



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BARI

---

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea in Fisica

Studio delle prestazioni di ricostruzione ed  
identificazione dei muoni con i primi dati  
dell'esperimento CMS ad LHC

Relatori:

Dr. Alexis Pompili

Prof. Mauro De Palma

Laureando:

Nicola Tritto

---

Anno Accademico 2009/2010



# Indice

<b>1</b>	<b>LA FISICA AD LHC</b>	<b>1</b>
1.1	L'acceleratore Large Hadron Collider . . . . .	1
1.2	Fisica di LHC . . . . .	6
1.2.1	Fenomenologia delle collisioni protone-protone . . . . .	8
1.2.2	Fisica del Modello Standard . . . . .	10
1.2.3	Ricerca del bosone di Higgs . . . . .	13
1.2.4	Fisica oltre SM . . . . .	18
<b>2</b>	<b>Esperimento CMS</b>	<b>21</b>
2.1	Descrizione dell'apparato sperimentale . . . . .	21
2.1.1	Sistema di Coordinate . . . . .	22
2.1.2	Sottorivelatori . . . . .	23
2.2	Sistema di Trigger . . . . .	34
2.2.1	Trigger di primo livello (L1) . . . . .	35
2.2.2	DAQ e High Level Trigger . . . . .	37
2.2.3	Trigger dei muoni . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Ricostruzione dei muoni</b>	<b>45</b>
3.1	Introduzione . . . . .	45
3.2	Ricostruzione Locale . . . . .	45
3.3	Tracciatura delle particelle cariche in CMS . . . . .	47
3.3.1	Algoritmi di tracciamento . . . . .	47
3.3.2	Propagatori . . . . .	48
3.4	Ricostruzione nello Spettrometro di Muoni . . . . .	49

3.4.1	Generatore del Seme . . . . .	49
3.4.2	Pattern Recognition . . . . .	50
3.4.3	Navigazione . . . . .	50
3.5	Ricostruzione dei “Global Muons” . . . . .	52
3.6	Ricostruzione dei “Tracker Muons” . . . . .	56
3.6.1	Arbitration . . . . .	58
3.6.2	Utilità dell’algoritmo di ricostruzione . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Identificazione dei Muoni in CMS</b>	<b>61</b>
4.1	Selezione dei Muoni . . . . .	61
4.1.1	Classificazione delle sorgenti di muoni nelle simulazioni	62
4.1.2	Risultati . . . . .	64
4.2	Richieste sui Global Muon . . . . .	64
4.2.1	$\chi^2$ dei Global Muon . . . . .	64
4.2.2	Tagli sulla qualità delle tracce . . . . .	64
4.3	Richieste sui Tracker Muon . . . . .	64
4.3.1	Algoritmo di Compatibilità dei Muoni . . . . .	65
4.3.2	Compatibilità Calorimetrica . . . . .	65
4.3.3	Compatibilità dei Segmenti dei Muoni . . . . .	65
4.3.4	Selezione di muoni basata sulla Compatibilità . . . . .	66
4.3.5	Selezione di muoni basata sui tagli . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Pre-selezione degli eventi ed osservabili</b>	<b>69</b>
5.1	Campioni di dati reali e simulati di <i>minimum bias</i> . . . . .	69
5.2	Pre-selezione degli eventi . . . . .	70
5.3	Normalizzazione dati-Monte Carlo . . . . .	73
5.4	Descrizione delle osservabili associate ai muoni ricostruiti . . . . .	74
5.4.1	Variabili relative all’evento . . . . .	74
5.4.2	Variabili cinematiche del candidato muone . . . . .	75
5.4.3	Variabili relative ai segnali rilasciati dal candidato muone nei rivelatori . . . . .	76

<i>INDICE</i>	iii
<b>6 Confronto Dati-Monte Carlo per i muoni <i>Soft</i></b>	<b>77</b>
6.1 Ricostruzione dei muoni <i>soft</i> e <i>tight</i> e composizione dei muoni simulati . . . . .	77
6.2 Variabili per i Muoni <i>Soft</i> . . . . .	78
<b>7 Confronto Dati-Monte Carlo per i muoni <i>Tight</i></b>	<b>93</b>
7.1 Variabili per i Muoni <i>Tight</i> . . . . .	93
7.2 Compatibilità Calorimetrica e hit nei rivelatori . . . . .	93
7.3 Parametri di Impatto e signficanza . . . . .	93
<b>Conclusioni</b>	<b>108</b>
<b>Biblio</b>	<b>110</b>



# Introduzione

Nella primavera del 2010 il collisionatore Large Hadron Collider (LHC) presso i laboratori del CERN di Ginevra ha ripreso a funzionare dopo il noto incidente, garantendo una significativa presa dati nella seconda metà dell'anno. I dati raccolti in questo periodo sono proprio oggetto dell'analisi i cui risultati sono riportati nella presente tesi. L'energia del centro di massa alla quale il collisionatore protone-protone ha funzionato è pari a  $7 TeV$ , cioè alla metà di quella di progetto; la luminosità istantanea raggiunta nel 2010 è stata circa pari a  $\mathcal{L} = 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$  cioè due ordini di grandezza inferiore a quella di progetto. Vi sono comunque tutti i presupposti perché possa operare in futuro alle specifiche di progetto e garantire l'iniziale ampio e ambizioso progetto di una nuova era della Fisica delle Alte Energie. Con l'apparato di rivelazione Compact Muon Solenoid (CMS) sarà possibile confermare le conoscenze della Fisica delle Particelle Elementari già acquisite nonché soprattutto ampliarle esplorando anche segnali di cosiddetta Nuova Fisica.

Il collisionatore LHC e gli apparati di rivelazione ATLAS e CMS sono stati infatti progettati per verificare la consistenza del Modello Standard (MS) delle particelle elementari ad energie superiori al  $TeV$  e risolvere il puzzle della rottura spontanea della simmetria elettrodebole descritta dal meccanismo di Higgs con la scoperta del bosone di Higgs, la particella prevista dal MS ma non ancora osservata sperimentalmente. Tuttavia il vasto programma di ricerca, entro ed oltre quanto previsto dal MS, che potrà essere eseguito con i dati sperimentali che verranno raccolti a partire dal nuovo run del 2011, comprende fra l'altro anche la ricerca dei partner supersimmetrici delle par-

ticelle note predetti da diversi modelli teorici di Supersimmetria estensioni del MS e la ricerca di eventuali nuovi bosoni vettori massivi.

Questo programma di ricerca richiede, nella maggior parte dei casi, la raccolta di una grande quantità di dati, all'energia e alla luminosità di progetto della macchina acceleratrice, su un periodo di diversi anni. Per la ricerca dell'Higgs, di particelle supersimmetriche o di nuovi bosoni vettori massivi, è necessario registrare interazioni protone-protone integrando una luminosità pari ad almeno  $1 \text{ fb}^{-1}$  e possibilmente di alcune decine di  $\text{fb}^{-1}$ . Alla fine del 2010 è stata raggiunta una luminosità integrata di circa  $43.5 \text{ pb}^{-1}$  ma nel 2011, con il previsto aumento della luminosità di picco resa disponibile dal collisionatore, il traguardo di qualche  $\text{fb}^{-1}$  di luminosità integrata è ragionevolmente alla portata di ATLAS e CMS.

Nella prima fase di presa dati diventa fondamentale ritrovare, alle nuove energie disponibili, quanto già previsto dal MS, ma soprattutto cruciale portare a termine un esteso programma di verifica di funzionamento, di calibrazione ed ottimizzazione dell'apparato di rivelazione e degli strumenti software di ricostruzione ed elaborazione degli eventi fisici. In quest'ultimo programma si inserisce a pieno titolo lo studio delle prestazioni di ricostruzione e identificazione dei muoni in CMS oggetto del lavoro presentato in questa tesi. I muoni infatti costituiscono l'ingrediente fondamentale di molti degli stati finali previsti per esempio per il decadimento del bosone di Higgs e del bosone vettore massivo  $Z'$  oltre che nei decadimenti leptonici e semileptonici di particelle supersimmetriche.

Nel capitolo 1 vengono brevemente richiamate le principali caratteristiche del collisionatore LHC ed alcune importanti questioni di Fisica delle Alte Energie che possono essere affrontate avendo a disposizione tale strumento, mentre nel capitolo 2 vengono brevemente richiamate le principali caratteristiche del rivelatore CMS, fornendo alcuni dettagli qualora importanti per la rivelazione e ricostruzione dei muoni.

Nel capitolo 3 viene descritta la ricostruzione dei muoni mentre nel capitolo 4 gli algoritmi di identificazione degli stessi. In particolare vengono

descritti i due approcci complementari nella ricostruzione dei muoni, quello che a partire dalla traccia ricostruita nel sistema delle camere esterno cerca una traccia ricostruita nel tracciatore ad essa compatibile (*Global Muons*) e quello che a partire da una traccia ricostruita nel tracciatore cerca di associarvi segnali ricostruiti nelle camere per muoni (*Tracker Muons*). Il primo algoritmo fornisce muoni di buona qualità ricostruttiva ma con efficienza limitata nell'estremità inferiore dello spettro d'impulso mentre il secondo sopperisce a questo limite al prezzo di una maggiore contaminazione per cui richiede l'applicazione di ulteriori requisiti di identificazione.

Nel capitolo 5 vengono fornite tutte le informazioni relative allo studio effettuato, includendo fra l'altro:

- 1) la definizione delle due tipologie investigate di muoni ricostruiti (*soft* e *tight*) mediante criteri di pre-selezione basati sia su parametri di qualità ricostruttiva che di criteri di identificazione, applicati rispettivamente ai *Tracker Muons* e ai *Global Muons*;

- 2) la selezione di Trigger di Alto Livello,

- 3) la definizione delle categorie di appartenenza dei muoni nella simulazione, in accordo con l'informazione della verità Monte Carlo, quest'ultima basata su una corrispondenza, totalmente efficiente e libera da ambiguità, fra gli hit ricostruiti nel sistema delle camere a muoni e quelli della particella simulata;

- 4) la definizione delle osservabili relative ai muoni ed oggetto dell'analisi;

- 5) la normalizzazione delle distribuzioni per i muoni simulati rispetto a quelle dei muoni reali alla stessa luminosità integrata.

Nei capitoli 6 e 7 viene presentata l'analisi vera e propria, impostata su un esteso confronto dati-simulazione per le distribuzioni delle numerose (e diverse per tipologia) osservabili caratterizzanti i muoni ricostruiti, e vengono discussi i risultati ottenuti.



# Capitolo 1

## LA FISICA AD LHC

### 1.1 L'acceleratore Large Hadron Collider

Il Large Hadron Collider (LHC)[1] del CERN (Ginevra, Svizzera) è un collisore circolare di protoni la cui circonferenza misura  $27\text{Km}$ .

LHC produrrà collisioni di fasci di protoni con un'energia nel centro di massa pari a  $14\text{TeV}$  e con una luminosità istantanea pari a  $\mathcal{L} = 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

I suddetti fasci percorrono l'anello in direzione opposta e collidono in quattro punti diversi dove sono installati i seguenti esperimenti: CMS (Compact Muon Solenoid)[2], ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)[3], ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [4] e LHCb (LHC Beauty Experiment)[5] e TOTEM[6].

CMS e ATLAS sono due esperimenti generali che hanno le stesse finalità: l'eventuale scoperta del bosone di Higgs, validare o meno le teorie che tentano di colmare i limiti del MS o evidenziare processi del tutto inaspettati. Per questo la loro struttura è molto simile.

La caratteristica fondamentale che li differenzia è la scelta del sistema magnetico: CMS adotta un solenoide superconduttore, mentre ATLAS un sistema di toroidi posti nella sua zona più esterna e un piccolo solenoide nella sua zona centrale.

ALICE è stato costruito al fine di eseguire degli studi sul cosiddetto pla-

sma di quark e gluoni (che viene prodotto tramite la collisione di ioni pesanti: Piombo, Ossigeno, Argon, Stagno e Krypton). A LHCb si vuole studiare il fenomeno di violazione di CP nella fisica del quark b. TOTEM invece è un esperimento dedicato a misurare la probabilità e le modalità degli urti tra protoni in LHC. Esso rivelerà particelle prodotte molto vicine al fascio di LHC e consentendo una calibrazione assoluta della luminosità di LHC. Il suo apparato sperimentale è collocato su entrambi i lati del punto di collisione di LHC condiviso con l'esperimento CMS. Verranno misurati, tramite rivelatori, i protoni diffusi elasticamente o quasi-elasticamente mentre un sistema di tracciatori fornirà la rivelazione delle interazioni inelastiche.

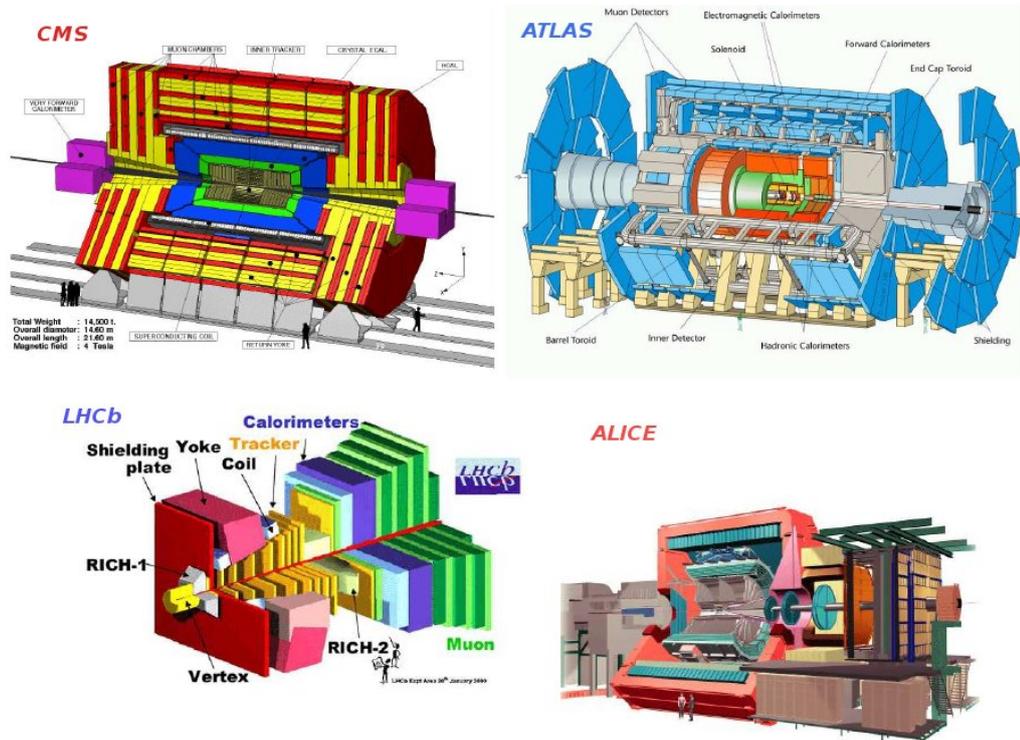


Figura 1.1: Rivelatori dei quattro esperimenti di LHC

LHC è situato nel tunnel dove era collocato l'acceleratore LEP, che si trova a circa 100 m sotto la superficie terrestre. I costituenti fondamentali che sono coinvolti nelle collisioni sono i protoni, che portano con se una frazione

$x$  del quadrimomento totale del protone. L'energia nel centro di massa alla quale avviene l'urto tra due partoni è  $\sqrt{s} = \sqrt{x_1 x_2 s}$ , con  $x_1$  e  $x_2$  le frazioni di quadrimomento dei due partoni rispettivamente, è variabile entro un vasto intervallo di energia, essendo la frazione di momento di ciascun partone distribuita con una certa funzione di probabilità nell'intervallo  $[0, 1]$ . Questo consente di esplorare un intervallo di energia con limite superiore di circa 14 *TeV*, che potrebbe permettere la scoperta di segnali di nuova fisica, ma rappresenta anche uno svantaggio perché l'energia reale alla quale avviene la collisione fra le particelle che producono gli stati fisici rilevati dagli esperimenti è più piccola rispetto all'energia dei protoni e rimane sconosciuta. LHC si differenzia dal TEVATRON ancora in funzione al FERMI-LAB, poiché il primo usa, nelle collisioni, due fasci di protoni, i secondi invece impiegano un fascio di protoni ed uno di anti-protoni. Uno dei motivi per l'utilizzo di tale scelta risiede nella difficoltà della generazione di un fascio di anti-protoni che, a causa dei costi, non è mai popolato quanto un fascio di protoni. L'utilizzo di soli protoni per le collisioni ad LHC produce un incremento in termini di luminosità della macchina avendo a disposizione fasci popolati dallo stesso numero di particelle.

Gli andamenti mostrati nella Figura 1.1 rappresentano la sezione d'urto in funzione dell'energia nel centro di massa (CM) e la frequenza degli eventi per i processi più interessanti in funzione della massa delle particelle prodotte, per una luminosità di picco pari a  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

I fasci di protoni vengono immessi nell'anello di LHC da un sistema complesso di preaccelerazione, costituito da Linac (Linear accelerator), PSB (Proton Synchrotron Booster), PS (Proton Synchrotron) e SPS (Super Proton Synchrotron) con un'energia pari a 450 *GeV*. I fasci vengono iniettati a pacchetti con distanza temporale di 25 *ns* (o multipli a seconda dell'energia dei fasci) In Figura 1.1 viene mostrata una rappresentazione schematica del sistema di preaccelerazione ed il collisionatore LHC.

Un altro parametro fondamentale è la luminosità istantanea  $\mathcal{L}$ , che è definita come la costante di proporzionalità tra la frequenza a cui avviene un

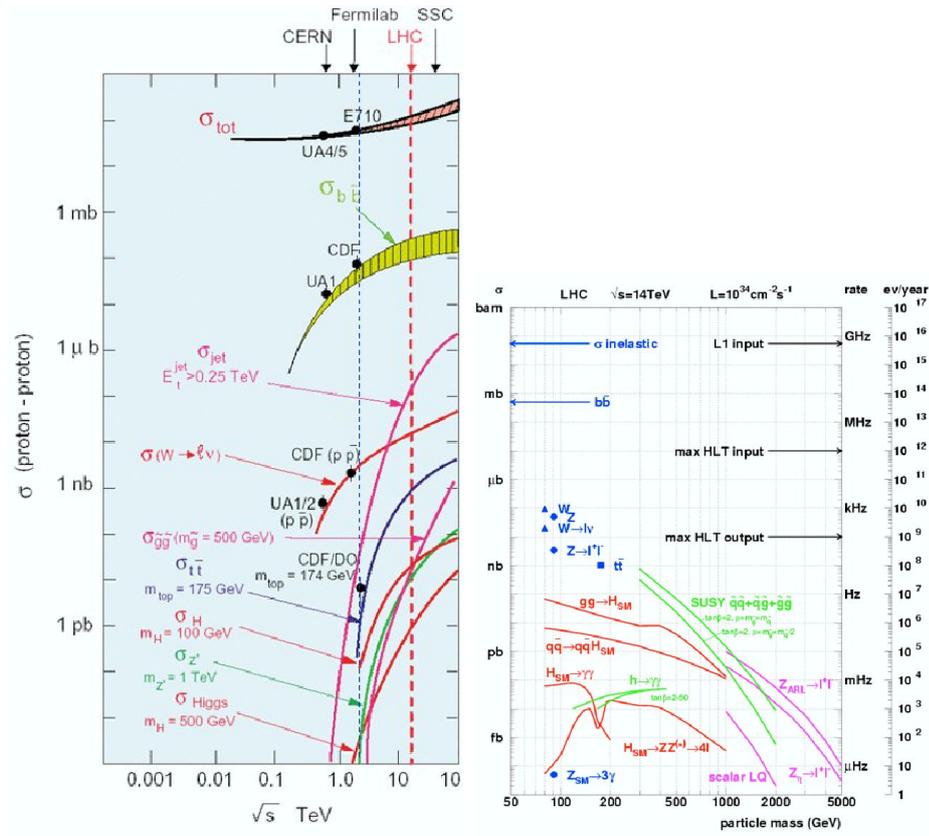


Figura 1.2: A sinistra é rappresentata la sezione d'urto in funzione dell'energia nel CM, mentre a destra é rappresentata la frequenza degli eventi in funzione della massa delle particelle prodotte per i processi piú interessanti.

determinato processo (R) e la sua sezione d'urto  $\sigma$ . Più alta è la luminosità maggiore è la statistica di eventi che si produce. Rendere questo parametro il più alto possibile è di fondamentale importanza per evidenziare i processi che hanno bassa sezione d'urto. La luminosità dipende dai parametri

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f k_B N_P^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (1.1)$$

dove  $\gamma$  è il fattore di Lorentz,  $f$  è la frequenza di rivoluzione dei protoni,  $k_B$  è il numero di bunch,  $N_P$  è il numero di protoni contenuti in un bunch,  $\epsilon_n$  è l'emittanza trasversa normalizzata,  $\beta^*$  è la funzione di betatrone nel punto

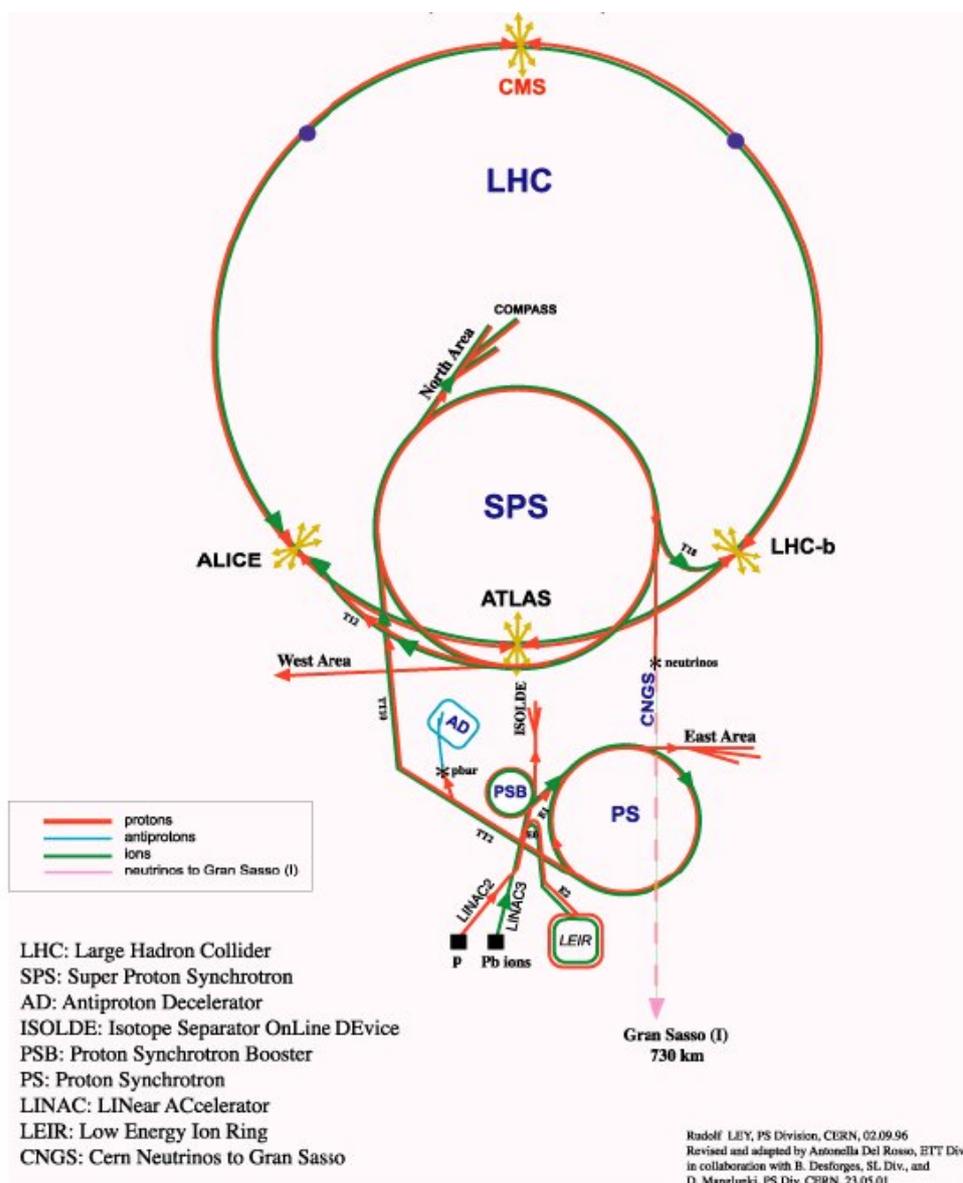


Figura 1.3: Sistema di Preaccelerazione di LHC

di interazione (IP) e  $F$  è il fattore di riduzione dovuto all'angolo di collisione tra i fasci nell'IP. Lo svantaggio di avere un elevato numero di eventi è il sovrapporsi di interazioni nello stesso bunch crossing (*pile up*), si stimano in media 22 eventi perbunch crossing con 50 tracce cariche per evento; si deduce

che per lavorare in tali condizioni sia richiesta:

- una risposta dei rivelatori e un'elettronica di lettura molto veloce
- elevata granularità, un numero molto grande di canali elettronici per evitare il sovrapporsi di particelle nello stesso elemento sensibile
- un'elettronica speciale resistente ad alte dosi di radiazioni.

Parametri	Valori
Energia per nucleone $E$	$7 \text{ TeV}$
Numero di protoni per bunch $N_p$	$115 \times 10^{11}$
Numero di bunch $k_B$	2808
Intervallo tra due bunch	$25 \text{ ns}$
Lunghezza di un bunch (r.m.s.)	$53 \text{ mm}$
Raggio di un bunch nel IP (r.m.s.)	$15 \text{ }\mu\text{m}$
Angolo di collisione tra fasci	$300 \text{ }\mu\text{rad}$
Luminosità istantanea	$\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tabella 1.1: tabella con valori nominali principali di LHC

## 1.2 Fisica di LHC

La descrizione delle particelle elementari e delle relative interazioni può essere effettuata attraverso una funzione densità lagrangiana costruita attraverso la teoria quantistica e avente come variabili canoniche un insieme di campi, associati alle varie particelle, che rispettino un insieme di simmetrie legate alle interazioni fondamentali medesime. Tramite questa lagrangiana è possibile calcolare, a partire da un numero finito di costanti fondamentali, un gran numero di osservabili confrontabili con i risultati sperimentali. Il Modello Standard (SM) descrive, basandosi sul formalismo della teoria dei campi, le interazioni tra fermioni puntiformi di spin  $1/2$  mediate da bosoni di

gauge di spin 1 [7]. Le particelle elementari possono essere raggruppate in tre famiglie. In ogni famiglia di particelle si trovano un leptone carico, uno neutro e due quark; tutti risentono dell'interazione debole, tutti, eccetto il leptone neutro, dell'interazione elettromagnetica e solo i quark dell'interazione forte.

Le interazioni fondamentali sono descritte da una simmetria di gauge basata sul gruppo

$$SU3_C \otimes SU2_L \otimes U1_Y \quad (1.2)$$

$SU(3)$  è il gruppo che descrive la simmetria di colore e i cui generatori sono gli otto bosoni di gauge, i gluoni, mediatori delle interazioni forti. Il gruppo  $SU(2)$  è legato all'invarianza (esatta finché non vengono introdotte le masse delle particelle) per scambio delle componenti destrorse e sinistrorse degli spinori (simmetria chirale) che descrive invece le interazioni deboli, mentre  $U(1)$  è la simmetria legata all'invarianza di fase degli spinori a cui sono associate le interazioni elettromagnetiche. I bosoni carichi  $W^\pm$  risultano dalla combinazione lineare dei campi  $W^1$  e  $W^2$  mentre il bosone neutro  $Z^0$  e il fotone  $\gamma$  risultano da un mix fra i campi  $W^3$  e  $B$ . Le prime conferme sperimentali del Modello Standard si ottennero nel 1974 con le prime osservazioni della corrente debole neutra [8] e nel 1983 con la scoperta, negli esperimenti UA1 [9] e UA2 [10] all'SPS al CERN, dei bosoni  $W^\pm$  e  $Z^0$ .

Nonostante le innumerevoli conferme sperimentali, il Modello Standard presenta ancora aspetti poco chiari legati principalmente al meccanismo di Higgs di generazione della massa che mostreremo in seguito. Infatti, così come è stato costruito, il Modello Standard non è in grado di descrivere alcuna realtà fisica in quanto tutte le particelle coinvolte sono prive di massa in netto contrasto con le osservazioni sperimentali.

Il SM per interazioni deboli e elettromagnetiche è costruito su una teoria di gauge a quattro campi corrispondenti a quattro bosoni a massa nulla. Poiché solo il fotone ha massa nulla mentre gli altri vettori  $W$  e  $Z$  sono massivi, qualcosa deve succedere in modo da preservare l'unificazione elettrodebole.

Le masse dei campi di gauge, come quelle dei fermioni, nel modello standard sarebbero generate da rottura spontanea della simmetria. La rottura

della simmetria elettrodebole (EWSB) nel SM è descritta dal meccanismo di Higgs. Benchè si riesce ad ottenere una teoria rinormalizzabile in grado di riprodurre la fenomenologia a bassa energia, il meccanismo di Higgs rappresenta il punto debole della teoria, implicando la presenza di una particella scalare (Bosone di Higgs) non ancora osservata. Se il bosone di Higgs non esistesse, alcuni processi potrebbero violare l'unitarietà e quindi si perderebbe la possibilità di una teoria rinormalizzabile. Comunque anche la scoperta di questo bosone implicherebbe la necessità di una nuova fisica, dipendente dalla sua massa. Infatti solo un range limitato di masse intorno a  $160 GeV/c^2$  sono compatibili con la stabilità del modello standard fino alla scala di Planck. Una massa differente implicherebbe una violazione del modello e darebbe indicazioni di una scala per la quale nuova fisica diverrebbe evidente.

### 1.2.1 Fenomenologia delle collisioni protone-protone

Per comprendere i principali meccanismi di produzione del bosone di Higgs nelle interazioni protone-protone ( $p-p$ ) è necessario introdurre alcuni aspetti della teoria del modello a partoni.

