UNIVERSITÀ DI PISA
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN FISICA

TESI DI LAUREA MAGISTRALE

RICERCA DEL BOSONE DI HIGGS IN PRODUZIONE ASSOCIATA COL BOSONE VETTORE W, NELLO STATO FINALE $WH \to (\mu\nu)(\tau\tau \to \mu + \tau_{jet} + 3\nu)$, ALL'ESPERIMENTO CMS A LHC

Relatore:
Dott. Giuseppe Bagliesi

Laureanda:
Maria Teresa GRIPPO

Anno Accademico 2010/2011

Indice

Introduzione **3**

1 Il Modello Standard e la fisica del Bosone di Higgs **7**
1.1 Il Modello Standard 7
1.1.1 Le particelle fondamentali del Modello Standard 7
1.1.2 Le simmetrie di gauge 9
1.2 Il Bosone di Higgs 14
1.2.1 Il Meccanismo di Higgs 14
1.2.2 La massa del bosone di Higgs 18
1.3 Fisica del Bosone di Higgs a LHC 26
1.3.1 Processi di produzione dell'Higgs 28
1.3.2 Canali di decadimento dell'Higgs 30
1.3.3 Ricerca del bosone di Higgs in CMS 32

2 L'esperimento CMS a LHC **35**
2.1 Il *Large Hadron Collider* 35
2.1.1 Struttura della macchina 35
2.1.2 Luminosità 37
2.2 CMS 40
2.2.1 Il magnete solenoidale 43
2.2.2 Il tracciatore 43
2.2.3 Il calorimetro elettromagnetico 49
2.2.4 Il calorimetro adronico 54
2.2.5 Il sistema muonico 56
2.2.6 Il trigger 63
2.2.7 Il sistema di *computing* in CMS 65

3 Simulazione e ricostruzione degli eventi in CMS **69**
3.1 Simulazione degli eventi 69
3.2 Ricostruzione 71
3.2.1 Ricostruzione delle tracce 71
3.2.2 Ricostruzione dei vertici 72

3.2.3 *Particle Flow* . . . 73
3.2.4 Ricostruzione dell'Energia Trasversa Mancante (MET) . . . 74
3.2.5 Ricostruzione dei *Jet* . . . 76
3.2.6 Ricostruzione degli Elettroni . . . 82
3.2.7 Ricostruzione dei Muoni . . . 86
3.2.8 Ricostruzione dei Tau . . . 93

4 Analisi **97**
4.1 Canale WH - topologia dell'evento . . . 97
4.2 Dati e Campioni Monte Carlo . . . 98
4.3 *Pile-up Reweighting* . . . 101
4.4 Trigger . . . 102
4.5 Ricostruzione dell'evento . . . 106
4.5.1 Vertice Primario . . . 107
4.5.2 Muoni . . . 107
4.5.3 τ_{jet} . . . 109
4.5.4 *Jet* . . . 111
4.5.5 Elettroni . . . 111
4.5.6 Selezioni topologiche . . . 112
4.6 Studio del segnale WH mediante la tecnica del *truth-matching* . . . 116
4.7 Risultati . . . 117
4.8 Studio del background usando la tecnica del "Fake - Rate" . . . 133
4.8.1 Processi con produzione di Muoni "fake" . . . 133
4.8.2 Processi con produzione di Tau "fake" . . . 134
4.8.3 Descrizione della tecnica del "Fake rate" . . . 134
4.8.4 Applicazione del *Fake rate* . . . 135
4.8.5 Calcolo del fake rate da Monte Carlo . . . 136
4.8.6 Calcolo del fake rate dai Dati . . . 137
4.8.7 Risultati ottenuti stimando il background dai Dati . . . 138
4.9 Sistematica . . . 140
4.10 Limiti sulla produzione dell'Higgs . . . 141

Conclusioni **147**

Elenco delle figure **151**

Elenco delle tabelle **157**

Bibliografia **159**

Introduzione

Il Modello Standard (MS) è la teoria scientifica più dibattuta degli ultimi anni nel mondo della fisica delle alte energie. Essa racchiude i fondamenti della materia e descrive le interazioni che regolano l'universo. Il MS è stato confermato in numerosi esperimenti, quali LEP e Tevatron, ma presenta ancora un ultimo interrogativo relativo all'origine della massa delle particelle. Il MS cerca di spiegare ciò tramite il meccanismo di Higgs, proposto da Peter Higgs nel 1964 [7]: viene introdotta una nuova particella, chiamata *bosone di Higgs*, che ha lo scopo tramite il suddetto meccanismo di fornire massa alle particelle. Di tale particella non si conosce la massa, che viene infatti assunta come parametro libero della teoria.
Scopo di tale lavoro di tesi è stato quello di studiare presso l'esperimento CMS (*Compact Muon Solenoid*) a LHC (*Large Hadron Collider*) il canale di produzione associata WH, nell'intervallo di massa 115 GeV/$c^2 \leq m_H \leq$ 135 GeV/c^2[1], negli stati finali

$$(W \to \mu\nu_\mu)(H \to \tau\tau \to \mu + \tau_{jet} + 3\nu),$$

in cui uno dei τ provenienti dall'Higgs decade in muone e l'altro decade in adroni (τ_{jet}).
Visti i risultati di Dicembre 2011 [15] , la ricerca del bosone di Higgs è ormai concentrata nell'intervallo a bassa massa. Nonostante in questa regione il processo di produzione dominante sia la *gluon-gluon fusion*, il canale investigato risulta favorito per la presenza del μ proveniente dal bosone vettore W che viene utilizzato come *trigger*, in modo tale da ottenere una migliore segnatura dell'evento, grazie alle eccellenti prestazioni dell'esperimento CMS, in particolare delle camere a muoni.
Il canale di decadimento scelto è $H \to \tau\tau$, che, nell'intervallo di massa considerato, ha un BR inferiore al 10% e viene dopo il decadimento dominante in $b\bar{b}$. La richiesta di tale segnatura è stata dettata dal fatto che il decadimento in τ favorisce la reiezione del fondo di QCD, che nel caso del decadimento in quark b risulta molto complicato.

[1] Nel corso di questa tesi verrà adotatto il sistema di unità di misura naturali con $\hbar = c = 1$, dove $\hbar = h/2\pi = 6.58211889(26) \cdot 10^{-22}MeVs$ e $c = 299792458\ ms^{-1}$.

