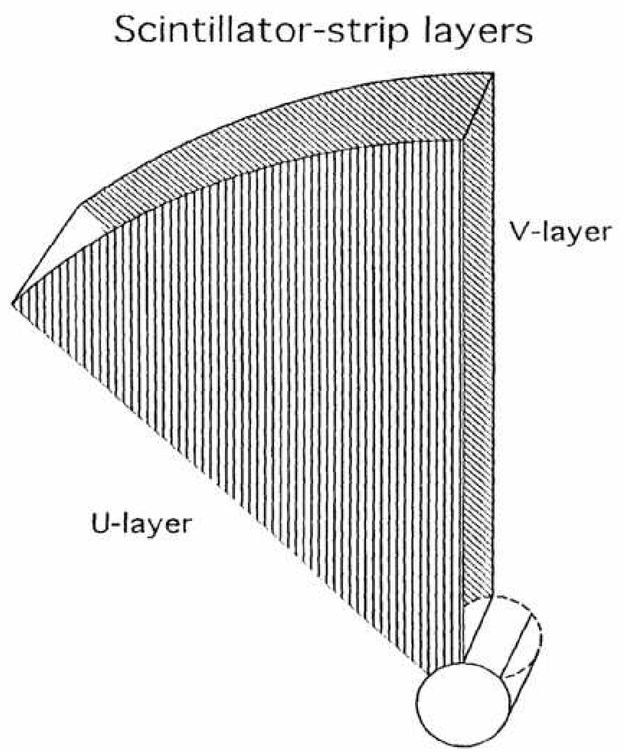


Figura 4.4: Struttura geometrica di un modulo di 45° dello SMD. Le strisce di scintillatore sono posizionate parallelamente a due diversi spigoli dello spicchio in modo da formare un angolo di 45°.

ottenere informazioni tridimensionali sulle tracce.
Il segnale da ognuna delle 6400 strisce di scintillatore é raccolto da fibre *wave length shifting* e successivamente trasportato dalle fibre chiare ai fotomoltiplicatori che, come nel caso del PPSD, sono di tipo multicanale.
In entrambe le direzioni U e V, le strisce sono divise in due parti, corrispondenti agli intervalli di pseudorapiditá $1.13 < \eta < 2.60$ e $2.60 < \eta < 3.50$.
Questo tipo di segmentazione é resa necessaria dalla diversa *Occupancy* a cui saranno sottoposte le due diverse regioni del rivelatore. Per alti valori di η, la componente diffrattiva delle interazioni $p\overline{p}$ genera un gran numero

di tracce e la risoluzione si degrada a causa della presenza simultanea di un gran numero di sciami. Occorre dunque utilizzare una maggiore granularitá rendendo piú corte le strisce in tale zona, al fine di ridurre la probabilitá che esse siano colpite contemporaneamente da piú particelle.
Particolare attenzione é stata posta anche alla calibrazione relativa dei canali ed al degrado delle prestazioni delle strip di scintillatore a causa della radiazione.
Le simulazioni fatte hanno dimostrato che la diversa calibrazione tra i canali non influisce in maniera significativa sulle prestazioni fintanto che si mantiene non superiore al 10%. Allo stato attuale tale richiesta é particolarmente critica soprattutto per quello che riguarda i fotomoltiplicatori multianodo, i cui canali mostrano grosse variazioni di guadagno.
Un sistema di sorgenti radioattive mobili[7] di ^{137}Cs, in grado di raggiungere perpendicolarmente ciascuna strip, costituisce invece il sistema di monitoraggio dello scintillatore.
La risposta in corrente fornita dai fotomoltiplicatori puó essere usata, in qualunque momento, per controllare la resa luminosa di ogni striscia e l'efficienza dell'intera catena ottica relativa ad ogni singolo canale.

4.5 Il Calorimetro Adronico

La struttura del calorimetro adronico é molto simile a quella del calorimetro elettromagnetico.
In questo caso, peró, gli strati di materiale assorbitore sono spessi circa 50 mm e sono costituiti da lastre di ferro, mentre come materiale sensibile sono usati piani di scintillatore dello spessore di 6 mm.
La quantitá totale di materia é, in questo caso, equivalente a 7 lunghezze di interazione nucleare, al fine di poter contenere le cascate adroniche, tipicamente molto piú sviluppate di quelle elettromagnetiche.
Nella progettazione del nuovo calorimetro [22] si é cercato di riprodurre il piú

[7] Il ^{137}Cs é un emettitore γ.

possibile la struttura degli strati di assorbitore del vecchio calorimetro, per non influire sulle caratteristiche del campo magnetico che avvolge la regione centrale di CDF, e per questo sono stati riutilizzati gran parte dei moduli.
Nonostante questo, grazie alle ridotte dimensioni del calorimetro elettromagnetico, é stato possibile aggiungere altri due strati di ferro immediatamente di fronte alla sezione adronica che permetteranno di ottenere un miglior contenimento degli sciami e di ridurre il rumore adronico nelle camere per muoni.
Il nuovo rivelatore é stato progettato per rispettare alcune specifiche legate alle esigenze della fisica di CDF. In particolare la segmentazione rispetto ad η e ϕ, peraltro uguale a quella della parte elettromagnetica, é stata studiata per ottimizzare lo studio del Beauty, delle W e Z e dei jet adronici.
L'obiettivo é quello di ottenere una risoluzione pari a:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{(80 \div 90)\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$$

e di permettere una buona identificazione dei muoni attraverso la loro perdita di energia.
Il termine stocastico della risoluzione é, in questo caso, assolutamente dominato dalle fluttuazioni nel campionamento, piuttosto che dalla fotostatistica, dove con questo termine si intende la fluttuazione sul numero di fotoelettroni nei fototubi.
Questo é dovuto al fatto che da un lato il grosso spessore del materiale assorbitore induce maggiori variazioni sulla frazione di energia che non viene rivelata e si perde nell'acciaio, mentre dall'altro i $6\,mm$ di scintillatore fanno si che la resa luminosa sia sufficientemente elevata da ridurre le fluttuazioni poissoniane sul numero di elettroni emessi dal fotocatodo.
Per la stessa ragione, la capacitá di rivelare i segnali dei muoni non costituisce un problema col nuovo calorimetro.
I test con i raggi cosmici hanno mostrato che un muone fornisce un segnale di almeno 90 Pe lungo l'intera torre proiettiva e dunque un picco nello spettro ben separato dal piedistallo. Il grafico in Figura 4.5 mostra, come esempio, lo spettro ottenuto al test beam con un fascio di μ da $150\,GeV$. Il valore piú probabile é attorno a 380 canali ADC, il piedistallo é stato sottratto e

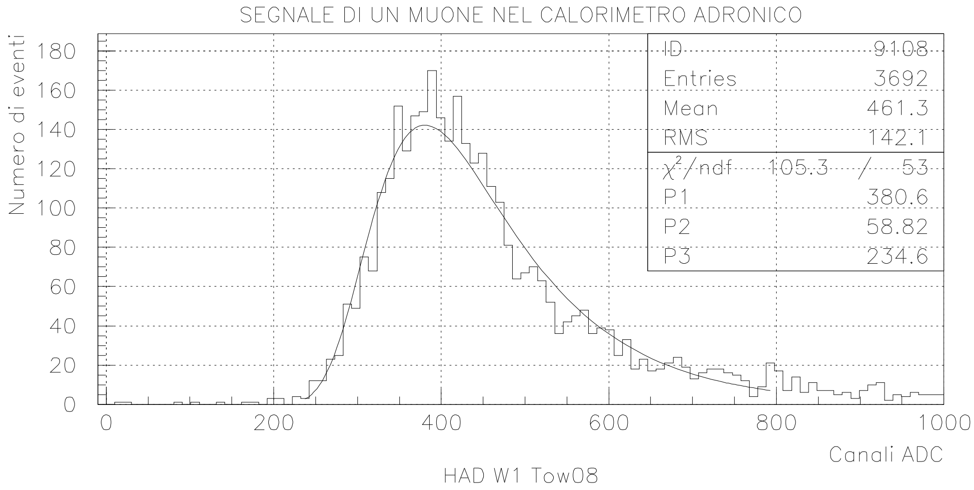


Figura 4.5: Spettro del segnale di un μ da $150\,GeV$ nel calorimetro adronico.

corrisponde al canale 0.

Per quello che riguarda il termine costante, il valore previsto di 5% puó essere ottenuto riducendo la variazione della risposta tra tegola e tegola di scintillatore entro il 10%.

Questa é una conseguenza del fatto che gli sciami adronici tipicamente sono estesi per piú di 10 strati lungo la direzione longitudinale. Per chiarire questo punto supponiamo che $x_1, x_2, ...x_n$ siano le risposte degli n piani di scintillatore che, per ipotesi, siano centrate su un valore medio μ con una deviazione standard σ_x tale che: $\frac{\sigma_x}{\mu} = 10\%$.

Se consideriamo gli x_i come misure della stessa quantitá X (risposta di uno qualunque degli n piani identici), allora la nostra miglior stima per X é proprio μ, mentre l'incertezza sulla stima vale:

$$\sigma_\mu = \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}} \tag{4.2}$$

Se ora consideriamo la somma delle risposte degli n piani, il risultato che avremo sará:

$$S = n \times \mu \tag{4.3}$$
$$\sigma_S = n \times \sigma_\mu = n \times \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}} = \sqrt{n} \times \sigma_x \tag{4.4}$$

Dunque, l'incertezza percentuale sulla risposta della torre sará data da:

$$\frac{\sigma_S}{S} = \frac{1}{\sqrt{n}} \times \frac{\sigma_x}{\mu} < 3\% \tag{4.5}$$

se $n > 10$.

4.6 I Fotomoltiplicatori ed il Sistema di Alimentazione

- **I Fotomoltiplicatori**

I quasi 1200 fotomoltiplicatori di ognuna delle due Plug, usati per leggere i segnali delle torri adroniche ed elettromagnetiche, saranno alloggiati in 12 scatole a tenuta di luce fissate sulle parti posteriori del rivelatore (Figura 4.3), assieme ai relativi zoccoli partitori di tensione.
Il calore dissipato dai partitori resistivi tenderá ad aumentare la temperatura all'interno delle scatole e questo avrebbe come immediata conseguenza un incremento della *Dark Current*[8] dei fototubi.
Per questo motivo, la temperatura del sistema verrá costantemente monitorata ed é stato progettato un sistema di condizionamento in grado di mantenere quest'ultima attorno a $25°C$.
Le caratteristiche in base alle quali sono stati scelti i fotomoltiplicatori possono essere riassunte in questi punti:

[8] Si chiama *Dark Current* la piccola quantitá di corrente che circola nella catena dinodica di un fototubo anche quando il catodo non é illuminato. Essa é principalmente causata da fenomeni di emissione termoionica di elettroni da parte del fotocatodo oppure dei dinodi ed é legata alla temperatura da una legge del tipo: $I = AT^2 \times exp(-\frac{B}{KT})$.

1. L'efficienza quantica non deve essere inferiore al 12% nella regione verde dello spettro ($\lambda \simeq 520\,nm$). Questo per poter contare su un buon numero di fotoelettroni prodotti e su fluttuazioni statistiche ridotte, fattore che influenza la risoluzione del calorimetro.

2. Il guadagno deve essere stabile entro l'1%, per conservare la calibrazione.

3. La linearitá deve essere entro il 2% nel range di correnti fino a circa $70\,mA$, perché ad essa é in gran parte legata la linearitá del rivelatore.

4. La *Dark Current* deve essere inferiore a $1.5\,nA$ quando il PMT é alla tensione di lavoro, affinché il rumore dell'elettronica sia ben distinguibile dal segnale.

Per verificare queste specifiche, oltre 2100 fotomoltiplicatori sono stati sottoposti a test singolarmente, molti dei quali dal gruppo di Bologna.

- **Il Sistema di Alimentazione**

Per l'alimentazione ad alta tensione dei fotomoltiplicatori verrá utilizzato un sistema altamente modulare costituito da 12 *Mainframe* ognuno dei quali in grado di alloggiare 10 schede capaci di alimentare 24 canali ad una tensione massima di $2500\,V$.
Dei 24 canali di una scheda, uno solo é "attivo" e fornisce l'alta tensione ai rimanenti 23, i quali possono essere regolati fino ad un limite minimo di $1000\,V$ al di sotto del canale primario.
Una delle caratteristiche principali di questo sistema é la possibilitá di essere comandato in "remoto" tramite *RS232* oppure via *High Speed Caenet*, un sistema di comunicazione ideato dalla casa costruttrice.
In tal modo non solo é possibile collegare in cascata tutti i 12 crate e comandare, tramite PC, il loro funzionamento, ma soprattutto é possibile monitorare costantemente ognuno dei canali e persino rendere disponibili i dati delle alte tensioni al sistema generale di acquisizione dati di CDF, una volta

che il PC sia connesso alla rete interna di Fermilab.
Il gruppo di Bologna si é occupato, e si sta attualmente occupando, della fase di test di ognuna delle schede che verranno utilizzate e di sviluppare l'aspetto del monitoraggio dell'interfacciamento con la DAQ.
Per quello che riguarda il primo punto, sono state eseguite misure sistematiche delle caratteristiche di rumore dei canali ed é stata controllata la loro stabilitá nel tempo.
Questo é stato fatto simulando le condizioni di lavoro attraverso carichi resistivi simili a quelli tipici dei fotomoltiplicatori.
Per quello che riguarda il secondo punto é stato messo a punto un programma, utilizzato nel recente test su fascio (*Test Beam*), che permette di controllare il piú velocemente possibile lo stato di ognuno dei canali accesi e memorizzare su file le fluttuazioni che hanno superato una certa soglia fissata, oltre ad avvertire l'operatore del problema.
In tal modo é possibile ricostruire la "storia" di un determinato canale, nel caso abbia manifestato dei problemi. É inoltre in progetto l'integrazione di questo programma con una seconda routine in grado di correggere automaticamente, entro certi limiti, la tensione del canale.
Il problema della comunicazione con la DAQ é invece piú delicato e coinvolge aspetti non tanto relativi alla scrittura di routine e programmi, quanto alla possibilitá di interfacciare efficaciemente due sistemi operativi fondamentalmente diversi: DOS quello del PC e Unix quello della DAQ.
Una delle possibilitá prese in esame é quella di dotare anche il PC di un sistema di tipo Unix, cosa che richiede di sviluppare gli opportuni programmi di interfaccia (*Driver*) con il sistema Caen, attualmente non disponibili per questo tipo di S.O.

4.7 Il Sistema di Monitoraggio

Le prestazioni dei calorimetri di End Plug dovranno avere la caratteristica importante di essere stabili nell'arco di lunghi intervalli di tempo, senza che

si rendano necessarie continue operazioni di calibrazione.
Da questo punto di vista, sono molti gli elementi della catena che possono compromettere questa proprietá e dunque é stato necessario ideare un sistema di monitoraggio in grado di controllare i differenti anelli di tale catena, per esaminare i diversi effetti.
Il segnale misurato dipende, infatti, da una serie di fattori e si puó esprimere come:

$$S = n_\gamma \times K_{ott} \times Q.E. \times G \tag{4.6}$$

dove n_γ tiene conto della resa luminosa dello scintillatore, K_{ott} dell'attenuazione della luce nelle fibre e nei connettori ottici, $Q.E.$ é l'efficienza quantica del fotocatodo e G é il guadagno del PMT e dell'elettronica di lettura.
Al fine poter considerare questi fattori in modo indipendente, sono stati progettati due diversi sistemi di calibrazione le cui informazioni possono essere utilizzate in modo combinato.