Nelle interazioni  $p-p$  ad alta energia ciascun protone si può modellizzare come un fascio non separato dei suoi costituenti fondamentali: quark, antiquark e gluoni; ciascuno di essi porta una frazione  $x$  dell'impulso totale del protone. È proprio questo il presupposto alla base del modello a partoni[11][12] che permette di fattorizzare la sezione d'urto della reazione di hard-scattering tra due protoni

$$p_a + p_b \rightarrow c + X \quad (1.3)$$

nei contributi dei singoli processi elementari a livello partonico, secondo la formula

$$d\sigma(p_a + p_b \rightarrow c + X) = \sum_{i,j} f(x, Q^2)_i^{(a)} f(x, Q^2)_j^{(b)} d\sigma(i + j \rightarrow c + X') \quad (1.4)$$

dove  $d\sigma(i + j \rightarrow c + X')$  è la sezione d'urto del processo elementare che porta allo stato finale  $c$  desiderato e  $f^{(a)}(x, Q^2)_i$  è la funzione di distribuzione partonica (PDF), che rappresenta la probabilità di trovare il costituente  $i$  nell'adrone  $a$  con una frazione di impulso  $x$ . Quindi due ingredienti sono necessari per calcolare la sezione d'urto totale del processo: la sezione d'urto elementare e la funzione di distribuzione partonica. La sezione d'urto elementare è calcolata ad un assegnato ordine in  $\alpha_s$  e ad una definita scala di rinormalizzazione. L'esperienza mostra che in molti casi le correzioni di ordine superiore portano ad un aumento delle sezioni d'urto di un fattore 1.5-2. La funzione di distribuzione partonica è misurata negli esperimenti di scattering profondamente anelastico tra elettroni e adroni ad una definita scala di energia  $Q^2$ , ed è estrapolata alla scala di energia in esame tramite l'equazione di evoluzione di Altarelli-Parisi[13]. Il fattore  $Q^2$  fissa la scala di energia a cui avviene l'interazione e determina il valore delle correzioni logaritmiche alla funzione di distribuzione partonica.

Dato che ciascun partone all'interno del protone ha una frazione d'impulso  $x \in [0, 1]$ , il sistema partone-partone attraverso cui avviene il processo elementare ha in genere il centro di massa in moto rispetto al sistema di riferimento  $p$ - $p$ . Nel caso di fasci di protoni di uguale energia fatti collidere frontalmente, come avviene a LHC, il sistema elementare ha un impulso non nullo nella direzione dei fasci, che individua l'asse  $z$  del sistema di riferimento di laboratorio. Dato che non è possibile conoscere a priori il valore dell'impulso lungo tale direzione, è opportuno adottare delle quantità cinematiche invariabili in corrispondenza di un boost nella direzione  $z$ . Indicando con  $E$  e  $\vec{p}$  rispettivamente l'energia e l'impulso della generica particella nel sistema di riferimento di laboratorio, queste quantità sono :

- l'impulso trasverso ( $p_T$ ), la proiezione di  $\vec{p}$  nel piano perpendicolare alla direzione dei fasci;
- la rapidità

$$y = \tanh^{-1} \frac{p_z}{E} \quad (1.5)$$

dove  $p_z$  è la proiezione di  $\vec{p}$  lungo la direzione  $z$ . La rapidità è tale che grandezze come la distribuzione  $\frac{dN}{dy}$  risultano invarianti per trasformazione di Lorenz, nella direzione dell'asse  $z$ . In regime ultrarelativistico, la rapidità può essere approssimata con la pseudorapidità ( $\eta$ ), definita come:

$$\eta = \ln(\tanh^{-1}(\frac{\theta}{2})) \quad (1.6)$$

dove  $\cos(\theta) = \frac{p_z}{p}$ . La pseudorapidità ha il vantaggio che può essere misurata anche quando la massa o il momento della particella non sono noti, sulla base della sola informazione geometrica della traiettoria della particella.

In questo modo è possibile scrivere la sezione d'urto invariante in termini di grandezze cinematiche misurabili:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{d^3\sigma}{d\varphi dy p_T dp_T} \Rightarrow \frac{d^2\sigma}{\pi dy d(p_T^2)} \approx \frac{d^2\sigma}{\pi d\eta d(p_T^2)} \quad (1.7)$$

avendo usato la relazione  $\frac{dy}{dp_z} = \frac{1}{E}$  e mediando su tutto l'angolo azimutale  $\varphi$

### 1.2.2 Fisica del Modello Standard

Al Large Hadron Collider saranno possibili diverse misure elettrodeboli di precisione, con i due esperimenti Atlas Cms. Grazie all'alta statistica disponibile ( $10^8 W \rightarrow e\nu$  decadimenti,  $10^7 t\bar{t}$  nel primo anno di decadimenti) per la maggior parte delle misure l'incertezza statistica sarà molto piccola. I campioni di controllo di alta statistica, permetteranno una buona comprensione della risposta del detector quindi da ridurre l'incertezza sistematica. Verranno discusse in breve le sfide sperimentali delle misure di LHC.

#### Misura di $W$ e della massa del Top

Il valore delle masse del quark top e dell'Higgs fanno parte della predizione della massa del bosone  $W$  attraverso correzioni radiative. Misure

precise di  $m_t$  e  $m_W$  permetteranno quindi di stabilire limiti sulla  $m_H$  e, se l'Higgs è trovato, permetteranno prove stringenti del modello standard o sue estensioni come il modello supersimmetrico minimale (MSSM). Il canale più promettente per la misura della massa del top è  $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}$  con un decadimento leptonic e uno adronico del  $W$ , la parte adronica è usata per ricostruire la massa del top e quella leptonica per selezionare l'evento. La sorgente principale di incertezza sarà la scala energetica dei jet, che è affetta dall'accuratezza del modello della frammentazione, la conoscenza della radiazione di gluone e la risposta del rivelatore. Lo stesso campione di eventi  $t\bar{t}$  fornisce un gran numero di decadimenti adronici  $W$  usati per la calibrazione dei calorimetri adronici.

L'incertezza finale sulla  $m_t$  sarà migliore di  $2 \text{ GeV}/c^2$ ; l'incertezza sulla  $W$  deve essere circa  $15 \text{ MeV}$  per non risultare la maggior fonte di rumore.

Poiché la componente longitudinale dell'impulso del neutrino non si può misurare nei collisionatori adronici, la massa del bosone  $W$  è ottenuta da un fit alla distribuzione della massa trasversa della  $W$ . La fonte principale di incertezza è l'energia del leptone che dovrebbe essere conosciuta con una precisione di  $\sim 0.02\%$  per ottenere la precisione voluta su  $m_W$ . Questo obiettivo si può raggiungere grazie ad un'alta statistica di decadimenti  $Z \rightarrow ll$ . Altre sorgenti di incertezza sistematica includono lo spettro  $p_T^W$ ,  $\Gamma_W$  e le funzioni di struttura del protone. Poiché il pile-up rovina la forma della distribuzione di massa trasversa della  $W$ , le misure saranno disponibili solo nel regime di bassa luminosità.

Altre misure saranno possibili nel settore del quark top, inclusi i decadimenti rari del top, la determinazione degli stati  $t\bar{t}$  e la sezione d'urto di produzione del top singolo.

### Produzione delle coppie di Bosoni Vettori

Tali coppie si producono all'ordine più basso nell'annichilazione  $q\bar{q}$  seguita da un triplo vertice di bosoni di gauge. L'Accoppiamento di Gauge Triplo (TGC) verifica direttamente la simmetria di gauge non abeliana dello SM.

Sono descritte da cinque parametri, che possono essere misurati da fit alla sezione d'urto totale e dalle forme delle distribuzioni come quella del  $p_T^{\gamma Z}$ , in eventi  $W_\gamma$  e  $W_Z$ . Evidenze di nuova fisica si possono avere da deviazioni dai valori del SM, come ad esempio la presenza di nuove particelle che decadono in coppie  $WW$  e  $ZZ$  (inclusi Higgs pesanti).

Poichè LHC lavora ad energie del centro di massa mai raggiunte prima, ci si aspetta un incremento significativo della precisione sui parametri TGC.

Ad alte energie, il processo dominante diventa lo scattering di bosoni vettori. Tale processo è particolarmente sensibile al meccanismo di rottura della simmetria elettrodebole e viola l'unitarietà alla scala di un  $\sim 1 TeV$ . Nel modello standard questo è risolto introducendo il bosone di Higgs; in assenza di questo bisogna considerare nuova fisica da affiancare a questo canale. In ogni caso la misura della sezione d'urto di scattering  $WW$  come funzione della massa invariante del sistema  $WW$  alla scala di  $\sim 1 TeV$ , è una verifica importante del meccanismo di simmetria elettrodebole. Segni evidenti di questi processi sono dati dalla presenza di jets in avanti mentre non saranno disponibili stati finali puramente adronici, per via dell'alto fondo di QCD.

(eventualmente nota sulla simmetria elettrodebole e unitarietà)

### Fisica del B e violazione CP

Nel campo della fisica del b, LHC potrà beneficiare di una sezione d'urto di produzione di coppie  $b\bar{b}$  molto grande. L'interesse principale è lo studio del decadimento dei mesoni B neutri, in particolare della violazione di CP nei sistemi  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$  e  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ . Il decadimento del b può essere identificato negli stati finali leptonic, specialmente nel caso di muoni. D'altra parte questi leptoni sono di solito soft e la loro identificazione è difficile a causa dell'alto rumore di fondo e della sovrapposizione di segnali (*pile-up*).

Alla fisica del b è dedicato l'esperimento  $LHC_b$ , ma anche ATLAS e CMS si occuperanno di questo ramo nella fase di bassa luminosità. Nel regime di alta luminosità nel punto di collisione di  $LHC_b$ , i fasci verranno defocalizzati in modo da ridurre la luminosità.

### 1.2.3 Ricerca del bosone di Higgs

Lo studio delle dinamiche responsabili della rottura spontanea della simmetria elettrodebole è uno degli scopi principali della costruzione degli odierni e futuri acceleratori. Gli esperimenti condotti al CERN sono volti alla scoperta del bosone di Higgs del Modello Standard, analizzando tutto lo spettro delle masse previste dai modelli teorici, come dei bosoni di Higgs ipotizzati dalle estensioni supersimmetriche.

Nel modello standard la massa del bosone di Higgs è proporzionale al valore di aspettazione nel vuoto (vev) del campo di Higgs secondo la formula  $m_H = \sqrt{2\lambda\nu}$ . Il vev è fissato dalla costante di Fermi  $G_F$  a  $\nu \approx 246 \frac{GeV}{c^2}$ , mentre la costante di accoppiamento  $\lambda$  è un parametro libero della teoria che rende non predicibile  $m_H$ . Tuttavia si possono dedurre una serie di limiti superiori ed inferiori sulla base di considerazioni teoriche e dati sperimentali che, fino ad ora non hanno potuto confermare l'esistenza di questa particella. Gli esperimenti sono riusciti a definire vincoli più stretti: ricerche dirette effettuate a LEP hanno fissato un limite inferiore al valore della massa dell'Higgs pari a  $114 GeV$  (con un confidence level del 95%). Misure indirette ottenute attraverso fit dei parametri elettrodeboli, come quelli che considerano correzioni radiative alle masse del top e del W, mostrano che  $m_H = 96_{-38}^{+60} GeV$  come è possibile notare nella Figura 1.4 [14].

Recenti risultati al Fermilab[15] pongono nuovi limiti di esclusione per la massa del bosone di Higgs, tra  $158$  e  $175 \frac{GeV}{c^2}$ . Poiché il range di massa previsto per tale particella è tra  $114$  e  $185 \frac{GeV}{c^2}$ , i nuovi lavori escludono un quarto dell'intervallo di massa che ci si aspetta per l'Higgs.

Abbiamo già osservato come gli studi teorici attribuiscono vincoli meno stringenti: il limite inferiore deriva infatti dalla richiesta di stabilità del vuoto, mentre quello superiore dalla richiesta che il Modello Standard sia valido fino ad una certa scala  $\Lambda$

I principali canali di produzione del bosone di Higgs nel Modello Standard sono:

- Bremsstrahlung di W e Z:  $q\bar{q} \rightarrow WH$

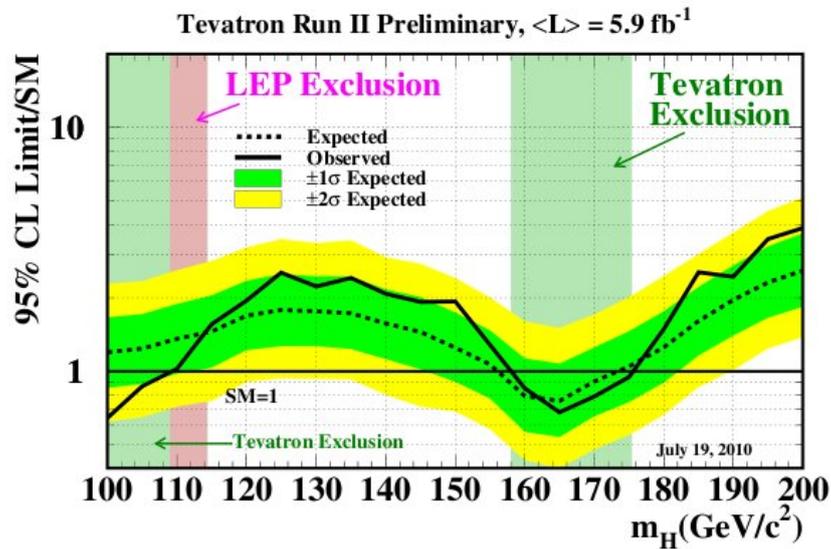


Figura 1.4: Recenti Limiti di esclusione

- Fusione gluone-gluone:  $gg \rightarrow H$
- Fusione:  $ZZqq \rightarrow qqH$
- Fusione:  $WWqq \rightarrow qqH$
- Produzione associata a eventi  $t\bar{t}$ :  $gg \rightarrow t\bar{t}H$ ,  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H$ .

Avendo sezione d'urto maggiore per qualsiasi valore della massa del Higgs, il meccanismo predominante è quello di fusione gluone-gluone come mostrato in figura

I canali più rilevanti per la ricerca sono quelli che permettono di avere un numero di eventi sufficientemente elevato, che risultano compatibili con le capacità del trigger e che mostrano un buon rapporto segnale-fondo. È interessante pertanto analizzare brevemente i principali canali di scoperta del bosone di Higgs:

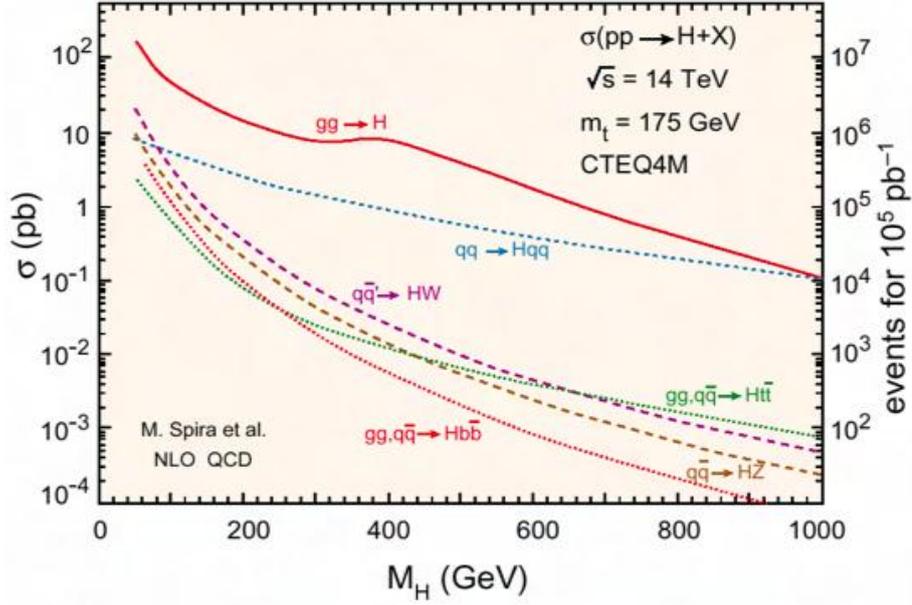


Figura 1.5: Sezione d'urto di produzione del Bosone di Higgs

- $pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$  golden channel
- $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  (elettroni e muoni) golden channel
- $pp \rightarrow qqH \rightarrow qq\tau^+\tau^-$
- $pp \rightarrow H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu, lvqq$
- $pp \rightarrow t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}t\bar{t}$
- $pp \rightarrow t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}W^+W^-$  e  $pp \rightarrow ZH \rightarrow l^+l^-W^+W^-$

Un'importante parametro per valutare i diversi canali di decadimento è il Branching Ratio o Rapporto di Diramazione (BR), definito come il rapporto tra la larghezza di decadimento  $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$  e la larghezza totale di  $|i\rangle$

$$BR(|i\rangle \rightarrow |f\rangle) = \frac{\Gamma_{|i\rangle \rightarrow |f\rangle}}{\Gamma_{tot}}$$

(1.6)

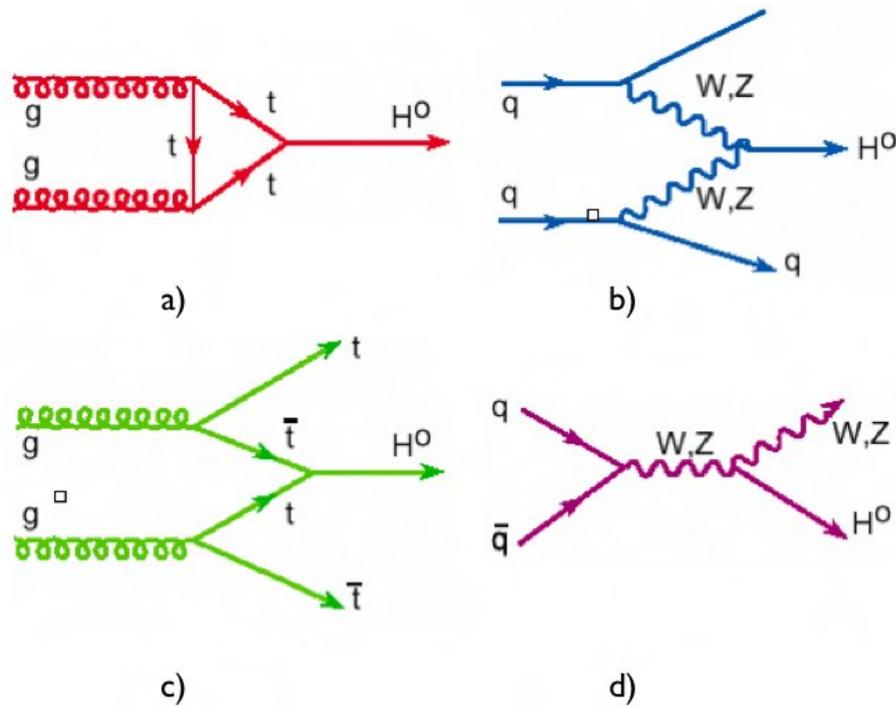


Figura 1.6: Diagrammi di Feynman dei principali processi di produzione: a) fusione gluone-gluone, b) fusione W e Z, c) fusione  $t\bar{t}$  e d) produzione associata.

ovvero la frazione di particelle che decadono secondo un particolare canale sul numero totale di particelle che decadono.

Per la regione di bassa massa ( $m_H < 130\text{GeV}$ ) i due canali più importanti sono  $H \rightarrow b\bar{b}$  e  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Il primo possiede, in questa regione, una branching ratio di quasi il 100 %, pertanto la produzione inclusiva dell'Higgs seguito da un decadimento  $b\bar{b}$  avrà una sezione d'urto elevata e pari a circa 20 pb.

Essendo però il rapporto segnale-fondo molto piccolo (circa  $10^{-5}$ ), risulterà impossibile selezionarlo a livello di trigger. Le produzioni associate  $t\bar{t}H$ ,  $WH$  e  $ZH$  con  $H \rightarrow b\bar{b}$ , pur possedendo una sezione d'urto certamente minore ( $< 1$  pb), produrranno uno stato finale da cui il fondo può essere estratto più facilmente. Il canale  $H \rightarrow \gamma\gamma$  possiede una branching ratio di circa  $10^{-3}$  e conseguentemente una piccola sezione d'urto pari a circa 50 pb; in questo

caso però il rapporto segnale-fondo è molto più favorevole essendo uguale a circa  $10^{-2}$ .

Nella regione di massa intermedia ( $130\text{GeV} \leq m_H < 2m_Z \simeq 180\text{GeV}$ ) i canali  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  e  $H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$  sono sperimentalmente i più promettenti per studiare le proprietà del bosone di Higgs. L'eccellente risoluzione in energia ottenuta per gli elettroni e i muoni ricostruiti porta, per il primo golden channel, a un picco di massa invariante molto stretto. Il rapporto segnale-fondo che ci si aspetta, dopo tutti i tagli sperimentali, dipende dalla massa stessa dell'Higgs e il contributo maggiore al fondo consiste nei decadimenti irriducibili  $ZZ \rightarrow 4l$ . In questa regione il fondo prodotto da  $Zb\bar{b} \rightarrow 4l$  e  $t\bar{t} \rightarrow 4l$  richiede tagli di isolamento del leptone molto stretti.

Le migliori condizioni di scoperta si hanno però nella regione di massa elevata ( $m_H > 2m_Z$ ) attraverso il canale  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  che risulta quasi privo di fondo. Per esplorare invece regioni di masse ancora più elevate ( $m_H > 500\text{GeV}$ ) verranno utilizzati i canali  $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$  e  $H \rightarrow WW \rightarrow lvjj$  la cui minore sezione d'urto viene compensata da una maggiore branching ratio.

Figura 1.7:  $\Gamma$  in funzione della massa

### Questioni aperte

La massa dell'Higgs risente di divergenze causate dalle correzioni radiative proporzionali al taglio(cutoff) energetico (valore della scala di energia per una data  $m_H$  per cui la descrizione della teoria come fondamentale perde il suo senso); perché il modello standard sia valido fino a scale energetiche molto elevate, sono necessarie delle cancellazioni molto precise a tutti gli ordini perturbativi. Formalmente tali cancellazioni sono possibili, ma tuning così preciso risulta artificiale; questo rappresenta il cosiddetto “*problema della naturalezza*”.

Il meccanismo di Higgs è soggetto a critiche anche da un punto di vista più estetico: è una aggiunta ad hoc al SM che introduce l'unica particella scalare della teoria. Oltretutto, non ci sono spiegazioni al fatto che le masse delle particelle siano significativamente minori della scala di energia  $\Lambda$  per cui la teoria resta valida; questo è detto problema della “gerarchia“ (*Hierarchy Problem*).

Infine il numero di parametri (ventiquattro) della teoria sembra troppo elevato per una teoria fondamentale.

### 1.2.4 Fisica oltre SM

Numerose predizioni del *SM* su osservabili sperimentali sono state verificate con un livello di precisione pari al  $\mathcal{O}(10^{-3})$ , fino alla scala di energia dell'ordine di centinaia di *GeV* (scala elettrodebole). Il MS però non spiega alcune evidenze cosmologiche: non fornisce candidati per la Materia Oscura, non ha meccanismi tali da giustificare l'asimmetria tra barioni e antibarioni nella misura osservata nel nostro Universo. Inoltre non prevede che i neutrini abbiano massa non nulla, proprietà dimostrata con le misure sulle oscillazioni dei neutrini (esperimenti: al *GRAN SASSO*, *SUPERKAMIOKANDE*, *K2K*, ...)[16]. C'è stata quindi la necessità di costruire dei nuovi modelli per dare consistenza teorica a questi fenomeni; bisogna notare che, grazie ai test di precisione che sono stati effettuati sul MS, si sono potuti fissare dei limiti ben precisi a questi nuovi modelli.

### Supersimmetria

La Supersimmetria (Susy) introduce una nuova simmetria tra bosoni e fermioni. Essa predice che ogni particella ha un corrispondente supersimmetrico il cui spin differisce di un mezzo. Il problema della naturalezza è risolto poiché i contributi dei loop delle particelle e i loro corrispettivi supersimmetrici, si cancellano. Il modello supersimmetrico più semplice è quello minimale (MSSM), che predice l'esistenza di due doppietti di Higgs, corrispondenti a cinque particelle: due bosoni carichi  $H^\pm$ , due bosoni scalari  $h$  e  $H$  e uno

pseudo-scalare  $A$ . A tre livelli, tutte le masse e gli accoppiamenti dipendono da due parametri, scelti come le masse del bosone  $A$   $m_A$  e il rapporto del vev dei due doppietti di Higgs  $\tan\beta$ . I bosoni carichi decadono prevalentemente in  $\tau\nu$ . Per il bosone neutro invece sono soppressi i decadimenti in bosoni vettori, quindi il canale preferenziale per il decadimento del bosone di Higgs per SM non è osservabile. I decadimenti dominanti sono quelli in  $b\bar{b}$  e  $\tau^+\tau^-$  [·], ma il fondo di b-jets in questo caso è elevato. L'osservazione del bosone di Higgs nel MSSM è legata all'identificazione dei leptoni provenienti dal decadimento del  $\tau$  e dei  $\tau$ -jets. Le teorie supersimmetriche prevedono una ricca fenomenologia e le particelle supersimmetriche, se esistono, saranno visibili ad LHC, con grandi cascate con molti leptoni e b-jet negli stati finali e grande energia mancante.

### Extra-dimensioni

L'esistenza delle extra dimensioni può portare alla scala di energia caratteristica della gravità quantistica  $M_D$ , la quale risulta l'analogo della massa di Plank in una teoria a D-dimensioni e potrebbe risiedere appena oltre la scala elettrodebole.

In termini di evidenze sperimentali, possiamo distinguere tre regimi:

- Cis-Planckian, dove  $E \ll M_D$ , porta ad un segnale che coinvolge l'emissione di gravitoni che s
- Planckian  $E \approx M_D$  la cui evidenza sperimentale dipende dal modello. Nella teoria delle stringhe i modelli motivati sono eccitazioni di tipo Regge che si manifestano come risonanze tipo  $Z$  con separazioni in massa dell'ordine del  $TeV$
- Trans-Planckian  $E \gg M_D$  che porta ad una produzione di di-jets di massa anomala alta e produzione di mini buchi neri con decadimenti che coinvolgono eguale produzione di particelle fondamentali come leptoni, fotoni, neutrini,  $W$ ,  $Z$  e jets

### Ricerca di nuovi Bosoni Vettori Massivi

Le prestazioni del rivelatore richieste per per alto impulso si possono dedurre considerando i decadimenti di oggetti ad alta massa come  $Z' \rightarrow e^+e^-$  e  $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ . La scoperta di un oggetto come un bosone  $Z'$  sarà limitata dalla significanza statistica del segnale. I modi di distinguere fra i diversi modelli coinvolgono la misura della larghezza naturale e l'asimmetria avanti-indietro entrambe richiedono una risoluzione in impulso buona ad alto  $p_T$  ( $\frac{\Delta p_T}{p_T} < 0.1$  a  $p_T di \sim 1TeV$ ) per determinare il segno dei leptoni e una copertura in pseudorapidità fino a  $\eta = 2.4$ .

# Capitolo 2

## Esperimento CMS

### 2.1 Descrizione dell'apparato sperimentale

CMS è costruito in maniera quasi completamente ermetica intorno ad uno dei quattro punti di incrocio dei fasci p-p a LHC ed è in grado di rilevare un'ampia gamma di stati finali misurandone le proprietà. Un magnete solenoidale superconduttore genera un campo magnetico assiale di  $4\ T$  nel volume interno al solenoide che, curvando le traiettorie delle particelle cariche, permette la misura del momento. Il campo magnetico di ritorno è contenuto in un giogo di circa  $1.5\ m$  di ferro organizzato in 5 ruote nella zona centrale detta barrel(barile) e in due tappi detti end-caps suddivisi a loro volta in 3 dischi. La lunghezza complessiva è di  $21.6\ m$  il diametro di  $14.6\ m$  e il peso è circa 12500 tonnellate.

Lo schema generale del rivelatore é mostrato in Fig.2.1.

Il giogo di ritorno in ferro (YB, YE) del magnete ospita lo spettrometro per muoni, composto da: 4 stazioni di rivelatori *Drift-Tube* (DT) nella regione del Barrel (MB) e 4 stazioni di *Cathode Strip Chambers* negli endcaps (ME). Sia il barrel che gli endcaps sono equipaggiati con *Resistive Plate Chambers* (RPC) che assicurano maggior robustezza e ridondanza di informazioni per il sistema di trigger dei muoni. Il nocciolo dell'apparato é il Magnete (CB), un solenoide superconduttivo di  $13\ m$  di lunghezza, raffreddato ad elio liquido

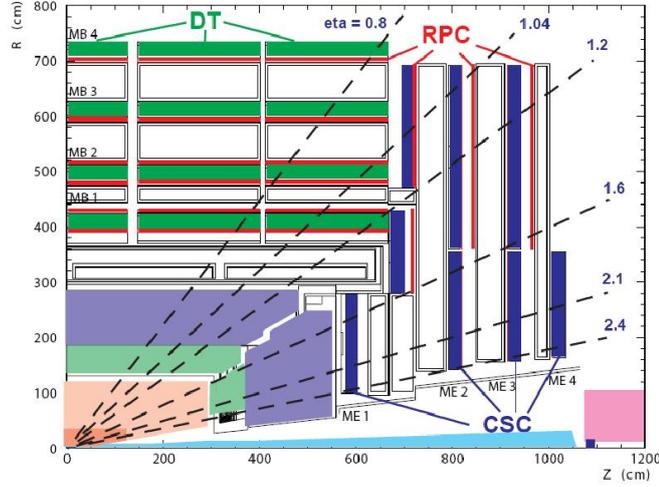


Figura 2.1: Vista longitudinale di un quadrante di CMS

che fornisce un campo magnetico di 4 Tesla. L'intero magnete fa anche da supporto per il tracciatore e i calorimetri (adronico ed elettromagnetico) collocati all'interno di esso.

### 2.1.1 Sistema di Coordinate

Il sistema di coordinate adottato da CMS ha l'origine al centro dell'apparato, nel punto nominale di collisione dei fasci. La terna di assi è scelta in modo tale che il piano  $(x,y)$  sia trasversale al rivelatore (ovvero perpendicolare alla direzione dei fasci). L'asse  $x$  punta radialmente verso l'interno di LHC mentre l'asse  $y$  punta verso l'alto. L'asse  $z$  è orientato in modo tale da completare la terna destrorsa, con direzione lungo i fasci di protoni. In coordinate sferiche l'angolo azimutale  $\varphi$  è misurato rispetto al verso positivo dell'asse  $x$  nel piano trasversale ed è definito positivo nel verso antiorario, l'angolo polare  $\theta$  è misurato rispetto al verso positivo dell'asse  $z$ . Si denota con  $r$  la distanza radiale nel piano trasversale  $(x,y)$ . Spesso alla coordinata polare  $\theta$  viene preferita la variabile pseudorapidità adesso associata:  $\eta = -\log\left(\frac{\tan\theta}{2}\right)$ , in funzione della quale la sezione d'urto differenziale delle particelle prodotte

negli urti anelastici ha un andamento lentamente variabile.