Anche se questo canale risulta molto interessante, la sua bassa sezione d'urto di produzione (0.75 pb) rende necessario lo studio accurato dei fondi principali, quali i processi *Drell-Yan*, *W+jets*, $t\bar{t}+jets$ e dei fondi irriducibili WW, WZ e ZZ. Lo scopo principale di tale lavoro di tesi è stato quello di applicare e ottimizzare diversi criteri di selezione sugli oggetti ricostruiti per poter controllare questi fondi. Inoltre sono stati studiati una serie di tagli topologici per poter mantenere un accordo tra i dati reali e le simulazioni Monte Carlo, studiando ad esempio le cariche dei tre leptoni nello stato finale e richiedendo che non ci siano altri oggetti nell'evento.
In tale lavoro di tesi è stata analizzata tutta la statistica del 2011 raccolta da CMS, ovvero circa 4.7 fb^{-1}.
Inoltre per verificare che la selezione applicata fosse coerente con quanto ci si aspettava, sul segnale WH è stata applicata una tecnica di *truth-matching*, in cui sono stati confrontati gli oggetti a livello di verità Monte Carlo e quelli ricostruiti dopo il passaggio nel rivelatore e l'applicazione di algoritmi di ricostruzione. Tale procedura è stata utilizzata per comprendere la purezza del campione di segnale e per migliorare la selezione applicata.
Nell'ultima fase ci si è concentrati maggiormente sullo studio dei fondi, utilizzando non le simulazioni Monte Carlo, ma direttamente i dati. È stata applicata la tecnica del *fake-rate*: per molte analisi con leptoni nello stato finale una delle più rilevanti sorgenti di fondo è data dalla possibilità che uno o più *jet* vengano scambiati per leptoni. Questi processi non vengono sempre ben descritti da simulazioni Monte Carlo e quindi spesso si preferisce usare dei metodi, cosiddetti *Data - Driven*, in cui vengono utilizzati direttamente i dati per una corretta predizione del fondo.
Questo studio ha migliorato l'accordo con i dati reali, ha confermato la correttezza delle richieste effettuate sugli oggetti nello stato finale e ha permesso di valutare l'affidabilità delle simulazioni Monte Carlo.

Questo lavoro di tesi è strutturato in quattro capitoli.

- Nel primo capitolo viene descritto il formalismo del Modello Standard, ponendo particolare attenzione sull'invarianza di *gauge* e sulla rottura spontanea della simmetria nella QED, QCD e nella teoria elettrodebole; inoltre viene presentata la fisica del bosone di Higgs, i limiti teorici e sperimentali sulla sua massa, e i suoi processi di produzione e decadimento a LHC.

- Nel secondo capitolo viene fatto un accenno alla struttura dell'acceleratore LHC ed è descritto in dettaglio l'esperimento CMS, i suoi sottorivelatori e le loro funzionalità.

- Nel terzo capitolo sono illustrati i pricipali algoritmi di ricostruzione, per gli oggetti di *alto livello*, presenti nella nostra analisi (tracce, vertici, MET,

Jet, muoni, elettroni e τ).

- Nel quarto ed ultimo capitolo sono descritti i processi e i *Primary Dataset* analizzati, la strategia di analisi, i criteri di selezione applicati agli oggetti ricostruiti e i risultati ottenuti dai dati reali e dalle simulazioni MC. In seguito vengono illustrati la tecnica del *fake-rate* e i risultati per la stima del fondo ottenuti con questa procedura. Infine sono elencate le principali fonti di incertezze sistematiche ed è presentato il plot del limite di esclusione del bosone di Higgs nel MS. Nelle conclusioni sono riassunti i risultati più importanti di tale lavoro e vengono indicate le prospettive future su questo canale di ricerca.

Capitolo 1

Il Modello Standard e la fisica del Bosone di Higgs

Il Modello Standard (MS) è la teoria che fino ad oggi è riuscita a spiegare al meglio la fenomenologia del mondo microscopico e ad identificare i suoi costituenti elementari, soprattutto grazie alle conferme degli esperimenti di Fisica delle Alte Energie. Essa dà una formulazione teorica di tre delle quattro forze fondamentali: la forza elettromagnetica, debole e forte. L'interazione gravitazionale risulta essere trascurabile a tali scale di energia e quindi non viene descritta da tale modello.
Nel MS riveste particolare importanza il bosone di Higgs la cui esistenza non è stata ancora confermata sperimentalmente. Tale particella risulta come conseguenza della rottura spontanea della simmetria elettrodebole, e, tramite il meccanismo di Higgs, assegna massa alle particelle. La ricerca del bosone di Higgs focalizza l'attenzione della comunità della fisica delle particelle da anni e la sua scoperta (o esclusione) rappresenterebbe una pietra miliare per la ricerca scientifica.
In questo capitolo verrà trattato il Modello Standard nei suoi tratti essenziali, il meccanismo di Higgs e le sue conseguenze, i limiti teorici e sperimentali relativi al bosone di Higgs e, infine, i suoi processi di produzione e decadimento al *Large Hadron Collider* (LHC).

1.1 Il Modello Standard

1.1.1 Le particelle fondamentali del Modello Standard

Il MS è una teoria quantistica di campo che descrive l'universo in termini di particelle interagenti, che costituiscono la materia. Essi si dividono in due categorie:

i *fermioni*, particelle di spin $1/2$, sono i componenti fondamentali della materia e si dividono in *leptoni* e *quark*, mentre i *bosoni*, particelle di spin 1, sono i mediatori delle tre forze descritte dal MS (elettromagnetica, debole e forte).
I fermioni sono organizzati in tre famiglie, chiamate *generazioni*, ordinate a loro volta a seconda della massa. Sia per i leptoni che per i quark si hanno, quindi, tre doppietti e lo stesso vale per le rispettive antiparticelle. Ogni famiglia di leptoni consiste di un leptone carico e di un leptone neutro, soggetti alla forza elettrodebole e non all'interazione forte.
Anche i quark presentano la stessa organizzazione, possono essere di sei tipi (*flavor*), sono soggetti all'interazione forte ed elettrodebole ed hanno carica frazionaria. I quark non sono presenti in natura come particelle libere ma si combinano tra loro formando particelle chiamate *adroni*, divisi a loro volta in barioni (qqq) e *mesoni* ($q\bar{q}$). In tabella 1.1 e 1.2 sono riportati i valori di carica e massa rispettivamente per i quark e per i leptoni.

Quark		
Flavor	Carica	Massa[GeV]
up (u)	+2/3	0.0017-0.0033
down (d)	-1/3	0.0042-0.0058
charm (c)	+2/3	1.18-1.34
strange (s)	-1/3	0.080-0.130
top (t)	+2/3	$172.0 \pm 0.09 \pm 1.3$
bottom (b)	-1/3	$4.19^{+0.18}_{-0.06}$

Tabella 1.1: Caratteristiche dei quark nel Modello Standard [1] .

Leptoni		
Flavor	Carica	Massa[GeV]
neutrino elettr. (ν_e)	0	<0.003
elettrone (e)	-1	0.511
neutrino muonico (ν_μ)	0	<0.19
muone (μ)	-1	105.6
neutrino tau (ν_τ)	0	<18.2
tau (τ)	-1	1776.82 ± 0.16

Tabella 1.2: Caratteristiche dei leptoni nel Modello Standard [1] .

Come già detto, i bosoni vettori, sono i mediatori delle forze fondamentali: il fotone è il propagatore della forza elettromagnetica, i gluoni della forza forte,

mentre $W^{\pm}$ e Z^0 sono i responsabili dell'interazione debole. Anche per queste particelle le caratteristiche vengono riassunte in tabella 1.3 .

Particella	Interazione	Carica	Massa[GeV]
fotone (γ)	Elettromagnetica	0	0
$W^{\pm}$	Debole	± 1	80.399 ± 0.023
Z^0	Debole	0	91.1876 ± 0.0021
gluoni	Forte	0	0

Tabella 1.3: Caratteristiche dei Bosoni vettori del Modello Standard [1] .