- **Il Sistema delle Sorgenti**

Le fluttuazioni della resa luminosa delle tegole di scintillatore, il loro degrado a causa dell'alta dose di radiazione a cui sono sottoposte e l'efficienza della catena ottica, ovvero i primi due termini della 4.6, verranno controllate con un sofisticato sistema di sorgenti radioattive mobili in grado di raggiungere ciascuna tile di ogni strato del calorimetro.
Le sorgenti di ^{137}Cs, dell'intensitá di $4\,mCi$, sono posizionate ad un'estremitá di un lungo cavo di acciaio inossidabile estremamente flessibile che, in condizioni di non operativitá, é avvolto attorno ad un disco del raggio di circa $13\,cm$.
Un sistema motorizzato, controllato da un computer, provvede a svolgere il cavo e ad indirizzarlo all'interno di una serie di guide che corrono lungo la parete esterna del calorimetro, assieme ai cavi ottici, e si inseriscono al suo interno in corrispondenza di ognuno dei layer.
La sorgente puó in questo modo raggiungere ed "illuminare" ciascuna tegola di scintillatore. Il segnale viene quindi letto dai fotomoltiplicatori ed analizzato tramite un ADC Camac.

In questo modo, dal confronto degli spettri ottenuti, si puó calcolare quale é stata la variazione del segnale rispetto all'ultimo Run di calibrazione.
In realtá questo tipo di operazione puó essere eseguita in modo cosí capillare solo quando le Plug non sono collocate nella loro naturale posizione, ovvero inserite nella parte centrale di CDF. In tale posizione, la presenza del campo magnetico permetterá di raggiungere solo alcuni layer del calorimetro, il Preshower, lo Shower Maximum, 4 layer elettromagnetici e 4 adronici.

- **Il Sistema di Distribuzione della Luce Laser**

La stabilitá dell'elettronica di amplificazione e di lettura, assieme al corretto funzionamento dei fotomoltiplicatori, ovvero gli ultimi due termini della 4.6, sará invece tenuta sotto controllo attraverso un sistema di distribuzione della luce emessa da un laser.
Il fascio laser di luce ultravioletta viene diviso in due parti alla sorgente e trasportato, tramite fibre al quarzo, in due punti di distribuzione primari, uno per ogni Plug. Successivamente i due fasci vengono a loro volta suddivisi e indirizzati verso 12 punti di distribuzione secondari, detti *Cows*.
All'interno delle *Cows* il fascio laser eccita un blocco di materiale scintillante la cui luce viene catturata da fibre *Wave Length Shifting* e trasportata ad ognuno dei fotomoltiplicatori.
Le fibre WLS sono posizionate all'interno delle *Cows* tramite piccoli tubi filettati che permettono di variare la superficie di fibra esposta alla luce dello scintillatore e quindi di equalizzare la quantitá di luce che giunge ad ogni fototubo.
In tal modo, é possibile controllare le caratteristiche di efficienza quantica, e di guadagno di ogni singolo fotomoltiplicatore e studiare le correlazioni tra i vari canali confrontandoli l'uno con l'altro.
L'aspetto fondamentale é comunque quello legato al mantenimento della calibrazione.
Attraverso questo sistema é possibile, per esempio, variare la tensione di alimentazione, e dunque il guadagno dei PMT, potendo poi modificare, senza doverli ricalcolare, i precedenti paramentri di calibrazione. Ovviamente,

affinché questo metodo sia affidabile, occorre assicurarsi che la sorgente di luce laser sia stabile nel tempo.
Per questo motivo, all'interno di ciascuna *Cow* sono stati posizionati 2 fotodiodi, la cui stabilitá é attorno allo 0.003% per grado centigrado, attraverso i quali é possibile correggere per le fluttuazioni nell'intensitá degli impulsi.
Durante lo scorso Test Beam questo dispositivo é stato anche utilizzato, all'inizio, per equalizzare il guadagno dei fotomoltiplicatori. In questo caso, la tensione di alimentazione di questi ultimi veniva variata fintanto che la media su 10 impulsi laser del rapporto tra il segnale del PMT e quello dei fotodiodi non era uguale ad un certo valore di riferimento.

Capitolo 5

I Test Finali e l'Analisi dei Dati

5.1 Motivazione dei Test

In questo capitolo vengono riportati i risultati preliminari dello studio delle caratteristiche del calorimetro elettromagnetico di End Plug, con particolare attenzione al problema della calibrazione.
Riguardo a quest'ultimo aspetto, lo scopo é quello di verificare con quale livello di confidenza é possibile definire la scala di energia del rivelatore, trasferendo una calibrazione assoluta effettuata al test su fascio all'intero calorimetro.
Questa é una problematica abbastanza usuale quando le dimensioni dell'apparato consentono una misura diretta di calibrazione solo su una sezione del rivelatore e si basa sulla scelta di una "unitá di rilascio energetico" che possa essere utilizzata come riferimento per "trasportare" tale calibrazione.
La scelta fatta é quella di esprimere la risposta del calorimetro a particelle di qualunque energia in termini di MIP, ovvero del segnale fornito da una particella al minimo di ionizzazione che, nel nostro caso, é rappresentata dal muone.
Tale scelta é legata al fatto che mentre non é possibile allestire un test su fascio sull'intero calorimetro, é invece possibile esporlo ai muoni provenienti dai raggi cosmici ed in base a questi effettuare la calibrazione.

Il primo passo é quello di calcolare il rapporto $\frac{e}{\mu}$, in modo da esprimere la risposta ad un elettrone di energia nota in funzione di quella fornita da un muone.
Tale quantitá é stata stimata in due modi indipendenti, al test beam utilizzando fasci di particelle aventi energia nota e mediante un Monte Carlo realizzato con GEANT.
Il confronto tra i due valori ha permesso di verificare con quale livello di fedeltá la simulazione GEANT descrive il calorimetro e di stimare l'incertezza sul valore del rapporto $\frac{e}{\mu}$ da utilizzare nel corso dell'analisi.
Successivamente é stata studiata la variazione del segnale di un muone in funzione dell'energia, per tenere conto del fatto che l'energia media dei muoni nei raggi cosmici é inferiore a quella considerata sia al test beam che nella simulazione e quindi la scala energetica puó essere diversa.
Infine é stata effettuata una verifica del metodo di calibrazione utilizzando i dati della prima fase del test sui raggi cosmici combinati con il valore del rapporto $\frac{e}{\mu}$.
In questo modo é possibile ricavare una predizione sulla risposta del calorimetro agli elettroni, che puó essere confrontata con le misure dirette al test beam.
Durante gli esperimenti effettuati sono inoltre state studiate le caratteristiche di risoluzione e di linearitá del calorimetro per verificare fino a che punto esse rispecchino le specifiche richieste dal progetto.

5.2 Il Test coi Raggi Cosmici

Lo scopo principale del test coi raggi cosmici é quello di fornire dati utili per ottenere una calibrazione preliminare del calorimetro elettromagnetico attraverso il segnale dei muoni.
L'apparato sperimentale consiste di un settore completo di $45°$ della sezione elettromagnetica, di due camere a deriva per il tracciamento e di due piani di acciaio dello spessore di circa $25\,cm$ l'uno.

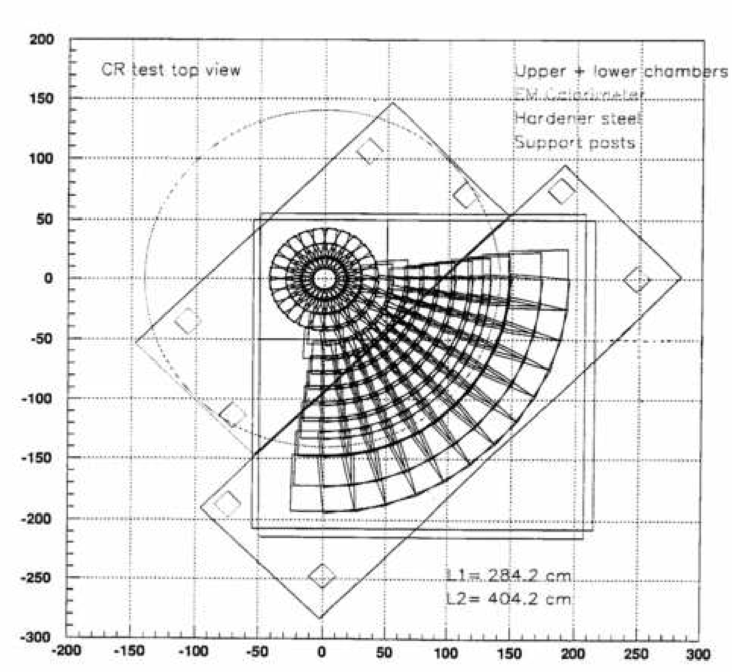


Figura 5.1: Vista dall'alto dell'esperimento dei raggi cosmici. Le due camere di tracciamento sono sfalsate l'una con l'altra in modo da rispettare la geometria proiettiva delle torri.

Il modulo del calorimetro é posto tra le due camere, le quali sono posizionate in modo tale da rispettare la geometria proiettiva delle torri e poggia sui due piani di acciaio che, in tal modo, fungono sia da supporto per il rivelatore che da materiale assorbitore per selezionare solo i muoni aventi un'energia superiore ad una certa soglia. La camera inferiore é posta sotto gli strati di acciaio.
Sopra e sotto la camera superiore sono inoltre posizionati due strati di contatori a scintillazione che hanno il compito di fornire il trigger per l'acquisizione dati ed i segnali di tempo per i rivelatori di tracce.
La Figura 5.1 mostra una vista dall'alto dell'esperimento. Come per il rivelatore originale, il prototipo sottoposto a test é attrezzato con il sistema di

monitoraggio dei fototubi mediante gli impulsi di luce laser e con il sistema delle sorgenti radioattive mobili, attraverso i quali si possono controllare le variazioni di guadagno e di resa luminosa dello scintillatore.
La struttura dell'acquisizione dati al test dei cosmici é essenzialmente quella tipica di CDF. Le informazioni degli ADC e TDC vengono organizzate in files di tipo *Raw* sotto forma di "banchi", gestiti tramite un apposito programma chiamato *Yboss*.
Utilizzando programmi Fortran opportunamente scritti in fase di analisi, tali banchi possono essere "spacchettati" e le informazioni desiderate possono essere estratte ed immagazzinate in strutture molto piú flessibili e maneggevoli chiamate *N-tuple*, gestite dal programma standard del CERN PAW.
Queste ultime sono essenzialmente rappresentabili come matrici $n \times m$ le cui m colonne contengono il valore assunto dalle m variabili prese in considerazione in ognuno degli n eventi appartenenti ad un certo run di presa dati.
Una prima fase di test coi raggi cosmici si é conclusa alla fina della scorsa estate. In tale fase, inizialmente non prevista dal programma di upgrade, é stata raccolta una certa quantitá di dati, allo scopo di controllare il funzionamento di alcune componenti nuove della DAQ.
Parallelamente i dati sono stati utilizzati per una prima verifica del metodo di calibrazione del calorimetro attraverso il segnale dei muoni (vedi Paragrafi 5.5.2 e 5.6), pur con un'importante limitazione.
L'apparato sperimentale era infatti privo della camera inferiore di tracciamento che purtroppo é la piú importante per identificare il percorso dei μ nelle torri e per tenere conto della geometria proiettiva del rivelatore.
Come conseguenza le informazioni sulle tracce sono risultate essenzialmente inutilizzabili e questo, come vedremo, ha influenzato pesantemente lo studio.

5.3 Il Test Beam

Per quanto importantissimo dal punto di vista della calibrazione, il test coi raggi cosmici non fornisce informazioni sulle caratteristiche generali del ca-

lorimetro, quali la risoluzione, la linearitá, l'omogeneitá, la capacitá di distinguere particelle di natura diversa o in generale di campionare l'energia di uno sciame elettromagnetico o adronico.
I raggi cosmici sono infatti composti in larghissima parte da muoni, aventi un'energia media di $3-5\,Gev$ ed hanno inoltre la caratteristica di essere *MIP*, cioé particelle al minimo di ionizzazione. Essi attraversano le torri del calorimetro senza originare sciami, rilasciando una quantitá di energia abbastanza ben definita, dipendente solo dalla quantitá di materiale che attraversano.
Questa loro proprietá ne fa le particelle ideali per scopi di calibrazione (la quantitá media di energia rilasciata é persino calcolabile analiticamente), ma non permette certo di valutare, per esempio, la dipendenza della risposta del calorimetro dall'energia.
Il metodo principale di studio del rivelatore é invece quello nel quale il calorimetro viene sottoposto a fasci di particelle di energia e composizione variabile e ció avviene durante quello che viene detto *Test Beam*, ovvero il test su fascio del rivelatore. La prima fase dell'esperimento su fascio si é conclusa recentemente dopo circa quattro mesi di presa dati.

5.3.1 Descrizione dell'Apparato

Il test su fascio dei calorimetri viene effettuato in un'apposita area di Fermilab nella zona degli esperimenti a targhetta fissa, in corrispondenza della quale giunge una delle linee lungo cui il fascio di protoni puó essere estratto dall'anello di accelerazione.
Il modulo di calorimetro utilizzato é composto da una sezione di 45° del calorimetro elettromagnetico e da uno spicchio di 60° del calorimetro adronico per un totale di 60 canali (torri) per il primo e 72 per il secondo.
Tale apparato é da considerarsi come una "copia carbone" del rivelatore originale, nel senso che é stato costruito ed allestito seguendo gli stessi criteri con cui verrá preparato l'intero calorimetro finale di CDF, in modo tale da rispecchiare il piú possibile la realtá soprattutto per quello che riguarda la calibrazione in energia.

In particolare uno dei tre segmenti di $15°$ che compongono la parte elettromagnetica é stata trasferita "in toto" dal test coi cosmici per studiare piú in dettaglio proprio il problema della calibrazione.
L'allestimento dell'esperimento comprende tutte le componenti ed i dispositivi del reale calorimetro tra i quali il preshower, lo shower maximum, il sistema del laser e delle sorgenti, l'elettronica di acquisizione ed il sistema di alimentazione che verranno utilizzati per il Run II.
Il modulo é posto su una struttura mobile pneumatica in grado di spostare il calorimetro nelle due direzioni η e ϕ per permettere di indirizzare il fascio (che ovviamente giunge lungo un'unica direzione) su ciascuna delle torri del rivelatore, secondo la geometria proiettiva con cui sono state disegnate.
Per una migliore selezione dei mesoni π e degli elettroni é stato posto, subito prima del calorimetro elettromagnetico, un rivelatore addizionale il *Texas Preshower Detector* (TPSD), costituito da uno strato di piombo dello spessore di circa 6 lunghezze di radiazione e da un contatore a scintillazione.
Esso viene utilizzato secondo la stessa logica del PPSD: la richiesta di un segnale corrispondente ad una particella al minimo di ionizzazione (in gergo *MIP-in-TPSD*) seleziona i mesoni, mentre un segnale piú alto indica il passaggio di un elettrone. Ovviamente questo contatore viene rimosso dalla sua posizione quando si eseguono Run di elettroni.
I muoni vengono invece selezionati utilizzando una serie di contatori posti, alcuni subito dopo il calorimetro adronico, altri sul retro di una serie di piani di acciaio a loro volta posti dietro il calorimetro adronico.
In tal modo qualunque particella che non sia un muone difficilmente puó originare un segnale in coincidenza in questi rivelatori, in quanto viene arrestata dalla grande quantitá di materia che incontra.

5.3.2 Operazioni Preliminari

Nelle primissime fasi dell'esperimento il guadagno dei fotomoltiplicatori é stato equalizzato ad un valore prossimo a 5×10^4 in modo da evitare effetti di discalibrazione sistematici tra le torri del calorimetro.