### 2.1.2 Sottorivelatori

Nel seguito si descrivono brevemente le caratteristiche dei sotto-rivelatori dell'apparato, con particolare attenzione ai rivelatori dedicati alla misura delle particelle cariche e alla identificazione dei muoni che rappresentano una firma importante per i processi oggetto di studio da parte dell'esperimento CMS

#### Inner Tracking System

##### Tracciatore al silicio

Il tracciatore di CMS ricostruisce le traiettorie delle particelle cariche misurando il loro passaggio in varie posizioni spaziali, in corrispondenza degli strati di sensori predisposti per la rivelazione di tale passaggio. La misura dell'impulso delle particelle é molto importante ai fini della ricostruzione e riconoscimento degli eventi creati dalle collisioni protone-protone. Un metodo per calcolare l'impulso di una particella carica é quella di ricostruire la traccia all'interno di un campo magnetico. Il campo magnetico fa incurvare la traiettoria di una particella carica: una maggiore curvatura della traccia corrisponde a un minore impulso della particella. La traiettoria che segue una particella carica in campo magnetico uniforme é di tipo elicoidale. Il raggio dell'elica (ovvero il raggio di curvatura della sua proiezione sul piano trasverso) é proporzionale all'impulso trasverso della particella,  $p_T$  mediante la relazione derivata dalla classica equazione di Lorentz:

$$r = \frac{p_T}{0.3 \left( \frac{\text{GeV}/c}{mT} \right) \cdot B} \quad (2.1)$$

La ricostruzione delle traiettorie elicoidali delle particelle cariche permette anche di misurarne il parametro di impatto. Quest'ultimo rappresenta la minima distanza tridimensionale di un punto sulla traccia ricostruita dalla

posizione del vertice primario; questo punto viene chiamato “punto di minimo approccio” (*point of closest approach*). Proiettando sul piano trasverso si ha una minima distanza bidimensionale e si parla di “distanza di massimo avvicinamento” (*distance of closest approach*) Un parametro di impatto significativamente diverso da zero (in particolare nel caso trasverso) indica che la traccia non proviene dal vertice primario; questo per esempio caratterizza le particelle cariche provenienti dal decadimento di mesoni con beauty o charmati.

Per ottenere una buona risoluzione nella stima del parametro di impatto é necessario conoscere al meglio la traiettoria della particella nelle immediate vicinanze del vertice di interazione. Ciò é possibile se alla traccia ricostruita contribuiscono hit sperimentali negli strati di rivelazione più interni e se gli algoritmi di estrapolazione sono ottimizzati.

Alla luminosità di progetto in media 1000 particelle per evento attraversano il tracciatore[17], esse sono prodotte da circa 20 interazioni p-p sovrapposte per ogni urto dei pacchetti dei fasci collidenti (bunch crossing), che avviene alla frequenza di 40 *MHz*, ovvero ogni 25*ns*. L'elevato flusso di particelle proveniente dal punto di interazione rende indispensabile l'utilizzo di un sistema di tracciatura ad alta granularità e veloce in risposta per consentire un'affidabile ricostruzione delle tracce ed assegnarle al corretto bunch crossing. Nella zona centrale del rivelatore si vuole rendere minimo il materiale per limitare la diffusione multipla, la bremsstrahlung degli elettroni, la conversione in fotoni e le interazioni nucleari; effetti che limitano una buona ricostruzione delle tracce e peggiorano la stima dell'impulso trasverso e del parametro d'impatto. La tecnologia al silicio impiegata nella costruzione del tracciatore tende a minimizzare questi effetti, che comunque non sono trascurabili a causa dei supporti, dell'elettronica, del cablaggio e del sistema di raffreddamento (quest'ultimo è indispensabile per l'elettronica che richiede una elevata densità di potenza).

Per questi motivi si è deciso di utilizzare un sistema di tracciatura basato interamente sulla tecnologia al silicio. Il tracciatore si estende in lunghezza

per 5.8 m con un diametro di 2.5 m e provvederà alla ricostruzione delle traiettorie delle particelle cariche e dei vertici secondari con una elevata precisione ed efficienza.

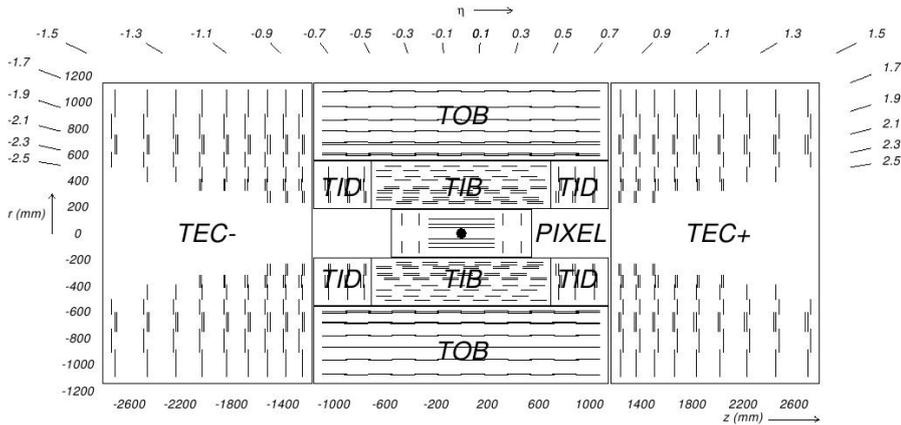


Figura 2.2: Schema del Tracciatore al Silicio

Uno schema del tracciatore al silicio è mostrato in Figura 2.2.

Il rivelatore è costituito da due componenti principali: il Pixel Tracker nella regione  $r \leq 10\text{cm}$  ed il Silicon Strip Tracker nella regione  $20\text{cm} < r < 110\text{cm}$ , la diminuzione del flusso di particelle in questa zona fa sì che sia possibile l'utilizzo della tecnologia a microstrip di silicio.

- **Pixel Tracker** Il rivelatore a pixel è collocato nella zona più vicina al punto di interazione ed è quindi soggetto ad un elevato flusso di particelle, pari a  $1 \frac{\text{MHz}}{\text{mm}^2}$  ad un raggio di 4 cm dall'asse dei fasci e  $60 \frac{\text{kHz}}{\text{mm}^2}$  ad un raggio di 22 cm.

Per far fronte a questo elevato flusso di particelle ogni pixel ha una dimensione di  $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ .

Per la costruzione del Pixel Tracker sono stati utilizzati complessivamente circa 66 milioni di pixel, disposti in circa 1500 moduli montati su diversi strati organizzati in cilindri e dischi. I cilindri, che costituiscono la zona centrale del rivelatore a pixel, sono 3 da 53 cm di lunghezza ciascuno posizionati a 4.4, 7.3 e 10.2 cm dall'asse dei fasci; ad ogni estremità dei cilindri sono posizionati

due dischi. La risoluzione spaziale raggiunta con questa tecnologia è circa  $10\mu m$  nel piano  $(r, \varphi)$  e circa  $20\mu m$  in  $z$ .

• **Silicon Strip Tracker** Il Silicon Strip Tracker è suddiviso in 4 sottosistemi: Tracker Inner Barrel (TIB) e Tracker Outer Barrel (TOB), dove i sensori sono disposti parallelamente all'asse dei fasci su strati cilindrici, Tracker Inner Disks (TID) e Tracker Endcaps (TEC), dove i sensori sono disposti radialmente in anelli montati su dischi posizionati ai due estremi degli strati cilindrici.

Il TIB è costituito da 4 strati cilindrici e ricopre la regione  $20\text{cm} < r < 55\text{cm}$ ,  $|z| < 65\text{cm}$ . I sensori al silicio hanno uno spessore di  $320\mu m$ , una lunghezza di  $10\text{cm}$  ed una larghezza variabile da  $80$  a  $120\mu m$ . La risoluzione di singolo hit è pari a  $23\mu m$  nei due strati più interni e  $35\mu m$  in quelli più esterni.

Il TOB è costituito da 6 strati cilindrici e ricopre la regione  $55\text{cm} < r < 116\text{cm}$ ,  $|z| < 118\text{cm}$ . I sensori al silicio hanno uno spessore di  $500\mu m$ , una lunghezza di  $25\text{cm}$  ed una larghezza di  $180\mu m$ . La risoluzione di singolo hit è pari a  $53\mu m$  nei quattro strati più interni e  $35\mu m$  in quelli più esterni.

Per la misura della coordinata  $z$  i moduli nei due strati cilindrici più interni di TIB e TOB montano una serie di moduli accoppiati in modalità stereo, con un angolo relativo di  $100\text{mrad}$ .

Ciascuna TEC comprende 9 dischi e ricopre la regione  $120\text{cm} \leq |z| \leq 280\text{cm}$ .

Ciascuna TID comprende 3 dischi e ricopre la regione libera compresa tra TEC e TIB.

Anche per TID e TEC, in ogni disco, i moduli dei due anelli più interni e i moduli degli anelli 1, 2 e 5 rispettivamente montano una serie di moduli in modalità stereo. In questo modo gli anelli provvedono alla misura della coordinata  $r$ .

L'intero detector è formato da 15200 moduli, montati su una struttura a fibre di carbonio e alloggiati in un tubo di supporto a temperatura controllata. Per migliorare la resistenza alle radiazioni il detector opera ad una

temperatura di -20 C

## Calorimetri

Il sistema calorimetrico, costituito da Calorimetro Elettromagnetico (ECAL) e Calorimetro Adronico (HCAL), è situato esternamente al tracciatore, ma sempre all'interno del solenoide superconduttore.

### Calorimetro Elettromagnetico

Tale rivelatore è fondamentale per misurare accuratamente l'energia e la posizione di elettroni e fotoni.

L'ECAL[18] è essenziale per la ricerca del bosone di Higgs di bassa massa ( $M_H < 200 \frac{GeV}{c^2}$  nei canali in  $H \rightarrow \gamma\gamma$  e  $H \rightarrow 2e2\mu$ , pertanto si richiedono prestazioni elevate, eccellente risoluzione in energia per discriminare il picco di massa invariante ricostruito e una buona risoluzione spaziale. Per queste prestazioni la scelta naturale è un calorimetro omogeneo; esso è costituito da 61200 cristalli di piombo tungstenato ( $PbWO_4$ ) posti nella zona del barrel e 7324 cristalli in ciascuno dei due end-cap.

La cascata elettromagnetica che si sviluppa è confinata in uno spazio limitato, per via del valore del raggio di Molière contenuto ( $R_M = 21.9mm$ ) e lunghezza di radiazione piccola ( $X_0 = 8.9mm$ ); questo permette l'uso di un calorimetro compatto.

Come rivelatori dei fotoni prodotti dalla luce di scintillazione, che si sviluppa negli sciami elettromagnetici, sono stati utilizzati Avalanche Photodiodes (APD) nel barile e Vacuum Phototriodes (VPT) negli end-caps, adatti per il loro elevato guadagno e per la capacità di operare efficientemente in presenza del campo magnetico

Nella regione del barrel viene coperta una regione con  $|\eta| < 1.48$ ; negli endcap viene coperta la regione  $1.65 < |\eta| < 3.0$  La risoluzione in energia può essere parametrizzata come una funzione della stessa:

$$\frac{\sigma^2}{E} = \frac{S^2}{\sqrt{E}} + \frac{N^2}{E} + C^2$$

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

Questi termini sono stati misurati per vari moduli del barile durante tests

con fasci di elettroni e sono riportati in [11]. I valori per la zona del barile sono:  $S = (3.63 \pm 0.1)\% \sqrt{GeV}$ ,  $N = 124 MeV$  e  $C = (0.26 \pm 0.01)\%$ .

- **Calorimetro Adronico** L'HCAL[19] è un calorimetro a campionamento e misura l'energia delle particelle adroniche ed è essenziale nella ricostruzione di jet e energia mancante  $E_T$ . Tale rivelatore è costituito da torri con strati di ottone, usato come materiale assorbitore, sovrapposti a materiale attivo, ovvero scintillatore plastico. Esse sono montate sia nel barrel ( $1.4 < |\eta|$ ) che negli end-cap ( $1.4 < |\eta| < 3.0$ ). Il materiale assorbitore è stato massimizzato, a scapito del materiale attivo, per poter contenere il più possibile la parte adronica dei prodotti delle collisioni. La granularità degli torri ( $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.087 \times 0.087$ ) garantisce buona separazione spaziale fra 2 jet.

Il calorimetro centrale ha uno spessore che va da  $8.9\lambda_I$  (lunghezze di interazione) nel barrel a  $10\lambda_I$  negli end cap.

Per migliorare la copertura angolare sono stati aggiunti un calorimetro in ciascun end-cap in prossimità dei tubi nei quali circolano i protoni, l'Hadron Forward (HF), e uno strato di scintillatori all'esterno del solenoide, l'Hadron Outer (HO). Inoltre l'HO, aumentando la lunghezza di interazione totale oltre  $\sim 10\lambda_I$ , limita ulteriormente la probabilità di attraversamento delle particelle adroniche (punch through) fino al sistema di rivelazione dei muoni. In questa configurazione l'HCAL fornisce una copertura sino a  $|\eta| < 5.0$ . La risoluzione energetica del calorimetro adronico è:  $\frac{\sigma}{E} \sim 65\% \sqrt{E} \oplus 5\%$  nel barrel;  $\frac{\sigma}{E} \sim 85\% \sqrt{E} \oplus 5\%$  negli endcaps e  $\frac{\sigma}{E} \sim 100\% \sqrt{E} \oplus 5\%$  nel calorimetro più esterno.

## Il Sistema di Muoni

I muoni ad alto impulso trasverso sono un chiaro segno per molti processi fisici di interesse in CMS. A tal proposito il compito del sistema di muoni [20] è l'identificazione di tali particelle e, unitamente al tracciatore, la misura del loro impulso.

Esso fornisce anche il segnale di trigger di primo livello per gli eventi con

muoni e deve avere un'eccellente risoluzione temporale per distinguere due bunch crossing consecutivi.

Nel barrel dove il flusso di muoni è basso ( $< 10 \frac{Hz}{cm^2}$ ) sono utilizzati tubi a drift (DT), mentre negli endcap, dove il flusso è maggiore ( $> 1000 \frac{Hz}{cm^2}$ ) e il campo magnetico è più intenso, vengono usate le *Cathode Strip Chambers* più adatte a condizioni di lavoro estreme. Il sistema è poi completato da *Resistive Plate Chambers*, limitate nella risoluzione spaziale ma hanno maggiore velocità di risposta e migliore risoluzione temporale (1-2 ns).

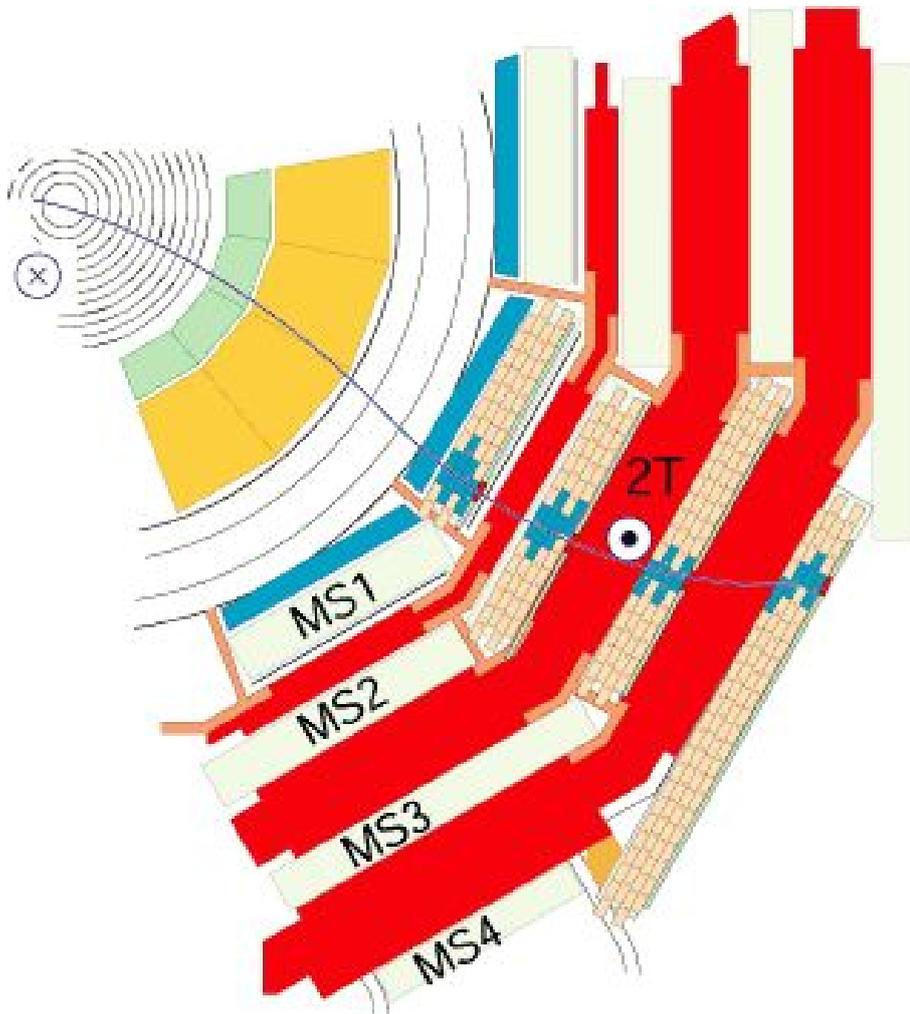


Figura 2.3: Vista longitudinale del sistema per muoni di CMS

In Figura 2.3 si riporta la vista longitudinale del rivelatore per muoni. L'apparato è costituito da più sottosistemi che garantiscono una risoluzione spaziale di  $\approx 100\mu m$  e temporale di  $\approx 100ns$ .

Questo tipo di schema geometrico permette una copertura in tutto l'intervallo di pseudorapidità fino a  $|\eta| < 2.4$  assicurando l'identificazione dei muoni nell'intervallo  $10 < \theta < 170$

### Drift Tube

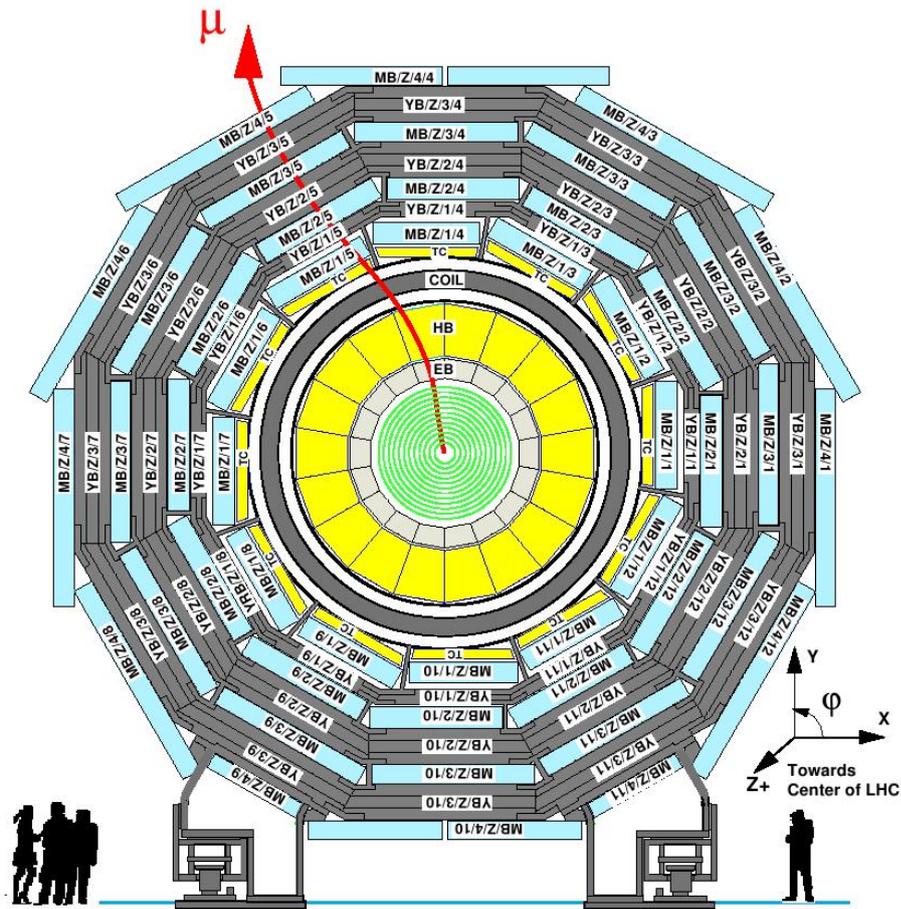


Figura 2.4: sezione del barrel in cui alloggiavano le camere a deriva

Nella zona del barrel il giogo in ferro è suddiviso in 5 ruote (YB/+2,+1,0,-1,-2), a loro volta suddivise in 12 settori. Ciascun settore alloggia 4 Drift Tube

Chambers o Camere a Deriva (denominate MB1, MB2, MB3 e MB4 dall'interno verso l'esterno di CMS, come mostrato in Figura 2.1.2 ). L'intervallo di pseudorapidità coperto dalle Camere a Deriva è  $|\eta| < 1.2$  .

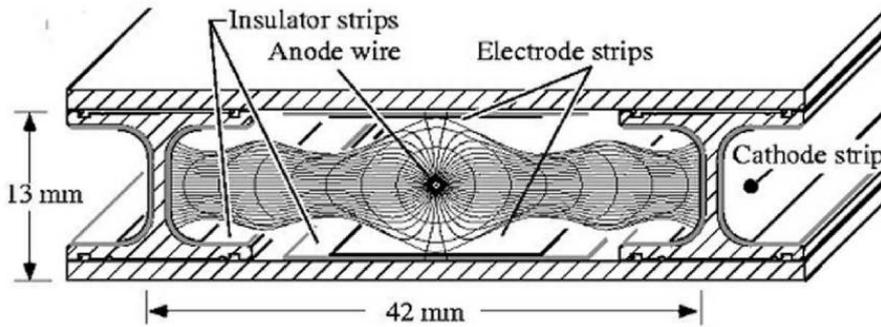


Figura 2.5: Schema di Cella a Deriva in CMS

Gli elementi base delle Drift Tube Chambers sono celle a deriva di sezione rettangolare (si veda Figura 2.5) [21]. Il campo elettrico al loro interno è generato da un filo centrale anodico ( $V_{anode} = 3600V$ ), posto al centro della cella. La miscela di gas utilizzato è  $\frac{Ar}{CO_2}$  in una percentuale del 85% e 15% e la velocità di deriva è pari a  $v_{drift} \simeq 54 \frac{\mu m}{ns}$

La risoluzione temporale nella misura del tempo di deriva degli elettroni in una cella è  $\sim 3ns$  che implica una risoluzione spaziale su singola hit di  $\sim 150\mu m$ .

Ogni DT è costituita da 3 superlayers (SL, si veda Figura 2.6) 2.8), ciascuno composto da 4 piani di celle a deriva rettangolari. I 4 piani di celle sono incollati l'uno sopra l'altro a formare un SL, con le celle parallele tra loro ma spostate di mezza cella fra due piani consecutivi; questa tecnica risolve l'ambiguità left-right che altrimenti non permetterebbe di distinguere se un muone proviene dalla destra o dalla sinistra dell'anodo di una determinata cella.

I due quadrupletti più esterni nelle Drift Tube Chambers, chiamati  $SL_\varphi$ , sono disposti con gli anodi delle celle paralleli all'asse dei fasci, consentendo la misura della traccia nel piano  $(r, \varphi)$  dove le particelle cariche sono curvate

dal campo magnetico. La traccia nel piano  $(r,z)$  è misurata dal SL intermedio orientato con gli anodi delle celle ortogonali all'asse dei fasci. Quest'ultimo SL, chiamato  $SL_\theta$ , non è presente nelle MB4, le quali misurano solo la traccia in  $(r,\varphi)$ .

Una struttura di alluminio 'a nido d'ape' di spessore 128 mm è installata tra il  $SL_\varphi$  e il  $SL_\theta$  (nelle camere MB4 tra i due  $SL_\varphi$ ) per dare rigidità alla camera e aumentare il braccio di leva dei due SL.

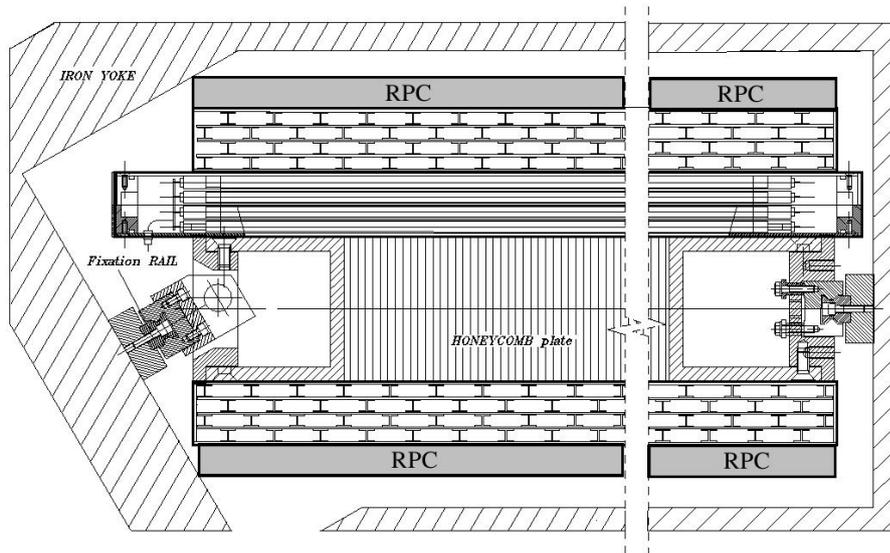


Figura 2.6: Sezione Trasversa di una DT

### ***Cathode Strip Chambers***

Come già accennato, l'alto fondo, alto flusso di muoni ed elevato campo magnetico non uniforme sono fattori che hanno determinato la scelta delle Cathode Strip Chambers (CSC) come rivelatori di muoni nei due end-cap. Le CSC sono organizzate in anelli concentrici su ciascun giogo ( $YE/\pm 1, \pm 2, \pm 3$ ). In tutti gli anelli, eccetto quello piú esterno di  $YE/\pm 1$ , le camere sono sovrapposte in  $\varphi$  per evitare gap nell'accettazione geometrica dei muoni.

Grazie alla loro velocità in risposta, alla fine granularità e resistenza alla radiazione, le CSC identificano muoni negli intervalli di pseudorapidità  $0.9 < |\eta| < 2.4$ . Lo schema delle CSC è mostrato in Figura 2.7 Esse hanno forma

trapezoidale e coprono una regione di  $10^\circ$  o  $20^\circ$  in  $\varphi$  ciascuna. La tecnologia utilizzata è quella delle camere proporzionali a molti fili: 6 piani di fili anodici sono intervallati da 7 pannelli catodici; le intercapedini tra un pannello e l'altro contengono una miscela di gas composta da  $Ar/CO_2/CF_4$  in una percentuale nominale rispettivamente del 40%, 50% e 10%. I fili anodici sono ortogonali alla direzione dei fasci. Sui pannelli catodici sono fabbricate strisce che corrono radialmente nel piano  $(r, \varphi)$  a  $\Delta\varphi$  costante.

Una particella ionizzante attraversando una regione di gas tra un pannello catodico ed il successivo genera una valanga di elettroni su uno dei fili anodici, il segnale dà la coordinata  $r$  del punto di passaggio. La carica accumulata sul filo induce una carica sulle strisce catodiche più vicine, dall'interpolazione del segnale risultante si ottiene una misura precisa della coordinata  $\varphi$ .

Ogni singola hit ha quindi coordinate  $(r, \varphi)$  nel piano trasverso che sono determinate con una risoluzione di circa  $100\mu\text{m}$  su  $r$  e  $10\text{ mrad}$  su  $\varphi$ .

Anche le CSC contribuiscono al trigger per i muoni

### ***Resistive Plate Chambers***

Le RPC[22] sono adatte al sistema di trigger per muoni per l'alta velocità di risposta e risoluzione temporale. Vengono impiegate per la ricostruzione dei muoni e il corretto assegnamento ad un bunch crossing al primo livello del trigger (L1), contribuendo anche alla misura del  $p_T$  globale e garantendo ridondanza nel trigger rispetto ai due altri sistemi di rivelazione nell'intervallo di pseudorapidità  $|\eta| < 1.6$ . In ogni settore del barile sono state installate 6 RPC, 2 in ciascuna delle 2 MB più interne (si veda Figura 2.6) e una in ciascuna delle restanti MB; mentre negli end-cap c'è un piano di RPC su ciascun disco. Ciascuna RPC è costituita da due camere accostate l'una sopra l'altra (si veda Figura 2.8). Una camera consiste di due piani di Bakelite, materiale caratterizzato da alta resistività ( $\sim 10^{10}\Omega\text{cm}$ ), separati da un'intercapedine di 2 mm di miscela di gas  $C_2H_2F_4/iC_4H_{10}/SF_6$  con percentuale rispettivamente del 96.2%, 3.5% e 0.3%. Le superfici esterne delle due camere sono coperte da un fine strato di grafite, e sottoposte a differenza di potenziale generano un intenso campo elettrico nel gas. Tra le due camere di una RPC

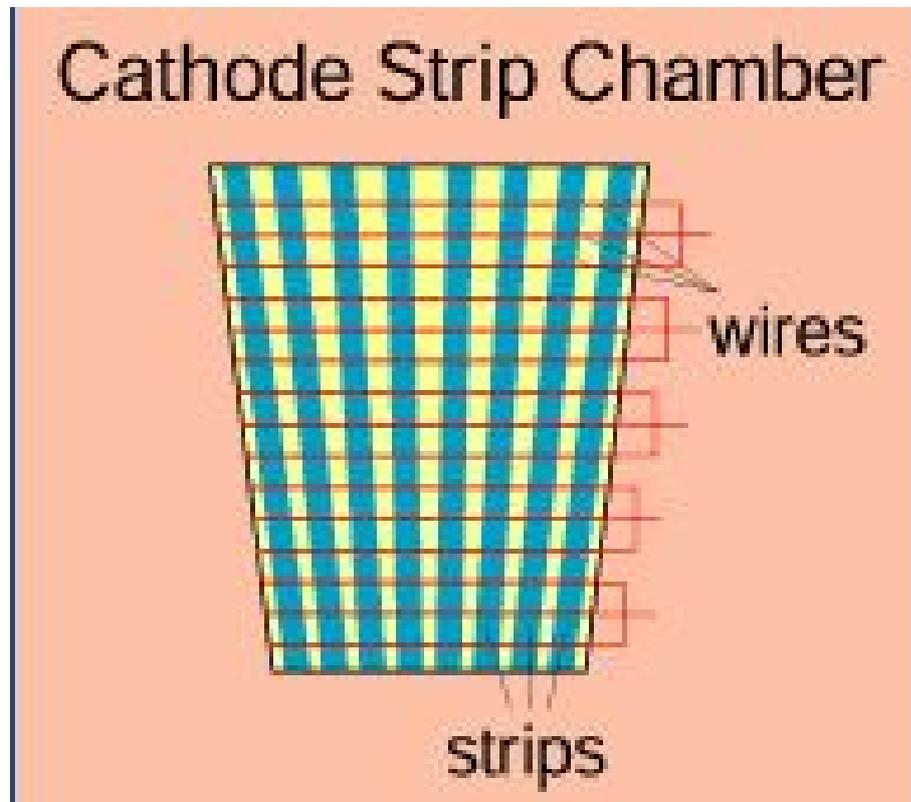


Figura 2.7: Schema di una CSC

è inserito un piano di strisce di alluminio isolato dagli strati di grafite. Una particella ionizzante produce una valanga di cariche in ciascuna delle due intercapedini che, depositandosi sui piani ad alta resistività, induce carica sulle strisce di alluminio più vicine generando il segnale letto dall'elettronica di read-out.