1.1.2 Le simmetrie di gauge

La formulazione matematica del MS è basata sull'invarianza di gauge della teoria quantistica relativistica [4] . Tale teoria è nata negli anni '40 per descrivere l'ElettroDinamica Quantistica (QED) utilizzando il formalismo relativistico invariante. Anche le interazioni deboli (teoria di Glashow, Salam e Weinberg [2]) e le interazioni forti (teoria di Yang-Mills [3]) vengono ben descritte dalle simmetrie di gauge [5] [6] .
Quando una legge fisica rispetta una simmetria, vuol dire che essa rimane inalterata dopo una trasformazione, nonostante ci siano state variazioni nel sistema. Una simmetria si definisce *globale* quando la trasformazione non dipende dalle coordinate spazio-temporali, altrimenti si definisce *locale*. Il sistema fisico, descritto da una Lagrangiana, che rispetta una simmetria *locale*, si dice *gauge invariante*.
Il gruppo di simmetria di gauge del MS è non abeliano ed è dato dal prodotto diretto di

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y,$$

dove $SU(3)_C$ è il gruppo di simmetria non abeliano della teoria delle interazioni forti di colore tra quark e gluoni, ovvero la Cromodinamica Quantistica (QCD), e $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ è il gruppo di simmetria del settore elettrodebole (EWK), in cui l'interazione elettromagnetica e debole vengono raggruppate in un'unica teoria. La L indica che il gruppo SU(2) è collegato ai doppietti di isospin debole *left-handed*, mentre Y si riferisce ai singoletti di ipercarica debole, *right-handed*.
Il MS è una teoria di gauge locale e, visto il contributo di due gruppi di simmetria, è corretto pensare che la Lagrangiana del MS sia data dalla somma delle Lagrangiane dei singoli contributi:

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EWK}. \tag{1.1}$$

QED

Prima di descrivere la Lagrangiana del MS è necessario descrivere l'invarianza di gauge dell'Elettrodinamica Quantistica, teoria di campo che descrive le interazioni elettromagnetiche. [5]
Si parte dalla densità di Lagrangiana di un fermione massivo, rappresentato dal campo di Dirac ψ

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)\psi \tag{1.2}$$

dove γ^{μ} sono le matrici di Dirac e $\bar{\psi} = \psi^{+}\gamma^{0}$.
La Lagrangiana 1.2 risulta non invariante sotto la trasformazione locale del gruppo unitario abeliano U(1)

$$\psi \to \psi = e^{iQ\theta(x)}\psi \tag{1.3}$$

in cui Q, è l'operatore di carica elettrica ed il generatore del gruppo U(1), $\theta(x)$, invece, è la fase dipendente dalle coordinate, che non svanisce nella trasformazione. Una trasformazione globale di U(1), porta alla conservazione della carica elettrica.
L'invarianza viene ripristinata introducendo un campo vettoriale A_{μ}, chiamato campo di gauge, che trasforma nel seguente modo:

$$A_{\mu} \to A'_{\mu} = A_{\mu} + \frac{1}{e}\partial_{\mu}\theta(x) \tag{1.4}$$

dove *e* è la carica elettrica che risulta essere la costante di accoppiamento dell'interazione elettromagnetica. Sostituendo la derivata parziale ∂_{μ} con la "Derivata covariante"

$$\partial_{\mu} \to D_{\mu} = \partial_{\mu} - ieQA_{\mu} \tag{1.5}$$

si ottiene la seguente Lagrangiana:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)\psi + e(\bar{\psi}\gamma^{\mu}Q\psi)A_{\mu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{1.6}$$

dove l'invarianza di gauge è ripristinata grazie al termine di interazione tra i campi ψ e A_{μ}. Inoltre è stato aggiunto un ultimo termine, il termine cinetico, in cui il campo tensoriale è $F_{\mu\nu} \equiv \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu}$. Infine non è ammesso dall'invarianza di gauge un termine di massa per il campo A_{μ}, così che il fotone è non massivo; questo risultato è stato più volte confermato dalle osservazioni sperimentali.

QCD

L'idea descritta per la QED si può estendere alla Cromodinamica Quantistica, dove il gruppo U(1) viene sostituito dal gruppo SU(3) che descrive le trasformazioni dei campi di colore dei quark. La Lagrangiana libera è

$$\mathcal{L}_0 = \bar{q_j}(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)q_j \tag{1.7}$$

dove q_1, q_2 e q_3 sono i campi di colore. Il primo passo per ottenere una teoria di gauge invariante è richiedere che $\mathcal{L}_0$ rimanga invariata per trasformazioni locali dei campi di quark, ovvero per:

$$q(x) \to q'(x) = e^{i\alpha(x)_a T_a} q(x) \tag{1.8}$$

dove α_a è la fase dipendente dalle coordinate e T_a (con a = 1,...,8) sono i generatori del gruppo SU(3), convenzionalmente uguali a $\lambda_a/2$, dove λ_a sono le matrici di Gell-Mann. Il gruppo è non abeliano proprio perché i generatori T_a non commutano

$$[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c$$

dove f_{abc} sono le costanti di struttura del gruppo.
La Lagrangiana invariante di gauge che si ottiene per la QCD è la seguente:

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G^a_\mu - \frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_a \tag{1.9}$$

dove, come per la QED, la derivata parziale ∂_μ è stata sostituita in 1.7 con la "Derivata covariante"

$$D_\mu = \partial_\mu + i g T_a G^a_\mu.$$

G^a_μ sono gli otto campi di gauge associati ai gluoni che trasformano nel modo seguente, per garantire l'invarianza della 1.9:

$$G^a_\mu \to G^a_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a - f_{abc}\alpha_b G^c_\mu \tag{1.10}$$

con g che rappresenta la costante di accoppiamento delle interazioni forti.
Il primo termine della 1.9 rappresenta il termine libero (eq. 1.7), il secondo è il termine di interazione tra quark e gluoni e l'ultimo rappresenta il termine cinetico tra i due tensori $G^a_{\mu\nu}$ definiti come segue:

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g f_{abc} G^b_\mu G^c_\nu. \tag{1.11}$$

Sostituendo la 1.11 nella 1.9, si osserva che questo non è un termine puramente cinetico ma contempla anche la possibilità che i gluoni interagiscano tra loro, dovuto al fatto che i gluoni stessi sono portatori di colore. Questo non ha analogie in QED, proprio per il carattere non abeliano del gruppo. Infine l'invarianza di gauge locale richiede che anche i gluoni siano non massivi.
Si può concludere che la QED e la QCD postulano l'esistenza di portatori di forza che mediano le interazioni. I quark colorati interagiscono scambiandosi i gluoni nello stesso modo in cui le particelle cariche si scambiano i fotoni. [5]