Tale operazione é stata effettuata utilizzando l'apparato di distribuzione della luce laser.
La prima fase é stata quella di equalizzare la quantitá di luce che giungeva ad ogni fotomoltiplicatore. Per fare questo é stato utilizzando un unico fototubo campione che veniva successivamente spostato in ognuna delle posizioni all'interno della scatola a tenuta di luce ed in base alla sua risposta veniva regolata la porzione di fibra WLS esposta alla luce di scintillazione all'interno delle *Cow*.
Successivamente si é passati alla fase di equalizzazione dei guadagni. Partendo da un valore di tensione corrispondente al guadagno voluto si é presa in considerazione la quantitá M definita come la media su 10 impulsi laser del rapporto tra la risposta dei fotodiodi all'interno delle *Cow* e quella del fototubo.
Si é poi variata la tensione di alimentazione fintanto che tale valore non era uguale a quello di riferimento per ognuno dei canali. Quest'ultimo é stato scelto come il valore medio della quantitá M sui primi 10 canali.
La seconda operazione preliminare, non meno importante della prima, é stata quella di mettere a punto le configurazioni della linea del fascio che permettono di selezionare il tipo e l'energia delle particelle da utilizzare.
Tale operazione, che viene chiamata *Tuning* del fascio, richiede di definire i parametri relativi alla posizione della targhette, all'apertura dei collimatori e alle correnti con cui alimentare i magneti selezionatori disposti lungo la linea che porta dal punto di estrazione alla zona dell'esperimento.
C'é da dire, comunque, che nonostante queste predisposizioni esiste sempre una certa contaminazione nella composizione dei fasci, fatto che dipende in gran parte dall'energia di questi ultimi.
Un fascio di pioni da $5\,Gev$, per esempio, puó contenere ben il 95% di elettroni ed é quindi importante poter contare su un sistema di trigger efficiente.
I fasci selezionati sono stati prevalentemente composti da elettroni, pioni e muoni, con energie comprese tra i $5\,Gev$ e i $227\,Gev$. Il valore reale dell'immpulso delle particelle é fornito da una serie di dipoli e camere posti

lungo la linea del fascio. L'ultima camera si trova nella zona dell'esperimento e dalla misura della deviazione e dal valore noto dell'intensitá del campo magnetico dei dipoli si puó ricavare il valore dell'impulso delle particelle.

5.4 Il Problema della Calibrazione

Uno degli aspetti fondamentali che sono stati considerati durante i test eseguiti sul calorimetro é stato quello della calibrazione.
Calibrare un calorimetro significa trovare quale relazione esiste tra la quantitá di energia rilasciata da una particella e la risposta che il rivelatore fornisce.
Tale aspetto diviene poi particolarmente importante nel caso dei calorimetri a campionamento nei quali solo una frazione dell'energia totale rilasciata puó venire convertita, in maniera piú o meno efficiente, in un segnale misurabile.
L'esperimento tipico con il quale é possibile definire direttamente una scala assoluta di energia, puó essere eseguito ad un test beam utilizzando fasci di particelle, per esempio elettroni, di energia nota ed osservando la risposta del calorimetro.
In tal modo il rapporto tra la risposta R, espressa in corrente o piú spesso in canali ADC, e l'energia originaria E, espressa in eV, fornisce quella costante (detta appunto "costante di calibrazione")

$$K = \frac{R(ADC)}{E(eV)}$$

che ci permette di passare dalla quantitá misurata a quella fisica e viceversa.
Nei grandi esperimenti come CDF, peró, la dimensione e la complessitá dei calorimetri spesso non permettono di allestire test su fascio nei quali possano venire studiati gli interi rivelatori ed é dunque necessario utilizzare metodi diversi.
Nel caso dei calorimetri di End Plug ed in particolare di quello elettromagnetico, la calibrazione definitiva verrá eseguita durante le prime fasi del Run II, sulla base di processi fisici ben noti quali per esempio la reazione $Z^0 \longrightarrow e^+e^-$.

In tali eventi, la conoscenza approfondita delle masse e della cinematica del processo, assieme al tracciamento dei leptoni grazie agli appositi rivelatori e quindi alla misura del loro impulso, permetterá di definire accuratamente la scala assoluta di energia per il calorimetro.
Ció nonostante é importante giungere a tale fase potendo contare su di una calibrazione preliminare che permetta di predisporre, per esempio, la soglie di trigger per i processi citati e che comunque costituisca un termine di paragone con cui confrontare i risultati ottenuti.

5.5 I Metodi di Calibrazione Proposti

Per la calibrazione dei calorimetri di End Plug sono stati presi in considerazione due metodi alternativi che possono essere utilizzati separatamente e che danno la possibilitá, assieme, di ottenere una certa ridondanza di informazioni, utile per una maggiore precisione nella misura.

5.5.1 Calibrazione con le Sorgenti Radioattive

In questo primo caso vengono eseguiti Run di presa dati posizionando la sorgente di ^{137}Cs in ognuna delle posizioni raggiungibili (praticamente ovunque, nel caso del modulo usato al test beam) e leggendo la risposta in corrente del calorimetro torre per torre.
Successivamente viene misurata la corrispondente risposta delle torri utilizzando fasci di particelle di energia nota, solitamente elettroni da $50\,GeV$.
Detto R_s^{TB} il segnale ottenuto con la sorgente ed R_e^{TB} la risposta del calorimetro agli elettroni, il rapporto:

$$K = \frac{R_e^{TB}}{R_s^{TB}}$$

é una quantitá che puó essere utilizzata per trasferire la calibrazione fatta al test beam su una parte del calorimetro, all'intero rivelatore.
In altre parole la quantitá K ci dice quanti elettroni da $50\,Gev$ corrispondono al segnale generato dalla sorgente che viene considerato come riferimento per

la calibrazione.
Una volta noto questo valore, il procedimento potrá essere ripetuto sul calorimetro finale.
Infatti, detta R'_s la risposta del rivelatore che si otterrá attraverso le sorgenti, la previsione del segnale di un elettrone da $50\,GeV$ sará data da:

$$R_e(50GeV) = R'_s \times \frac{R_e^{TB}(50GeV)}{R_s^{TB}} = R'_s \times K$$

Due tra gli aspetti cruciali da considerare in questo metodo di calibrazione sono la riproducibilitá della sorgente e l'accuratezza del suo posizionamento. Soprattutto riguardo al secondo punto, infatti, la risposta di una tegola di scintillatore puó variare a seconda che la sorgente venga posizionata nel suo centro oppure in prossimitá del bordo in quanto in questo caso parte dell'irraggiamento finisce nella torre vicina.
Bisogna inoltre tenere conto del fatto che quando la sorgente é posizionata in uno dei piani interni, i fotoni emessi isotropicamente vengono tutti raccolti dal rivelatore, mentre quando essa si trova in prossimitá dei bordi del calorimetro, parte dei fotoni escono senza rilasciare tutta la loro energia.
Il vantaggio offerto da questo metodo é senz'altro quello di permettere di controllare la calibrazione in ogni momento, essendo il sistema delle sorgenti parte integrante del calorimetro.
Purtroppo, come é stato detto, quando l'intero apparato sará montato su CDF, solo alcuni piani del calorimetro potranno essere raggiunti ed "illuminati" dalla sorgente, ed é questo il motivo per cui la calibrazione primaria dell'intero rivelatore verrá eseguita con il secondo metodo, quello dei muoni.

5.5.2 Calibrazione in termini di MIP

Questo secondo metodo di calibrazione si basa sulla possibilitá di esprimere l'energia rilasciata da una particella, per esempio un elettrone, in termini di una "unitá standard di rilascio energetico", una volta che tale quantitá sia stata in un qualche modo definita.
Nel caso delle sorgenti essa poteva essere una qualche combinazione delle

risposte delle tegole di una stessa torre quando venivano “illuminate”, per esempio la somma oppure il valore medio, mentre in questo secondo caso viene preso come riferimento il rilascio energetico di un muone che attraversi le torri per tutta la loro lunghezza.
Questa é una scelta abbastanza usuale, quando si considera il problema della calibrazione di un calorimetro, per due ragioni: la prima é che i muoni, per le loro proprietá di interazione con la materia, possono essere considerati come particelle al minimo di ionizzazione (MIP) e dunque il loro rilascio energetico risulta essere, entro certi limiti come vedremo, indipendente dal loro impulso iniziale nel range considerato, mentre la seconda é che essi possono essere ottenuti sia con gli acceleratori nei test su fascio, sia coi raggi cosmici di cui costituiscono circa il 75%.
Il metodo che viene usato si compone, anche in questo caso, di due fasi.
All'inizio si misura il rapporto $\frac{e}{\mu}$ sul prototipo di calorimetro durante il test beam, utilizzando fasci di elettroni e muoni di energia nota (tipicamente qualche decina di GeV per entrambi). In questo modo si calcola a quanti “muoni-equivalenti” corrisponde il segnale di un elettrone nel calorimetro.
Una volta nota questa quantitá si puó trasferire la calibrazione ottenuta all'intero calorimetro esponendolo per un certo periodo di tempo ai raggi cosmici.
In questo modo, supponendo di utilizzare elettroni da $50\,GeV$ e muoni da $150\,GeV$ al test su fascio, se:

$$K = \frac{e(50\,GeV)}{\mu(150\,GeV)}$$

é il rapporto ottenuto sul prototipo, allora la risposta prevista del calorimetro originale ad un elettrone da $50\,GeV$ sará data da:

$$R = \frac{e(50\,GeV)}{\mu(150\,GeV)} \times \mu(cosmici) = K \times \mu(cosmici)$$

Certamente questo metodo é applicabile nel caso siano vere due fondamentali assunzioni: anzitutto il prototipo utilizzato per la calibrazione su fascio deve essere in tutto e per tutto simile al calorimetro originale, ed in questo questa

tecnica non si differenzia da quella delle sorgenti, ma soprattutto il rilascio energetico di un muone da $150\,GeV$ deve essere uguale a quello di un muone dei raggi cosmici, ovvero la calibrazione rispetto ai μ deve essere uguale in entrambi gli esperimenti.
L'aspetto della dipendenza della risposta del calorimetro al variare dell'energia dei muoni verrá trattato piú avanti in questo capitolo (par. 5.6.2), per il momento vale la pena fare una seconda osservazione.
Come é noto, la perdita media di energia per unitá di percorso da parte di una particella al minimo di ionizzazione in un certo materiale é una quantitá nota, calcolabile analiticamente nel punto in cui la curva di *Bethe-Bloch* presenta il suo minimo e si trova nelle tabelle standard delle proprietá fisiche dei materiali. [19] [30]
Di conseguenza il rilascio energetico di un muone che attraversi, nel caso delle Plug, 23 strati di piombo e 23 di scintillatore, é una quantitá calcolabile ed il numero N di MIP, equivalenti ad un elettrone da $E\,GeV$, potrebbe essere calcolato senza ricorrere al Test-Beam.
Sperimentalmente, peró, si trova che se R_E é la risposta di un calorimetro a campionamento ad un elettrone da $E\,GeV$ ed R_μ é la risposta ad un muone, la quantitá $\frac{R_E}{N \times R_\mu}$ é minore di 1 e non uguale ad 1 come ci si aspetterebbe.
Questa é una conseguenza del processo di campionamento dell'energia nei due casi. Mentre un muone non origina sciami e rilascia la sua energia in modo abbastanza uniforme per tutto il tragitto, la cascata elettromagnetica generata da un elettrone é composta di un gran numero di particelle secondarie (elettroni, positroni e fotoni) che si diramano nel calorimetro.
Possono allora verificarsi i cosiddetti *Effetti di Transizione* che si manifestano quando tali particelle passano da un materiale ad alto Z (in questo caso piombo) ad uno a numero atomico minore (lo scintillatore) aventi energie critiche differenti. [23] [24]
Nel passaggio dal piombo allo scintillatore, per esempio, il fenomeno della perdita di energia per radiazione di *Bremsstrahlung* diminuisce notevolmente in quanto l'energia critica aumenta essendo inversamente proporzionale a Z,

mentre diviene piú importante la perdita di energia per processi di collisione. Per un elettrone, peró, la perdita di energia per radiazione avviene ad un rate circa proporzionale alla sua energia, mentre la perdita per collisione varia solo logaritmicamente con essa.
La conseguenza é che nel momento in cui effettivamente si misura l'energia rilasciata, cioé quando lo sciame arriva nello scintillatore, quest'ultima diminuisce bruscamente ed inoltre non é piú proporzionale a quella originaria.
In altre parole, contrariamente a quanto vorremmo, lo sciame elettromagnetico viene bruscamente frenato ogni volta che giunge in prossimitá del materiale attivo del calorimetro.
Un secondo effetto é dovuto al fatto che all'interno del piombo il percorso netto degli elettroni finisce con l'essere maggiore di quello nello scintillatore a causa dello scattering multiplo e dunque la quantitá di energia "invisibile" rilasciata in esso é maggiore.
Il rapporto $\frac{e}{\mu}$ é quindi una quantitá che dipende da come é fatto il calorimetro, ovvero da quali materiali vengono usati e dallo spessore relativo degli strati assorbitori ed attivi ed é necessario misurarla direttamente se la si vuole utilizzare per scopi di calibrazione.

5.6 Risultati Preliminari sulla Calibrazione del Calorimetro Elettromagnetico

I dati raccolti durante il test coi raggi cosmici e nella prima fase del test beam sono stati utilizzati per ottenere una prima stima della precisione con cui é possibile definire una scala assoluta di energia per il calorimetro elettromagnetico.
Il metodo utilizzato é dunque quello della calibrazione in termini di MIP, anche se il punto di partenza é leggermente diverso.
Infatti la risposta relativa del calorimetro agli elettroni ed ai muoni, ovvero il rapporto $\frac{e}{\mu}$, é stata predetta utilizzando una simulazione Monte Carlo con

GEANT. Successivamente il risultato é stato prima confrontato con quello sperimentale ottenuto al test beam e poi utilizzato, assieme alla misura assoluta della risposta del calorimetro ai muoni dei raggi cosmici, per predire la risposta del rivelatore agli elettroni.
In questo modo é possibile fare un confronto tra la predizione ottenuta e la misura diretta indipendente effettuata al test beam e, in base all'accordo tra queste due quantitá, ricavare una stima dell'errore con il quale possiamo definire la calibrazione assoluta dell'intero rivelatore, prima di giungere alla fase finale.

5.6.1 Predizione di GEANT del Rapporto $\frac{e}{\mu}$

GEANT é un pacchetto software di simulazione largamente usato per studiare le caratteristiche dei rivelatori di particelle. [25]
Esso permette di generare una serie di strutture geometriche e di volumi con i quali si puó riprodurre il rivelatore con grande dettaglio, tenendo conto dei diversi materiali di cui é composto e delle loro proprietá fisiche rispetto all'interazione con la radiazione ionizzante.
Esso permette, tra le altre cose, di simulare lo sviluppo di una cascata elettromagnetica all'interno del calorimetro, di tracciare le particelle che la compongono fino ad una soglia di energia fissata e di calcolare la somma dell'energia persa nelle varie sezioni di campionamento appartenenti a ciascuna torre.
Per ricavare il rapporto $\frac{e}{\mu}$ sono stati utilizzati i risultati di una simulazione del calorimetro di End Plug nella quale é stata studiata la risposta ad elettroni e muoni da $50\,GeV$. [26]
Entrambi i tipi di particelle sono state inviate nel centro delle torri e la risposta é stata calcolata sulla base della somma 9×9 delle torri attorno a quella colpita.
Questa tecnica di sommare le risposte di piú torri é necessaria soprattutto quando si considerano gli elettroni in quanto lo sviluppo trasversale dello

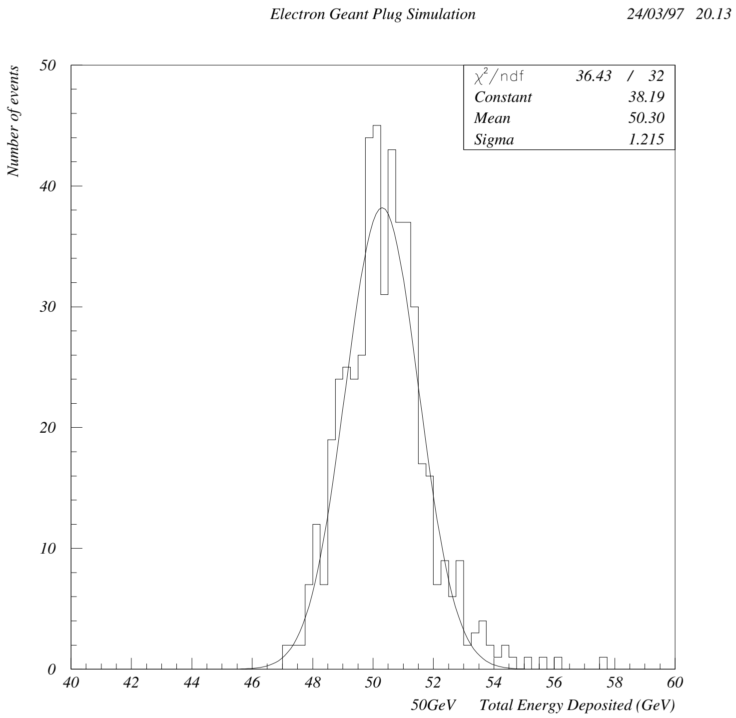


Figura 5.2: Simulazione GEANT. Energia totale depositata nel calorimetro elettromagnetico da un elettrone di $50\,GeV$. Il segnale é ottenuto sommando un *Cluster* di 9×9 torri.

sciame[1] elettromagnetico é tale che quest'ultimo non rimane confinato in un'unica torre ma interessa un *Cluster* di torri confinanti.
La Figura 5.2 mostra lo spettro dell'energia totale rilasciata da un elettrone di $50\,GeV$ ottenuto con GEANT.