## 2.2 Sistema di Trigger

La considerevole frequenza di eventi prodotti alla luminosità di progetto di LHC, con una frequenza di bunch crossing pari a  $40\text{MHz}$ , rende impossibile una scrittura su memoria di massa di tutti gli eventi prodotti nel rivelatore; la dimensione di questi è infatti dell'ordine di  $1\text{MByte}$  mentre la velocità

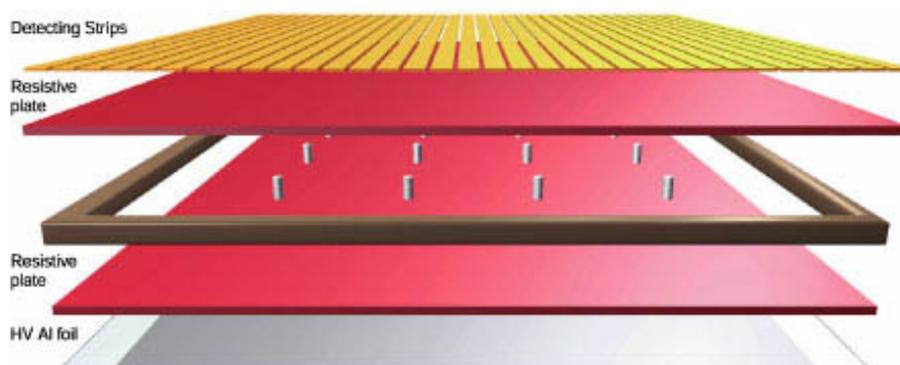


Figura 2.8: Schema di una RPC

di scrittura è tecnicamente limitata a circa  $100\text{Hz}$ . È allora indispensabile abbassare la frequenza di eventi tramite un sistema di selezione capace di decidere online se un dato evento è fisicamente rilevante o meno. Questo sistema di trigger consiste di due passi principali: il Level-1 (L1) Trigger e l'High Level Trigger (HLT). Il sistema è progettato in modo tale che l'azione combinata di L1 e HLT riduca almeno di un fattore  $10^6$  la frequenza di eventi dopo le selezioni online: un valore sufficiente per consentire la scrittura su disco dei dati.

### 2.2.1 Trigger di primo livello (L1)

Il trigger di primo livello[23] consiste in un sistema di processori dedicati programmabili, progettato per avere una frequenza di uscita pari a  $100\text{kHz}$ , che lavorano in parallelo sui dati 'parziali' forniti dai sistemi di rivelazione dei muoni e calorimetrici. Ad ogni bunch crossing, mentre il trigger inizia a processare un sottoinsieme di informazioni provenienti dal sistema di rivelazione dei muoni o dai calorimetri, l'informazione completa dell'evento nel bunch crossing proveniente dai sotto-rivelatori viene temporaneamente immagazzinata in una memoria di tipo First In-First Out (FIFO).

Il tempo entro cui L1 deve prendere una decisione sull'evento è quindi determinato dal massimo numero di bunch crossing che possono essere tem-

poraneamente registrati nella FIFO. Il limite su questo numero, pari a 128 bunch crossing, fissa il tempo massimo di latenza del trigger L1 a  $3.2 \mu s$ . Se l'evento processato da L1 è classificato come "good event", le informazioni ad esso relative contenute nella FIFO vengono lette dal Data Acquisition System (DAQ) e processate dall'HLT.

Il trigger L1 è costituito da componenti locali, regionali e globali (si veda Figura 2.9) disposte in ordine gerarchico.

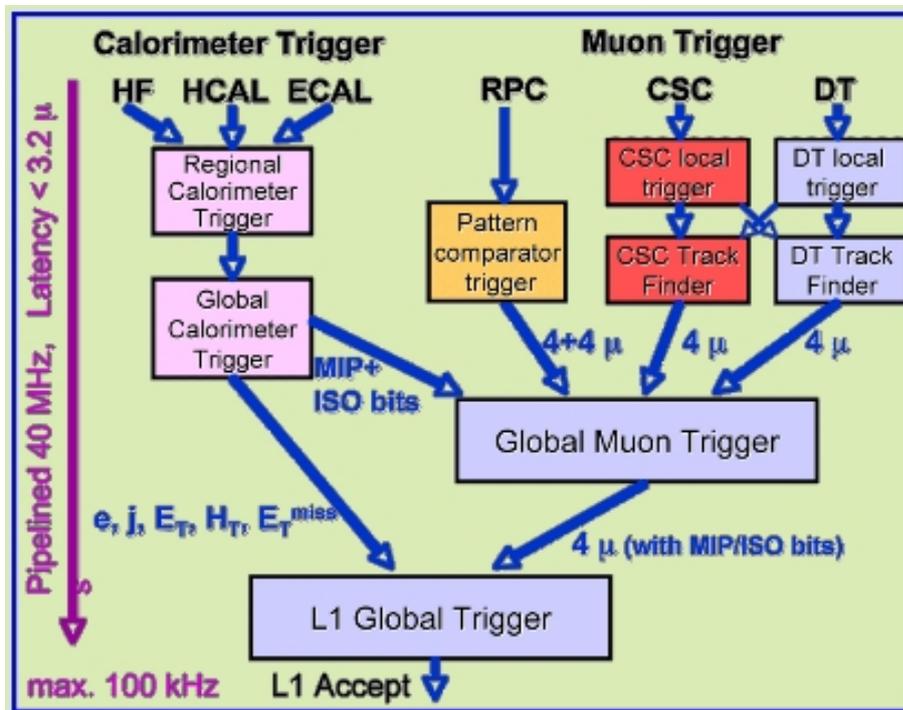


Figura 2.9: Architettura del Level-1 Trigger

Nella parte più bassa abbiamo i trigger locali, anche detti Trigger Primitive Generators (TPG), che basano le loro decisioni su segmenti di tracce nelle camere a muoni e depositi di energia nelle trigger tower calorimetriche (ovvero regioni calorimetriche  $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.087 \times 0.087$  nel piano  $(\eta, \varphi)$ ).

I trigger regionali, combinando le informazioni dei trigger locali, determinano oggetti candidati, come elettroni, muoni o getti adronici, in una regione

spaziale limitata. Questi oggetti sono classificati in base alla loro energia (o momento) e qualità.

Le componenti globali Global Calorimeter e Global Muons Trigger determinano gli oggetti candidati calorimetrici e gli oggetti candidati muoni in tutto l'evento e li trasferiscono alla componente globale all'apice della gerarchia del trigger L1: il Global Trigger. Quest'ultimo decide di scartare o accettare un evento per ulteriori accertamenti nell'HLT.

### 2.2.2 DAQ e High Level Trigger

Il Data Acquisition System (DAQ) [24] permette di leggere i dati provenienti dai rivelatori e di portarli ad una farm di processori composta da circa 1000 CPU commerciali, la Filter Farm (FF), in cui il software di ricostruzione di High Level Trigger filtra gli eventi. La ricostruzione degli eventi HLT parte utilizzando l'informazione completa dei dati provenienti dai calorimetri e dal sistema di rivelazione dei muoni (trigger di secondo livello, L2); su questa ricostruzione sono applicate le prime selezioni.

Le informazioni del tracciatore al silicio, che implicano l'utilizzo di una maggior quantità di dati, sono sfruttate solo in un secondo momento (trigger di terzo livello, L3), pervenendo alla ricostruzione di tracce "globali" che hanno una risoluzione in momento comparabile con quella che verrà ottenuta nella ricostruzione off-line. L'imposizione di soglie in momento ed energia sugli oggetti ricostruiti a questo livello con buona precisione permette la riduzione dell'output-rate di 3 ordini di grandezza rispetto a quella di L1.

Uno schema della DAQ è mostrato in Figura 2.10.

I dati relativi ad un evento accettato dal trigger L1, vengono letti dai detector front-end da unità di read-out e inviati alla Builder Network (BN) tramite una rete di connessione. Le BN assemblano in un unico evento i vari frammenti di dati provenienti dai sotto-rivelatori e lo trasmettono ad una unità della FF attraverso un'altra rete di connessione. La principale sfida tecnologica nel disegno della DAQ è stata la capacità di realizzare un sistema in grado di fornire alla FF eventi assemblati di dimensioni dell'ordine

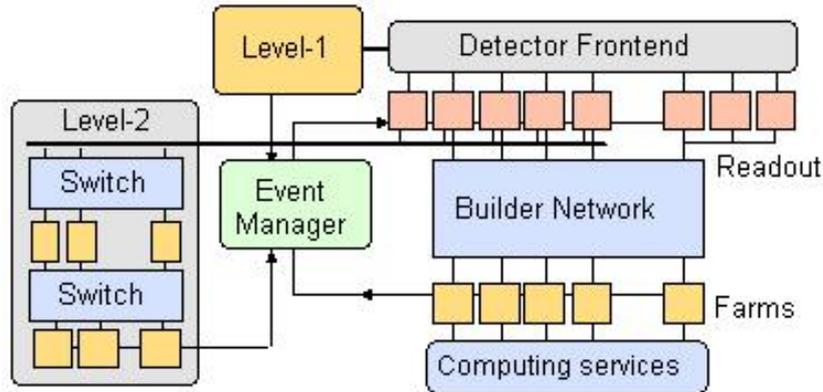


Figura 2.10: Architettura del sistema DAQ

di 1 M Byte a 100 kHz . L'HLT può disporre degli stessi algoritmi di ricostruzione degli eventi utilizzati nell'analisi off-line dei dati. La complessità della ricostruzione dell'evento è limitata unicamente dalla potenza di calcolo disponibile, ovvero dal numero di CPU nella FF.

### 2.2.3 Trigger dei muoni

In questo paragrafo si riporta una descrizione del trigger dei muoni prodotti dalle collisioni p-p (che indicheremo da ora in poi con 'muoni p-p'). Tutti e tre i sistemi di rilevazione dei muoni, le camere DT, le CSC e le RPC, contribuiscono al trigger. Le camere DT e le CSC generano dei trigger locali, ovvero informazione di trigger per ciascuna camera, mentre le RPC generano trigger regionali, ovvero l'informazione di trigger viene costruita per regioni del rivelatore. In particolare le camere DT forniscono segmenti di traccia in  $(r, \varphi)$  e campioni di hit in  $(r, z)$ , le CSC segmenti di traccia tridimensionale e le RPC tracce candidate costituite da campioni di hit in varie regioni del rivelatore. Tutte le camere inoltre provvedono alla identificazione del

bunch crossing dal quale il muone è stato generato. Le informazioni locali provenienti dalle camere DT e CSC, una volta che hanno superato i tagli dei trigger locali, vengono inviate al Regional Muon Trigger, costituito da DT e CSC Track Finder, che correla i segmenti di traccia generando tracce di muoni in zone predefinite del rivelatore e assegna parametri fisici a queste. Il Global Muon Trigger combina le informazioni regionali provenienti dal Regional Muon Trigger e dalle RPC, incrementando la risoluzione in momento e l'efficienza di trigger dei tre sotto-rivelatori rispettivamente.

**Trigger delle camere DT** Il trigger locale delle camere DT [25], del quale è riportato uno schema in Figura 2.11 è ottenuto con quattro passi logici, ciascuno svolto da un'opportuna elettronica dedicata Bunch and Track Identifiers (BTI), Track Correlators (TRACO), Trigger Servers (TS) e Sector Collectors (SC).

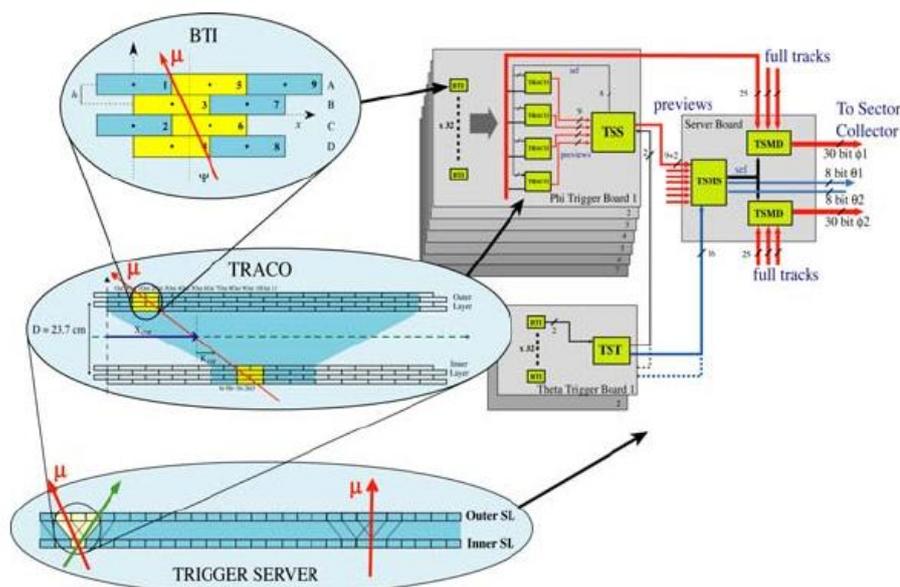


Figura 2.11: Schematizzazione del trigger locale delle DT

Ogni BTI cerca campioni di hit da associare al passaggio di un muone nei quattro piani di celle di ciascun SL. L'associazione delle hit ad un unico

segmento di traccia è basata sulla tecnica del mean-timer<sup>1</sup> [26], Le hit così associate definiscono un segmento di traccia in posizione, con una risoluzione spaziale migliore di 1.4 mm, e in direzione, con una risoluzione angolare migliore di 60 mrad, all'interno di un SL. Al segmento viene associato anche un "livello di qualità" definito alto (H) se il numero di hit è pari a 4 e basso (L) se il numero di hit è pari a 3. Le BTI inoltre assegnano l'evento al corretto bunch crossing. I TRACO consentono di correlare i segmenti di traccia che sono stati definiti dalle BTI nei due  $SL_\varphi$ . Se due segmenti vengono correlati, allora un nuovo segmento di traccia viene generato dai TRACO con una risoluzione angolare migliore della risoluzione angolare dei due segmenti prodotti dalle BTI e con un livello di qualità definito a partire da quello associato dalle BTI (i livelli di qualità assegnati dai TRACO sono: HH, HL e LL). Le informazioni di massimo due segmenti di traccia ricostruite da ogni TRACO per bunch crossing sono trasmesse ai TS. TS sono costituiti da due componenti: una TSS si occupa della proiezione in  $(r, \varphi)$  della traccia, processando le informazioni provenienti dai TRACO, mentre l'altra (TST) si occupa della proiezione in  $(r, z)$ , processando direttamente le informazioni provenienti dalle BTI del SL che misura le tracce su questo piano, il  $SL_\theta$ . Il TS sceglie i 2 segmenti di traccia con più alto  $p_T$  e invia tali informazioni al *Drift Tube Track Finder* (DTTF).

Il DTTF associa i segmenti ricostruiti nelle 4 stazioni, in singole tracce di candidati muoni, assegnando i parametri di traccia  $p_T$ ,  $\eta$  e  $\varphi$  e un parametro di qualità e provvede ad organizzarli in ordine gerarchico, in funzione del momento e della qualità della traccia. Le 4 tracce con più alto momento trasverso nella zona del barrel vengono inviate al *Global Muon Trigger* e vengono correlate alle tracce candidate nelle RPC e CSC.

**Trigger delle CSC** Il trigger locale delle CSC [27] definisce segmenti di traccia, anche chiamati Local Charged Tracks (LCT), con informazioni in

---

<sup>1</sup>La tecnica del mean-timer si basa sul considerare il percorso di una particella come lineare, la posizione dei fili è equidistante e la velocità di deriva si può considerare costante nella cella. Il tempo di deriva di tre strati adiacenti di tubi è costante e indipendente dal punto di impatto e dall'angolo di incidenza

posizione, direzione e bunch crossing di appartenenza, a partire dai segnali provenienti dai fili anodici e dalle strisce catodiche di una CSC. A causa del tempo di deriva degli elettroni all'interno delle camere a fili proporzionali che costituiscono una CSC, sono necessari più di due bunch crossing affinché tutti i segnali anodici e catodici di una traccia possano essere acquisiti. Sono richiesti almeno 4 segnali anodici e 4 segnali catodici in coincidenza entro una certa finestra temporale per contrastare segnali di fondo; questo perché i muoni provenienti dall'interazione, lasciano almeno 4 segnali in coincidenza negli strati costituenti una CSC con una probabilità che eccede il 99%. La finestra di coincidenza è definita in questo modo: sono richiesti due segnali entro 25 ns da un bunch crossing per definire il numero di bunch crossing che ha generato il muone (pre-trigger), se nei successivi due bunch crossing sono presenti almeno 4 segnali la traccia del muone è convalidata. Le LCT sono generate separatamente in  $(r,z)$ , dai fili anodici, e in  $(\eta, \varphi)$ , dalle strisce catodiche. In seguito esse vengono combinate per formare LCT tridimensionali, caratterizzate da una elevata precisione nella coordinata  $\varphi$ , dall'angolo di curvatura nel piano trasverso, dal valore di  $\eta$  e dal numero di bunch crossing di appartenenza. Le due LCT migliori di ciascuna CSC sono trasmesse al trigger regionale CSC, chiamato *CSC Track Finder* (CSCTF), che collega i segmenti delle varie stazioni, per formare un candidato muone e assegna  $pR$ ,  $\eta$ ,  $\varphi$  e un parametro di qualità. Il sistema CSC copre la regione fino a  $|\eta| = 2.4$

***RPC Trigger*** Il trigger delle RPC [28], contrariamente al trigger delle camere DT e delle CSC, non è generato da ciascuna camera, ma da regioni del rivelatore: 33 zone in  $\eta$  ciascuna suddivisa in 144 segmenti in  $\varphi$ . L'algoritmo di trigger, il Pattern Comparator Trigger (PACT), è basato sulla coincidenza spaziale e temporale di hit in quattro piani di RPC. Il PACT, dopo aver stabilito se ci sono almeno tre hit in coincidenza temporale nei quattro piani di RPC, confronta i segnali generati sulle strisce installate nelle RPC di tutti e quattro i piani di camere, con campioni di tracce predefinite per assegnare momento trasverso e carica elettrica al candidato muone. A causa delle

possibili fluttuazioni dell'energia persa nell'attraversamento del materiale e della diffusione multipla, ci sono parecchi campioni di tracce predefinite relative ad un muone con valore del momento trasverso definito emesso in una certa direzione. Il PACT richiede un numero minimo di hit in coincidenza spaziale che dipende dalla trigger tower considerata e dal momento trasverso del muone. Un parametro di qualità, che riflette il numero di hit, è assegnato alla traccia. Per tracce di bassa qualità viene coinvolto anche il calorimetro adronico HO: l'eventuale segnale proveniente da questo rivelatore, viene ricevuto dall'elettronica di trigger delle RPC, dove viene trattato dall'algoritmo PACT come un segnale dovuto ad un piano RPC addizionale. I muoni candidati sono generati separatamente nella zona del barile e negli end-caps. Le quattro tracce migliori in ciascuna zona sono inviate al Global Muon Trigger. Con la loro ottima risoluzione temporale, di circa 1 ns, le RPC permettono anche un'assegnazione non ambigua dell'evento al bunch crossing che lo ha generato.

**Global Muon Trigger** Il Global Muon Trigger (GMT) [27], riceve ad ogni bunch crossing un massimo di 4 tracce di muoni candidati sia dal DTTF che dalle RPC nella zona del barile e 4 tracce di muoni candidati sia dal CSCTF che dalle RPC nella zona degli end-caps. Inoltre dal trigger calorimetrico globale riceve informazioni sull'energia rilasciata in regioni calorimetriche  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.35 \times 0.35$ .

Si impongono soglie sull'energia rilasciata nelle regioni calorimetriche, dalle quali il muone proviene, per definire se il muone è isolato<sup>2</sup> Le tracce ricostruite dalle informazioni delle camere DT sono correlate con le tracce delle RPC nella zona del barile, mentre le tracce ricostruite dalle informazioni delle CSC sono correlate con le tracce delle RPC degli end-caps.

Vengono calcolati i parametri cinematici delle tracce correlate; le tracce

---

<sup>2</sup>L'isolamento è un parametro definito per identificare l'attività di particelle attorno alla traccia di un muone. Il numero di particelle attorno alla traccia di un muone caratterizza la quantità di energia depositata nel sistema calorimetrico attorno alla zona di passaggio del muone. Se questa energia è al di sotto di una certa soglia il muone è isolato e probabilmente proviene da un processo interessante o meno

non correlate possono essere cancellate in base al parametro di qualità e al valore di  $\eta$ . Alcune unità sono riservate all'identificazione di tracce duplicate da DTTF e CSCTF nella zona di sovrapposizione tra barile ed end-caps, che non possono essere completamente evitate. I muoni a questo punto sono estrapolati verso il vertice primario di interazione attraverso il calorimetro per poter recuperare le informazioni su energia di minima ionizzazione e isolamento.

Infine i muoni sono organizzati in ordine gerarchico per momento trasverso e parametro di qualità: le 4 tracce dei muoni candidati con l'ordine più alto sono inviati al trigger globale, che ha il compito di accettare o rigettare l'evento al livello di L1 Trigger. L'evento viene accettato o rigettato utilizzando: tagli su parametri fisici associati agli oggetti calorimetrici, soglie su quantità globali (i suddetti parametri e le suddette quantità sono forniti dal trigger globale calorimetrico (GCT)<sup>2</sup>) e soglie sui parametri fisici associati ai candidati muoni (parametri forniti dal GMT).



# Capitolo 3

## Ricostruzione dei muoni

### 3.1 Introduzione

Il processo di ricostruzione è, dal punto di vista algoritmico, una fase di riduzione dei dati che ha come obiettivo principale l'individuazione di un fenomeno fisico.

Il processo di ricostruzione del candidato muone consiste di due fasi: prima viene eseguita una ricostruzione locale, separatamente per ciascun sottorivelatore, utilizzando i risultati della fase di digitizzazione. In questo modo sono ricostruiti gli hit conseguenti al passaggio delle particelle nel rivelatore (*RecHit*); la seconda fase è la ricostruzione globale, che produce gli oggetti fisici utilizzabili per l'analisi fisica dell'evento. In questa fase l'informazione dei vari sottorivelatori è usata in modo congiunto; nella ricostruzione delle tracce dei muoni si sfruttano le misure di posizione effettuate nel tracciatore e nel sistema delle camere per i muoni.

### 3.2 Ricostruzione Locale

La ricostruzione comincia a livello delle singole camere. Come risultato ci sono segmenti di traccia nelle DT e CSC e punti tridimensionali nelle RPC.

Tutte queste informazioni rappresentano una misura e sono generalmente riferite come hit ricostruiti e implementati con la stessa interfaccia.

### Ricostruzione locale nelle CSC

Ogni piano di CSC misura un punto in due dimensioni; una coordinata è misurata dai fili che vengono letti a gruppi e l'altra coordinata è misurata dalle strips, dove viene interpolata la distribuzione di carica per cluster di tre strips vicine; si ricava la cosiddetta "Funzione di Gatti" per ottenere misure di posizione più precise. Gli hit nelle camere si usano per tracciare un segmento tridimensionale (fatto di sei punti) la risoluzione della direzione del segmento varia da 7 a 11 *mrad* in  $\varphi$  e da 50 a 120 *mrad* in  $\theta$  è per muoni di 50 *Gev/c*.

### Ricostruzione locale nelle RPC

Gli hit prodotti nelle RPC sono punti tridimensionali ottenuti raggruppando le strip in cluster e calcolando il centro di gravità dell'area coperta dalle strips (la larghezza delle strip per la loro lunghezza totale). Le incertezze sono calcolate assumendo che l'area degli hit si distribuisca con probabilità uniforme. Nel caso più semplice di area rettangolare l'errore sulla posizione è uguale a  $\frac{l}{\sqrt{12}}$ .

### Ricostruzione locale nelle DT

La ricostruzione locale nelle DT rappresenta il passo in cui gli hit di base e i segmenti di traccia sono costruiti nelle camere a partire dal Data Acquisition System.

Si parte ricostruendo l'hit monodimensionale della singola cella di drift. L'informazione contenuta in questi hit è la distanza dall'anodo, con una ambiguità destra/sinistra e senza informazioni sulla posizione lungo il filo. Gli hit nelle celle sono il punto di partenza per la ricostruzione dei segmenti, nelle proiezioni nel piano  $r-\varphi$  e  $r-z$  considerate separatamente. Questi segmenti bidimensionali non forniscono informazioni sulle coordinate lungo i fili

sensibili, ma misurano l'angolo della traccia nel piano di misura, ortogonale ai fili. Combinando le due proiezioni è possibile ricostruire la direzione e la posizione del muone che attraversa la camera. I segmenti tridimensionali risultanti sono l'input per la traccia del muone nello spettrometro a muoni nella ricostruzione off-line e High Level Trigger. Le prestazioni della ricostruzione locale devono essere tali da fornire una buona risoluzione sulla posizione e direzione della traccia entro un tempo limitato di processamento, anche in un ambiente ad alta molteplicità.

## 3.3 Tracciatura delle particelle cariche in CMS

### 3.3.1 Algoritmi di tracciamento

Gli algoritmi di ricostruzione delle tracce, usati nei metodi di ricostruzione cercano di stabilire traiettorie con le hit e i segmenti di traccia generati dalle particelle nei sotto-rivelatori. Hit e segmenti sono generati a livello locale da ogni sotto-rivelatore. La procedura seguita dall'algoritmo nella ricostruzione di una traccia si suddivide in 4 fasi.

1. *Trajectory seeding* : in questa fase è individuato un punto iniziale (seme) per la ricostruzione della traccia. Il seme può consistere o in una coppia/tripletto di hit compatibili con il punto di interazione dei fasci, oppure in un valore del momento e una direzione iniziali.
2. *Trajectory building* : l'algoritmo in questa fase inizia a costruire la traiettoria nella direzione specificata dalle informazioni del seme. La costruzione procede negli strati di rivelatori successivi a quello del seme con il fine di trovare e includere nell'estrapolazione hit/segmenti compatibili con la traiettoria. Gli hit trovati in uno strato di rivelatori vengono usati dall'algoritmo per calcolare la direzione nella quale è più probabile trovare quelle da includere nella traccia. La procedura di costruzione viene fatta in base alle equazioni del moto della particella e tenendo conto della variazione del campo magnetico e degli effetti del

materiale, calcolando i parametri e le relative incertezze della traiettoria ed aggiornandoli ogni volta che vengono trovate nuove hit/segmenti. La tecnica utilizzata viene chiamata Kalman Filter[30].

3. *Trajectory cleaning* : nella fase di costruzione vengono prodotte tante traiettorie che condividono un vasto numero di hit. Nella fase di cleaning queste ambiguità vengono risolte ed un numero massimo di tracce candidate vengono considerate buone per la fase successiva. Almeno due misure, una delle quali deve essere del tipo DT o CSC, devono essere presenti nel fit. questo permette di rigettare i falsi segmenti DT/CSC dovuti al combinatorio. L'inclusione delle misure delle RPC migliorano la ricostruzione dei muoni a basso impulso e quelli che sfuggono negli spazi fra le ruote. **(vedi pag 102 tesi bellan per eventuali grafici sull'efficienza)**
4. *Trajectory smoothing* : le traiettorie vengono interpolate con tutte le informazioni disponibili su di esse. I parametri sono estrapolati al punto di minimo approccio alla linea del fascio. Al fine di migliorare la risoluzione si impone una condizione al punto di interazione nominale; La matrice di errore del punto di interazione è diagonale e i suoi valori sono:  $15\mu m$   $15\mu m$   $5.3cm$

### 3.3.2 Propagatori

Durante le varie fasi di ricostruzione dei muoni vengono utilizzati i seguenti algoritmi per la propagazione della traccia nei vari stadi dell'apparato:

- *Runge-Kutta* : anche questo algoritmo di propagazione, come il precedente, è impiegato specialmente nel volume del tracciatore al silicio. In questo caso però si tiene conto delle variazioni del campo magnetico. Per una buona estrapolazione in un campo magnetico variabile viene usato il metodo numerico di Runge-Kutta[31] che permette di ottenere una soluzione approssimata delle equazioni del moto.

- *Stepping helix* : questo algoritmo di propagazione è prevalentemente usato per propagare la traiettoria dei muoni al di fuori del tracciatore al silicio. Inoltre, mentre i primi due propagatori sono usati anche per tracce non generate da muoni, lo stepping helix è usato principalmente per i muoni. La propagazione della traccia procede per passi consistenti in un pezzo di elica, di 10 cm all'interno del tracciatore al silicio e 5 cm al di fuori. Ad ogni passo vengono incluse nell'estrapolazione le correzioni dovute al campo magnetico variabile e a effetti del materiale.