La teoria elettrodebole

La teoria elettrodebole di Weinberg e Salam [2] nasce dall'unificazione della QED e delle interazioni deboli, con lo scopo di descrivere due forze come differenti

manifestazioni della stessa interazione.
Il gruppo di simmetria è $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, i cui generatori sono rispettivamente l'operatore di isospin debole $\vec{T} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$ (dove $\vec{\sigma}$ sono le matrici di Pauli) e l'operatore di ipercarica Y. È una teoria *chirale*, ovvero le componenti *left-handed* e *right-handed* dei fermioni trasformano in maniera diversa per trasformazioni di gauge locali,

$$\chi_L \to \chi'_L = e^{i\vec{\alpha}(x)\cdot\vec{T}+i\beta(x)Y}\chi_L \tag{1.12}$$

e

$$\psi_R \to \psi'_R = e^{i\beta(x)Y}\psi_R. \tag{1.13}$$

$\alpha(x)$ e $\beta(x)$ rappresentano le fasi della trasformazione di gauge locale. χ_L individua il doppietto di isospin debole di cui fanno parte i fermioni *left-handed*, mentre ψ_R è il singoletto di isospin che racchiude i fermioni *right-handed*. In particolare per i leptoni risulta che

$$\begin{aligned} \chi_L &= \begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L && \text{con } T = \frac{1}{2}, Y = -1 \\ \psi_R &= l^-_R && \text{con } T = 0, Y = -2, \end{aligned} \tag{1.14}$$

per i quark invece

$$\begin{aligned} \chi_L &= \begin{pmatrix} up \\ down \end{pmatrix}_L && \text{con } T = \frac{1}{2}, Y = -1 \\ \psi_R &= up_R, down_R && \text{con } T = 0, Y = -2. \end{aligned} \tag{1.15}$$

Si osserva che per i quark up viene anche inclusa la componente *right-handed* questo perché i quark sono forniti di massa a differenza dei neutrini.
Inoltre bisogna ricordare che l'ipercarica debole Y è legata alla carica elettrica Q e alla terza componente di isospin T_3 attraverso questa formula:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.16}$$

L'invarianza di gauge di questa teoria, rispetto alle trasformazioni 1.12 e 1.13 ha portato alla seguente espressione della Lagrangiana elettrodebole:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EWK} &= \bar{\chi}_L\gamma^\mu\left[i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{W}_\mu - g'\left(-\frac{1}{2}\right)B_\mu\right]\chi_L + \\ &+ \bar{e}_R\gamma^\mu\left[i\partial_\mu - g'(-1)B_\mu\right]e_R + \\ &- \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\cdot\vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \end{aligned} \tag{1.17}$$

dove sono stati introdotti i campi $\vec{W}_\mu$ per il gruppo $SU(2)_L$ e il campo B_μ per il gruppo $U(1)_Y$, e le costanti di accoppiamento g e g' per le corrispondenti interazioni.

Inoltre per conservare l'invarianza è stato necessario aggiungere la derivata covariante, in analogia alla QED,

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\vec{T} \cdot W_\mu(x) + ig' \frac{Y}{2} B_\mu(x) \tag{1.18}$$

e richiedere che i bosoni vettori rispettino le seguenti trasformazioni:

$$W_\mu(x) \to (W)'_\mu = W_\mu(x) - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha(x) - \alpha(x) \times W_\mu \tag{1.19}$$

$$B_\mu(x) \to B'_\mu = B_\mu - \frac{1}{g'}\partial_\mu \beta(x) \tag{1.20}$$

Le osservazioni sperimentali hanno dimostrato l'esistenza di due bosoni vettori, carichi e massivi, $W^\pm_\mu$, che corrispondono alla combinazione delle prime due componenti di $\vec{W}_\mu$:

$$W^\pm_\mu = \frac{W^1_\mu \mp iW^2_\mu}{\sqrt{2}}. \tag{1.21}$$

nonché di due bosoni massivi neutri Z_μ e A_μ, ottenuti dalla combinazioni, ortogonali tra loro, delle componenti W^3_μ e B_μ, entrambi non massivi e neutri. La combinazione avviene grazie all'introduzione dell'angolo di Weinberg θ_W:

$$A_\mu = \sin\theta_W W^3_\mu + \cos\theta_W B_\mu \tag{1.22}$$

$$Z_\mu = \cos\theta_W W^3_\mu - \sin\theta_W B_\mu \tag{1.23}$$

Anche le costanti g e $g^{'}$ sono correlate alla costante di accoppiamento elettromagnetica e tramite l'angolo di Weinberg, secondo le relazioni seguenti:

$$e = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W \tag{1.24}$$

Gli ultimi due termini della 1.17 rappresentano i termini cinetici dei bosoni vettori, in cui sono usati i campi tensoriali, così definiti:

$$W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu - gW_\mu \times W_\nu \tag{1.25}$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \tag{1.26}$$

Anche in questo caso l'invarianza di gauge non ammette la presenza di termini massivi per i bosoni e i fermioni, quali $m^2 W_\mu W^\nu$ o $m^2 B_\mu B^\nu$ per i bosoni e $m^2 f\bar{f}$ per i fermioni. Questo ovviamente contraddice i risultati sperimentali.

1.2 Il Bosone di Higgs

Il MS per poter spiegare la presenza di fermioni e bosoni massivi predice, come già detto, l'esistenza di un bosone scalare, l'Higgs, che tramite un meccanismo di rottura spontanea della simmetria, il **Meccanismo di Higgs** [7] , fornisce massa alle particelle, preservando l'invarianza di gauge della Lagrangiana.
La rottura della simmetria si manifesta quando la Lagrangiana del sistema fisico mostra una simmetria che non è più conservata dalla configurazione del campo nel suo stato fondamentale, che risulta degenere e quindi è necessario rompere la simmetria scegliendo uno tra gli autostati degeneri.
Nel caso della teoria elettrodebole il gruppo di simmetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ è spontaneamente rotto in $U(1)_{em}$, simmetria legata alla carica, che si deve conservare nel vuoto. Per il teorema di Goldstone, compaiono tre bosoni di Goldostone privi di massa, che sono assorbiti da tre dei quattro bosoni di gauge, conferendo massa ai bosoni vettori, lasciando privo di massa il fotone.

1.2.1 Il Meccanismo di Higgs

Per descrivere al meglio come i bosoni vettori acquistano massa, si preferisce partire dalla descrizione della rottura spontanea di una simmetria di gauge globale. Consideriamo un campo scalare complesso $\phi = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$ descritto dalla Lagrangiana

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= (\partial_\mu \phi)^* (\partial^\mu \phi) - V(\phi) = \\ &= (\partial_\mu \phi)^* (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \end{aligned} \tag{1.27}$$

con $\lambda > 0$. La 1.27 è invariante per una trasformazione di gauge U(1) globale e, per $\mu^2 > 0$, lo stato fondamentale del sistema risulta definito univocamente per $\phi = 0$ e riflette la stessa simmetria della Lagrangiana. Considerando, invece, il caso $\mu^2 < 0$, la 1.27 ha il segno del termine di massa errato e non possiede un unico minimo ma un cerchio, di raggio v, di minimi del potenziale (figura 1.1)

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2 \text{ con } v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \tag{1.28}$$