[1] Lo sviluppo trasversale di uno sciame elettromagnetico é di solito espresso in termini della quantitá $R_M = X_0 \times E_s/E_c$ detta Raggio di Moliere. Nella forrmula, X_0 é la lunghezza di radiazione mentre E_s ed E_c sono rispettivamente un fattore di scala per l'energia ($\simeq 21\,MeV$) e l'energia critica. Approssimativamente si puó dire che il 10% dello sciame é contenuto entro un cilindro avente raggio R_M ed il 99% entro il cilindro di raggio $3.5 \times R_M$

In modo analogo é stata ottenuta la risposta del calorimetro ad un muone da $50\,GeV$ anche se esiste, in questo secondo caso, un effetto importante di cui occorre tenere conto, quello della dipendenza della risposta dall'angolo di impatto del muone.
Tale effetto é legato alla geometria proiettiva delle torri.
Come si puó notare dalla Figura 4.1, una retta che attraversi le torri lungo il loro asse presenta diverse inclinazioni rispetto alla linea del fascio (che consideriamo perpendicolare alla superficie del calorimetro), corrispondenti alla effettiva segmentazione del calorimetro nella variabile η.
In particolare, andando dal centro del calorimetro alla sua estremitá lungo la direzione radiale, l'angolo θ tra la direzione di tale retta e la normale alla superficie del calorimetro aumenta da $\theta = 4.3°$ a $\theta = 35.2°$.
Se Δx é lo spessore, costante, degli strati di scintillatore che compongono il calorimetro, il percorso netto di un muone avente un angolo di impatto θ all'interno del materiale attivo é dato da:

$$\Delta L = \frac{\Delta x}{\cos\theta}$$

e dunque aumenta anch'esso con l'aumentare di θ.
D'altra parte, la quantitá di energia rilasciata da un muone attraversando la materia é proporzionale alla lunghezza del suo tragitto e dunque dipende dalla quantitá $\frac{1}{\cos\theta}$ e non é costante al variare dell'angolo di incidenza.
Questo ragionamento non vale, invece, per gli elettroni.
Essi infatti, penetrando nella materia, originano immediatamente degli sciami che si propagano ad "albero" ramificandosi in varie direzioni, e quindi la dipendenza dalla direzione originaria dell'elettrone viene quasi immediatamente a mancare.
Per descrivere propriamente ogni regione polare del calorimetro, sono state simulate le risposte a muoni da $50\,GeV$ per 10 differenti valori di η: da $\eta = 2.81$, corrispondente a $\theta \simeq 7.05°$ (torre 20)[2] a $\eta = 1.26$, corrispondente a $\theta \simeq 31.7°$ (torri 2,3).

[2]Vedi schema di numerazione in Figura 4.2

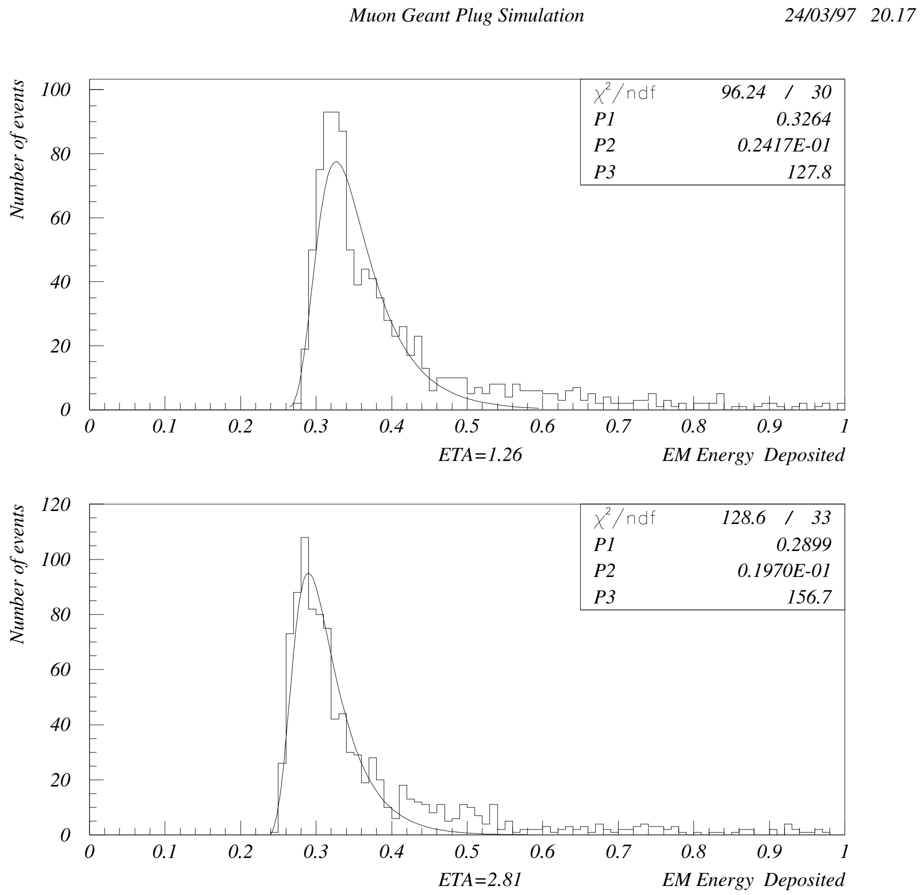


Figura 5.3: Simulazione GEANT. Energia rilasciata da un muone da 50 GeV nel calorimetro EM per i valori $\eta = 1.26$ (torri 2,3) ed $\eta = 1.26$ (torre 20). I due risultati differiscono per circa il 12%

Il risultato della simulazione per i due valori estremi di η é mostrato in Figura 5.3. L'energia depositata da un μ per $\eta = 1.26$ é circa il 12% superiore rispetto a quella rilasciata per $\eta = 2.81$.
Una volta studiata questa dipendenza é stato calcolato il rapporto $\frac{e}{\mu}$ appropriato per ciascuna torre, che verrá utilizzato per la calibrazione.

La Figura 5.4 mostra il risultato previsto da GEANT della risposta relativa di elettroni e muoni in funzione del numero di torre. In questa rappresentazione la numerazione va da 2 a 20 per ognuna delle tre *Wedge* del calorimetro elettromagnetico.

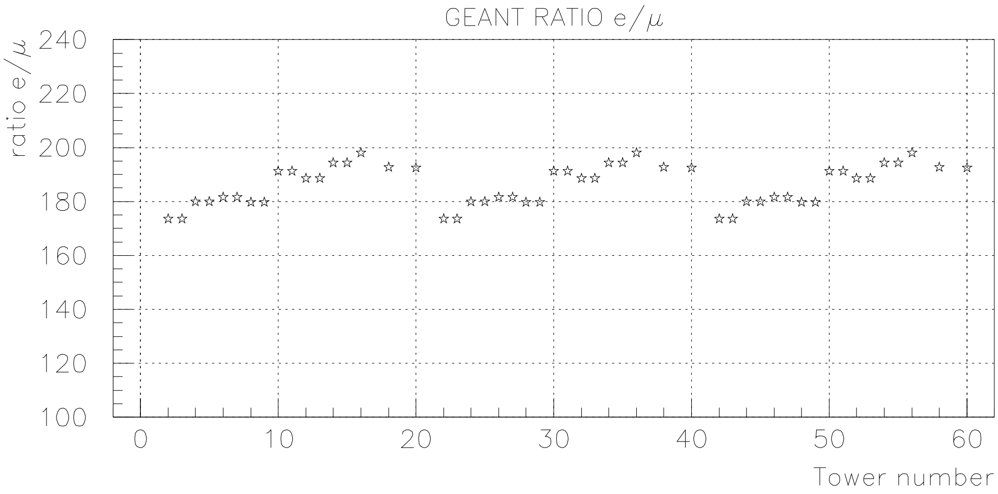


Figura 5.4: Simulazione GEANT. Rapporto $\frac{e(50\,GeV)}{\mu(50\,GeV)}$ in funzione del numero di torre. Si nota la dipendenza dall'angolo di incidenza del muone.

É evidente la dipendenza del rapporto dalla variazione del segnale dei μ in funzione dell'angolo di incidenza.

Per la simulazione, le coppie di torri corrispondenti allo stesso valore di η sono identiche e questo spiega per quale motivo i punti si presentano a due a due appaiati.

É da precisare, infine, che le torri 22, 0 e 1 sono state volutamente tralasciate in questa analisi in quanto la prima, date le ridotte dimensioni, offre un contenimento dello sciame molto limitato e soprattutto una risposta ai muoni cosmici molto bassa ed indistinguibile dal piedistallo, mentre le seconde sono, per ragioni meccaniche, costituite da un numero inferiore di strati di campionamento e dunque non sono rappresentative delle caratteristiche generali del calorimetro.

5.6.2 Studio della Dipendenza della Risposta ad un Muone in Funzione della Energia

Come é stato osservato nel Paragrafo 5.5.2, il metodo di calibrazione che si basa sull'utilizzo combinato delle misure assolute effettuate al test beam e sui raggi cosmici é valido solo se l"'unitá standard di rilascio energetico", definita sulla base del segnale dei muoni, é la stessa nei due casi.
Quando un muone attraversa un certo spessore di materia, perde energia principalmente attraverso fenomeni di ionizzazione diretta, abbastanza ben noti e descritti dall'espressione del $\frac{dE}{dx}$ della formula di *Bethe-Bloch*.
La sezione d'urto di *Bremsstrahlung*, responsabile della perdita di energia per emissione di radiazione che riveste un ruolo fondamentale nello sviluppo dello sciame degli elettroni, é in questo caso molto piú bassa, essendo proporzionale all'inverso del quadrato della massa della particella.
La massa di un muone é di circa $105\,MeV$, dunque ben 210 volte quella di un elettrone e di conseguenza la sezione d'urto cala approssimativamente di un fattore 40000.
L'andamento della curva di *Bethe-Bloch* per un muone é del tipo $\frac{1}{\beta^2}$ per energie inferiori ad $0.1\,GeV$, raggiunge un minimo attorno a $0.5\,GeV$ e poi risale lentamente, con un andamento logaritmico verso le alte energie. [30]
Il rilascio energetico aumenta quindi molto lentamente dal punto di MIP in poi e, non intervenendo altri processi, questo é il motivo per cui si é soliti considerare il muone come particella al minimo di ionizzazione indipendentemente dalla sua energia.
Il fatto, peró, che processi diversi da quello di ionizzazione siano "poco probabili", non significa che non esistano in senso assoluto.
Eventi "catastrofici" nei quali il muone perde gran parte della sua energia

in un'unica interazione con il materiale, possono accadere e sono quelli in cui la particella emette fotoni di *Bremsstrahlung* o quelli in cui l'urto con un elettrone del reticolo cristallino é talmente duro da cedere a quest'ultimo una grande energia fino ad estrarlo dal materiale (raggi δ).
Il risultato della convoluzione di questi effetti é che la distribuzione di probabilitá della perdita di energia di un muone ha la forma di una curva di *Landau*, ovvero é una funzione non simmetrica che presenta un grosso picco in corrispondenza del "valore piú probabile" ed una lunga coda che si estende nella regione delle alte energie. [27]
Il punto cruciale di questa osservazione é che tale coda dei processi "catastrofici" aumenta all'aumentare dell'energia del muone e questo, dal punto di vista sperimentale, influenza la stima che viene fatta per l'energia rilasciata dalla particella.
La questione che si pone sotto l'aspetto sperimentale é quella di decidere quale valore scegliere, tra quelli che caratterizzano la distribuzione, per definire il rilascio energetico, il che si traduce nella scelta tra il valore medio (MV) e quello piú probabile (MPV) della distribuzione. Supponiamo di considerare un calorimetro composto da un solo strato di campionamento e di misurare il segnale di un muone a varie energie.
Quello che otteniamo é una serie di distribuzioni di Landau che hanno il valore piú probabile MPV con buona approssimazione uguale e valore medio crescente col crescere dell'energia.
Questo é dovuto al fatto che il processo di perdita di energia piú probabile rimane quello corrispondente ad eventi di ionizzazione diretta, che seguono l'andamento debolmente crescente con l'energia, mentre il peso degli eventi "catastrofici" aumenta con essa, spostando il centro di simmetria della curva, e quindi il valore medio, verso valori maggiori.
Sembra dunque che la scelta migliore per definire il rilascio energetico "standard" di un muone per scopi di calibrazione, sia quella del valore piú probabile MPV ed in effetti é a questa quantitá che solitamente viene fatto riferimento.
Nel caso dei calorimtetri come quello di End Plug, peró, il metodo usato non

é quello di considerare un solo piano di scintillatore ma 23 strati successivi i quali, tra l'altro, non sono letti indipendentemente ma sommati lungo un unico canale corrispondente ad una torre calorimetrica.
L'effetto finale é quindi quello di considerare la convoluzione di 23 distribuzioni di Landau, ognuna relativa ad uno strato diverso, dunque indipendenti e aventi approssimativamente lo stesso valore medio.
Il *Teorema Centrale Limite* ci dice che in tali condizioni, che non sono nemmeno le piú generali, la convoluzione delle distribuzioni di probabilitá tende ad approssimarsi ad una Gaussiana avente valor medio uguale alla somma dei valori medi e varianza uguale alla somma delle varianze.
Ma per una Gaussiana il valore piú probabile coincide col valore medio e dunque la nostra stima basata sul MPV cessa di essere indipendente dall'energia dei muoni. [28]
Certamente, il MPV rimane una quantitá utilizzabile per trasferire la calibrazione dal test su fascio all'intero rivelatore seguendo lo schema che é stato descritto ma occorre, alla luce di queste considerazioni, studiare e misurare la dipendenza del MPV in funzione dell'energia, per scalare correttamente il rapporto $\frac{e(50\,GeV)}{\mu(50\,GeV)}$ ottenuto con la simulazione in funzione della minore energia dei raggi cosmici.
Il grafico in Figura 5.5 mostra il risultato delle misure effettuate al test beam. Per questo studio sono stati utilizzati fasci di muoni da $227, 150, 50, 25\,GeV$ e di adroni (mesoni π) da 10 e $5\,GeV$.
Gli spettri ottenuti leggendo la risposta in carica degli ADC sono stati fittati con una curva di Landau ed é stato estratto il valore piú probabile.
Negli ultimi due casi, per selezionare i muoni dagli elettroni di cui i fasci adronici a bassa energia sono altamente contaminati, sono stati utilizzati due contatori (MT6SCMU-1 e MT6SCMU2) posizionati rispettivamente prima e dopo una serie di strati di acciaio dello spessore totale di circa $150\,cm$, a loro volta posti dopo il calorimetro adronico.
La coincidenza dei due contatori permette una buona selezione dei muoni, essendo le uniche particelle capaci di attraversare tanta materia, almeno fino