## 3.4 Ricostruzione nello Spettrometro di Muoni

La ricostruzione della traccia del muone ha inizio con la determinazione dei parametri iniziali (stato sorgente ) dai quali ha inizio la costruzione della traiettoria. Lo stato sorgente è dato dai parametri di un seme, che è un segmento di traccia nel caso della ricostruzione off-line, o è rappresentato dai parametri stimati dal L1 Trigger nel caso della ricostruzione on-line.

### 3.4.1 Generatore del Seme

Questo algoritmo è basato sui segmenti dei rivelatori DT e CSC. Viene cercata un modello di segmenti nelle diverse stazioni, seguendo criteri sostanzialmente geometrici. Una volta individuato un modello si stima l'impulso trasverso  $p_T$  del candidato seme secondo la parametrizzazione nella forma:

$$p_T = A - \frac{B}{\Delta\phi} \quad (3.1)$$

Per i candidati nelle DT con segmenti nelle MB1 e MB2,  $\Delta\phi$  è l'angolo di curvatura del segmento rispetto alla direzione del vertice. Si assume che il muone sia prodotto nel punto di interazione. Se il segmento sia da MB1 e MB2 esiste si considera la media pesata del  $p_T$  stimato. Se il candidato seme

ha segmenti solo in MB3 e MB4, si usa la differenza nell'angolo di curvatura dei segmenti nelle due stazioni per il calcolo dell'impulso trasverso.

Nella regione delle CSC e in quella di sovrapposizione, i candidati semi sono costruiti con una coppia di segmenti nella prima e nella seconda stazione o nella prima e nella terza. In questo caso  $\Delta\phi$  è la differenza nella posizione  $\phi$  tra i due segmenti. Altrimenti si usa la direzione del segmento con la qualità più alta.

### 3.4.2 Pattern Recognition

La traccia viene calcolata in modo iterativo tramite l'algoritmo stepping helix : i parametri iniziali vengono estrapolati al piano di rivelatori più vicino e aggiornati, tramite interpolazione, con le hit, se presenti, della camera compatibile con l'estrapolazione. Il processo continua per i successivi piani di rivelatori: i parametri della traccia vengono estrapolati da un piano di rivelatori all'altro e aggiornati con le hit trovate nelle camere compatibili con l'estrapolazione, fino a raggiungere il piano di rivelatori più esterno. La propagazione della traiettoria tiene conto di effetti dovuti al materiale attraversato: diffusione multipla e perdite di energia per ionizzazione nelle camere a muoni e bremsstrahlung nei giochi del campo magnetico di ritorno.

Sulla base del valore del  $\chi^2$ , ottenuto dopo l'inclusione di un segmento di traccia o di hit nell'interpolazione della traiettoria, viene stabilito se includere o meno le hit o i segmenti nella traccia del muone. Se una hit o un segmento di traccia sono stati esclusi in base al  $\chi^2$  o non sono stati trovati in una data camera, la ricerca continua nello strato di rivelatori successivo.

### 3.4.3 Navigazione

Ad ogni passo i parametri aggiornati della traccia sono utilizzati per identificare la camera successiva che più probabilmente contiene le hit appartenenti alla traccia in costruzione (navigation ). Questa operazione è uno dei punti delicati della ricostruzione in quanto richiede un elevato tempo di

calcolo e da essa dipende l'efficienza di identificazione di un muone. Per rendere efficiente e veloce l'operazione di navigation il rivelatore è suddiviso in strutture gerarchiche, dove ciascuna struttura è descritta da una superficie elementare che approssima la superficie dei suoi costituenti (rivelatori o gruppi di rivelatori). Il primo livello della gerarchia è costituito da una superficie che comprende un insieme di rivelatori: nel barile consiste di superfici cilindriche, ciascuna comprende le MB $x$  ( $x = 1, 2, 3, 4$ ), con  $x$  fissato, di tutte le ruote; negli end-cap le superfici sono dischi, ciascuno comprendente un piano di CSC. All'interno di ogni superficie la gerarchia continua e i rivelatori sono organizzati in gruppi con una superficie in comune: le superfici cilindriche del barile sono costituite da piani rettangolari ciascuno contenente le camere MB delle 5 ruote, le camere su una stessa superficie sono quindi contigue in  $z$  e hanno la stessa coordinata  $r$  e  $\varphi$ .

Nelle end-caps i dischi sono suddivisi in corone circolari concentriche che contengono gli anelli di CSC, tutte le camere in un anello sono identificate dallo stesso valore della coordinata  $r$  e sono periodiche in  $\varphi$ . Con questa suddivisione gerarchica l'operazione di navigation è ottimizzata: nella zona del barile le superfici sono concentriche, come la disposizione delle camere DT (ed RPC), e la traiettoria di un muone è propagata da una superficie interna ad una più esterna. Quando una superficie cilindrica è interessata, una prima estrapolazione della traiettoria è calcolata verso di essa e la posizione estrapolata in  $\varphi$  è usata per determinare il piano rettangolare più vicino, che viene selezionato. Se l'estrapolazione è prossima al bordo del piano rettangolare e l'errore eccede il bordo, allora anche il piano confinante viene selezionato. Nei piani rettangolari individuati si seleziona la camera DT (ed RPC) compatibile con la coordinata  $z$  dell'estrapolazione. Anche in questo caso, se l'estrapolazione è prossima a due camere, le due camere confinanti vengono selezionate in base all'errore nell'estrapolazione in  $z$ . Analogamente negli end-cap: i dischi sono disposti in valori della coordinata  $z$  crescente rispetto al centro di CMS, come la disposizione delle camere CSC, e la propagazione della traiettoria è fatta da una superficie interna ad una più esterna. Quando

un disco è interessato, una prima estrapolazione è calcolata verso di esso e la posizione nella coordinata  $r$  dell'extrapolazione è usata per determinare la corona circolare più vicina, che viene selezionata. Se l'extrapolazione è prossima al bordo della corona circolare e l'errore in  $r$  eccede il bordo, allora anche la corona circolare confinante è selezionata.

Nelle corone circolari individuate si selezionano le camere con la coordinata  $\varphi$  dell'extrapolazione e se l'extrapolazione è prossima a due camere l'errore su  $\varphi$  determina la selezione o meno delle due camere. Nelle camere così scelte si cercano hit o segmenti di traccia da includere nella traccia del muone.

Il meccanismo per aggiornar i parametri della traiettoria può essere visto come una combinazione sulla base di una media pesata dello stato di traiettoria prevista e le hit, considerando come pesi le rispettivi incertezze. Per accettare una traiettoria come traccia di un muone, almeno due misure, una delle quali deve essere una DT o una CSC, devono essere presenti nell'interpolazione. Questo permette di eliminare segmenti nelle camere DT e CSC dovuti a combinatori. Una volta che la traiettoria viene accettata, i suoi parametri vengono estrapolati al punto di massimo avvicinamento all'asse dei fasci imponendo delle condizioni sul punto di interazione (IP) p-p. La matrice di covarianza dell' Ip è diagonale e i suoi valori sono  $(15\mu m, 15\mu m, 53cm)$  La traccia ottenuta in questo modo è detta "Stand-Alone".

### 3.5 Ricostruzione dei "Global Muons"

Per ottenere una ricostruzione più accurata della traccia di un muone, si cerca di correlare la traccia stand-alone con una traccia nel tracciatore al silicio, ricostruita con uno dei due algoritmi (Runge Kutta ), il processo in questione è chiamato "Track Matching". L'identificazione della traccia ricostruita dal tracciatore al silicio da correlare al muone stand-alone non è banale data la molteplicità di tracce ricostruite da questo rivelatore. È necessaria una selezione di un sotto insieme di tracce del tracker che corrispondono ap-

prossimativamente (in posizione e impulso) alle tracce stand-alone. Il primo passo è la delimitazione di una regione “rettangolare” in  $(\eta, \varphi)$  nel tracciatore nella quale verranno selezionate le tracce di interesse. La regione è definita da sette parametri:

- origine : posizione di origine della regione;
- $\Delta Z$  : l’intervallo della coordinata  $z$  entro cui l’origine della regione deve rientrare;
- $\Delta R$ : l’intervallo della coordinata  $r$  entro cui l’origine della regione deve rientrare;
- direzione: vettore che dà la direzione dall’origine attorno alla quale la regione deve essere aperta;
- $\Delta\varphi$ : estensione in  $\varphi$  della regione;
- $\Delta\eta$  : estensione in  $\eta$  della regione;
- $p_T^{min}$  : minimo valore del momento trasverso delle tracce all’interno della regione.

L’origine è scelta coincidente con il vertice primario di interazione definito dal pixel vertex, oppure coincidente con il punto di interazione nominale dei fasci se il pixel vertex non è operativo.  $\Delta Z$  è definito dal pixel vertex, oppure ha un valore fissato se il punto di interazione nominale dei fasci è usato come punto di origine.  $\Delta R$  ha un valore fissato scelto in base al rivelatore. La traccia stand-alone definisce gli altri parametri: la direzione e il  $p_T^{min}$ , che permette di stabilire la curvatura della regione nel tracciatore, sono scelti in base alla direzione della traccia e come il 60% del  $p_T$  del muone stand-alone. Gli intervalli  $\Delta\varphi$  e  $\Delta\eta$  sono estratti a partire dalla stima sugli errori della direzione del muone stand-alone. Definita la regione di interesse all’interno del tracciatore, un algoritmo permette di selezionare, tra tutte le tracce ricostruite nel tracciatore, il sottoinsieme che appartiene alla regione. Il secondo

passo consiste nella scelta delle tracce che in quel sottoinsieme sono correlate spazialmente ed in momento con la traccia del muone stand-alone. La correlazione è verificata in un piano sul quale vengono propagate la traccia stand-alone e una delle tracce della regione del tracciatore (si veda Figura 3.1). La propagazione attraverso un certo spessore di materiale aumenta i valori degli errori dei parametri della traccia propagati, contenuti nella matrice covariante, tanto di più quanto più grande è lo spessore considerato. Quindi, per minimizzare la matrice covariante, si sceglie un piano che non richiede una propagazione delle tracce entro una elevata quantità di materiale. Allo stesso tempo si richiede che il piano sia tale da ridurre il numero di tracce che risultano correlate al muone stand-alone. Sul piano determinato si estrapolano i parametri  $\vec{P}_i$  e le matrici di covarianza delle due tracce di cui si fa uso per calcolare 4 delle 5 variabili discriminatorie:

1. Confronto dei parametri estrapolati delle due tracce tramite il calcolo del relativo  $\chi^2$  con le matrici di covarianza delle tracce propagate ( $C_i$ )

$$\chi^2 = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^T [C_1 + C_2]^{-1} (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \quad (3.2)$$

2. Confronto della distanza tra le posizioni delle due tracce sul piano in coordinate locali del piano  $d = (x, y)$

$$d = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \quad (3.3)$$

3. Confronto delle posizioni locali tramite il calcolo del relativo  $\chi^2$  locale con le matrici di covarianza locali delle tracce propagate ( $C_{di}$ )

$$\chi_T^2 = (\vec{d}_1 - \vec{d}_2)^T (C_{d1} + C_{d2})^{-1} (\vec{d}_1 - \vec{d}_2) \quad (3.4)$$

4. Confronto delle posizioni delle tracce nel piano  $(\eta, \varphi)$  usando i vettori tangenti alle traiettorie nel punto di intersezione tra traiettorie e piano

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\varphi_1 - \varphi_2)^2} \quad (3.5)$$

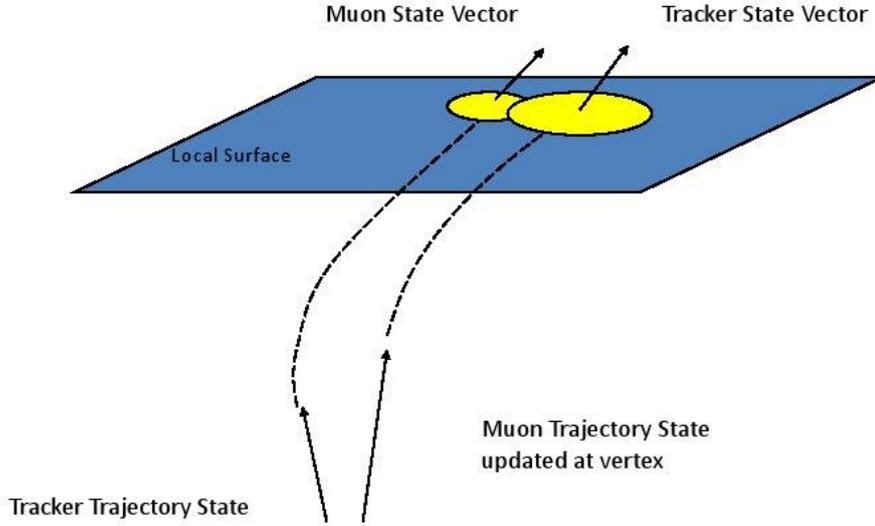


Figura 3.1: Schema della propagazione di una traccia stand-alone e di una traccia del tracciatore al silicio su un piano per la verifica della correlazione. Sul piano sono evidenziati gli errori locali, con distribuzione ellissoidale, dei parametri delle due tracce propagate a partire dal vertice primario di interazione.

5. Confronto delle posizioni delle tracce nel piano  $(\eta, \varphi)$  usando i vettori momento delle traiettorie  $(\vec{p}_i)$  definiti al vertice primario di interazione (IP)

$$\Delta R_{IP} = \sqrt{(\eta_1^{\vec{p}_1} - \eta_2^{\vec{p}_2})^2 + (\varphi_1^{\vec{p}_1} - \varphi_2^{\vec{p}_2})^2} \quad (3.6)$$

Un algoritmo permette di verificare la correlazione di ogni traccia appartenente alla regione selezionata del tracciatore con la traccia stand-alone basandosi su tagli sui valori delle 5 variabili definite sopra. Più di una traccia nella regione selezionata del tracciatore può superare i tagli. Le hit di ciascuna di queste tracce vengono interpolate con le hit della traccia stand-alone ottenendo un candidato muone globale per ogni traccia del tracciatore nella regione di interesse. Il muone globale scelto tra i candidati è quello con il  $\chi^2$  migliore. Tutte le hit della traccia ricostruita dal tracciatore e della

traccia stand-alone vengono coinvolte nell'interpolazione del muone globale, ma è anche possibile combinare un sottoinsieme di hit. Questo è particolarmente importante per incrementare la risoluzione in momento di muoni ad alta energia, per i quali sono frequenti sciami elettromagnetici nei giochi del campo magnetico di ritorno che peggiorano la qualità delle hit del muone stand-alone.

### 3.6 Ricostruzione dei “Tracker Muons”

Gli algoritmi di ricostruzione delle tracce dei muoni partono dal sistema dei muoni e combinano le tracce dei muoni stand-alone con le tracce ricostruite nel tracciatore interno. Tuttavia, in alcuni casi, può accadere che le informazioni provenienti dal sistema di rivelazione dei muoni non siano sufficienti alla ricostruzione di un muone stand-alone. Questo è vero, ad esempio, per i muoni con un momento trasverso relativamente basso, al di sotto di 6-7 GeV , o per muoni che abbiano attraversato zone di confine tra le ruote del barrel (si veda Figura 2.4). Un metodo di ricostruzione dei muoni complementare, consiste nel considerare tutte le tracce del tracciatore e identificare con la traccia di un muone quella traccia che risulta compatibile con depositi energetici nei calorimetri e segnali nel sistema di rivelazione dei muoni. Un muone identificato con questo metodo prende il nome di “Tracker Muon”.

L'algoritmo di ricostruzione di un tracker muon seleziona le tracce nel tracciatore con un valore di momento trasverso superiore ad una certa soglia configurabile. L'idea generale per ricostruire e identificare un muone, è partire da una traccia nel tracciatore al silicio e cercare segmenti compatibili nel rivelatore per muoni; in questo processo può essere anche usata l'energia depositata nel calorimetro, per l'identificazione dei muoni.

Tutte le informazioni rilevanti vengono raccolte e registrate in un oggetto Muone. Ogni traccia nel tracciatore al silicio è propagata in avanti dal tracciatore interno al calorimetro usando l'algoritmo TrackAssociator. L'algoritmo che calcola l'estrapolazione è basato sul propagatore usato per la ricostruzio-

ne dei muoni stand-alone e dei muoni globali (Stepping Helix ). La traccia di un tracker muon non viene interpolata impiegando le hit del tracciatore e le hit delle camere muoniche, quindi l’impulso associato alla traccia è quella misurata dal tracciatore al silicio. Le tracce sono propagate fino alla superficie del sistema calorimetrico, all’interno del quale la propagazione procede per passi: 4 passi nell’ECAL e 20 passi nell’HCAL. Le energie dei cristalli nell’ECAL e delle torri calorimetriche nell’HCAL che vengono attraversate dalla traccia sono calcolate e salvate assieme ad altre informazioni del muone.<sup>(1)</sup>

All’uscita del sistema calorimetrico la propagazione continua nel sistema di rivelazione dei muoni alla ricerca di segmenti nelle camere DT e CSC compatibili con la traccia estrapolata. L’algoritmo utilizzato è ancora lo Stepping Helix. Il numero minimo di segmenti richiesti per confermare la traccia come traccia di un muone è configurabile (nelle versioni più aggiornate è richiesto almeno un segmento associato). Durante la propagazione l’algoritmo mantiene traccia delle camere interessate dalla traccia estrapolata e tiene conto anche delle camere vicine. Vengono così memorizzate informazioni importanti per l’identificazione di un muone[32]

- La distanza fra la traccia propagata e il bordo della camera più vicina, nelle direzioni X e Y; con la convenzione di assegnare segno negativo se è all’interno del volume attivo e positivo se all’esterno. Si memorizza la relativa incertezza che tiene conto della matrice di covarianza della traccia trasportata.
- La posizione della traccia estrapolata nelle coordinate locali (X,Y) all’interno della camera
- Pendenza della traccia estrapolata ( $\frac{dX}{dZ}$  e  $\frac{dY}{dZ}$ ) con X e Y coordinate locali e Z perpendicolare alla camera. Vengono registrate le relative incertezze sulla posizione e la pendenza.

---

<sup>1</sup>la propagazione nel calorimetro, il calcolo dell’energia rilasciata e la memorizzazione delle informazioni sono una caratteristica di tutti i tipi di muoni ricostruiti

- Il `detID` che identifica la camera. (eventuale nota per specificare cos'è il `detID`)
- Un vettore con informazioni 4D <sup>2</sup> sui segmenti associati, cioè quei segmenti abbastanza vicini alla traccia propagata

### 3.6.1 Arbitration

Nel caso di due tracce abbastanza vicine è possibile che un segmento o un set sia associato a più di una traccia (ad esempio avviene per i muoni nei jet).

Con “*Arbitration*” si intende il problema di assegnare segmenti alle tracce.

Consideriamo un segmento a cui è associata più di una traccia; per ogni traccia viene calcolata la distanza nelle coordinate locali ( $\Delta X$  e  $\Delta Y$ ), tra il segmento e la traccia estrapolata. L'arbitration si basa sul segmento con la miglior  $\Delta X$  o  $\Delta R^2 = \Delta X^2 + \Delta Y^2$  tra la traccia e il segmento; la combinazione con il miglior valore assoluto passa l'algoritmo di arbitration e viene registrato nell'oggetto muone. I parametri principali che identificano un muone tracker sono:

- impulso  $p$  ( $3 \text{ GeV}/c$ ) e impulso trasverso  $p_T$  ( $1.5 \text{ GeV}/c$ ) minimi;
- numero minimo di segmenti che combaciano (uno)
- la massima distanza dal bordo di una camera, per una traccia che manca il volume attivo del rivelatore in modo che questa venga mantenuta nell'oggetto Muone Tracker è  $5 \text{ cm}$  sia in  $X$  che in  $Y$

Errori sull'Arbitration possono inficiare l'efficienza di ricostruzione, poiché i segmenti che appartengono ad un muone reale possono essere assegnati ad un candidato differente. Questo effetto dipende dalla densità della traccia nei dintorni del muone e dalle richieste imposte.

---

<sup>2</sup>Il vettore contiene informazioni sulla posizione la pendenza dei segmenti e relative incertezze di tali quantità e informazioni sull'Arbitration

### 3.6.2 Utilità dell’algoritmo di ricostruzione

L’algoritmo per i Tracker Muon è particolarmente utile per lo spettro soffice di  $p_T$  per i muoni a più bassa energia che non sono completamente ricostruiti. Anche nel caso di tracce ricostruite completamente, l’informazione fornita dall’algoritmo di ricostruzione aiuta nella comprensione della fake rate <sup>3</sup> dei muoni e permette di risolvere potenziali ambiguità a livello dell’analisi.

---

<sup>3</sup>Un muone fake è un muone ricostruito in un evento con singolo pione o kaone che supera tutti i tagli applicati; si può quindi definire la fake rate come: il rapporto tra i muoni fake e i pioni o kaoni generati, in funzione delle variabili cinematiche  $p_T$  e  $\eta$  di questi ultimi



# Capitolo 4

## Identificazione dei Muoni in CMS

### 4.1 Selezione dei Muoni

Il risultato dell'uso degli algoritmi di ricostruzione vengono fusi per creare un'unico insieme di candidati muoni, ogni candidato contiene informazioni dai fit degli standalone, tracker e global se disponibili. I candidati trovati con la ricostruzione Tracker e Global, che condividono la stessa traccia nel tracker formano un singolo candidato. Allo stesso modo, le tracce standalone non incluse in un Global Muon sono fuse con un Tracker Muon se condividono un segmento di muone. La combinazione dei differenti algoritmi fornisce un sistema efficiente di ricostruzione dei muoni. Una analisi che fornisca un campione dell'efficienza e della purezza desiderata necessita di selezioni[33] basate sulle variabili di identificazione dei muoni. Consideriamo le seguenti selezioni di base:

- **SoftMuon Selection:** questa selezione richiede che il candidato sia un tracker muon con la richiesta addizionale che il segmento muonico che combacia sia trovato nella stazione dove ci si aspetta un segmento (in base alla posizione del muone e dell'impulso), e viene confrontato in posizione e direzione con la predizione della traccia estrapolata. Segmenti

che formano una migliore corrispondenza in posizione con una traccia differente del tracker, non sono considerati. Il muone così identificato è chiamato “Muone Soft”. Queste richieste aggiuntive sono ottimizzate per muoni a basso  $p_T (< 10 \text{ GeV}/c)$ . Tale selezione è usata nella analisi della fisica del B oltre che per i Muoni Global.

- Global Muon Selection: l’unica richiesta è che il candidato sia un Global Muon
- Tight Muon Selection: per questa selezione, il candidato deve essere ricostruito sia dall’interno verso l’esterno come un Tracker Muon e viceversa come un Global Muon, con le seguenti richieste aggiuntive: il fit del  $\chi^2$  normalizzato delle tracce di Global Muon deve essere  $\leq 10$ ; almeno un hit in una camera muonica deve essere incluso nella traccia finale del tracker; queste richieste identificano, nell’insieme, il GlobalMuonPromptTight. Successivamente alla richiesta prompt-tight si richiede che ci sia riscontro con i segmenti muonici in almeno 2 stazioni; la sua traccia corrispondente nel tracker deve avere più di 10 tracce nel tracker al silicio, almeno un hit nel rivelatore a pixel e un parametro di impatto trasverso  $d_{xy} < 2 \text{ mm}$  rispetto al vertice primario. Con questa selezione il tasso di muoni da decadimento in volo è ridotto significativamente al prezzo di una piccola percentuale in efficienza per i muoni prompt come quelli dal decadimento di Z e W. Il muone così identificato è detto “Muone Tight”. La selezione sui muoni attualmente usata nell’analisi elettrodebole di CMS [CMS Collaboration] include le richieste simili a questa selezione “Tight Muon”.

#### 4.1.1 Classificazione delle sorgenti di muoni nelle simulazioni

Per ogni muone ricostruito in una simulazione, gli hit nel sistema a muoni sono confrontati senza ambiguità con le particelle simulate che le produco-

no. Questo permette la classificazione dei muoni ricostruiti nelle seguenti categorie:

- Muoni da Heavy Flavour: qui la maggior parte degli hit delle camere a muoni associati al candidato muone sono prodotti da un muone vero. La particella genitore può essere un mesone beauty, un mesone charmato, un leptone tau o qualsiasi altra particella (come i bosoni W e Z) non inclusa nella categoria "light flavour"
- Muoni da Light Flavour: in questa categoria, la maggior parte degli hit delle camere a muoni sono prodotti da un muone vero. Questo muone è originato dal decadimento di adroni leggeri ( $\pi$  o K) o, meno frequentemente, da una cascata calorimetrica o un prodotto di interazioni nucleari nel detector.
- Adroni da Punch-Trough: la maggior parte degli hit dei candidati muoni, in questo caso invece è prodotta da particelle diverse dal muone. I così chiamati punch-through sono la sorgente della maggior parte di questi candidati ( $\sim 88\%$  per i Global Muons) sono altrettanto presenti i cosiddetti "sail-through" (senza interazioni prima del sistema muonico).
- Duplicati: se una particella simulata dà luogo a più di un candidato muone ricostruito, quello col più largo numero di hit abbinati è considerato di una delle categorie precedenti; ogni altro è etichettato come duplicato. Sono candidati duplicati creati da effetti strumentali o imperfezioni nella ricognizione del software di ricostruzione

### 4.1.2 Risultati

## 4.2 Richieste sui Global Muon

### 4.2.1 $\chi^2$ dei Global Muon

Uno strumento molto potente per rigettare i decadimenti in volo e i punch-through è l'uso del  $\chi^2$  normalizzato. Bisogna prestare attenzione all'uso di questa variabile, in quanto le distribuzioni del segnale dei muoni hanno delle code lunghe.

### 4.2.2 Tagli sulla qualità delle tracce

Per rigettare i decadimenti in volo, si possono introdurre tagli sulla qualità della traccia ricostruita. Le quantità considerate sono:

- Il parametro di impatto del silicon fit o del fit globale ( $< 2mm$ )
- Il  $\chi^2$  normalizzato del silicon fit ( $< 10$ )
- Il numero di hit nel silicon fit ( $> 10$ )

Una richiesta più stringente sul parametro di impatto potrebbe rigettare muoni provenienti da decadimenti di quark b e c. La seconda variabile ha un potere discriminatorio per i decadimenti in volo, la separazione fra segnale e rumore non è molto grande. Per la distribuzione di hit validi si sceglie invece una richiesta non troppo stringente dato il buon potere discriminatorio di questa variabile nei confronti dei decadimenti in volo.

## 4.3 Richieste sui Tracker Muon

Per l'identificazione dei tracker muon vengono seguiti due approcci principali. Uno basato sui tagli e l'altro che prevede la costruzione di una variabile continua, detta compatibilità. In entrambi i casi si sviluppa nell'algoritmo la già menzionata "Arbitration"

### 4.3.1 Algoritmo di Compatibilità dei Muoni

L'idea è di costruire una variabile che quantifichi la compatibilità di un oggetto Tracker Muon con l'ipotesi di muone. Una di esse, quindi, è basata sulle informazioni calorimetrialtra sulle informazini della camera a muoni. Infine si combinano le due variabili in una singola.

### 4.3.2 Compatibilità Calorimetrica

Si utilizza il rilascio energetico, nel calorimetro, di muoni di minima ionizzazione per identificare le tracce originate dai muoni. La comapatibilità calorimetrica è una variabile basata sulle energie misurate nelle torri lungo la direzione della traccia estrapolata e immagazzinata nel oggetto muone. In ogni sezione del calorimetro si determina un valore di compatibilità fra zero e uno, che cerca di descrivere quanto queste energie sono consistenti reispetto a quelle attese per un muone.

$$\frac{P_s(x) \cdot P_s(x) \cdot P_s(x)}{P_s(x) \cdot P_s(y) \cdot P_s(z) + P_b(x) \cdot P_b(y) \cdot P_b(z)} \quad (4.1)$$

dove  $P_s$  e  $P_b$  sono rispettivamente le probabilità in funzione delle energie misurate nel calorimetro elettromagnetico (x), adronico (y) e nello strato scintillatore del calorimetro esterno (z). Le distribuzioni di probabilità sono ottenute da campioni simulati di muoni e pioni singoli.

### 4.3.3 Compatibilità dei Segmenti dei Muoni

Si usano informazioni sulle stazioni attraversate dalla particella che hanno un riscontro nei segmenti(in aggiunta alla qualita della comparazione della traccia estrapolata e il segmento associato) per costruire una seconda variabile di compatibilità.

Si assegna un peso ad ogni stazione di muoni per cui la traccia estrapolata si supponga debba attraversare o passare a breve distanza. Se non ci sono stazioni il valore di compatibilità e posto pari a 0.5. Se c'è una o più stazioni, il valore di compatibilità è determinato dalla frazione di quelle

stazioni contenenti un segmento ricostruito che si può associare alla traccia estrapolata. Poiché il "punchthrough adronico" è più probabile che produca segmenti nelle stazioni interne, i segmenti prodotti nelle stazioni esterne sono considerati una evidenza più forte per l'ipotesi di muone. Nel caso di una sola stazione il contributo alla compatibilità è dato al 100% da questa stazione; nel caso di due o più stazioni il contributo maggiore è determinato dalla stazione più esterna, nella seguente maniera (le percentuali sono date ordinando le stazioni dalla più interna a quella più esterna): 33% e 67% nel caso di due stazioni, 22% 33% e 67% per tre stazioni e 10%, 20%, 30% e 40% con quattro stazioni. La compatibilità è determinata, al primo ordine, moltiplicando per zero (se non viene trovato un segmento) o uno il peso delle stazioni precedentemente determinato e sommando i valori risultanti.

#### 4.3.4 Selezione di muoni basata sulla Compatibilità

Una selezione di candidati muoni basata sulla compatibilità calorimetrica e basata sui segmenti può essere ottenuta in maniera molto diretta, richiamando i metodi contenuti nell'oggetto muone: `reco::Muon::CaloCompatibility()` e `reco::Muon::SegmentCompatibility()`. Si possono definire così due richieste standard

- `TM2DCompatibilityTight`, per la quale il criterio di selezione è: 0.8 per la compatibilità calorimetrica + 1.2 per la compatibilità dei segmenti > 1.0
- `TM2DCompatibilityLoose`, in questo caso la selezione è: 0.8 per la compatibilità calorimetrica + 1.2 per la compatibilità dei segmenti > 0.7

#### 4.3.5 Selezione di muoni basata sui tagli

In questo caso non viene chiesta compatibilità fra l'energia rilasciata dai muoni nelle torri e quella di minima ionizzazione. Si definiscono due categorie

di richieste, TMLastStation e TMOneStation che a loro volta si suddividono in tight e loose.