Si trasla il campo al minimo dell'energia e si sceglie un minimo in particolare, con $\phi_1 = v$ e $\phi_2 = 0$: non si perde così alcuna generalità e si può espandere la Lagrangiana attorno al minimo in termini dei campi η e ξ; sostituendo nella 1.27

$$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}}[v + \eta(x) + i\xi(x)] \tag{1.29}$$

otteniamo

$$\mathcal{L}' = \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}(\partial^\mu \eta)^2 + \mu^2 \eta^2 + cost \ + termini\ cubici\ e\ quartici\ in\ \eta\ e\ \xi. \tag{1.30}$$

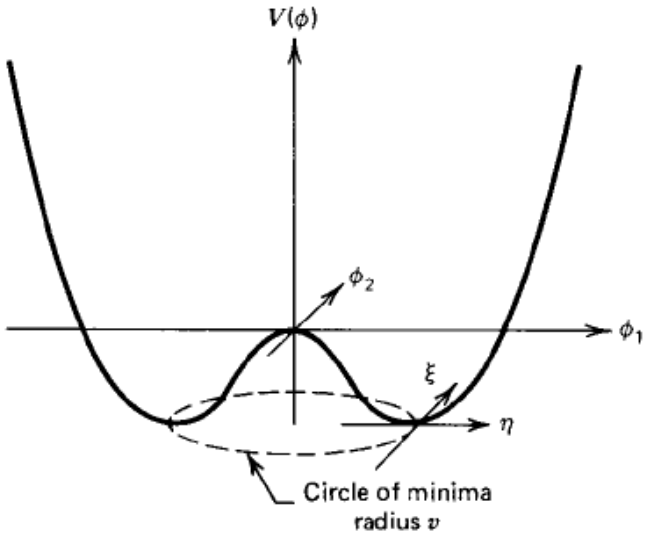


Figura 1.1: Il potenziale $V(\phi)$ per un campo scalare complesso nel caso $\mu^2 < 0$.

Il campo scalare ha acquistato massa, tramite la rottura della simmetria e ha massa pari a $m_\mu = \sqrt{-2\mu^2}$. Si osserva inoltre la presenza di un termine cinetico ma non di massa per il campo ξ, che rappresenta una particella scalare senza massa, ovvero il bosone di Goldstone. Quindi la rottura della simmetria oltre a dare massa ai bosoni di gauge, come già detto, genera particelle non massive, dovute allo spostamento lungo la tangente al potenziale.

Le masse dei bosoni di gauge

È necessario rivisitare in chiave locale il meccanismo di rottura spontanea di simmetria ed estenderlo al gruppo di simmetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, per rendere i bosoni $W^\pm$ e Z^0 massivi e mantenere privo di massa il fotone. Bisogna aggiungere alla L_{EWK} un termine di Lagrangiana invariante per $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, utilizzando quattro campi scalari ϕ_i, in modo da ottenere:

$$\mathcal{L}_{EWK,2} = \left| \left(i\partial_\mu - g\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi) \tag{1.31}$$

Per mantenere l'invarianza di gauge è necessario che le componenti ϕ_i appartengano ad un multipletto di isospin con ipercarica Y = 1

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \tag{1.32}$$

La Lagrangiana che descrive il sistema è la 1.27, in cui si considera $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$ e al posto del campo complesso il doppietto 1.32. Il potenziale $V(\phi)$ ha un minimo per

$$\phi^\dagger \phi \equiv \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2}. \tag{1.33}$$

Tra i vari stati di minimo posti sulla superficie di un'ipersfera quadridimensionale, si sceglie un particolare valore di aspettazione del vuoto, con $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ e $\phi_3 = v$, ovvero:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \tag{1.34}$$

Questo ci assicura sia la rottura della simmetria elettrodebole con la conseguente generazione dei bosoni vettori di gauge massivi, sia l'invarianza della simmetria $U(1)_{em}$, con la conseguenza che il fotone rimane *massless*, dato che $Q\phi_0 = 0$.
Lo sviluppo perturbativo attorno allo stato di vuoto introduce quattro campi scalari θ_1, θ_2, θ_3 e $h(x)$. Il campo $\phi(x)$ diventa:

$$\phi(x) = e^{i\vec{\tau}\cdot\vec{\theta}(x)/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ v + h - i\theta_3 \end{pmatrix}. \tag{1.35}$$

I quattro campi risultano indipendenti e parametrizzano correttamente le fluttuazioni attorno a ϕ_0. I tre campi θ_1, θ_2 e θ_3 rappresentano i bosoni di Goldstone *massless*, in quanto generati dalla rottura spontanea della simmetria del gruppo elettrodebole. Inoltre la Lagrangiana è ancora invariante di gauge localmente per SU(2), possiamo quindi sfruttare la libertà di *gauge* ed eliminare i bosoni di Goldstone. Il campo risulterà allora:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \tag{1.36}$$

in cui si riconosce il campo di Higgs $h(x)$ scalare e neutro. I campi di gauge hanno quindi inglobato i bosoni di Goldstone e sono diventati massivi. I gradi di libertà scalari diventano le polarizzazioni longitudinali dei bosoni vettori massivi.
Per determinare le masse generate per i bosoni di gauge, basta sostituire il valore di aspettazione del vuoto ϕ_0 per $\phi(x)$ in 1.31, ottenendo così le masse dei bosoni:

$$M_W = \frac{1}{2}vg \quad \text{e} \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \tag{1.37}$$

mentre il fotone rimane a massa nulla.
Dalla 1.24 si ottiene inoltre che

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W \tag{1.38}$$

che permette di determinare l'angolo di Weinberg, essendo note sperimentalmente le masse dei due bosoni di gauge. Questo ci dà un'ulteriore predizione degli

elementi del MS mancanti. Il modello di Weinberg-Salam con un doppietto di Higgs fissa il parametro ρ, che specifica la forza relativa delle interazioni deboli con corrente neutra e carica, uguale a

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1. \tag{1.39}$$

Inoltre è possibile determinare il valore di v, che compare nella definizione del campo scalare di Higgs, utilizzando il valore sperimentale della costante di Fermi G_F, determinato dal decadimento del muone e correlato alla massa del bosone W nel seguente modo:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g}{8M_W^2}. \tag{1.40}$$

Unendo la 1.37 e la 1.40 si ottiene:

$$v^2 = \frac{1}{\sqrt{2}G_F} \sim (246GeV)^2. \tag{1.41}$$

Infine il potenziale $V(\phi)$ della 1.31 contiene i seguenti termini:

$$V(\phi) = -\lambda v^2 h(x) - \lambda v h^3(x) - \frac{1}{4}h^4(x) \tag{1.42}$$

dove il secondo e il terzo rappresentano rispettivamente gli accoppiamenti con i campi di gauge e con se stesso; il primo invece individua la massa dell'Higgs, pari a

$$m_h = \sqrt{2v^2\lambda} \tag{1.43}$$

che non è predetta dalla teoria, anzi, nonostante v sia fissato, per alti valori di m_h corrispondono alti valori di λ.