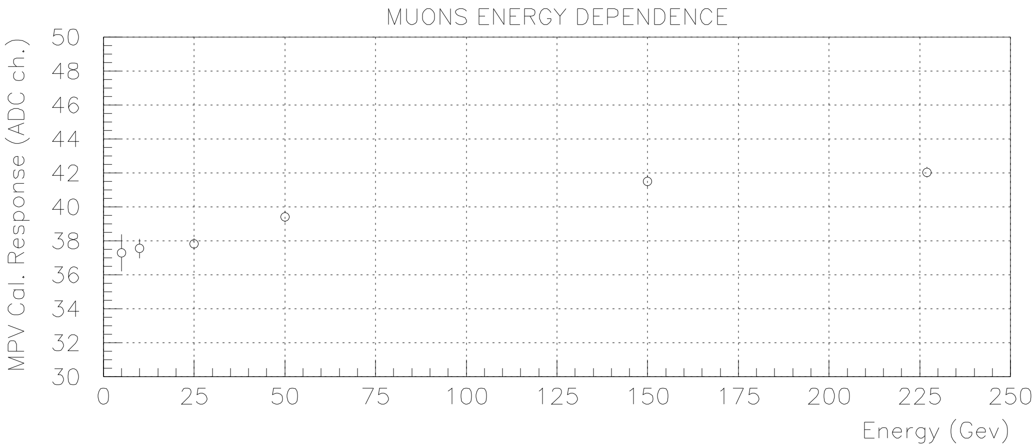


Figura 5.5: Andamento della risposta del calorimetro EM ai muoni in funzione della loro energia. Il MPV aumenta approssimativamente del 5% da $50\,GeV$ a $150\,GeV$ e del 10% da $10\,GeV$ a $150\,GeV$

a $10\,GeV$ ma non ha permesso di ottenere una sufficiente statistica per quello che riguarda il dato a $5\,GeV$.
Con questa energia, infatti, anche gran parte dei muoni non riescono a dare un segnale in entrambi i contatori. Essi, infatti, perdono circa $350\,MeV$ nel calorimetro elettromagnetico, circa $3\,GeV$ in quello adronico e quasi $2\,GeV$ negli strati di acciaio e dunque é molto probabile che vengano assorbiti.
Dai risultati delle misure sono stati estratti i rapporti:

$$\frac{\mu(150\,GeV)}{\mu(50\,GeV)} = 1.05 \pm 1\% \tag{5.1}$$

$$\frac{\mu(50\,GeV)}{\mu(10\,GeV)} = 1.05 \pm 2\% \tag{5.2}$$

$$\frac{\mu(10\,GeV)}{\mu(150\,GeV)} = 0.904 \pm 2\% \tag{5.3}$$

Il valore 5.1 sará usato per fare una prima verifica del'accuratezza con cui é stato predetto il rapporto $\frac{e}{\mu}$ con GEANT, confrontandolo con quello misurato, mentre gli altri due possono essere utilizzati per scalare la risposta dei muoni rispetto all'energia dei cosmici.
A tale scopo, il valore piú idoneo sarebbe stato quello a $5\,GeV$, ma per i motivi detti é stato preferito quello piú attendibile a $10\,GeV$.

5.6.3 Calcolo dei fattori di Calibrazione

Nel Paragrafo 5.6.1 si é giá accennato alla questione relativa al metodo con cui leggere la risposta del calorimetro quando questo é colpito da una particella che, come gli elettroni, origina degli sciami.
L'estensione trasversale della cascata elettromagnetica obbliga a considerare non la sola torre colpita ma un *Cluster* di torri, ovvero la somma dei segnali relativi ad n torri attorno ad essa.
Questo fatto porta ad affrontare il problema della differente calibrazione delle n torri considerate.
Supponiamo, per semplicitá, di avere un calorimetro composto di sole due torri e che queste siano, assieme, in grado di contenere l'intero sciame.
Consideriamo l'ipotesi che la torre 1 (T_1) sia caratterizzata da un fattore di calibrazione $f_1 = 1$, mentre per la torre 2 (T_2) sia $f_2 = 2$ nel senso che, per motivi che non conosciamo, la seconda torre dia una risposta doppia rispetto alla prima per la stessa quantitá di energia depositata.
Immaginiamo ora di condurre un esperimento ideale nel quale inviamo, prima sulla torre 1 e poi sulla torre 2, nel loro centro, un fascio di elettroni di energia $50\,GeV$, sapendo che nella torre colpita é contenuto, diciamo, il 90% dello sciame.
Il nostro scopo é quello di calcolare, conoscendo l'energia degli elettroni, le costanti di calibrazione delle due torri, cioé quelle quantitá k aventi le dimensioni $\frac{GeV}{canali\,ADC}$ che ci permettono, nota la risposta del calorimetro, di risalire all'energia rilasciata.
Possiamo definire il seguente schema delle quantitá in gioco nel nostro espe-

rimento:

Posizione	*Energia in* T_1	*Energia in* T_2	*Risposta* T_1	*Risposta* T_2
Elettrone in T_1	$45\,Gev$	$5\,GeV$	45	10
Elettrone in T_2	$5\,GeV$	$45\,GeV$	5	90

Avendo deciso di leggere la risposta del calorimetro sulla base di un *Cluster* di due torri, sperimentalmente ció che concluderemmo é che, se K_1 e K_2 sono i fattori di calibrazione che vogliamo calcolare i loro valori saranno:

$$K_1 = \frac{E}{R_1^1 + R_2^1} = \frac{50}{55}\frac{GeV}{ADC} \tag{5.4}$$

$$K_2 = \frac{E}{R_1^2 + R_2^2} = \frac{50}{95}\frac{GeV}{ADC} \tag{5.5}$$

dove l'indice superiore rappresenta la torre che in quel momento viene colpita, ovvero, per esempio, R_1^2 é la risposta della torre 1 quando il fascio incide sulla torre 2.
Se ci fermassimo a questo punto, considerando queste le costanti di calibrazione da utilizzare e ripetessimo l'esperimento con un nuovo fascio da $50\,GeV$ otterremmo:

$$\begin{aligned} E^1\,(misurata) &= R_1^1 \times K_1 + R_2^1 \times K_2 = \\ &= 45 \times \frac{50}{55} + 10 \times \frac{50}{95} = 46.2\,GeV \qquad (5.6) \\ E^2\,(misurata) &= R_1^2 \times K_1 + R_2^2 \times K_2 = \\ &= 5 \times \frac{50}{55} + 90 \times \frac{50}{95} = 52\,GeV \qquad (5.7) \end{aligned}$$

I due valori che si otterrebbero, non solo sono diversi l'uno dall'altro ma sono entrambi diversi dal valore atteso. Dunque la nostra calibrazione sarebbe sbagliata.
Se peró a questo punto ridefiniamo le costanti K in questo modo:

$$K_1 = \frac{50}{55} \times \frac{50}{46.2} \tag{5.8}$$

$$K_2 = \frac{50}{95} \times \frac{50}{52} \tag{5.9}$$

e ripetiamo nuovamente le misure, quello che otteniamo é:

$$\begin{aligned} E^1\,(misurata) &= R_1^1 \times \frac{50}{55} \times \frac{50}{46.2} + \\ &+ R_2^1 \times \frac{50}{95} \times \frac{50}{52} = 49.3\,GeV \end{aligned} \tag{5.10}$$

$$\begin{aligned} E^2\,(misurata) &= R_1^2 \times \frac{50}{55} \times \frac{50}{46.2} + \\ &+ R_2^2 \times \frac{50}{95} \times \frac{50}{52} = 50.5\,GeV \end{aligned} \tag{5.11}$$

Il risultato é che i due valori risultano piú simili tra loro e sono inoltre piú vicini al valore vero.
Ridefinendo nuovamente le costanti sulla base degli ultimi risultati ottenuti e ripetendo il procedimento miglioreremmo ancora la nostra stima sull'energia degli eletroni.
Consideriamo ora il generico procedimento iterattivo con il quale vengono successivamente definite le costanti K_j. Esso si basa sulla equazione ricorsiva:

$$K_j^{(n)} = K_j^{(n-1)} \times \frac{E}{\sum_{i=1}^{m} R_i^j \times K_i^{(n-1)}} \tag{5.12}$$

che non é altro che la generalizzazione delle 5.8 e 5.9 in cui il secondo termine é la correzione alla rispettiva costante.
Nel caso delle due torri dell'esempio la 5.12 si riconduce alle due equazioni:

$$\begin{aligned} K_1^{(n)} &= K_1^{(n-1)} \times \frac{E}{R_1^1 \times K_1^{(n-1)} + R_2^1 \times K_2^{(n-1)}} \\ K_2^{(n)} &= K_2^{(n-1)} \times \frac{E}{R_2^1 \times K_1^{(n-1)} + R_2^2 \times K_2^{(n-1)}} \end{aligned}$$

Se queste due ultime espressioni ricorsive convergono, allora per un qualche indice n si avrá:

$$\begin{aligned} K_1^{(n)} &= K_1^{(n-1)} = f_1 \\ K_2^{(n)} &= K_2^{(n-1)} = f_2 \end{aligned}$$

e dunque

$$\begin{aligned} f_1 &= f_1 \times \frac{E}{R_1^1 \times f_1 + R_2^1 \times f_2} \\ f_2 &= f_2 \times \frac{E}{R_2^1 \times f_1 + R_2^2 \times f_2} \end{aligned}$$

Queste due equazioni possono infine essere tradotte nel sistema:

$$\begin{cases} E &= R_1^1 \times f_1 + R_2^1 \times f_2 \\ E &= R_2^1 \times f_1 + R_2^2 \times f_2 \end{cases}$$

Quello che si ottiene é dunque un sistema lineare in due equazioni e due incognite che, nel caso semplice dell'esperimento con le due torri, ha per soluzioni proprio le costanti di calibrazione cercate.
Generalizzando: il sistema di 60 equazioni in 60 incognite che permette di calcolare le costanti di calibrazione per ognuna delle torri del calorimetro, utilizzando fasci di energia nota, puó essere risolto attraverso un procedimento iterattivo.
Tale procedimento si basa sulla successiva ridefinizione dei fattori di calibrazione fino a che la risposta ottenuta sommando le torri nel *Cluster* considerato non varia piú ed é uguale per tutte le torri al valore noto dell'energia.
Con questo metodo, utilizzando fasci di elettroni da $50\,GeV$ sono stati calcolati i fattori di calibrazione per le 60 torri elettromagnetiche, durante il test su fascio.
La richiesta era che il valore dell'energia misurata differisse da quella nota per meno di 0.01 ed il procedimento é arrivato a convergere dopo circa 6 iterazioni.
Infatti una prima equalizzazione, dell'ordine del 1-2%, era stata fatta, come illustrato nel Paragrafo 5.3.2 con il sistema del laser e dunque le risposte, giá all'inizio del procedimento, non erano molto dissimili.

5.6.4 Confronto tra $\frac{e}{\mu}$ (GEANT) ed $\frac{e}{\mu}$ (TB)

Il rapporto $\frac{e}{\mu}$ é stato misurato durante il test beam utilizzando fasci di eletroni da $50\,GeV$ e fasci di muoni da $150\,GeV$ indirizzati selettivamente sul centro

di ognuna delle torri.
Questa misura rappresenta un buon controllo sull'accuratezza con cui la simulazione considerata descrive il calorimetro ed in particolare la risposta relativa di elettroni e muoni.
Utilizzando i fattori di calibrazione calcolati precedentemente é stato misurato il rapporto $\frac{e}{\mu}$ attraverso l'espressione:

$$(\frac{e}{\mu})^j_{TB} = \frac{(\sum_{3\times 3} \frac{e_i}{K_i})^j}{\frac{\mu^j}{K_j}} \tag{5.13}$$

dove l'indice j va da 1 a 60 e corrisponde alla torre colpita mentre la somma 3×3 a numeratore rappresenta la scelta fatta per il *Clustering*, ovvero é stato deciso di sommare le torri a gruppi di 9.
La Figura 5.6 mostra lo spettro del valore $\frac{e}{\mu}$ per le torri 2/1 e 20, corrispondenti ai due valori estremi di pseudorapiditá $\eta = 1.26$ ed $\eta = 2.81$. Come si nota, il valore corrispondente alla torre 2 é approssimativamente minore, rispetto a quello della torre 20, dell'11% a causa della maggiore ionizzazione dei muoni, in buon accordo con il risultato della simulazione.
Anche il grafico in Figura 5.7 dell'andamento del rapporto misurato in funzione del numero di torre, mostra un comportamento molto simile a quello di Figura 5.4. É ora possibile effettuare la verifica intermedia sull'accuratezza della simulazione GEANT del calorimetro, confrontando i risultati ottenuti nei due casi.
Tale confronto puó essere effettuato sulla base dello studio della dipendenza del segnale dei muoni in funzione della loro energia, tenendo conto della 5.1 e moltiplicando il rapporto $\frac{e\,(50\,GeV)}{\mu\,(150\,GeV)}$ del test beam per tale fattore di scala.
É stata quindi studiata la distribuzione del rapporto:

$$R = \frac{(\frac{e\,(50\,GeV)}{\mu\,(150\,GeV)} \times \frac{\mu\,(150\,GeV)}{\mu\,(50\,GeV)})_{TB}}{(\frac{e\,(50\,GeV)}{\mu\,(50\,GeV)})_{GEANT}} = \frac{(\frac{e\,(50\,GeV)}{\mu\,(50\,GeV)})_{TB}}{(\frac{e\,(50\,GeV)}{\mu\,(50\,GeV)})_{GEANT}} \tag{5.14}$$

La Figura 5.8 mostra la distribuzione del rapporto 5.14 per le 51 torri prese in considerazione.

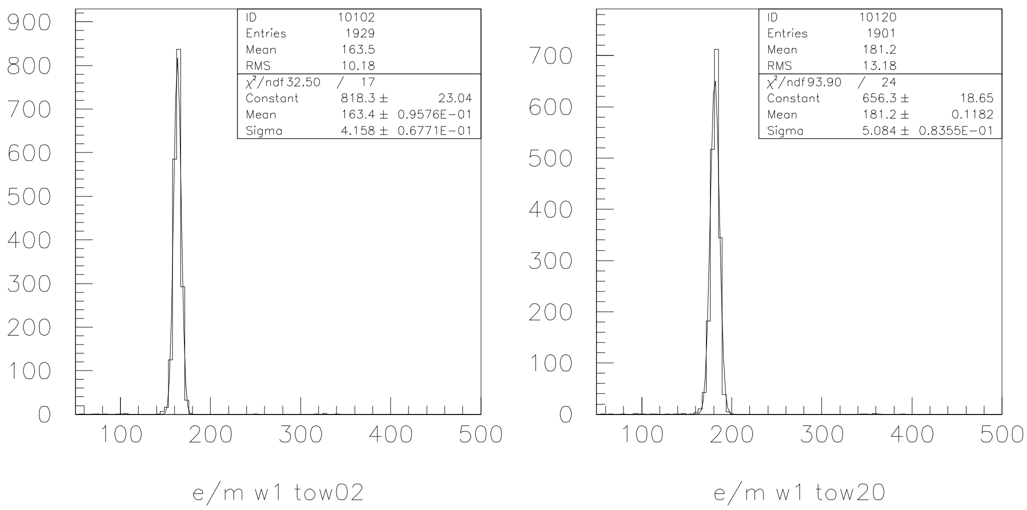


Figura 5.6: Misura al test beam del rapporto $\frac{e}{\mu}$, in accordo con l'espressione 5.13, per i due valori estremi di pseudorapiditá $\eta = 1.26$ (a sinistra) ed $\eta = 2.81$ (a destra)

Il valore medio della distribuzione differisce per meno del 3% da 1. Questo puó essere considerato un errore sistematico nella previsione di geant del rapporto $\frac{e}{\mu}$ e dunque nella determinazione della scala assoluta di energia che si ottiene con questo metodo.
La dispersione dei valori attorno alla media é anch'essa dell'ordine del 3%, ma, come si vede nella Figura 5.9, non sembra manifestare effetti sistematici al variare della torre.