#### algoritmo TMLastStation

Questi algoritmi sono basati sul fatto che i muoni attraversano l'intero rivelatore, mentre gli adroni tendono a fermarsi prima, e che i segmenti devono essere spazialmente combacianti con la traccia estrapolata. A partire dai segmenti che superano il processo di arbitration già descritto si impongono le seguenti condizioni:

1. Ci sono almeno due segmenti ben compatibili con la traccia estrapolata. Questa compatibilità è:
  - $|\Delta X| < \text{Max}(3\sigma_x, 3\text{cm})$  (TMLastStationLoose e TMLastStationTight)
  - $|\Delta Y| < \text{Max}(3\sigma_y, 3\text{cm})$  (TMLastStationTight)

$\Delta X$  e  $\Delta Y$  sono le distanze fra la traccia estrapolata e il segmento nelle coordinate locali X e Y, con relative incertezze ottenute sommando in quadratura le incertezze delle coordinate traccia estrapolata (considerando gli effetti di scattering multiplo e  $\frac{dE}{dX}$ ) e le incertezze sulla posizione dei segmenti

2. Uno dei segmenti che supera le richieste deve appartenere all'ultima stazione attraversata dalla traccia estrapolata dal rivelatore al silicio. La traccia deve essere all'interno del volume fiduciale e ben all'interno nella stazione, condizione delimitata dalla richieste al punto 1

**algoritmo TMOneStation**

La precedente richiesta di due segmenti compatibili nel rivelatore per muoni, introduce inefficienze a basso  $p_T$ . Questo algoritmo ripristina tale efficienza nella regione centrale richiedendo un solo segmento:

- Almeno un segmento con  $|\Delta X| < \text{Max}(3\sigma_x, 3\text{cm})$  (TMOneStation-Loose e TMOneStationTight)
- Almeno un segmento con  $|\Delta Y| < \text{Max}(3\sigma_y, 3\text{cm})$  (TMOneStation-Tight)

**Algoritmo TMLastStationOptimizedLowPt**

Combina gli algoritmi TMLastStation e TMOneStation per migliorare l'efficienza a basso  $p_T$  usando TMOneStation(Loose o Tight) per  $|\eta| < 1.2$  e  $p_T < 8\text{GeV}$  e TMLastStation (Loose o Tight) per  $\eta$  e  $p_T$  superiori.

# Capitolo 5

## Pre-selezione degli eventi ed osservabili

### 5.1 Campioni di dati reali e simulati di *minimum bias*

Per l'analisi presentata sono stati usati campioni di dati di *minimum bias* sia reali che simulati. Gli eventi di *minimum bias* costituiscono, per i processi che si vogliono invece studiare in CMS (elettrodeboli mediati dai bosoni W e Z, quelli mediati dal bosone di Higgs, quelli supersimmetrici ed anche esotici), l'enorme ed onnipresente fondo "di QCD"; la quasi totalità degli eventi prodotti in collisioni protone-protone (sia elastici che anelastici e diffrattivi) é dovuta ad urti di basso  $p_T$  (quando i protoni collidono a relativamente grandi distanze) o processi di QCD di alto  $p_T$  (del tipo  $q_i\bar{q}_i \rightarrow q_k\bar{q}_k, gg, q_i\bar{q}_j \rightarrow q_i\bar{q}_j, q_i g \rightarrow q_i g$  e  $gg \rightarrow q_k\bar{q}_k$ ).

A parte la produzione  $b\bar{b}$  compresa in questi eventi, la quale interessa direttamente per gli studi di fisica del quark beauty ed indirettamente per lo studio dei fondi ad esempio per le analisi di segnali di Higgs, questi eventi non sono dunque di alcun interesse specifico se non perché consentono le indispensabili attività di verifica e di calibrazione dell'apparato e della ricostruzione, cioè delle attività cruciali nella fase iniziale della presa dati di un

esperimento.

Per quanto riguarda i dati reali, i risultati presentati in questa tesi sono stati ottenuti usando, quasi nella sua interezza, il campione di dati registrato dall'esperimento CMS nell'intero run 2010 del collisionatore LHC all'energia del centro di massa di  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ , iniziato nell'aprile 2010 e terminato nell'ottobre dello stesso anno, corrispondente ad una luminosità integrata di circa  $35.8 \text{ pb}^{-1}$ .

Sono stati analizzati quei run e relative sottoparti (*lumi-sections*) dichiarati ufficialmente buoni a livello di controllo di qualità dei dati (*data quality monitoring*) eseguito a posteriori nell'intervallo di run 135808-149442 [34].

È stato anche usato un campione di quasi 54 milioni di eventi di *minimum bias* simulati [35]. Essendo la relativa sezione d'urto pari a  $71.26 \text{ mb}$  il campione corrisponde ad una luminosità integrata di  $0.75 \text{ nb}^{-1}$ .

Il campione Monte Carlo usato rappresenta in maniera sufficientemente buona il campione di dati reali relativamente alle effettive condizioni sperimentali del rivelatore durante la presa dati. Eventuali discrepanze rilevabili in studi estensivi di confronto dati-Monte Carlo come quelli presentati nei capitoli 6 e 7 possono aiutare a focalizzare quegli elementi ancora da migliorare nella descrizione delle effettive condizioni sperimentali di rivelazione nella simulazione della risposta dell'apparato di rivelazione.

## 5.2 Pre-selezione degli eventi

Sono stati processati solo gli eventi reali di *minimum bias* che potessero soddisfare i requisiti minimi implementati mediante una semplicissima logica di trigger di alto livello. Si tratta sostanzialmente di un (*Minimum Bias Trigger*) ed è una trasposizione ad alto livello di un trigger tecnico di livello L1 che permette di selezionare eventi con incrocio dei fasci (*beam-beam Bunch Crossing*) mediante *Beam Pickup Timing for eXperiments* (BPTX) cioè una coppia di stazioni di rivelazione a pickup elettrostatico distanti  $175 \text{ m}$  dalla zona di collisione. Il relativo *trigger bit*, denominato *HLT\_ZeroBias*,

deve risultare “acceso” affinché un evento venga preso in considerazione per l’analisi.

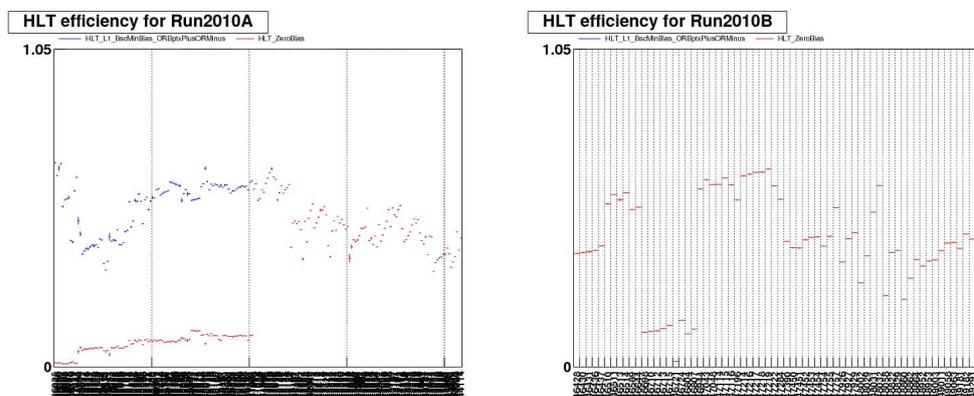


Figura 5.1: Profilo della pseudoefficienza di due trigger di alto livello al variare del run di presa dati, per i due periodi di presa dati in cui si può dividere il run del 2010: il Run2010A (a sinistra) ed il Run2010B (a destra); i noti il “salto” per *HLT\_ZeroBias* a partire dal run 141956 (circa a metà del Run2010A) e la corrispondente “scomparsa” per *HLT\_L1\_BscMinBiasOR\_BptxPlusORMinus*.

Nella Fig.5.2 viene presentata la pseudoefficienza di due diversi trigger di alto livello predisposti per la selezione di eventi di *Minimum Bias*, denominati *HLT\_L1\_BscMinBiasOR\_BptxPlusORMinus* e *HLT\_ZeroBias*, al variare del run di presa dati nell’intero intervallo 135808-149442. La pseudoefficienza é definita come il numero eventi per i quali il trigger bit risulta “acceso” rispetto al numero di eventi totali di un singolo run; ogni bin rappresenta un certo run e sono stati considerati tutti e soli i run con piú di cento eventi (affinché il valore stimato di pseudoefficienza sia statisticamente rilevante). La variabilità dei valori di pseudoefficienza dipende anche dal fatto che il fattore di *prescale* del trigger di alto livello considerato varia da run a run. Si osservi che *HLT\_L1\_BscMinBiasOR\_BptxPlusORMinus* sia definito solo nella prima metà del Run2010A; nello stesso intervallo di run la pseudoefficienza di *HLT\_ZeroBias* risulta molto bassa. In effetti in questa porzione di presa

dati il trigger *HLT\_ZeroBias* era ancora in fase di *commissioning*. A partire dal run 141956 il trigger *HLT\_ZeroBias* é divenuto ufficialmente il trigger di *Minimum Bias* e l'altro é stato disattivato. Pertanto l'analisi presentata in questa tesi si riferisce correttamente all'intervallo di run di presa dati  $141956 \div 14944$ ; in termini di luminositá integrata questa scelta comporta la rinuncia a solo circa mezzo  $pb^{-1}$ , quindi é di scarsa rilevanza.

Nel campione simulato di *Minimum Bias* usato, invece, ogni evento generato soddisfa implicitamente la richiesta del trigger *HLT\_ZeroBias*; questa assunzione é corretta perché una selezione basata sulla risposta del BPTX é efficiente al 100% (a meno di rarissimi casi di malfunzionamento hardware). Inoltre nel Monte Carlo il *prescale* é unitario. Affrontando la normalizzazione dati-Monte Carlo (nel paragrafo seguente) occorrerá considerare il *prescale* del trigger *HLT\_ZeroBias* relativo ai soli dati reali nel calcolo della luminositá integrata associata all'applicazione di tale trigger.

Gli eventi vengono ulteriormente pre-selezionati, sia nei dati reali che in quelli simulati, mediante la richiesta che in un qualsiasi evento sia stato preventivamente ricostruito (mediante fit iterativo sulle tracce dell'evento) almeno un vertice primario (PV) con un numero di gradi di libertá nel fit maggiore di 2, e con contenuti spostamenti trasversale e longitudinale dall'origine nominale del sistema di riferimento secondo i seguenti requisiti per i parametri di impatto trasversale e longitudinale delle tracce considerate nel fit:  $d_{xy} < 2 \text{ cm}$  e  $|d_z| < 15 \text{ cm}$ .

Nella Tab.5.2 viene descritto numericamente l'impatto dei vari requisiti di pre-selezione sul numero di eventi nei dati sia reali che simulati. Per completezza viene anche riportata la frazione di eventi (reali o simulati) con un solo vertice primario "buono" (secondo la definizione appena fornita) e con piú di uno. Nel campione Monte Carlo usato non viene simulato l'effetto del *pile-up* che comporta una buona probabilitá di ricostruire due vertici primari "buoni". Nei dati reali ovviamente l'effetto del *pile-up* é un effetto fisico e come tale naturalmente presente.

Eventi	DATA	MC
eventi processati	73,930,037	51,789,400
eventi processati( $run_i=141956$ )		58,210,222
eventi filtrati dal trigger bit	24,926,983	51,789,400
eventi con ALMENO 1 “buon” PV	14,097,968	36,245,646
eventi con SOLO-1[PIÚ-di-1] “buon” PV	8,531,470 [5,566,498]	36,196,120 [49,517]

Tabella 5.1: Numeri relativi alla pre-selezione degli eventi sia reali che simulati.

### 5.3 Normalizzazione dati-Monte Carlo

Per poter confrontare le distribuzioni di una certa osservabile di uno stesso tipo di muone ricostruito negli eventi reali e simulati di *Minimum Bias* occorre sovrapporre le due relative distribuzioni. Essendo il numero totale di muoni ricostruiti di un certo tipo diverso nel campione di dati reali e simulati é necessario, nel produrre la sovrapposizione, scalare opportunamente una delle due distribuzioni.

La soluzione piú facile per ottenere ciò consiste nell’applicare una normalizzazione relativa, vincolando cioè le due distribuzioni ad avere la stessa area (lo stesso integrale per i due istogrammi da confrontare per sovrapposizione). In tal modo però il confronto si limita semplicemente al confronto della forma delle due distribuzioni poiché le differenze bin per bin fra le due distribuzioni sono vincolate a compensarsi di modo che sull’intero intervallo di definizione delle distribuzioni la somma delle singole differenze si annulli.

Pertanto la soluzione piú fisicamente significativa, adottata nel produrre il confronto dati-Monte Carlo (capitoli 6 e 7), consiste invece nell’applicare una normalizzazione assoluta. In tal caso il fattore di scala da applicare opportunamente ad una delle due distribuzioni si ottiene per rapporto fra le luminosità integrate corrispondenti ai due campioni di dati reali e simulati utilizzati per il confronto.

Come già riportato nella sezione precedente la luminosità integrata corrispondente al campione di dati simulati è pari a  $726.767\mu b^{-1}$ . La luminosità integrata corrispondente al campione di dati reali (a partire dal run 141956 e considerando il filtraggio associato al trigger *HLT\_ZeroBias*) è stata stimata mediante l'utilità ufficiale *lumiCalc* (nello *scripting language Python*) essere pari a  $473.309\mu b^{-1}$ . Pertanto il fattore di normalizzazione assoluta è pari a  $473.309/726.767 = 0.6513$ .

## 5.4 Descrizione delle osservabili associate ai muoni ricostruiti

Vengono ora elencate con una breve descrizione, le variabili associate ai muoni ricostruiti, utilizzate nel lavoro di analisi i cui risultati verranno presentati nei capitoli 6 e 7. Vengono descritte variabili relative all'evento, le variabili cinematiche del candidato muone e i segnali corrispondenti nelle stazioni del rivelatore.

### 5.4.1 Variabili relative all'evento

- *runId* :  
è un numero intero crescente con cui è identificato il run di presa dati.
- *hasGOODPV* :  
variabile booleana, essa indica se in un certo evento vi è almeno un vertice primario valido.
- *isHLT\_ZB*(valida per i dati reali):  
variabile booleana, essa indica che in un certo evento è acceso il trigger bit *HLT\_ZeroBias*.

### 5.4.2 Variabili cinematiche del candidato muone

- $p$  :  
è il modulo dell'impulso del candidato muone espresso in GeV/c.
- $p_T$  :  
questa variabile rappresenta il momento trasverso del candidato muone ("pseudo-momento" trasverso), ossia la proiezione del vettore impulso sul piano trasverso ( $xy$ ) ed è data in unità GeV/c.
- $\eta$  :  
è la pseudo-rapidità definita dalla relazione (1.2.1).
- $\phi$  :  
variabile angolare (in rad) che rappresenta l'angolo che la proiezione dello pseudo-momento del candidato muone sulla sezione trasversale forma con l'asse  $x$  (che, secondo la convenzione è l'asse diretto verso il centro dell'anello).
- $d_{xy}$  :  
parametro d'impatto trasverso della traccia rispetto al vertice primario espresso in cm.
- $d_{xy}Err$  :  
variabile che rappresenta l'errore sulla variabile  $d_{xy}$ , anch'essa espressa in centimetri.
- $\delta_{xy}$  :  
significatività del vertice (adimensionale) definita come il rapporto delle due variabili precedenti:
 
$$\delta_{xy} = \frac{d_{xy}}{d_{xy}Err}$$
- $d_z$  :  
parametro d'impatto longitudinale della traccia rispetto al vertice primario espresso in cm.

### 5.4.3 Variabili relative ai segnali rilasciati dal candidato muone nei rivelatori

- Pixel Layers:
- Pixel Hits:  
numero di hit del candidato muone rilasciati nel rivelatore a pixel di silicio
- Tracker Hits: numero di hit rilasciati nel tracciatore
- Muon Hits:  
numero di hit nel rivelatore per muoni
- Matched Stations:  
numero di stazioni per i muoni contenenti un segmento
- Total Valid Hits:
- Calo Compatibility:  
variabile di compatibilità calorimetrica definita in precedenza
- isTMOneStationTight: è un trigger-bit dell'HLT la cui richiesta identifica tutte le caratteristiche già citate di un soft muon

# Capitolo 6

## Confronto Dati-Monte Carlo per i muoni *Soft*

### 6.1 Ricostruzione dei muoni *soft* e *tight* e composizione dei muoni simulati

Vengono di seguito presentate le tabelle relative al numero ottenuto di muoni di tipo *soft* e *tight* e la tabella relativa alla composizione dei muoni simulati in base all'informazione proveniente dalla verità Monte Carlo.

Muons	DATI	MC
Reco Muon (any type)	438,274	608,010
Tracker Muon (out-of-the-box)	412,833	582,821
Soft Muons (TMOneStationTight)	318,713	468,089
Soft Muons / Reco Muons	0.73	0.77
Global Muons (out-of-the-box)	47,891	71,988
Tight Muons (GMPromptTight + cuts)	24,334	37,322
Tight Muons / Reco Muons	0.056	0.061

Tabella 6.1: tabella con valori principali relativi all'evento

TABLE n.1 (MC muons composition) TABLE n.2 (Muon yield)

Composizione delle sorgenti dei muoni ricostruiti negli eventi di “minimum bias“ in accordo alla simulazione

Muon Source [%]	SOFT Muon	TIGHT Muon
Heavy Flavour	12.7	44.1
Light Flavour	79.1	55.7
Duplicati	2.9	0.0
punch-through Adronico	5.4	0.2

Tabella 6.2: tabella con valori principali relativi all’evento

Confronto della resa dei muoni nei dati e nella simulazione (normalizzata alla stessa luminosità integrata)

Numero di muoni	Muoni SOFT	Muoni TIGHT
Dati	318,713	24,334
Simulazione	304,866	24,308
Rapporto Dati/MC	1.045	1.001

Tabella 6.3: tabella con valori principali relativi all’evento

## 6.2 Variabili per i Muoni *Soft*

In questo capitolo vengono presentati i risultati del confronto dati-Monte Carlo per i muoni *soft*.

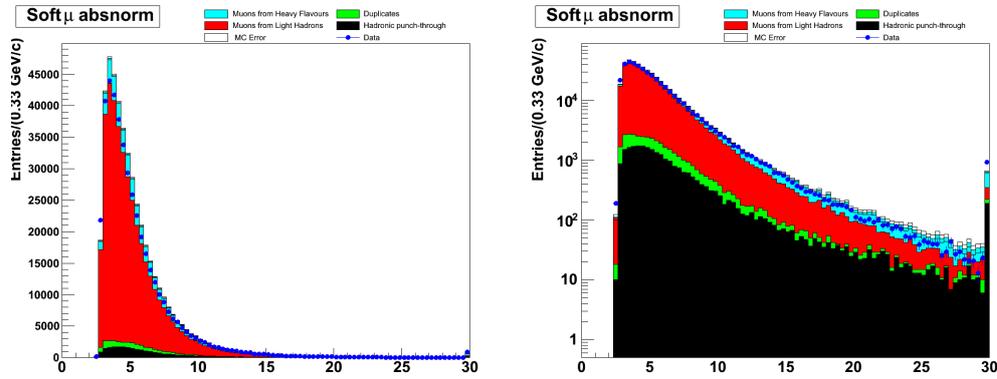


Figura 6.1: Distribuzione dell'impulso dei muoni che superano le selezioni Soft

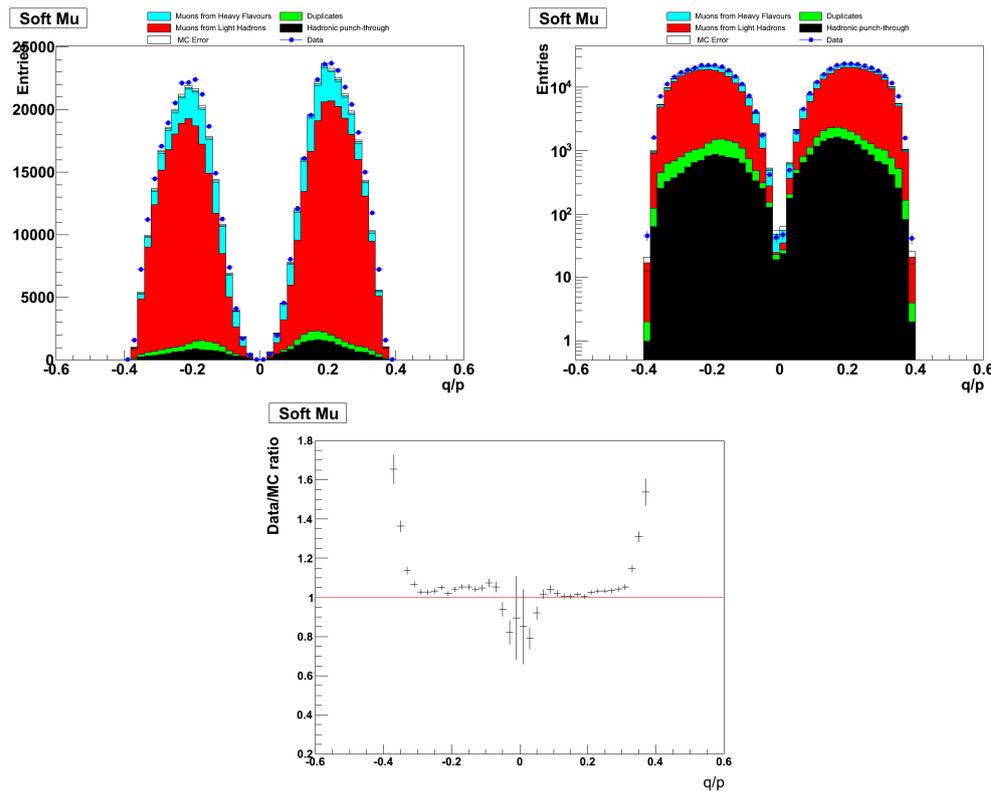


Figura 6.2: Distribuzione del rapporto fra la carica e l'impulso dei muoni che superano le selezioni Soft

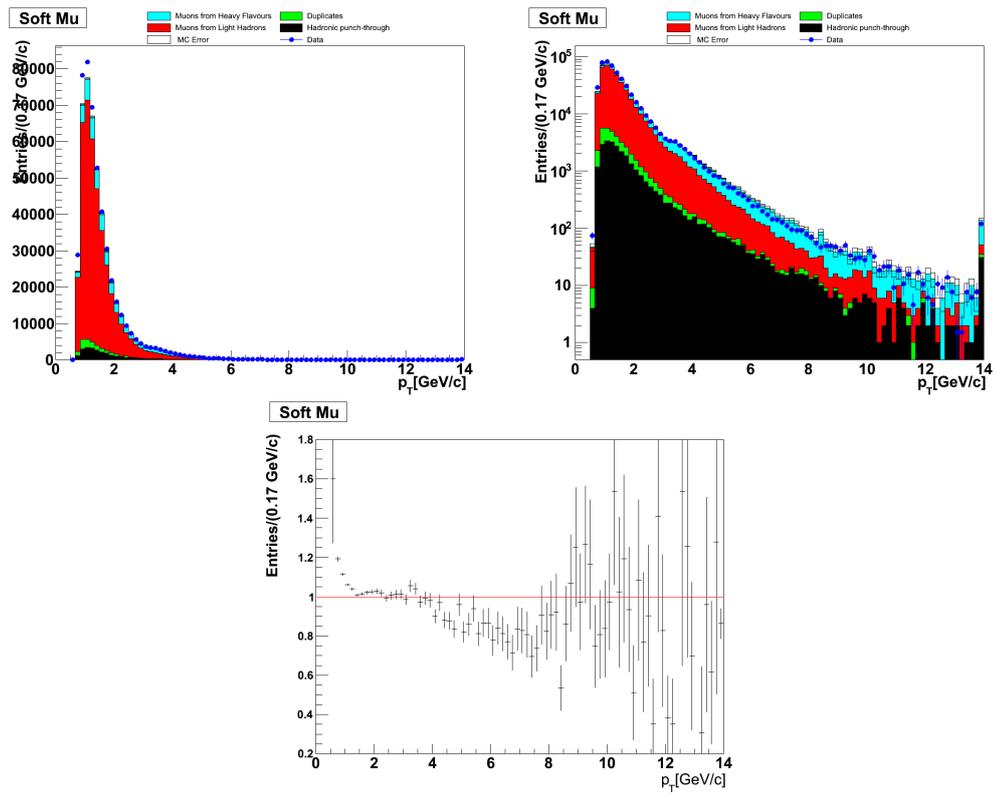


Figura 6.3: Distribuzione dell'impulso trasverso dei muoni che superano le selezioni Soft

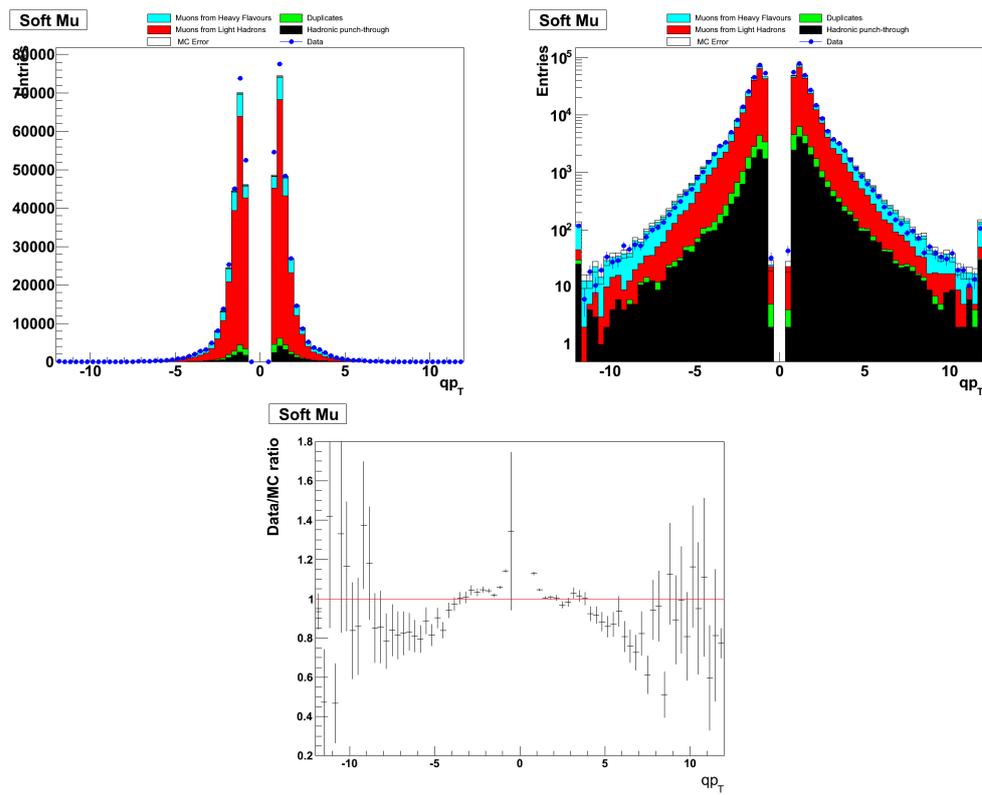


Figura 6.4: Distribuzione dell'impulso trasverso dei muoni che superano le selezioni Soft

82CAPITOLO 6. CONFRONTO DATI-MONTE CARLO PER I MUONI SOFT

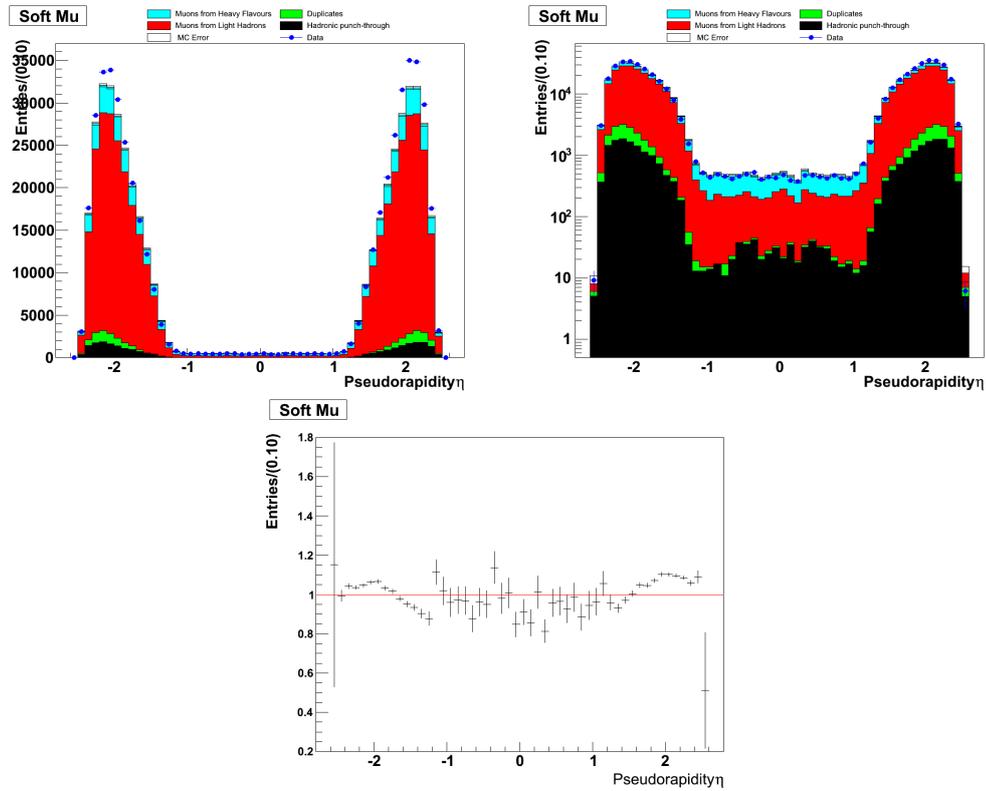


Figura 6.5: Distribuzione della pseudorapità  $\eta$  dei muoni che superano le selezioni Soft