Le masse dei fermioni

Non potendo aggiungere il termine di massa per i fermioni nella 1.17, perché escluso dall'invarianza di gauge, è possibile nel MS utilizzare lo stesso doppietto di Higgs, riportato in 1.35, per generare le masse dei quark e leptoni. Risulta necessario, perciò, aggiungere un termine invariante per $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ alla 1.17, pari a:

$$\mathcal{L}_{leptons} = -G_l \left[(\bar{\nu}_l, \bar{l})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} l_R + h.c. \right]. \tag{1.44}$$

Introducendo il campo di Higgs 1.36 e rompendo la simmetria, la Lagrangiana 1.44 fa emergere il termine di massa del leptone l e il termine di interazione con il campo di Higgs:

$$\mathcal{L}_{leptons} = -m_l \bar{l}l - \frac{m_l}{v}\bar{l}lh \tag{1.45}$$

con

$$m_l = \frac{G_l v}{\sqrt{2}}. \tag{1.46}$$

Si osserva infine che l'accoppiamento tra i leptoni e il campo di Higgs risulta rilevante solo per il leptone più massivo, ovvero il τ, essendo $v = 246$ GeV, a differenza dell'elettrone che non produce effetti rivelabili.
Le masse dei quark sono generate allo stesso modo, soltanto che a differenza dei leptoni, che hanno la componente *right-handed*, i ν, non massiva, i quark hanno entrambe le componenti massive. Per costruire la componente superiore del doppietto, si utilizza un doppietto di Higgs

$$\phi_C = -i\tau_2\phi^* = \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} \rightarrow \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} v+h \\ 0 \end{pmatrix} \tag{1.47}$$

che trasforma identicamente a ϕ, per la simmetria SU(2). La Lagrangiana aggiuntiva, *gauge* invariante, che si ottiene è la seguente:

$$\mathcal{L}_{quark} = -G_d^{ij}(\bar{u}_i, \bar{d'}_i)_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_{jR} - G_u^{ij}(\bar{u}_i, \bar{d'}_i)_L \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} u_{jR} + h.c.^1 \tag{1.48}$$

con $i, j = 1, ..., 3$. Si può riscrivere quindi la Lagrangiana in forma diagonale,

$$\mathcal{L}_{quark} = -m_d^i \bar{d}_i d_i \left(1 + \frac{h}{v}\right) - m_u^i \bar{u}_i u_i \left(1 + \frac{h}{v}\right) \tag{1.49}$$

in cui la simmetria è rotta scegliendo un preciso stato di vuoto.
La scelta del campo di Higgs è sufficiente, quindi, per generare le masse dei bosoni di *gauge* e dei fermioni, ma le masse dei fermioni sono parametri della teoria e non sono predetti dal MS, l'input è dato dai valori empirici. Inoltre l'accoppiamento dei fermioni all'Higgs è proporzionale alle masse dei fermioni, quindi una volta scoperto l'Higgs tale predizione potrà essere confermata o meno.

1.2.2 La massa del bosone di Higgs

Come già detto il valore della massa dell'Higgs è un parametro del MS (1.43) ed è direttamente connessa alla scala di energia alla quale la simmetria elettrodebole è rotta per dare massa ai bosoni di *gauge*. Essa non è stata ancora determinata ma esistono dei limiti stringenti a livello teorico e sperimentale.

Limiti teorici

I limiti teorici sulla massa dell'Higgs dipendono da tre vincoli [8] :

- condizione di *unitarietà* della matrice che descrive l'ampiezza di transizione degli scattering elastici tra i bosoni vettori W e Z

[1] L'apice nel doppietto di quark si riferisca al *mixing di Cabibbo* tra gli autostati di flavor. In particolare: $d'_i = \sum_{n=1}^{N} V_{in} d_n$ dove N è il numero di quark (N=3), V_{in} è la matrice di Cabibbo Kobayashi Maskawa (CKM) e d_n con $n = 1, 2, 3$ i quark *d, s* e *b* rispettivamente.

- condizione di *trivialità*, ovvero la finitezza dell'accoppiamento quartico dei bosoni di Higgs
- condizione di *stabilità* del potenziale scalare.

Il limite di unitarietà deriva dalle ampiezze di scattering elastico della parte longitudinale dei bosoni vettori, che aumenta con l'impulso delle particelle entranti ad alte energie. Questo potrebbe portare ad una violazione dell'unitarietà, che viene ripristinata dallo scambio del bosone di Higgs scalare. Considerando il limite ad alte energie, è possibile sviluppare la sezione d'urto in onde parziali e lavorare in onda s, ottenendo un limite superiore per la massa dell'Higgs pari a:

$$M_H < \sqrt{4\pi v^2} \simeq \ 870 \text{ GeV}. \tag{1.50}$$

Il secondo limite superiore viene dalla condizione di trivialià del potenziale di Higgs, considerando le correzioni radiative a singolo loop ad accoppiamenti quartici dell'Higgs. La costante di accoppiamento λ dipende dalla scala di energia Q e tale variazione viene descritta dalla Equazione del gruppo di rinormalizzazione. Una soluzione può essere data scegliendo come scala di energia quella della rottura della simmetria elettrodebole, ovvero $Q_0 = v$. Si ottiene così:

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[1 - \frac{3}{4\pi^2}\lambda(v^2) log\left(\frac{Q^2}{v^2}\right)\right]^{-1}. \tag{1.51}$$

Se l'energia è molto più piccola della scala elettrodebole, $Q^2 \ll v^2$, $\lambda(Q^2)$ tende ad annullarsi, quindi la teoria diventa triviale perché non essendoci alcuna interazione, non può esistere un accoppiamento. Se, invece, $Q^2 \gg v^2$, λ tende ad infinito e questo accade per l'energia di *cut-off* Λ_C, che mostra tale relazione con la massa dell'Higgs

$$\Lambda_C = v \exp\left(\frac{4\pi^2 v^2}{m_h^2}\right). \tag{1.52}$$

Raggiunta l'energia di *cut-off* non sarà più possibile effettuare calcoli della teoria in modo perturbativo. Il limite superiore discenderà quindi proprio dal valore dell'energia oltre il quale si instaurerà il regime perturbativo. Se Λ_C fosse molto grande allora m_h dovrebbe essere piccola, ad esempio alla scala della Teoria di Grande Unificazione, $\Lambda_C \sim 10^{16}$ GeV, si ha $m_h < 200$ GeV. Al contrario se $\Lambda_C \to 0$, allora la m_h sarà dell'ordine del TeV.
Il limite inferiore su m_h è ottenuto dall'argomento della condizione di stabilità, che richiede che il minimo del potenziale di Higgs sia limitato inferiormente, escludendo qualsiasi forma di instabilità dalle correzioni quantistiche a un *loop*. Questo equivale a richiedere che la costante di accoppiamento quadrupolare dell'Higgs rimanga positiva ad elevate energie, $\lambda(Q^2) > 0$. L'accoppiamento quartico risente anche del contributo dei *loop* fermionici e bosonici, e soprattutto, dato l'accoppiamento proporzionale alla massa, dei *loop* di top e dei bosoni di *gauge*

massivi. Per piccoli valori di λ il quark top può risultare determinante, fino a portare λ a valori negativi che andrebbero contro l'argomento di stabilità. Pertanto m_h ha il seguente limite inferiore:

$$m_h^2 > \frac{v^2}{8\pi^2}\left[-12\frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16}(2g'^4 + (g'^2 + g^2)^2)\right] log\frac{Q^2}{v^2}. \tag{1.53}$$