5.6.5 Misura del Segnale dei Raggi Cosmici

I dati raccolti durante il test con i raggi cosmici descritto nel Paragrafo 5.2, sono stati utilizzati per misurare il segnale dei muoni e calcolare il valore

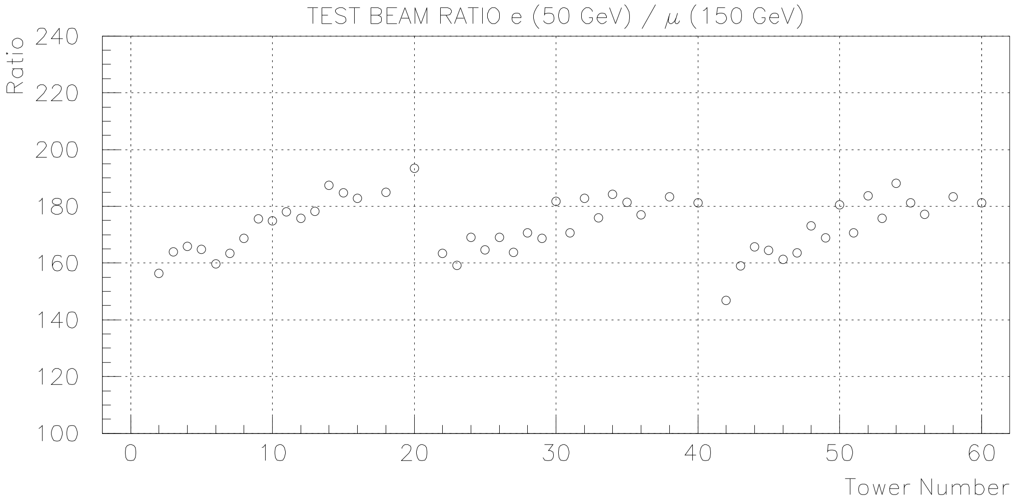


Figura 5.7: Rapporto $\frac{e\,(50\,GeV)}{\mu\,(150\,GeV)}$ al TB in funzione del numero di torre. L'andamento é molto simile a quello in Figura 5.4

predetto della risposta agli elettroni a partire dal rapporto $\frac{e}{\mu}$ di GEANT. Questa misura é peró affetta da un'incertezza abbastanza rilevante dovuta al fatto che non é stato possibile utilizzare i dati delle camere a tracce.
Senza questo tipo di informazione non é possibile selezionare, tra tutte le possibili traiettorie che i muoni possono seguire all'interno del calorimetro, quelle nelle quali essi attraversano solo una singola torre.
Infatti, non potendo ricostruire l'angolo di incidenza del muone rispetto alla superficie del calorimetro, non é possibile distinguere in casi in cui la particella entra nella torre considerata ma ne fuoriesce prima di averla attraversata tutta.
Nello spettro del segnale relativo alla torre, gli eventi di questo tipo non appartengono alla curva di Landau tipica del rilascio energetico di una MIP, in quanto il segnale é troppo basso e d'altronde non appartengono nemmeno al picco gaussiano del piedistallo in quanto una certa quantitá di energia é pur

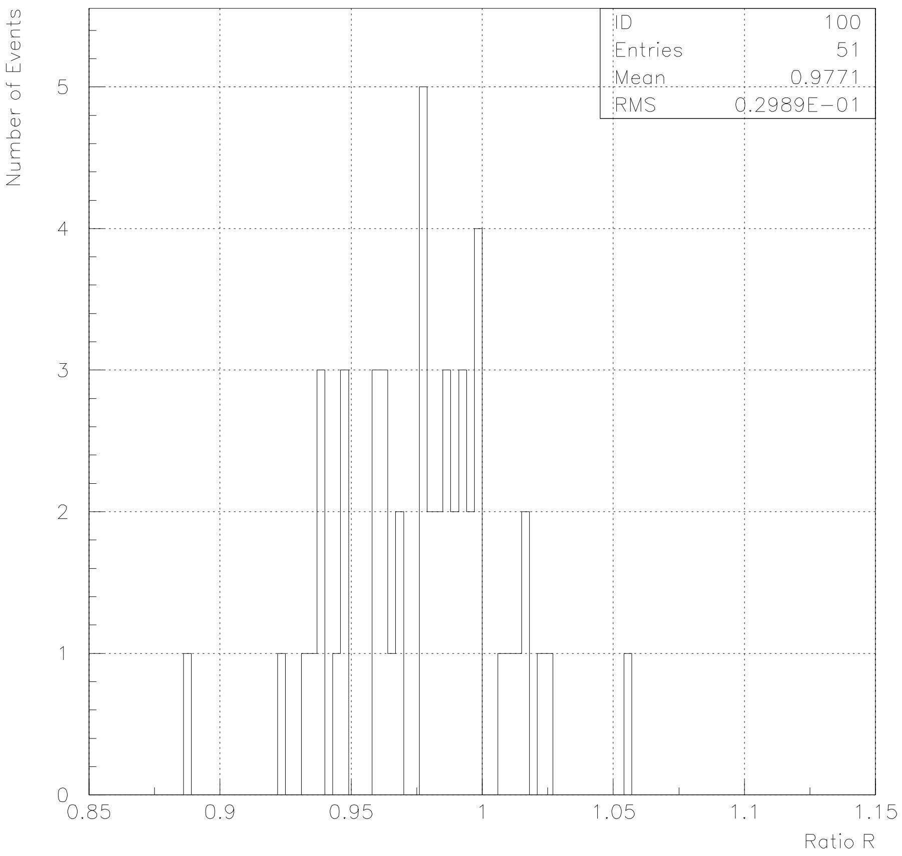


Figura 5.8: Distribuzione del rapporto R definito dalla 5.14.

sempre stata rilasciata nella torre. Essi si pongono invece tra le due curve con il risultato che queste non appaiono distinte e non possono essere fittate indipendentemente.

La Figura 5.10 (a sinistra) mostra questo effetto. Il primo picco, molto alto, é quello del piedistallo e la struttura che si distingue sulla destra é il picco dei muoni.

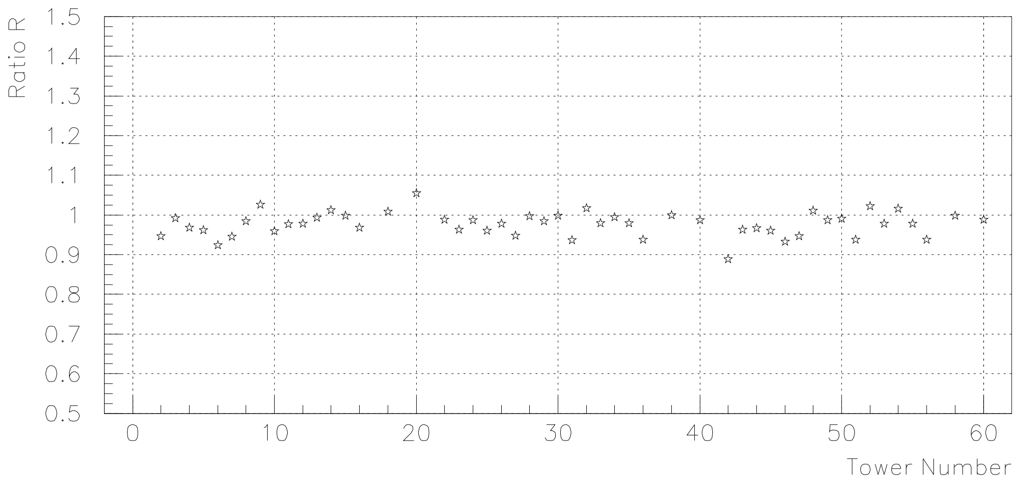


Figura 5.9: Rapporto R in funzione del numero di torre. L'andamento non sembra manifestare effetti sistematici.

Anche forzando il fit a considerare solo quest'ultima curva, il valore del picco (cioé il MPV) sarebbe sicuramente sottostimato.
Un metodo per risolvere, almeno parzialmente il problema ed ottenere una migliore separazione delle due curve, é quello di considerare la risposta della torre richiedendo che il segnale di tutte le altre sia consistente con il loro proprio piedistallo.
In questo modo gli eventi in cui il muone attraversa piú di una torre possono essere scartati e lo spettro presenta due picchi meglio separati, come si vede nella Figura 5.10 (a destra).
Nonostante questo taglio di "isolamento" sui dati, rimane comunque l'indeterminazione sul percorso della particella e questo ha diverse implicazioni sulla stima della misura.
La prima é che il risultato finale che si ottiene é in realtá una sorta di convoluzione di diversi spettri di Landau, relativi ai differenti percorsi che i

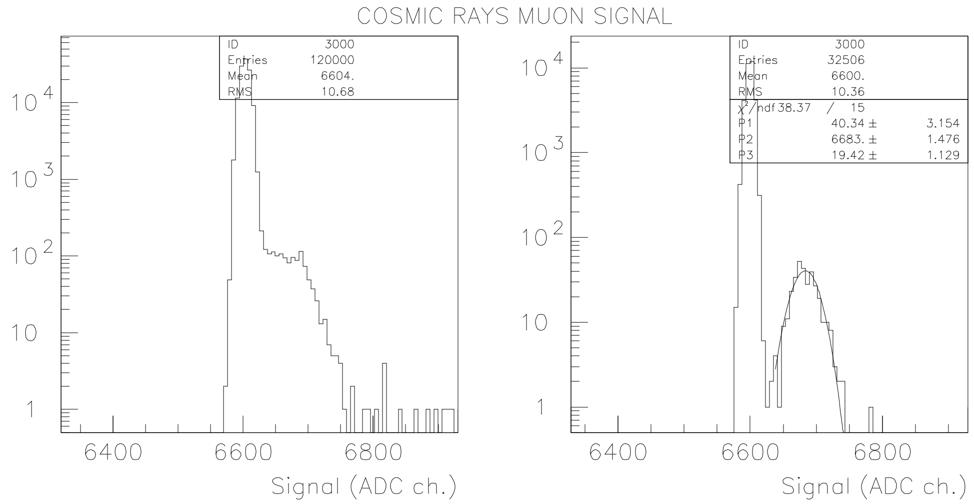


Figura 5.10: Spettro dei raggi cosmici senza la richiesta di "isolamento" (a sinistra) e con tale richiesta (a destra). Utilizzando questo taglio é possibile fittare il picco dei muoni che in precedenza non era separato dal piedistallo.

muoni possono seguire pur rimanendo all'interno di una sola torre.
Questo fa si che la curva che si ottiene sia molto piú simile ad una gaussiana che ad una Landau e dunque, in ultima analisi, ció che si trova é il suo valore medio.
Inoltre tale valore é, in prima approssimazione, proporzionale alla lunghezza media del tragitto del muone e dunque é una quantitá che dipende dalla sezione trasversale della torre.
In generale il segnale che risulta é sovrastimato del 5-10% rispetto a quello che si otterrebbe ad esempio al test beam, dove i muoni vengono indirizzati sul centro delle torri e le attraversano lungo una direzione prossima a quella dell'asse.
Al contrario, quando ci si trova ai bordi del calorimetro (vedi schema in Figura 4.2), il valore é probabilmente sottostimato in quanto in questo caso

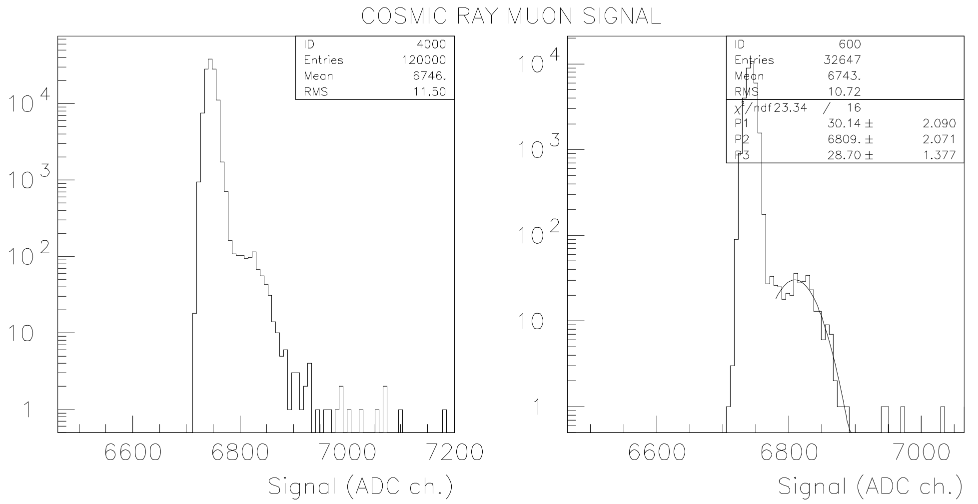


Figura 5.11: Spettro dei raggi cosmici per una torre vicino al bordo del calorimetro. Anche utilizzando il taglio di "isolamento" il picco non appare separato dal piedistallo ed il valore fittato é probabilmente sottostimato.

almeno uno dei lati non confina con nessun'altra torre.
In questa situazione il metodo di selezione usato non permette di distinguere se il muone é uscito lateralmente e dunque il picco é nuovamente troppo vicino al piedistallo come mostra la Figura 5.11.
Possiamo stimare l'entitá di questi effetti considerando la differenza in percentuale D tra il segnale misurato al test su fascio e quello misurato con i raggi cosmici, dopo aver corretto il primo per il fattore 5.3.

$$D = \frac{(TB - cosm)}{TB} \times 100 \tag{5.15}$$

Prima di fare questo i valori dei picchi dei cosmici sono stati divisi approssimativamente per 2 per tenere conto del fatto che il guadagno dei fotomoltiplicatori era stato portato da 5×10^4 a 2.5×10^4 quando il primo esperimento era terminato ed era iniziata la fase di test beam.

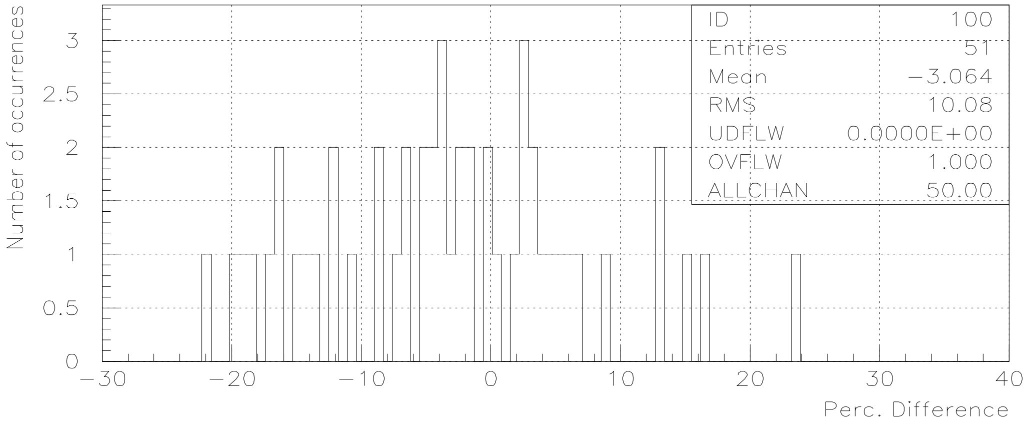
Il valore reale del fattore di scala é stato calcolato confrontando torre per torre i dati di due Run di laser, uno precedente ed uno successivo alla variazione di guadagno.
Le Figure 5.12 mostrano rispettivamente la distribuzione del rapporto D e l'andamento della stessa quantitá in funzione del numero di torre.
Il segnale misurato al test beam é, in media, minore di quello ottenuto con i raggi cosmici di circa il 3% ma la dispersione dei valori é piuttosto elevata, dell'ordine del 10%. Si puó notare dalla seconda delle 5.12 che i punti presentano la maggiore dispersione per le due *Wedge* esterne, quelle a cui appartengono le torri vicino ai bordi del calorimetro.