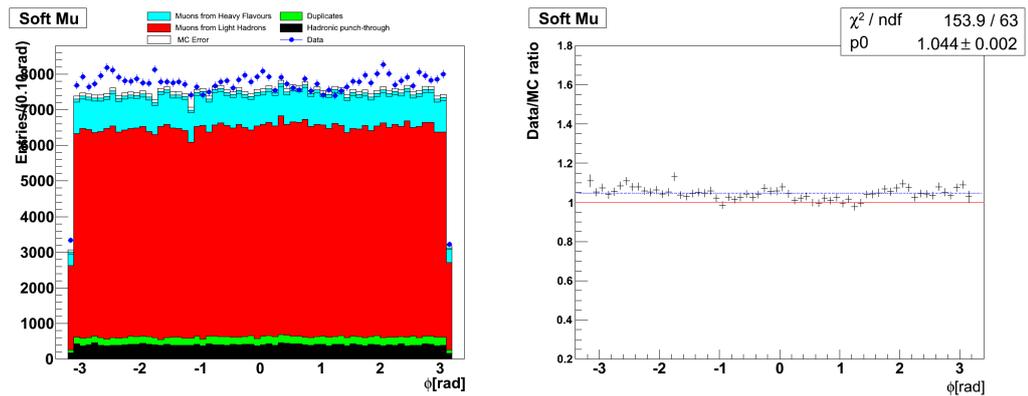


Figura 6.6: Distribuzione dell'angolo  $\phi$  dei muoni che superano le selezioni Soft

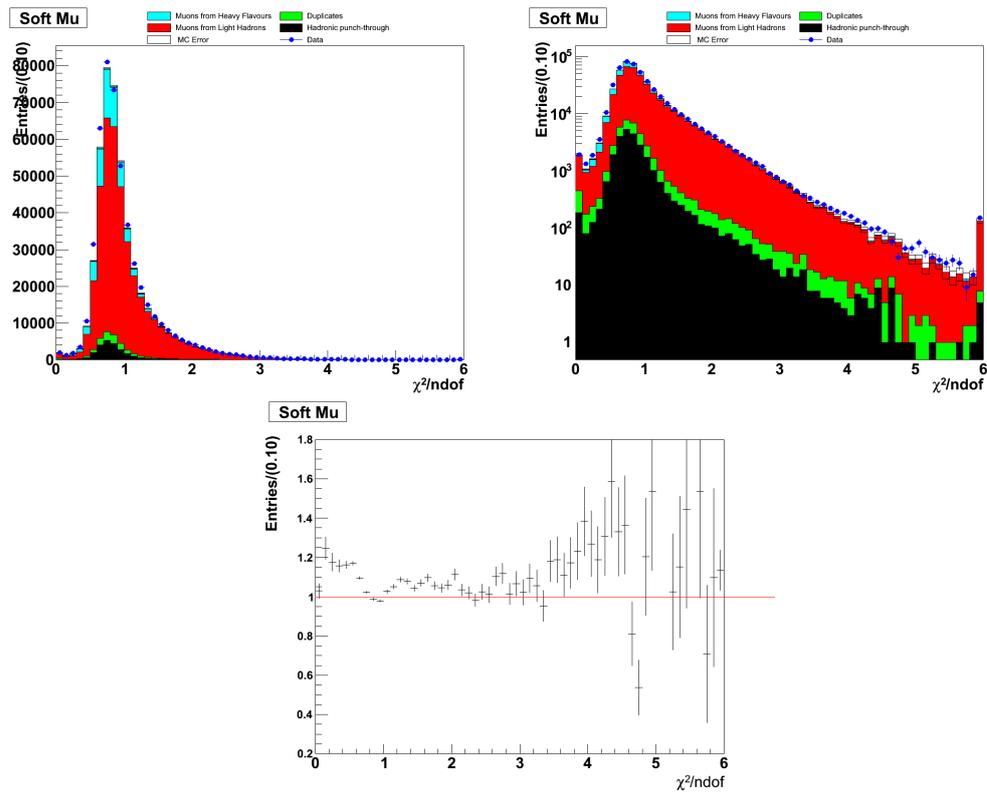


Figura 6.7: Distribuzione del  $\chi^2$  normalizzato dei muoni che superano le selezioni Soft

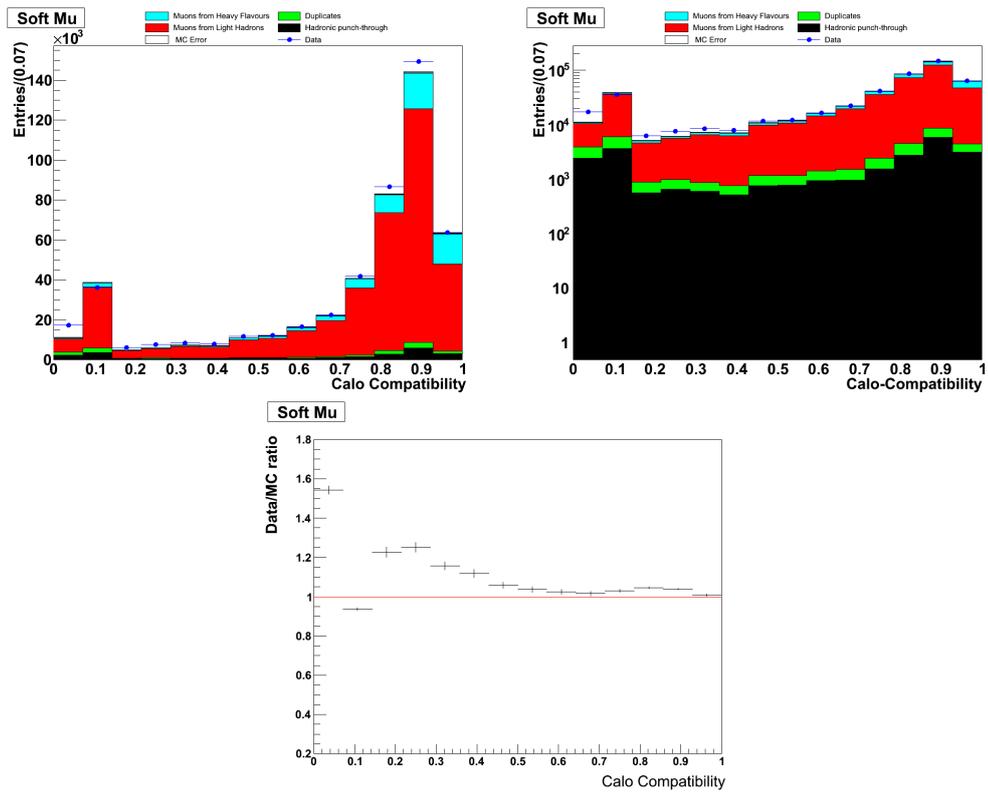


Figura 6.8: Compatibilità del rilascio energetico nel calorimetro dei muoni che superano le selezioni Soft

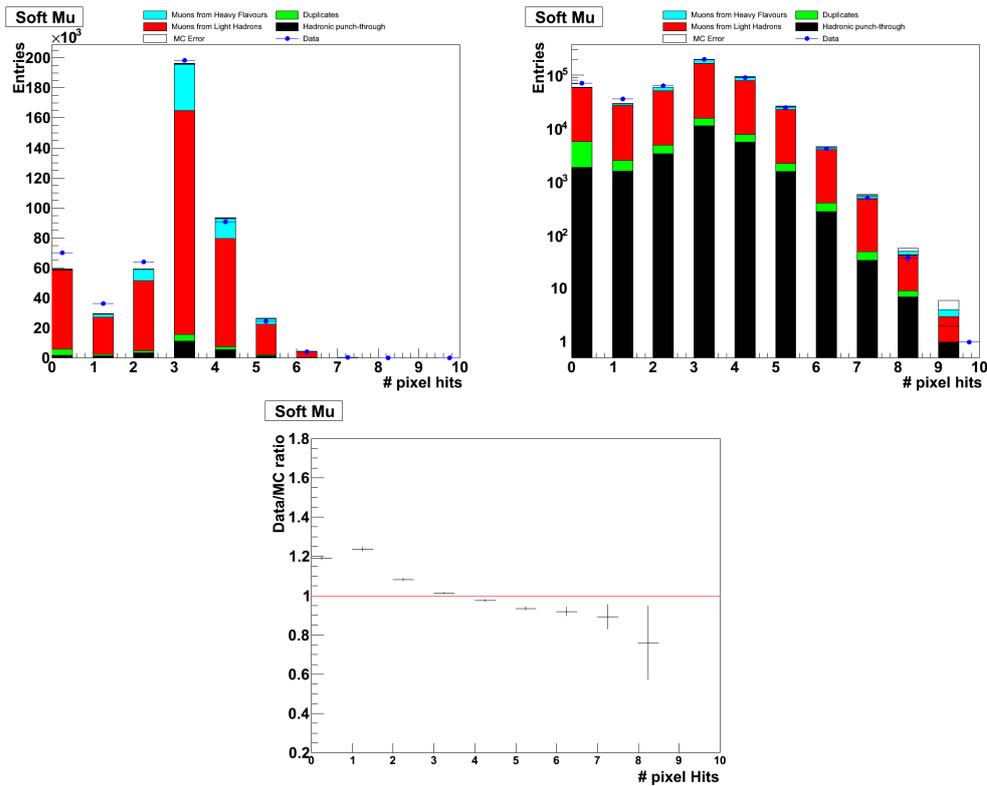


Figura 6.9: Distribuzione degli hit nel rivelatore a pixel, dei muoni che superano le selezioni Soft

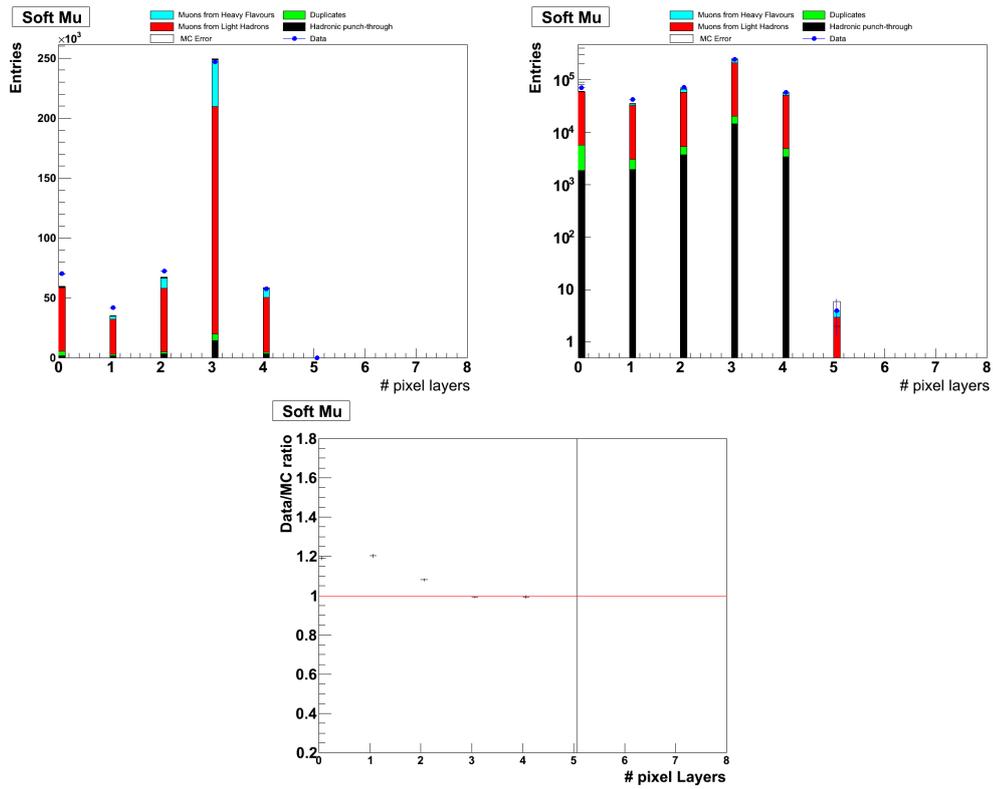


Figura 6.10: Numero di strati attraversati nel rivelatore a pixel, dei muoni che superano le selezioni Soft

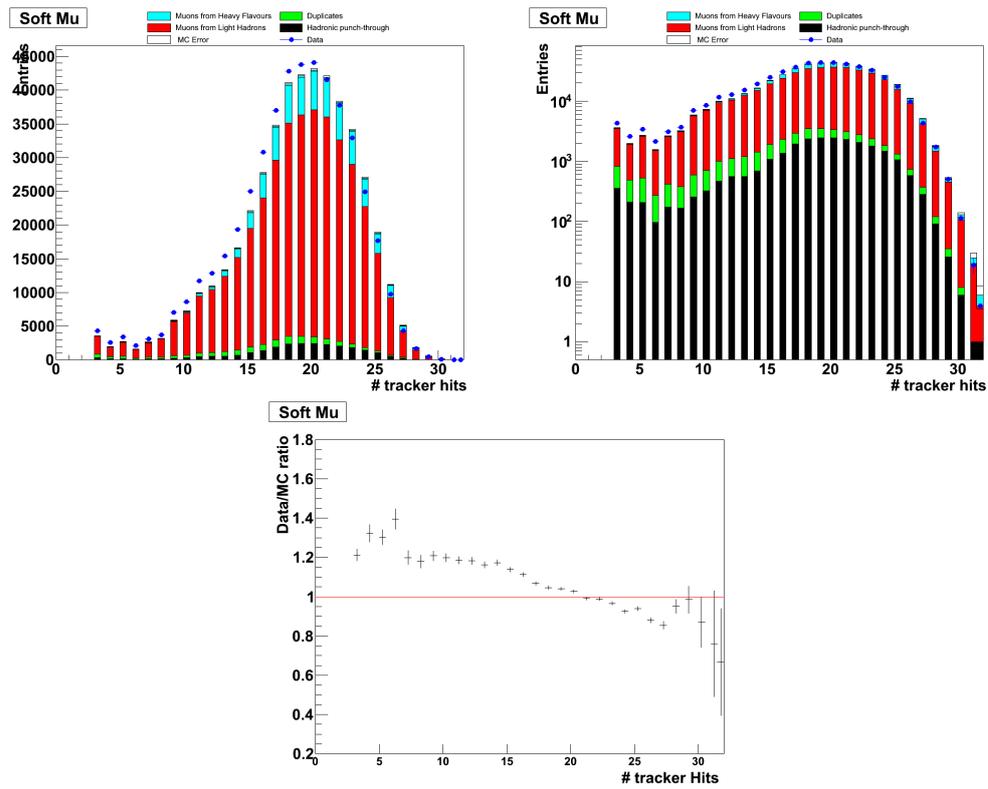


Figura 6.11: Distribuzione degli hit nel tracciatore e nel rivelatore di  $\mu$ , dei muoni che superano le selezioni Soft

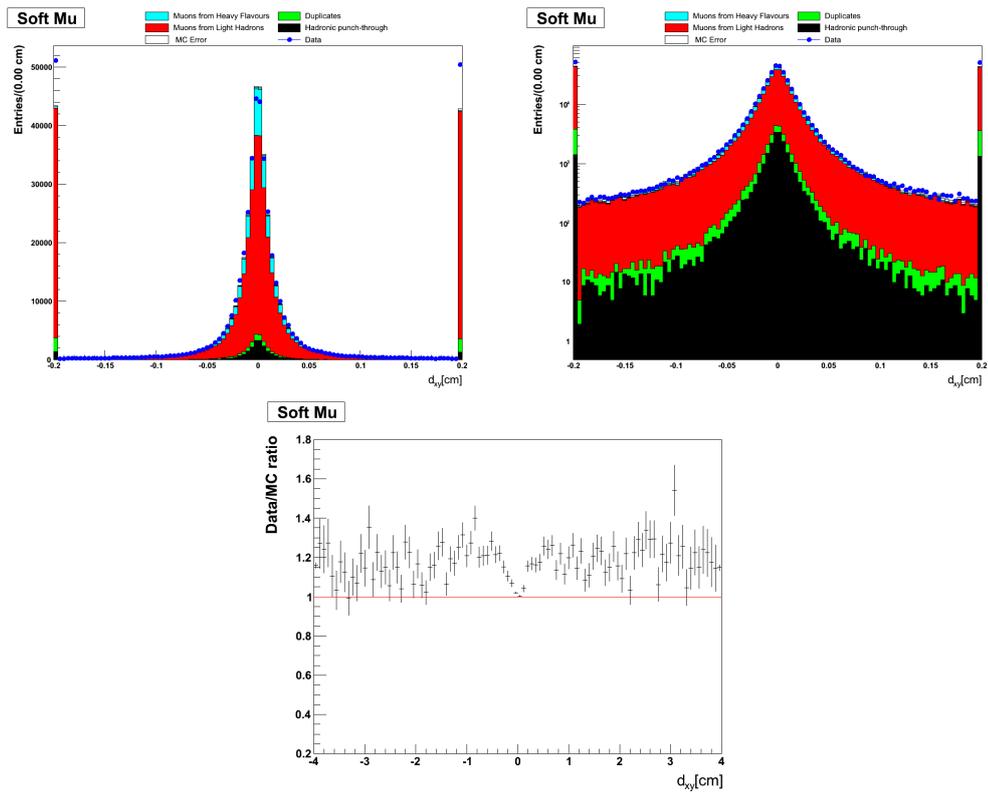


Figura 6.12: Distribuzione del parametro di impatto  $d_{xy}$  dei muoni che superano le selezioni Soft

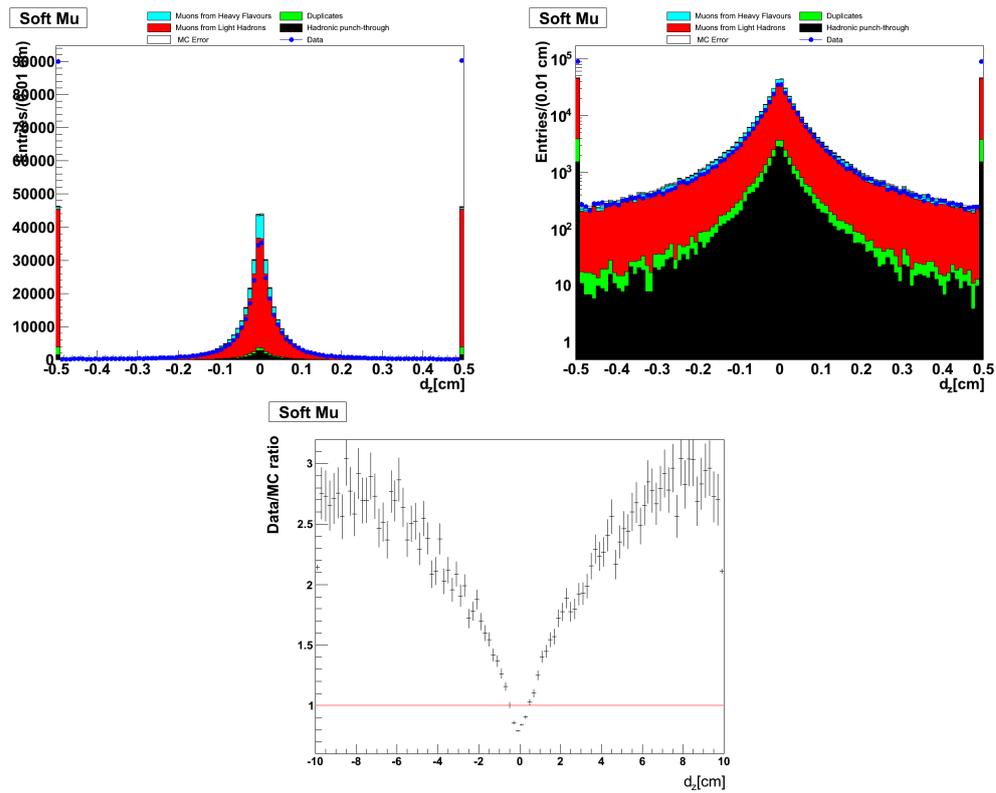


Figura 6.13: Distribuzione del parametro di impatto  $d_z$  dei muoni che superano le selezioni Soft

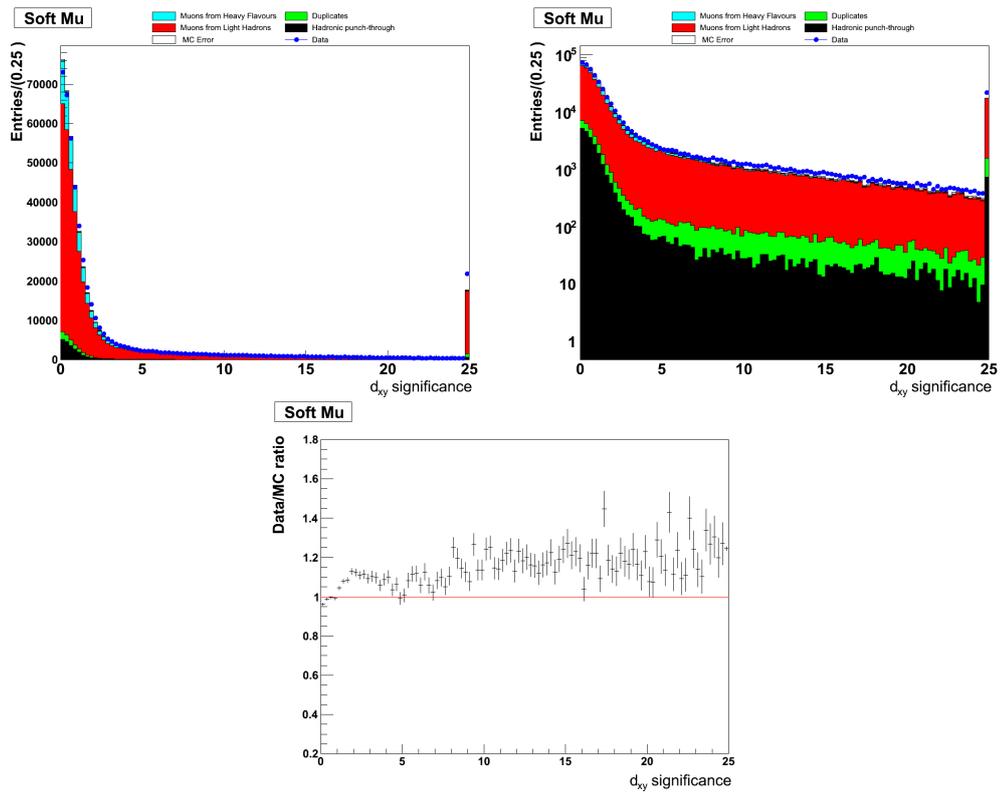


Figura 6.14: Significatività del parametro di impatto  $d_{xy}$  dei muoni che superano le selezioni Soft

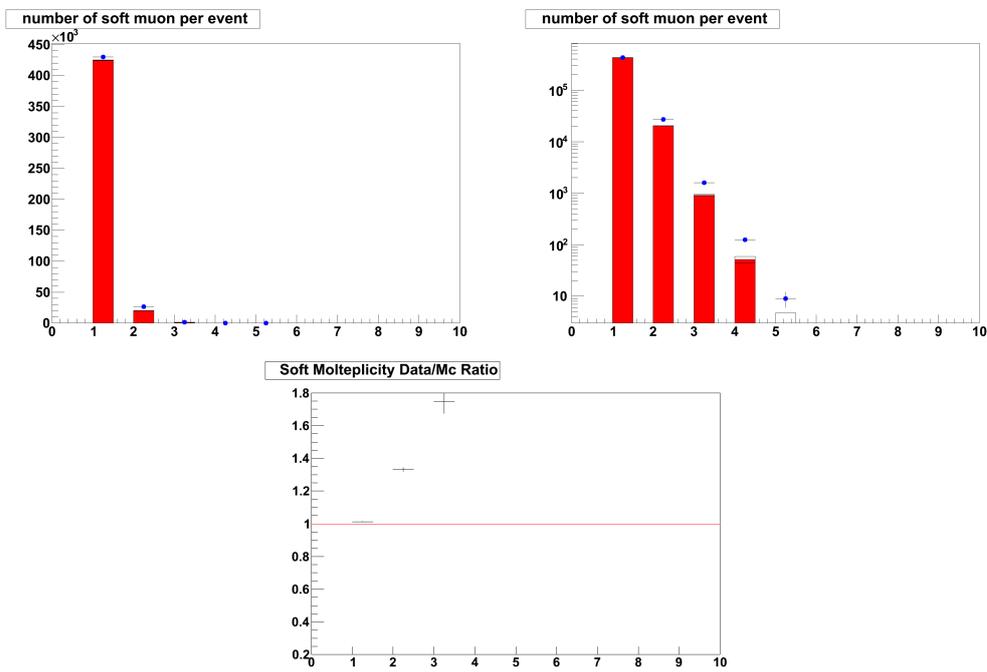


Figura 6.15: Molteplicità dei muoni che superano le selezioni Soft con normalizzazione assoluta



# Capitolo 7

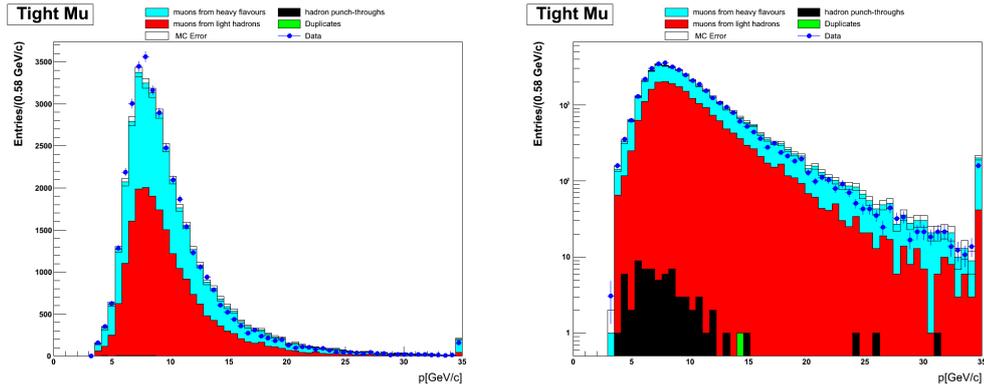
## Confronto Dati-Monte Carlo per i muoni *Tight*

In questo capitolo vengono presentati i risultati del confronto dati-Monte Carlo per i muoni *tight*.