In questo caso se $\Lambda_C \sim 10^3$ GeV allora $m_h > 70$ GeV, se invece $\Lambda_C \sim 10^{16}$ GeV allora $m_h > 130$ GeV.
Per concludere, nell'ipotesi in cui il MS valga fino alla scala di energia GUT [2], la massa dell'Higgs si troverà nel seguente *intervallo* (fig. 1.2)

$$130 \text{ GeV} \leq m_h \leq 180 \text{ GeV} \tag{1.54}$$

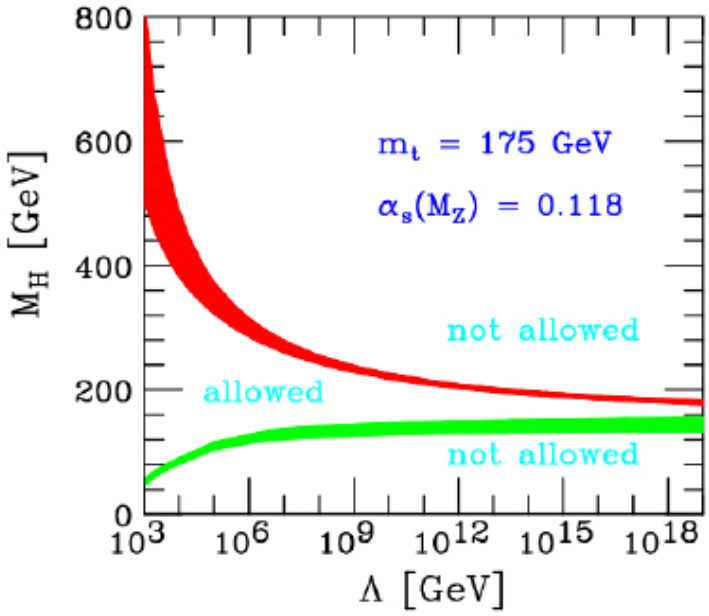


Figura 1.2: Andamento dei limiti superiori (curva rossa) e inferiori (curva verde) della massa dell'Higgs al variare dell'energia di *cut-off*. La larghezza delle bande rappresenta l'incertezza teorica con cui sono noti tali limiti.

Limiti sperimentali

I limiti sulla massa dell'Higgs vengono imposti anche dalla ricerca sperimentale, che si concentra su due settori: una ricerca *indiretta*, basata sulla misura dei

[2] *Grand Unification Theory*, in cui l'interazione forte, debole e elettromagnetica dovrebbero unirsi in un'unica interazione fondamentale

parametri del MS del settore elettrodebole, e una ricerca *diretta*, utilizzando i collisori adronici e leptonici.
La ricerca *indiretta* impone limiti sulla massa del bosone di Higgs, tramite *fit* di precisione sui parametri del MS (le masse dei bosoni di *gauge*, le costanti di accoppiamento per le interazioni tra bosoni di gauge e fermioni, l'asimmetria *forward-backward*, etc.), che dipendono logaritmicamente da m_h attraverso le correzioni radiative di ordine superiore [9] [10] .
Le misure ottenute combinando i risultati di LEP, Tevatron e SLAC, aggiornate a Luglio 2011 [11] , sono riassunte in figura 1.3. che mostra l'andamento del

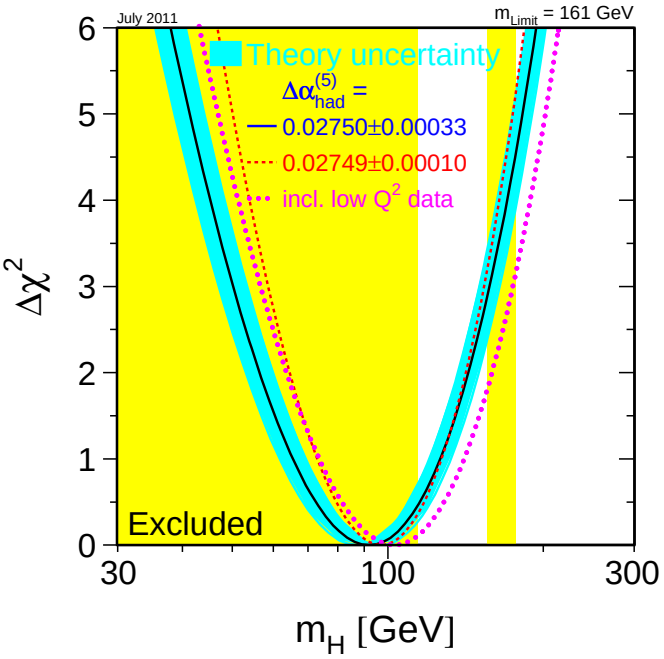


Figura 1.3: Andamento della variabile di test utilizzata a LEP per i limiti di esclusione della massa dell'Higgs.

valore $\Delta\chi^2(m_h) = \chi^2(m_h) - \chi^2_{min}$ in funzione della massa dell'Higgs, derivato dalle misure di precisione elettrodeboli per alto Q^2 e assumendo che il MS sia la corretta teoria che descrive la natura. Il valore preferito per la massa dell'Higgs corrisponde al minimo della curva e le incertezze sperimentali sono ottenute con $\Delta\chi^2(m_h) = 1$, ottenendo così:

$$M_H = 92^{+34}_{-26} \text{ GeV } (al\ 68\%\ \text{CL}). \tag{1.55}$$

Inoltre le misure di precisione nel settore elettrodebole fissano il limite superiore per la massa dell'Higgs, imponendo $\Delta\chi^2(m_h) = 2.7$ e considerando le incertezze teoriche e sperimentali. Si ottiene il seguente risultato:

$$M_H < 161 \text{ GeV } (al\ 95\% \text{ CL}). \tag{1.56}$$

Per quanto riguarda la ricerca *diretta*, i risultati rilevanti sono stati ottenuti principalmente a LEP e Tevatron. Attualmente la ricerca è in corso all'LHC, il più grande collisore adronico del mondo, anche se a tutt'oggi non ci sono state evidenze sperimentali di tale particella.
LEP (*Large Electron Positron Collider*) era un acceleratore e^+e^- che ha operato al CERN, dal 1989 al 2000, per fornire misure di precisione dei bosoni di *gauge* e dare ulteriori conferme al MS. LEP era composto da quattro esperimenti: ALEPH, OPAL, DELPHI e L3. La macchina ha operato dapprima (1989-1995) con una energia nel centro di massa $89 \leq \sqrt{s} \leq 93$ GeV; in seguito, fino al 2000 ha raggiunto una energia pari a 209 GeV (LEP II). I quattro esperimenti hanno raccolto una luminosità integrata di 2461 pb^{-1}.
A LEP II il principale processo di produzione dell'Higgs era l'*Higgs-strahlung*, ovvero $e^+e^- \to Z^* \to ZH$. Tale processo favorisce un Higgs leggero (paragrafo 1.3), che decade nella maggior parte dei casi in $\bar{b}b$, e ammette come stato finale eventi del tipo: $HZ \to \bar{b}b\bar{q}q$, $HZ \to \bar{b}b\bar{\nu}\nu$ e $HZ \to \bar{b}bl^+l^-$.
I risultati raccolti dai quattro esperimenti sono riportati in figura 1.4 e hanno posto un limite inferiore alla massa dell'Higgs, pari a 114.4 GeV al 95% del livello di confidenza [12]. Come si osserva in figura 1.4 è stata introdotta una variabile di test pari a