5.6.6 Confronto tra il Valore Predetto e quello Osservato al TB per la Risposta ad Elettroni da $50\,GeV$

É ora possibile eseguire l'ultima fase dell'analisi. Utilizzando il valore fornito dalla simulazione GEANT per il rapporto $\frac{e\,(50\,GeV)}{\mu\,(50\,GeV)}$, il fattore di scala 5.2 ed i dati delle misure eseguite sui raggi cosmici, possiamo calcolare qual'é la previsione sulla risposta del calorimetro ad elettroni da $50\,Gev$.
Tale previsione é data dal valore dell'espressione:

$$Predizione = (\frac{e\,(50\,GeV)}{\mu\,(50\,GeV)})_{GEANT} \times \frac{\mu\,(50\,GeV)}{\mu\,(10\,GeV)} \times \mu\,(cosmici) \qquad (5.16)$$

che puó essere confrontato con quello ottenuto al test su fascio utilizzando elettroni di impulso selezionato uguale a $50\,GeV$.
La Figura 5.13 mostra la distribuzione del rapporto $\frac{e\,(testbeam)}{e\,(predetto)}$ per le 51 torri prese in considerazione nell'analisi, ovvero per valori di η da $\eta = 2.81$ a $\eta = 1.26$.
Nella Figura 5.14 lo stesso rapporto é invece rappresentato escludendo le torri poste ai bordi del calorimetro, per le quali la stima del segnale dei cosmici presenta i maggiori problemi.
Il risultato di questa analisi sembra dunque mostrare che utilizzando il meto-



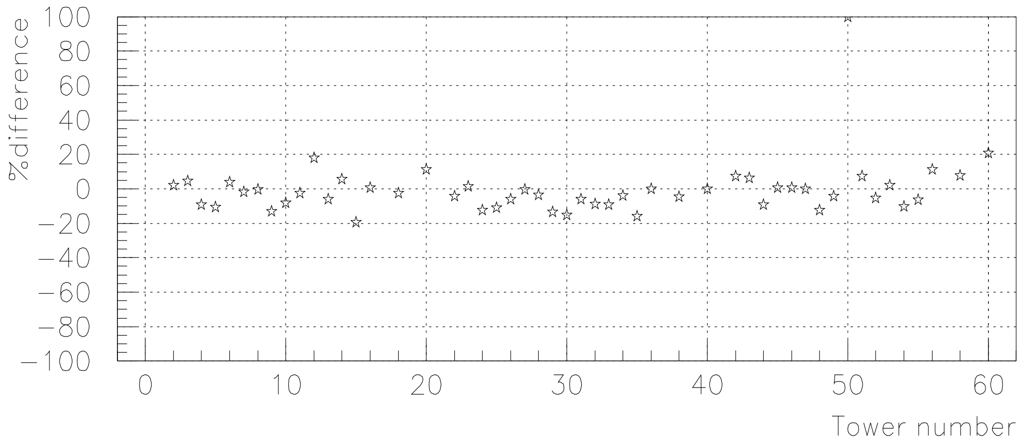


Figura 5.12: Distribuzione del rapporto D ed andamento in funzione del numero di torre. L'overflow é relativo ad una torre che durante il test coi raggi cosmici dava un segnale nullo.

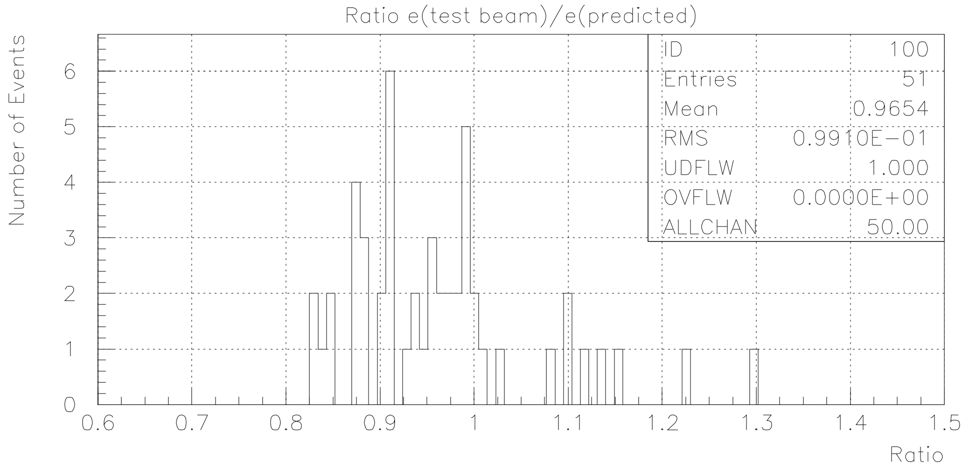


Figura 5.13: Distribuzione del rapporto $\frac{e\,(testbeam)}{e\,(predetto)}$ per tutte le 51 torri considerate nella simulazione.

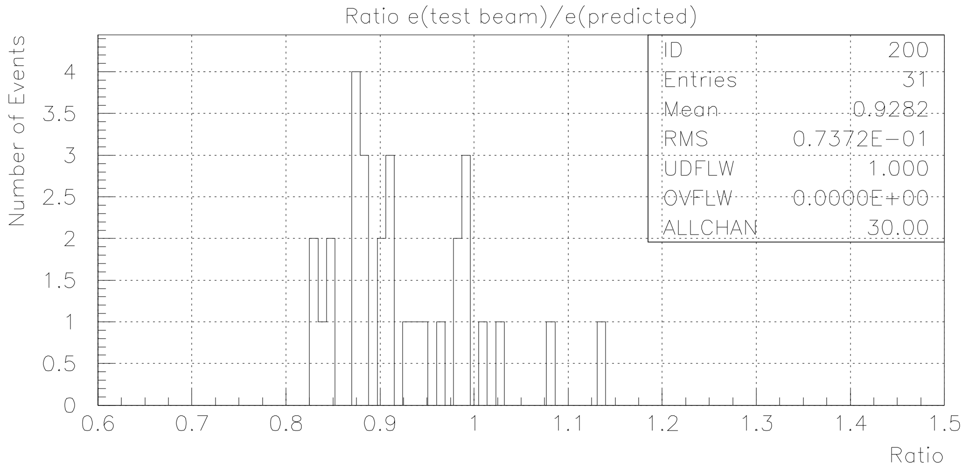


Figura 5.14: Distribuzione del rapporto $\frac{e\,(testbeam)}{e\,(predetto)}$ escludendo le torri che si trovano ai bordi del calorimetro.

do basato sulla predizione GEANT del rapporto $\frac{e}{\mu}$, combinata con la misura dei raggi cosmici per calibrare il calorimetro EM, si commette un errore medio del 7%, sovrastimando la risposta degli elettroni rispetto al valore di riferimento ottenuto al test beam con una dispersione da torre a torre del 7%.
Considerando il valore di $\frac{e}{\mu}$ calcolato sperimentalmente, invece di quello predetto dal Monte Carlo, l'errore sulla scala assoluta di energia puó essere migliorato del 2% circa, in accordo con il risultato ottenuto nel Paragrafo 5.6.1, come mostra la Figura 5.15.
Nonostante questo, la dispersione dei valori non viene migliorata essendo per la gran parte da imputare alle incertezze sulle misure dei cosmici.

5.7 Linearitá e Risoluzione in Energia

Nel corso del test su fascio sono stati presi in considerazione, oltre a quello della calibrazione, altri aspetti relativi alle proprietá del calorimetro elettromagnetico, come quello della linearitá e della risoluzione in energia.
Queste sono due caratteristiche molto importanti per un calorimetro in quanto riguardano l'effettiva capacitá dello strumento di fornire una misura che possa essere considerata attendibile e precisa.
La linearitá ci dice come varia la risposta del rivelatore al variare dell'energia e precisamente se esista tra queste due quantitá lo stesso rapporto di proporzionalitá per tutto lo spettro di valori considerato.
La risoluzione, invece, é una misura delle fluttuazioni che la misura presenta per lo stesso valore della quantitá fisica in esame.
In questa fase dello studio sono stati utilizzati fasci di elettroni di energia rispettivamente: 2.5, 5, 10, 25, 50, 75, 100, 125 e 150 GeV indirizzati sul centro di 4 torri e la risposta é stata letta sulla base di un *Cluster* di 9 torri, centrato su quella colpita.

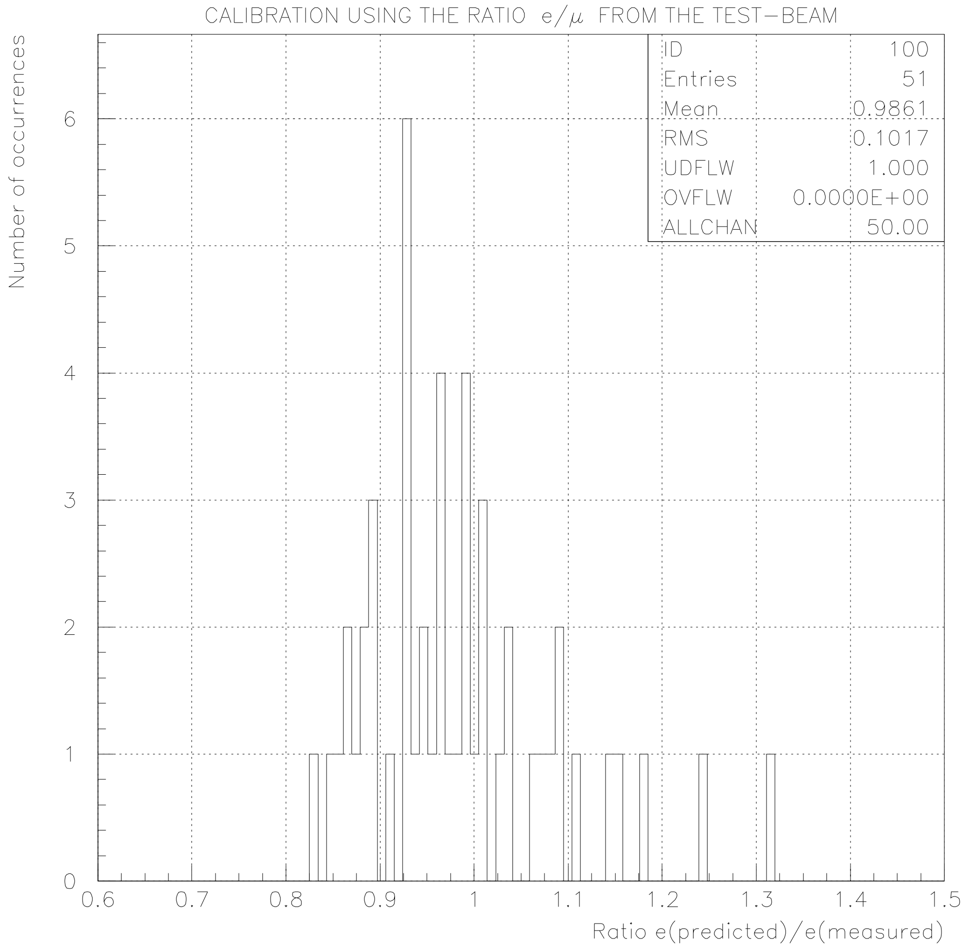


Figura 5.15: Confronto tra il valore predetto e quello osservato facendo uso del rapporto $\frac{e}{\mu}$ misurato sperimentalmente. Questo grafico é da confrontare con la 5.13.

5.7.1 Misure di Linearitá

Per ogni valore di energia é stata considerata la quantitá:

$$R_j = \frac{\sum_{3\times 3} \frac{e_i}{k_i}}{p_j} \times < p > \tag{5.17}$$

dove l'indice "j" si riferisce al j-mo evento, l'indice "i" si riferisce alla somma sulle torri del *cluster* scelto, p_J é l'impulso del fascio e $< p >$ é il suo valore medio.
La quantitá R é dunque la somma dei segnali delle 9 torri del cluster, normalizzata per il valore dell'impulso della particella in quel determinato evento, misurato tramite le camere e i dipoli lungo la linea del fascio.
La normalizzazione all'impulso evento per evento é necessaria per eliminare effetti non tanto dovuti al calorimetro, quanto alla dispersione originaria del valore dell'energia degli elettroni.
Le distribuzioni della risposta del calorimetro, su campioni di circa 1500-1800 eventi, sono state istogrammate e fittate con gaussiane il cui valore medio é stato considerato come la risposta del calorimetro a quella data energia.
Contemporaneamente é stato fittato lo spettro del valore reale dell'impulso del fascio.
La risposta del calorimetro a 100 GeV é stata poi considerata come punto di normalizzazione e si é considerata la retta passante per l'origine di coefficiente angolare

$$K = \frac{R(100\,GeV)}{< p > (100\,GeV)} \pm \Delta k \tag{5.18}$$

dove $\Delta k = \sqrt{\frac{(\Delta R)^2}{<p>^2} + \frac{R^2 \times \Delta(<p>)^2}{<p>^4}}$ é da considerarsi come un errore sistematico che si ripercuote per ognuno dei punti della retta scelta ed é dell'ordine del 3%.
Infine sono state calcolate le deviazioni in percentuale da tale retta della risposta del calorimetro per ognuno dei valori di energia considerati, ovvero la quantitá:

$$D = \frac{calc\, -\, obs}{obs} \times 100 \tag{5.19}$$

dove *calc* é il valore teorico calcolato in base all'equazione della retta e *obs* é quello realmente osservato. Il risultato di quest'analisi é dunque una stima della deviazione dal comportamento lineare del calorimetro ed é mostrato, per una delle torri considerate, in Figura 5.16.

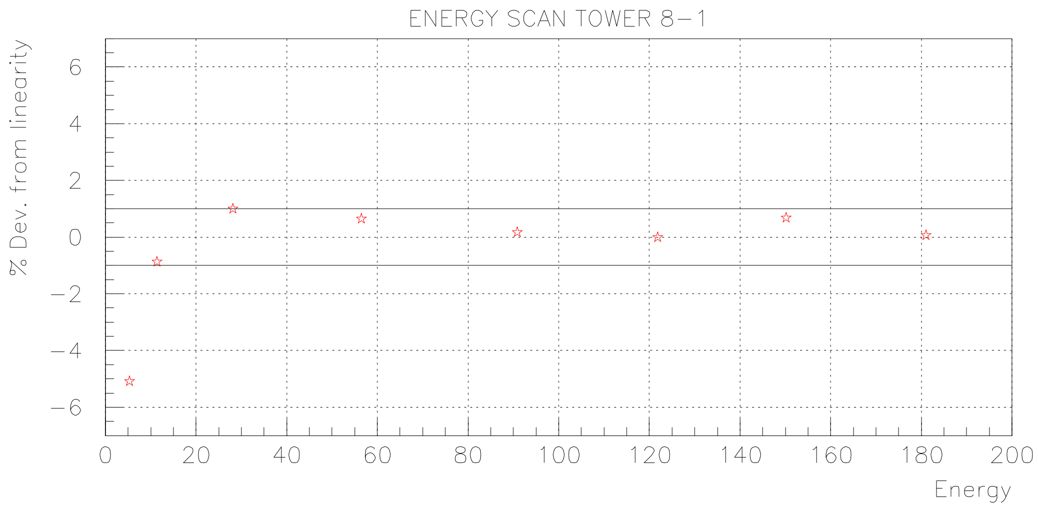


Figura 5.16: Deviazione in percentuale dalla linearitá per la torre 8 wedge 1.