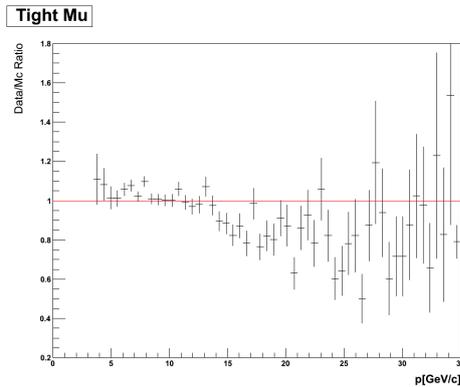
### 7.1 Variabili per i Muoni *Tight*

### 7.2 Compatibilità Calorimetrica e hit nei rivelatori

### 7.3 Parametri di Impatto e significanza

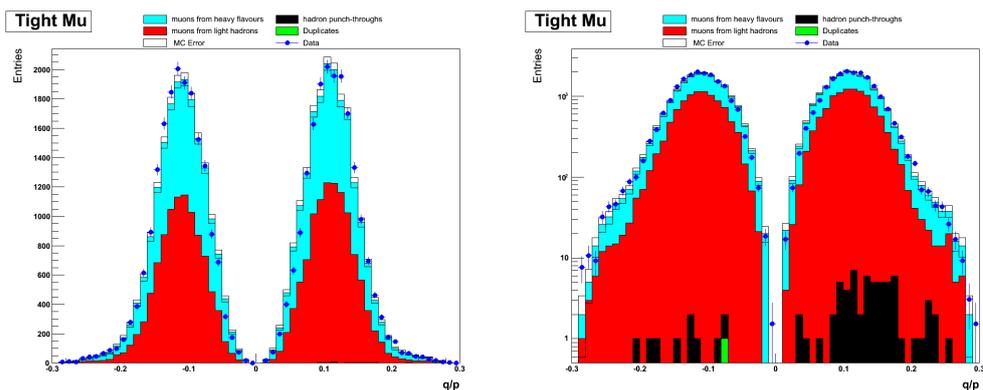


(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica

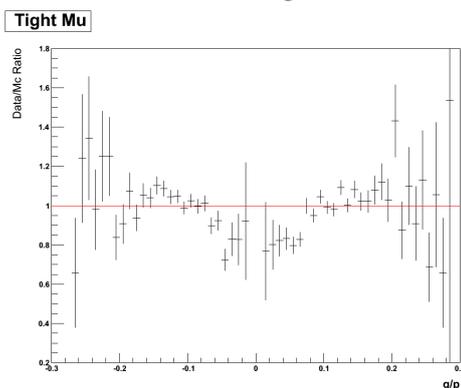


(c) Rapporto dati/montecarlo

Figura 7.1: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione dell'impulso dei muoni che superano le selezioni Tight

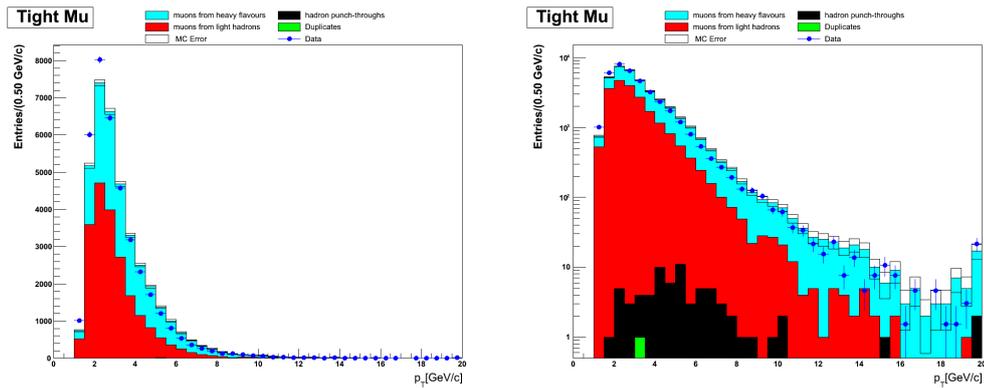


(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica

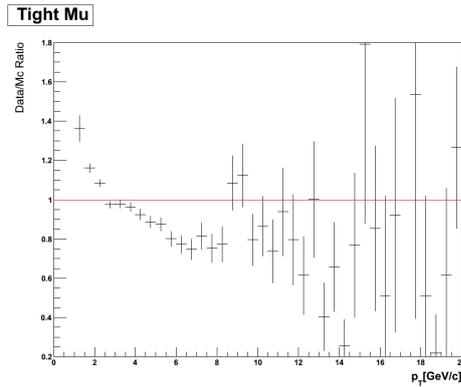


(c) Rapporto dati/montecarlo

Figura 7.2: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione della variabile  $q/p$  dei muoni che superano le selezioni Tight

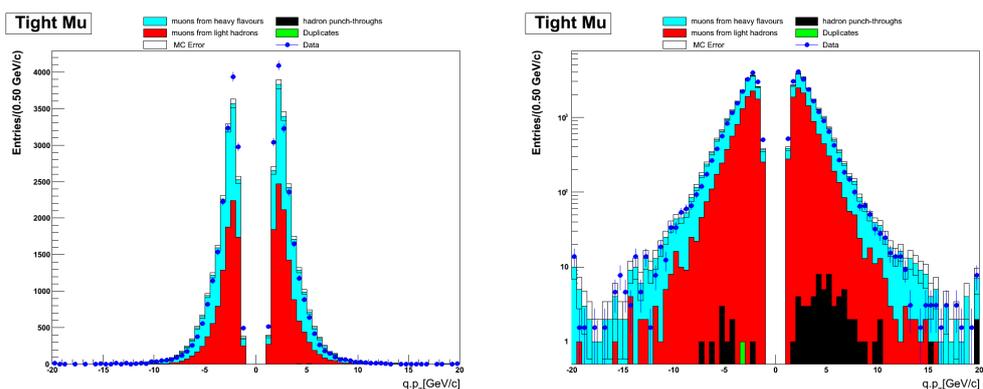


(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica

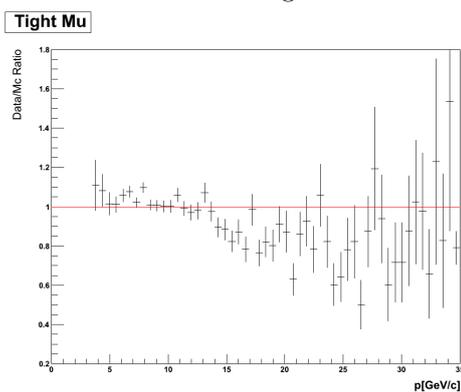


(c) Rapporto dati/montecarlo in scala lineare

Figura 7.3: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione dell'impulso trasverso dei muoni che superano le selezioni Tight



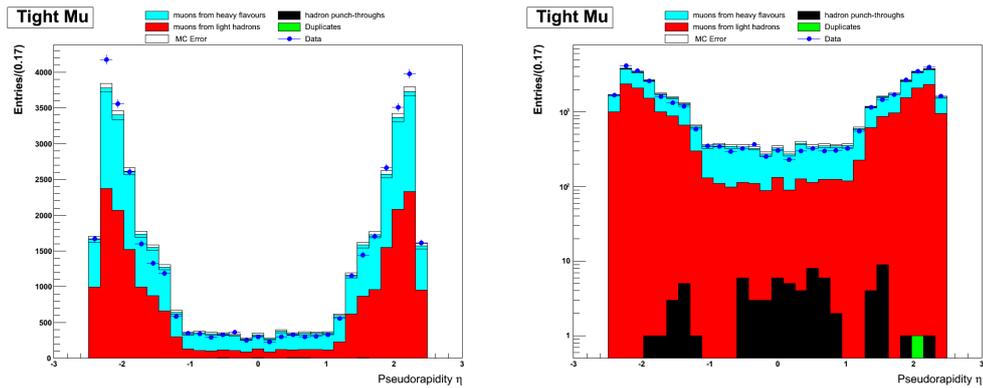
(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica



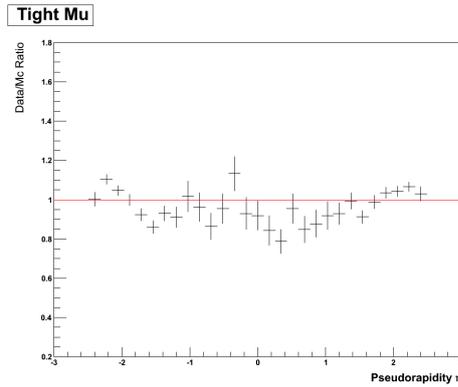
(c) Rapporto dati/montecarlo in scala lineare

Figura 7.4: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione della variabile  $q \times pt$  dei muoni che superano le selezioni Tight

98CAPITOLO 7. CONFRONTO DATI-MONTE CARLO PER I MUONI TIGHT

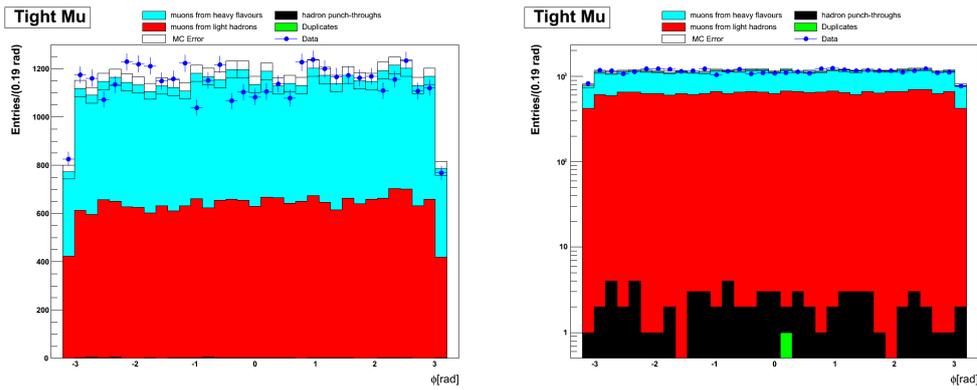


(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica

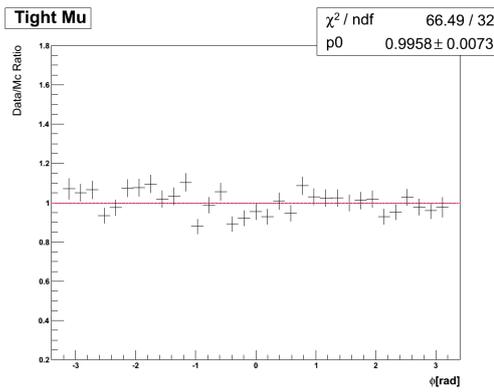


(c) Confronto dati/montecarlo in scala lineare

Figura 7.5: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione della pseudorapidità  $\eta$  dei muoni che superano le selezioni Tight

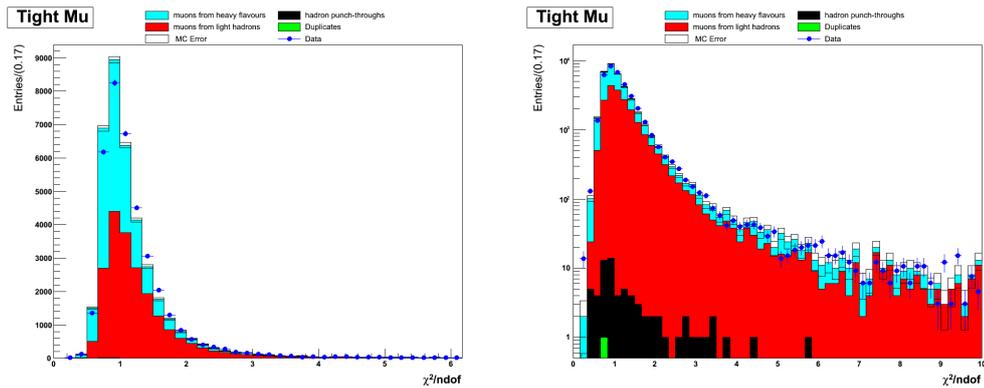


(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica

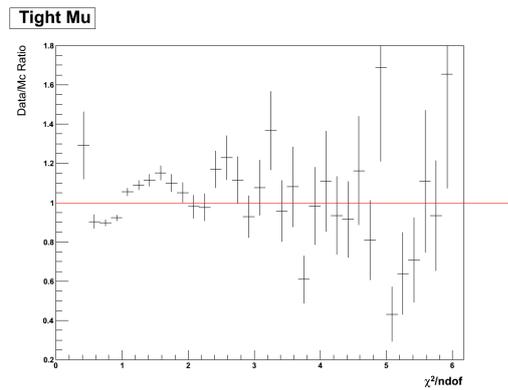


(c) Rapporto dati/montecarlo in scala lineare

Figura 7.6: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione dell'angolo  $\phi$  dei muoni che superano le selezioni Tight

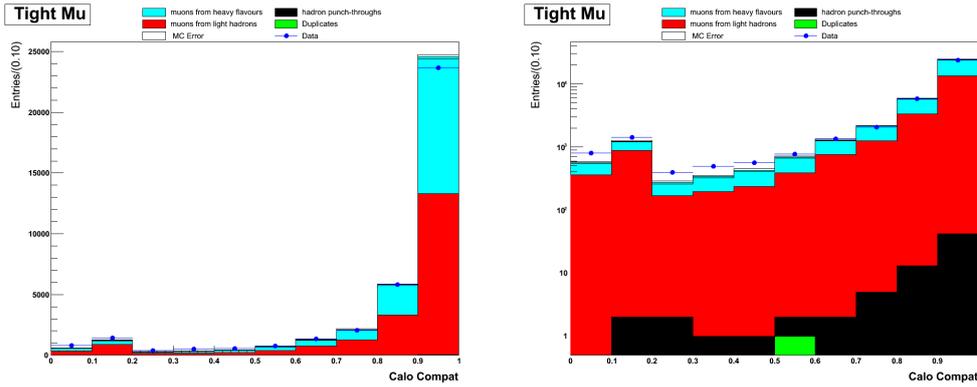


(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica

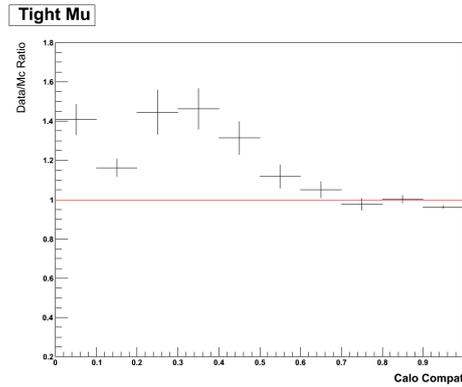


(c) Rapporto dati/montecarlo in scala lineare

Figura 7.7: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione del  $\chi^2$  normalizzato dei muoni che superano le selezioni Tight

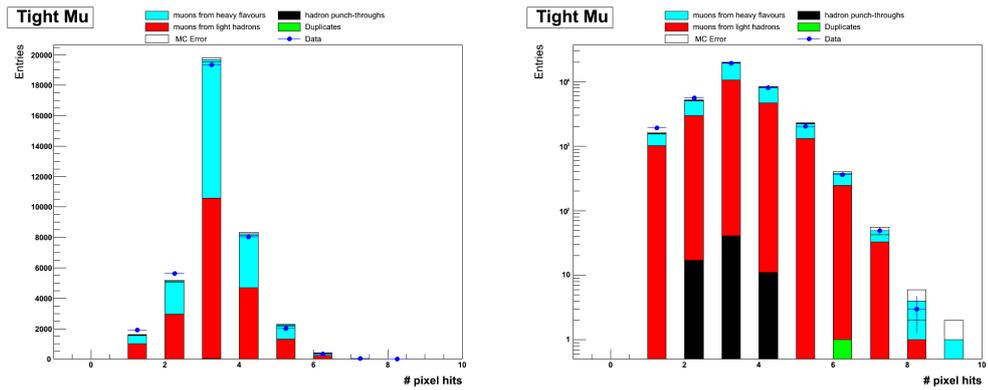


(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica

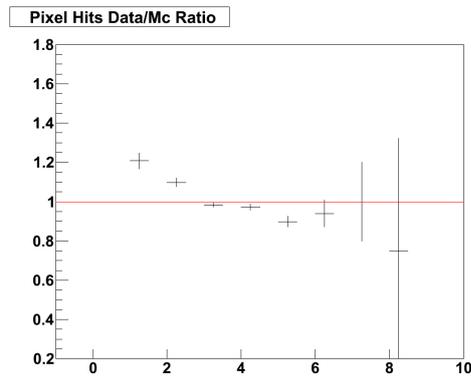


(c) Rapporto dati/montecarlo in scala lineare

Figura 7.8: Compatibilità del rilascio energetico nel calorimetro dei muoni che superano le selezioni Tight

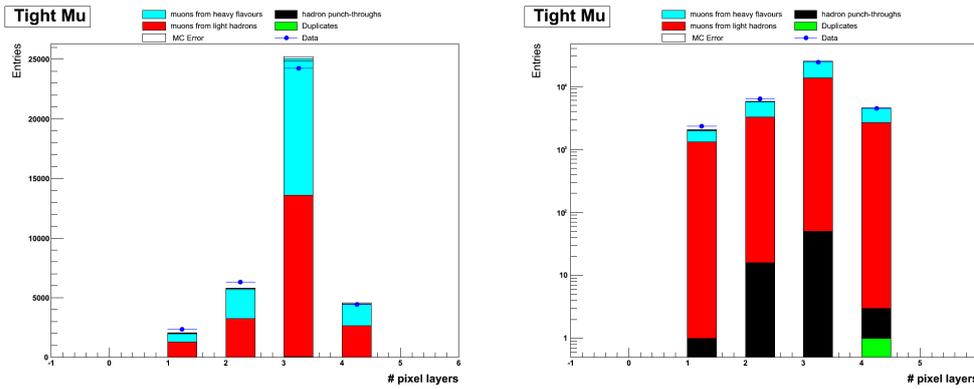


(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica

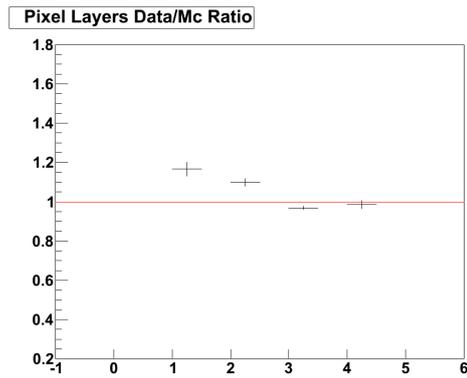


(c) Rapporto dati/montecarlo in scala lineare

Figura 7.9: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione degli hit nel rivelatore a pixel, dei muoni che superano le selezioni Tight

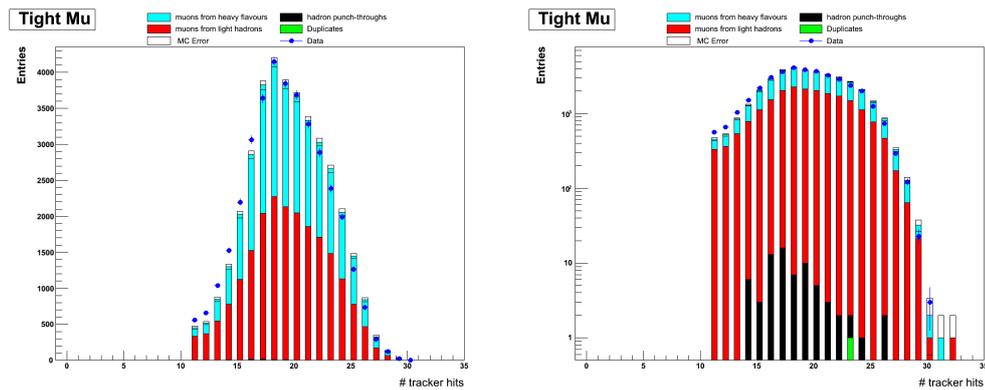


(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica

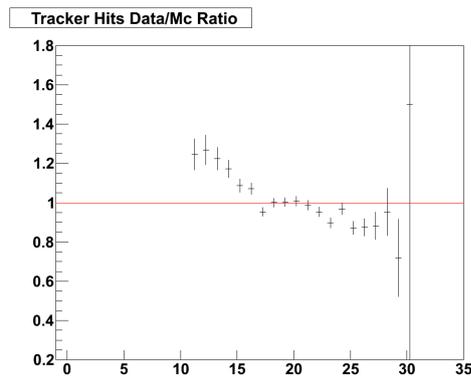


(c) Rapporto dati/montecarlo in scala lineare

Figura 7.10: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione del numero di strati attraversati nel rivelatore a pixel, dei muoni che superano le selezioni Tight

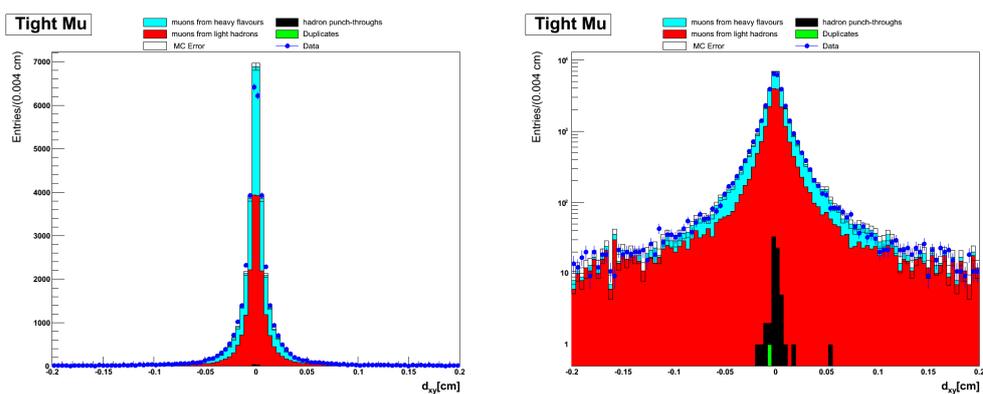


(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica

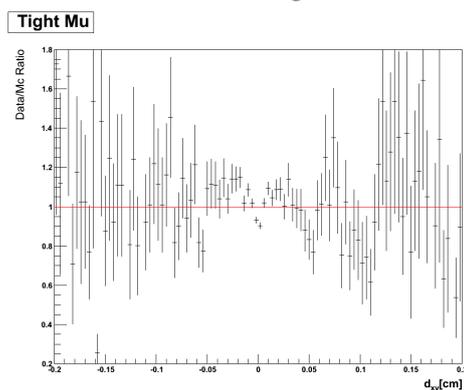


(c) Rapporto dati/montecarlo in scala lineare

Figura 7.11: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione degli hit nel tracciatore dei muoni che superano le selezioni Tight

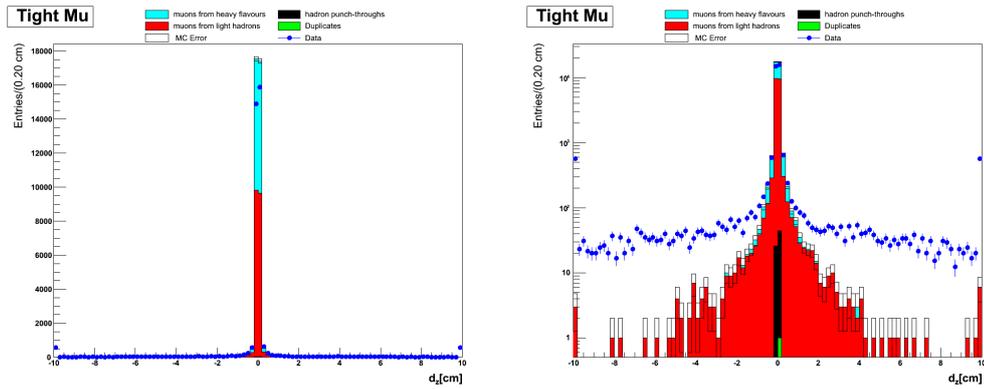


(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica

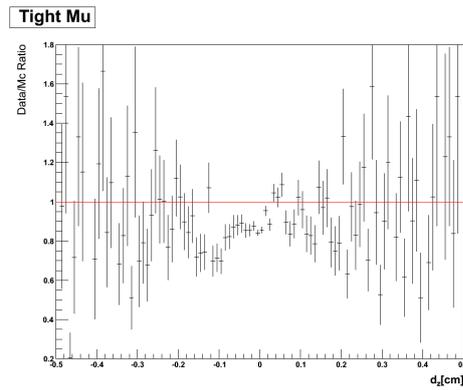


(c) Rapporto dati/montecarlo in scala lineare

Figura 7.12: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione del parametro di impatto trasverso dei muoni che superano le selezioni Tight

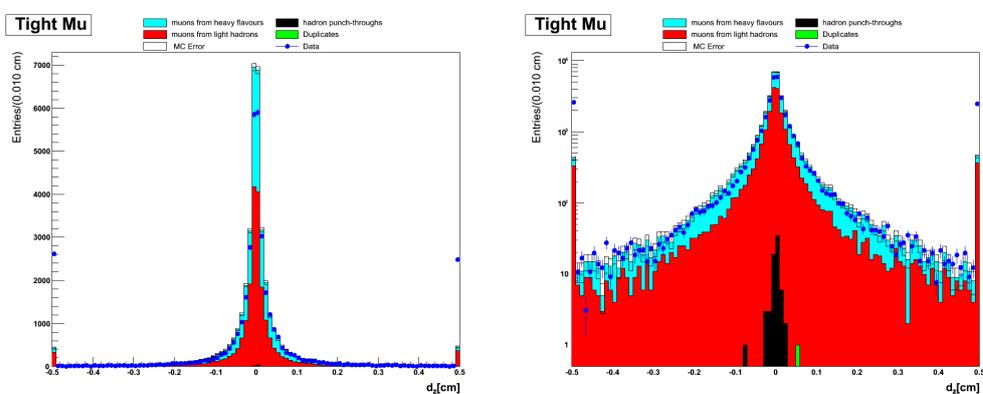


(a) Confronto dati/montecarlo in scala lineare (b) Confronto dati/montecarlo in scala logaritmica



(c) Rapporto dati/montecarlo in scala lineare

Figura 7.13: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione del parametro di impatto longitudinale dei muoni che superano le selezioni Tight nella regione fra -10 e +10 cm



(a) Confronto dati/montecarlo in scala (b) Confronto dati/montecarlo in scalalogaritmica

Figura 7.14: Confronto e rapporto dati/montecarlo della distribuzione del parametro di impatto longitudinale dei muoni che superano le selezioni Tight nella regione fra -0.5 e +0.5 cm



# Conclusioni

Le prestazioni di identificazione dei muoni in CMS sono state studiate per mezzo di un campione di muoni ricostruiti dai dati raccolti dall'esperimento CMS nel run del 2010, corrispondente ad una luminosità integrata di  $35.8pb^{-1}$ , in collisioni protone-protone all'energia del centro di massa di  $\sqrt{s} = 7TeV$  al Large Hadron Collider. In particolare questo studio é dedicato alla valutazione delle prestazioni di identificazione fino ai valori in impulso piu' piccoli ammessi dagli algoritmi di ricostruzione; a questo scopo é stato selezionato un campione di muoni il piú inclusivo possibile mediante il ricorso ad un apposito trigger di alto livello di *minimum bias*.

Il confronto delle distribuzioni delle principali osservabili caratterizzanti i muoni con le distribuzioni attese é stato ottenuto mediante il ricorso ad un campione di eventi simulati di *minimum bias* ad alta statistica. Per ciascun muone ricostruito in quest'ultimo, é possibile la sua classificazione mediante l'uso della veritá Monte Carlo basata su una corrispondenza, totalmente efficiente e libera da ambiguitá, fra gli hit ricostruiti nel sistema delle camere a muoni e quelli della particella simulata. Pertanto é stato possibile individuare le categorie rilevanti quali i muoni da decadimenti di mesoni con beauty o charm, quelli da decadimenti in volo di pioni e kaoni e quelli risultanti da misidentificazione, primariamente il cosiddetto contributo di *punch-through* adronico nonché quella derivante da effetti strumentali o imperfezioni nella *pattern recognition*.

Sono state considerate due tipologie di muoni ricostruiti: i muoni *soft* e quelli *tight*. I primi sono ottenuti per opportuna estrapolazione delle tracce

ricostruite nel tracciatore al sistema di camere a muoni con una richiesta minimale in quest'ultimo sia in termini qualità ricostruttiva che di criteri di identificazione; si tratta quindi di un campione di muoni ad alta efficienza ricostruttiva per i valori di impulso trasverso piú bassi ma non piccola contaminazione. I secondi sono invece ottenuti per associazione di una traccia ricostruita nel sistema esterno delle camere a muoni con una traccia ricostruita nel sistema tracciante, quindi contengono implicitamente un forte criterio di identificazione; l'applicazione di ulteriori requisiti ricostruttivi fornisce un campione di muoni di bassissima contaminazione. Quest'ultimo, una volta sottoposto a requisiti piu' stringenti sul valore piu' basso di impulso trasverso ammesso, costituisce la base naturale per un ampio spettro di misure di fisica di interesse di CMS, dalla misura della sezione d'urto di produzione degli adroni con quark *beauty* fino alla scoperta del bosone di Higgs in eventi con muoni nello stato finale. Il confronto dati reali con dati simulati risulta abbastanza soddisfacente per le varie distribuzioni considerate, con un accordo tipico entro il  $5 \div 10\%$ . La quantità di muoni ricostruiti, riscalata applicando la normalizzazione alla stessa luminosità integrata, e' in perfetto accordo con il Monte Carlo per i muoni *tight* e superiore al Monte Carlo per i muoni *soft* di un accettabile 4.5%, attribuibile alla non simulazione del *pile-up*. Il livello di contaminazione complessivo, stimato mediante la verità Monte Carlo, risulta essere dell'8.3% per i muoni *soft* e dello 0.2% per i muoni *tight*, livello quest'ultimo ben compatibile con quello atteso da progetto di CMS stesso a basso impulso.

# Bibliografia

- [1] LHC-Design Report. <http://ab-div.web.cern.ch/abdiv/publications/LHC-DesignReport.html>
- [2] CMS Collaboration *The CMS experiment at the CERN LHC*. Journal of Instrumentation 3 (2008) 508804.
- [3] Atlas Collaboration *Technical Proposal*. CERN-LHCC 94-43, LHCC/P2, 1994.
- [4] Alice Collaboration *Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC*. CERN-LHCC 95-71, 1995.
- [5] LHCb Collaboration *Technical Proposal*. CERN-LHCC 98-4, 1998.
- [6] Totem-Experiment <http://totem-experiment.web.cern.ch/totem-experiment/>
- [7] T. P. Cheng and L. F. Li. *Gauge theory of elementary particle physics*. Clarendon Press (1984).
- [8] *F. J. Hasert et al.* Phys. Lett. B 46, 121 (1973).
- [9] The UA1 Collaboration. *G. Arnison et Al.* Physics Letters B122 (1983).
- [10] The UA2 Collaboration. *M. Banner et Al.* Physics Letters B122 (1983).
- [11] S.M. Berman, J.D. Bjorken and J.B. Kogu *Inclusive Processes at High Transverse Momentum* Phys. Rev. D4(1971) 3388.

- [12] R.P. Feynman *Photon-Hadron Interactions*. Benjamin, Reading, Massachusetts 1972
- [13] G. Altarelli *Partons in Quantum Chromodynamics*. Phys. Rep. 81 C, 1, 1982.
- [14] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL. *the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*. hep-ex/0312023, LEP-EWWG- 2003-02 (2003).
- [15] The TEVNPH Working Group. *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to  $6.7 \text{ fb}^{-1}$  of Data*. FERMILAB-CONF-10-257-E, CDF Note 10241,D0 Note 6096 (2010).
- [16] M. Baldo-Ceolin, *Neutrino Oscillations*. Venezia (2008)
- [17] CMS Collaboration *The Tracker Project: Technical Design Report*. CERN/LHCC, 1998/006.
- [18] CMS Collaboration *The Electromagnetic Calorimeter: Technical Design Report*. CERN-LHCC, 1997/033
- [19] CMS Collaboration *The Hadronic Calorimeter: Technical Design Report*. CERN-LHCC, 1997/031
- [20] CMS Collaboration *CMS Muon Technical Design Report*. CERN-LHCC, 1997/032
- [21] M. Aguilar-Benitez et al. *Construction and test of the final CMS Barrel Drift Tube Muon Chamber prototype*. Nucl. Instr. Meth. A480 (2002) 658-669.
- [22] *The RPC system for the CMS experiment at the LHC*. Nucl. Instrum. Meth. A508 (2003) 137-141.
- [23] CMS Trigger Technical Design Report.

- [24] CMS DAQ and HLT Technical Design Report.
- [25] *Bunched beam test of the CMS drift tubes local muon trigger.*
- [26] L.Castellani, E. Conti, R.Martinelli, A. Meneguzzo, S. Vanini, P. Zotto  
*Performance in magnetic field of the Bunch and Track Identifier prototype for the muon barrel trigger: results of the 2000 test beam* CMS NOTE 2001/051
- [27] The TriDAS Project, TDR Vol.1: The Trigger System. CERN/LHCC 2000 - 38 (2000).
- [28] Pattern Comparator Trigger (PACT) for the muon system of the CMS experiment.
- [29] G. Abbiendi et al. *Muon Reconstruction in the CMS Detector.* CMS Analysis Note, 2008/097.
- [30] *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting.*
- [31] R. K. Bock, H. Grote, D. Notz et al. *Data Analysis techniques for high-energy physics experiments.*
- [32] C. Campagnari et al. *Muon Identification in CMS.* CMS Analysis Note, 2008/098.
- [33] The CMS Collaboration *Performance of muon identification in pp collision at  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ .* CMS-PAS-MUO-10-002. (2010)
- [34] Si tratta dei due dataset */MinimumBias/Run2010A-Nov4ReReco-v1/RECO* (relativo ai run 135808-144114) e */MinimumBias/Run2010B-Nov4ReReco-v1/RECO* (relativo ai run 145762-149442), corrispondenti al *reprocessing* del 4 novembre 2010. Il relativo file ufficiale con l'elenco certificato dei run e delle *lumisection* giudicati buoni in base a considerazioni ed informazioni tipiche del *data quality monitoring*, cioè

*Cert\_136033\_149442\_7TeV\_Nov4ReReco\_Collisions10\_JSON.txt*, é disponibile all'indirizzo <https://cms-service-dqm.web.cern.ch/cms-service-dqm/CAF/certification/Collision10/7TeV/Reprocessing>.

- [35] Si tratta del dataset ufficiale */MinBias\_TuneZ2\_7TeV-pythia6/Fall10-START3X\_V26B-v2/GEN-SIM-RECO*; la simulazione é ottenuta mediante il generatore Pythia 6.4 con tuning Z2 e la configurazione standard MSEL=1.