Come si vede, le specifiche di una non linearitá entro l'1% per energie superiori a $10\,GeV$ sembrano essere rispettate.
Per energie inferiori, invece, la discrepanza é molto maggiore. Per $E = 5\,GeV$ varia dal 3.6% al 5.1% mentre per $E = 2.5\,GeV$ varia dall'11.3% a quasi il 17%.
La Tabella 5.1 riassume i risultati ottenuti per quattro torri su cui é stato eseguito lo studio.

	Energia (GeV)									
Torre	2.5	5	10	25	50	75	100	125	150	W
8-1	-16.7	-5.1	-0.8	0.9	0.6	0.2	0	0.7	0.06	0.126
16-1	-11.3	-3.6	-0.2	0.4	0.1	-0.06	0	-0.01	0.3	0.07
9-1	-13	-3.6	-0.25	0.44	0.28	-0.06	0	0.03	-0.3	0.17
4-2	-14.5	-3.7	0.6	1.3	0.6	0.2	0	0.4	-0.2	0.15

Tabella 5.1: Deviazione in percentuale dalla linearitá. Nell'ultima colonna é riportato il valore del "peso" con cui é stato considerato il Preshower Detector. L'unico valore leggermente fuori dall'intervallo é quello a $25\,GeV$ per la torre 4-2.

5.7.2 Misure di Risoluzione

Per lo studio della risoluzione é stata considerata la dispersione della risposta del calorimetro in base alla deviazione standard σ_E della distribuzione della quantitá R definita nella 5.17.
Il valore di $\frac{\sigma_E}{E}$ é stato poi plottato in funzione dell'energia del fascio e la curva é stata fittata con una funzione del tipo:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{(\frac{\sigma_1}{\sqrt{E}})^2 + \sigma_2^2} \tag{5.20}$$

cioé come la somma in quadratura dei due termini che contribuiscono alla risoluzione.
Il risultato del fit é mostrato, per una delle torri, in Figura 5.17. Le misure sembrano dunque compatibili con le aspettative di un termine dipendente dall'energia attorno al 16% e di un termine costante inferiore all'1%.
Nella tabella 5.2 sono riportati i valori per le quattro torri.
In entrambe le misure di linearitá e risoluzione, il contributo del primo layer del calorimetro, ovvero del *Preshower*, che é letto indipendentemente dal resto della torre elettromagnetica, é stato considerato sommandolo al segnale dei rimanenti 22 strati per mezzo di pesi opportuni.

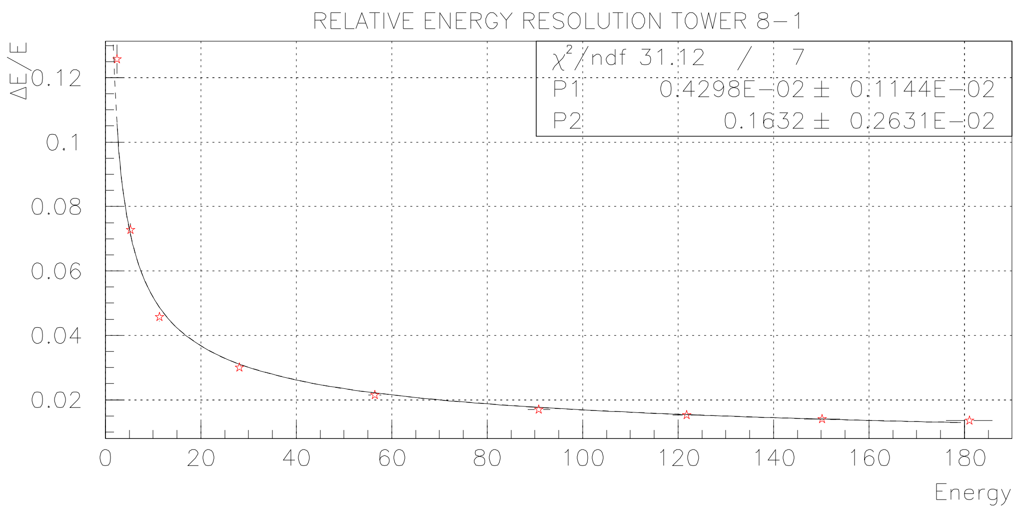


Figura 5.17: Risoluzione in energia per la torre 8 wedge 1.

Torre	*Termine Statistico (%)*	*Termine Sistematico (%)*
8-1	16.3	0.4
16-1	16.07	0.7
9-1	16.2	0.7
4-2	16.7	0.2

Tabella 5.2: Termini per l'epressione della risoluzione in energia. Anche in questo caso, lo scostamento maggiore dal valore atteso si ha per la torre 4-2.

In altre parole é stata considerata come risposta della torre la quantitá:

$$E_{tot} = E_{EM} + W \times E_{ppsd} \tag{5.21}$$

dove W é il peso usato, E_{EM} é la risposta dei 22 piani della torre e E_{ppsd} é la risposta del preshower.
L'uso del giusto valore di W influisce soprattutto, nel caso della linearitá, per

valori di energia bassi in quanto la frazione dello sciame che in questo caso viene assorbito nei primissimi strati é considerevole in rapporto all'energia totale persa.
Questo puó spiegare la maggiore deviazione dalla linearitá per i valori inferiori a $25\,GeV$ che si osserva nel plot di Figura 5.16.
La determinazione dei giusti pesi rappresenta una studio abbastanza complesso, in quanto essi possono variare con l'energia e con il valore dell'angolo di incidenza del fascio, in modo simile a quello che si é illustrato per i muoni nel Paragrafo 5.6.1.
Inoltre i fotomoltiplicatori multianodo che leggono il preshower non hanno lo stesso tipo di calibrazione di quelli usati per le torri elettromagnetiche. Quelli utilizzati in questa analisi rappresentano i primi valori stimati per W e sono dunque ancora soggeti a variazione.
Gli ultimi risultati ottenuti, nei quali il contributo del preshower é stato ottimizzato, mostrano che la deviazione dalla linearitá puó essere ridotta attorno allo 0.5% in tutto il range di energie richiesto e che il termine statistico della risoluzione puó ricondursi pienamente entro il 16%.

Conclusioni

Sulla base dei dati raccolti durante il test coi raggi cosmici e la prima fase del test su fascio, si sono presi in considerazione gli aspetti relativi alla calibrazione preliminare del calorimetro elettromagnetico di End Plug e alle sue caratteristiche di linearitá e risoluzione.
Riguardo al problema della determinazione della scala assoluta di energia é stata studiata l'applicabilitá di un metodo basato sulla simulazione GEANT del rapporto $\frac{e}{\mu}$, ovvero della risposta relativa ad elettroni e muoni, combinata con la misura assoluta del segnale di questi ultimi al test coi raggi cosmici.
Le prime fasi dell'analisi hanno riguardato gli effetti dell'angolo di incidenza e dell'energia sul segnale dei muoni nel calorimetro, utili per poter controllare l'affidabilitá con cui la simulazione descrive il rivelatore e per poter utilizzare la stessa scala energetica con GEANT, al test beam e con i μ cosmici.
Riguardo al primo aspetto, le misure effettuate al test beam con μ da $150\,GeV$ hanno mostrato un aumento del segnale di circa l'11%, passando da $\theta \simeq 7^\circ$ a $\theta \simeq 32^\circ$, in buon accordo con il risultato della simulazione che mostra una differenza di circa il 12%.
Tale andamento é spiegabile con l'aumento del cammino effettivo dei muoni all'interno degli strati di scintillatore.
Per quello che riguarda la dipendenza dall'energia, le misure sperimentali effettuate con fasci di muoni di energia variabile hanno mostrato un incremento di circa il 5% da $50\,GeV$ a $150\,GeV$ e del 10% da $10\,GeV$ a $150\,GeV$ del valore piú probabile dello spettro (MPV), spiegabile con il progressivo aumento del contributo della coda di Landau e come consequenza della tec-

nica di somare il segnale di piú layer in un unico canale di lettura della torre.
Tenendo conto di questi effetti é stato stimato che la simulazione GEANT é in grado di predire il rapporto $\frac{e}{\mu}$ entro il 3%, con una dispersione da torre a torre di circa il 3%.
Dopo aver riscalato il risultato della simulazione ad un'energia piú vicina a quella media dei raggi cosmici, sono stati utilizzati i dati delle misure al test sui cosmici per calcolare il valore predetto della risposta del calorimetro ad elettroni da $50\,GeV$.
Il valore predetto é risultato, in media, approssimativamente maggiore del 4% rispetto a quello misurato direttamente al test beam.
Considerando solamente le torri centrali, al fine di evitare effetti di "bordo" che probabilmente portano a sottostimare le misure condotte sui cosmici, il valore predetto diviene, in media, circa il 7% maggiore di quello misurato.
Utilizzando invece il rapporto $\frac{e}{\mu}$ misurato sperimentalmente, anziché quello simulato, la predizione sulla scala assoluta di energia puó essere migliorata di circa il 2% ma la dispersione dei valori da torre a torre rimane elevata ed é attorno al 10%.
Questo porta a concludere che la fonte maggiore di incertezza é quella sulla misura del segnale dei muoni dei raggi cosmici, mentre l'errore sulla previsione di GEANT del rapporto $\frac{e}{\mu}$ influisce per circa il 2-3% sul procedimento di calibrazione.
Questa é una conseguenza del fatto che, nel corso di questa fase dell'analisi, non é stato possibile utilizzare le informazioni delle camere a tracciamento che erano incomplete nell'esperimento sui raggi cosmici e dunque non era possibile ricostruire il reale percorso e l'angolo di incidenza dei muoni nelle torri del calorimetro.
Senza questi dati, le misure sono affette dall'incertezza che deriva sia dalla difficoltá con cui risulta possibile separare il picco del segnale da quello del piedistallo, che dalla indeterminazione sulla lunghezza dei precorsi che le particelle possono seguire attraversando le torri.
É facile vedere come in alcuni casi il segnale possa essere sovrastimato, rispet-

to a quello che si otterrebbe al TB, ad esempio per le torri di sezione piú grande, mentre in altri possa essere sottostimato, come nel caso delle torri ai bordi.

Con la riserva, dunque, che tale metodo puó essere sicuramente migliorato aggiungendo alle informazioni energetiche anche quelle relative alle tracce per i muoni cosmici é possibile, a questo stadio dell'analisi, definire un livello di confidenza attorno al 10% sulla determinazione della scala assoluta di energia che si ottiene in questo modo.

Per quello che riguarda gli aspetti relativi alla linearitá e risoluzione, le prime analisi sembrano mostrare che gli obiettivi proposti possono essere rispettati. La non linearitá per energie superiori a $10\,GeV$ appare entro il limite dell'1% e si discosta nettamente da tale valore solo per i punti a $5\,GeV$ e a $2.5\,GeV$. L'espressione della risoluzione in energia si compone, invece, di un termine statistico valutabile attorno al 16% e di un termine costante inferiore all'1%. Anche in questo caso, l'analisi é tuttora in corso e puó essere raffinata considerando in dettaglio il contributo del Preshower Detector, ovvero del primo strato di campionamento strutturalmente diverso dagli altri 22 e letto in maniera indipendente.

La giusta determinazione dei pesi attraverso i quali la risposta di tale segmento puó essere inclusa nel calcolo dell'energia totale, puó influenzare soprattutto le misure di linearitá alle basse energie ed in maniera minore anche quelle di risoluzione.

Tale aspetto é materia di studio; gli ultimi risultati mostrano come la linearitá si possa ricondurre pienamente entro l'1% nel range di energie detto ed il termine statistico della risoluzione possa essere reso inferiore al 16%.

Bibliografia

[1] http://www.fnal.gov/pub/accel_tour.html

[2] F.Abe *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A271 (1988) 387-403.

[3] F.Bedeschi *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A268 (1988) 50-74.

[4] L.Balka *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A267 (1988) 272-279.

[5] S.Bertolucci *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A267 (1988) 301-314.

[6] Y.Fukui *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A267 (1988) 280-300.

[7] S.Cihangir *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A267 (1988) 249-256.

[8] G.Ascoli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A268 (1988) 33-40.

[9] D.Amidei *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A269 (1988) 51-62

[10] http://www-fermi3.fnal.gov/maininjector/main_injector.html

[11] Collaborazione CDF, *CDF II Technical Design Report*

[12] Nota interna di CDF 3172

[13] G.Giacomelli, *Introduzione alla fisica delle particelle elementari*, Prof. Giorgio Giacomelli, Bologna, AA 1993-94.

[14] D.H.Perkins, *Introduction to high energy physics*, third edition.

[15] I.S.Hughes, *Elementary particles*, third edition.

[16] G.Apollinari *et al.*, *CDF End Plug calorimeter upgrade poject*, proceedings of the IV International Conference on the Calorimetry in High Energy Physics, Elba, Settembre 1993

[17] S.Aota *et al.*, *A Scintillating Tile/Fiber System for the CDF Plug Upgrade EM Calorimeter*, submitted to Nucl. Instr. Meth.

[18] D.Cassettari, O.Maragó, R.Brunetti, M.Atac, M.Mishina, *Measurements of Attenuation Length of Scintillating and Clear Fibers*, nota interna di CDF 3560.

[19] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.*

[20] J.Hauser *Plug Shower Maximum Detector Design Proposal*, nota interna di CDF 3487

[21] M.Gallinaro *et al.*, *PMT Selection for the Plug Upgrade Calorimeter*, nota interna di CDF 1839

[22] P.de Barbaro *et al.*, *CDF Plug Upgrade Hadron Calorimeter Design*, nota interna di CDF 2545

[23] U.Amaldi, *Fluctuations in Calorimetry Measurements*, Physica Scripta, Vol. 23

[24] C.Fabjan, *Calorimetry in High Energy Physics*, Techniques and Concepts of High Energy Physics III.

[25] http://wwwcn1.cern.ch/asd/geant/tutorial/manual/tutorial_1.html

[26] A.Bhatti, *et al. A Slower and Cleaner Plug Upgrade GEANT Simulation*, nota interna di CDF 4032

[27] W.K.Sakumoto, *Measurement of TeV Muon Energy Loss in Iron*, Phy. Rev. D(1992) 3042

[28] P.S.Auchincloss *et al.*, *A Study of the Energy Dependence of the Mean, Truncated Mean and Most Probable Energy Deposition of High Energy Muons in Sampling Calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. A343 (1994) 463-469

[29] G.Apollinari, K.Biery, R.Brunetti, S.Lusin, A.Solodsky, *Calibration of the Electromagnetic End Plug Calorimeter using GEANT and Cosmic Ray Muons*, nota interna di CDF 4142.

[30] R.M.Barnett *et al.*, *Review of Particle Physics*, Phy. Rev. D(54), 1

Ringraziamenti

Giunto al termine di questa tesi, che ha richiesto parecchi mesi di impegno, non mi rimane che affrontare il difficile compito di riassumere in poche righe la lista di coloro a cui é doveroso rivolgere un ringraziamento, nella consapevolezza del fatto che questa risulterá essere inevitabilmente incompleta.

Con la raccomandazione di non tenere conto dell'ordine, in quanto tutti ugualmente importanti, anche se per motivi diversi, ringrazio dunque:

Il mio relatore, Prof. Rimondi ed il mio correlatore, Dott. Zucchelli, per la loro disponibilitá.

Tutti i componenti del gruppo CDF Bologna, Milena, Niccoló, Irene, Daniele, Antonio e William, con i quali ho sempre lavorato in un clima di simpatia e collaborazione ed in particolare Luca, con il quale ho condiviso l'esperienza della trasferta americana e dal quale ho sempre ricevuto un valido aiuto qualunque difficoltá mi si presentasse.

Infine, un ringraziamento particolare lo devo rivolgere a Giorgio Apollinari, della Rockefeller University, che mi ha pazientemente seguito nel lavoro svolto a Fermilab e dal quale ho ricevuto molti preziosi consigli ed insegnamenti.

A questi, e a tutti coloro che non ho nominato, va la mia gratitudine, nella speranza di essere stato a mia volta per tutti un buon compagno di lavoro.