$$-2\ln Q = -2\ln \frac{\Lambda_s}{\Lambda_b} \tag{1.57}$$

dove Λ_s è la funzione di verosimiglianza in presenza di segnale e fondo, mentre Λ_b è la funzione di verosimiglianza valutata in presenza di solo fondo.
Il *plot* mostra l'andamento aspettato di tale variabile in funzione della massa dell'Higgs: la linea nera rappresenta il risultato delle osservazioni, la linea blu l'andamento aspettato considerando solo il fondo e quella tratteggiata in marrone l'andamento aspettato nell'ipotesi di segnale e fondo. Le bande colorate rappresentano la probabilità per il solo fondo al 68% (verde) e al 95% (gialla) del livello di confidenza. Quello che si può dedurre è che i risultati osservati fino a m_h = 114.4 GeV sono compatibili con l'ipotesi di solo fondo al 68% CL. Da qui il valore del limite di esclusione imposto da LEP a 114.4 GeV.

La ricerca dell'Higgs è stata svolta come già detto anche al Tevatron, acceleratore protone-antiprotone presso il Fermilab, che ha smesso di funzionare alla fine di Settembre 2011, in cui è stata raggiunta una energia nel centro di massa $\sqrt{s}$ = 1.96 TeV. Il processo con sezione d'urto più alta al Tevatron è la *gluon fusion* ($gg \to H$), seguito dai processi di produzione associata dell'Higgs ai bosoni vettori

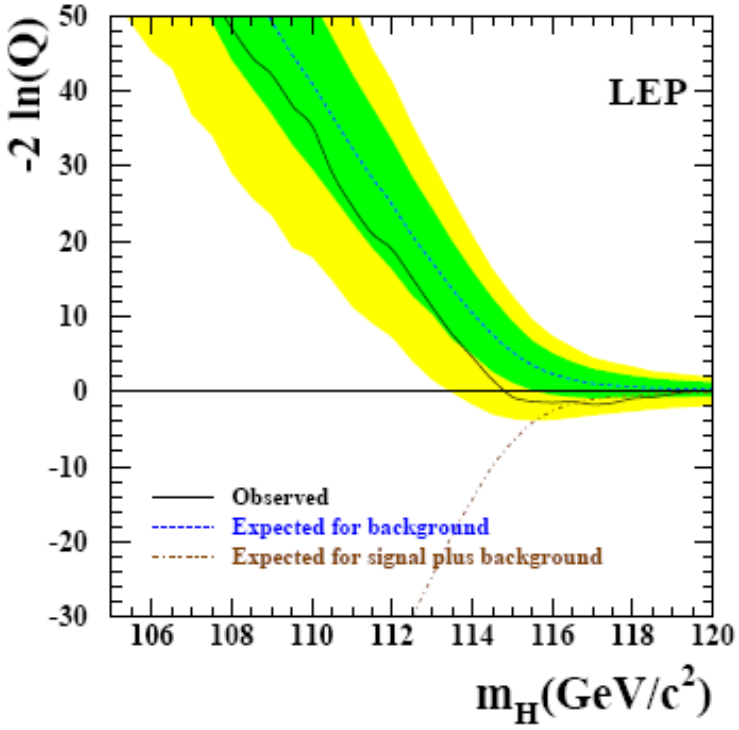


Figura 1.4: Comportamento osservato e aspettato dalla variabile di test $-2\ln Q$ in funzione della massa dell'Higgs, combinando i risultati dei quattro esperimenti a LEP.

W e Z. Su questi ultimi due processi, CDF e D0, i due esperimenti attivi al Tevatron, hanno concentrato la loro ricerca, soprattutto nel canale di decadimento dei bosoni vettori in leptoni e dell'Higgs in base al valore di massa considerato, prediligendo il canale $H \to b\bar{b}$.
In figura 1.5 è riportato il limite superiore osservato e quello aspettato al 95% C.L. sul rapporto tra la sezione d'urto di produzione dell'Higgs e quella predetta dal MS, in funzione della massa dell'Higgs, per dati raccolti fino a 8.6 fb^{-1}. Si evince che per valori di tale rapporto minore di uno, il valore di massa corrispondente viene escluso al 95% del livello di confidenza. In base a questo Tevatron, combinando i risultati di CDF e D0, esclude gli intervalli di massa dell'Higgs 156 < m_h < 177 GeV e 100 < m_h < 108 GeV al 95% CL [13] .

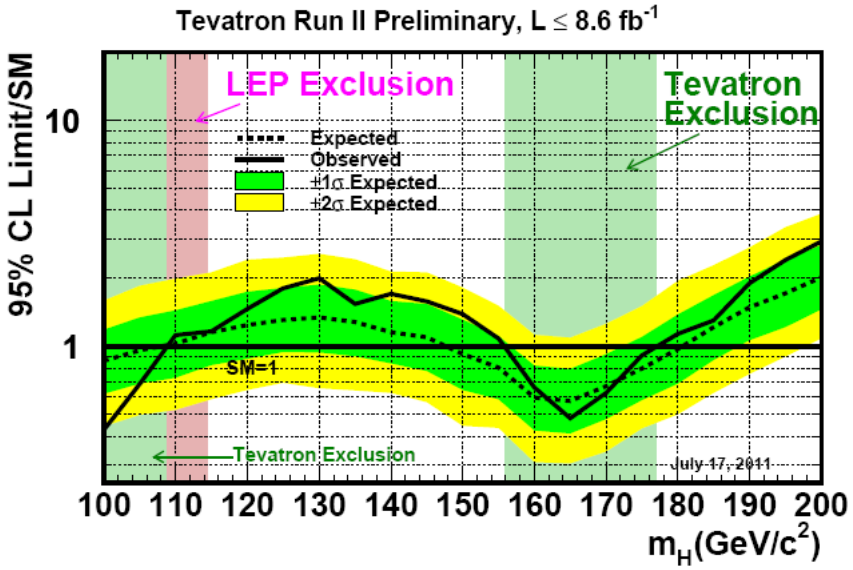


Figura 1.5: Plot di esclusione della massa dell'Higgs al Tevatron.

Gli ultimi risultati sull'esclusione dell'Higgs provengono da LHC. La macchina attiva dal 2009, lavora al momento ad un'energia nel centro di massa pari a 7 TeV. Gli esperimenti volti alla ricerca dell'Higgs sono ATLAS e CMS che nell'ultimo anno hanno acquisito ciascuno circa 5 fb^{-1} di luminosità integrata.

In figura 1.6 è riportato il limite superiore osservato e quello aspettato al 95% C.L. sul rapporto tra la sezione d'urto di produzione dell'Higgs e quella predetta dal MS, in funzione della massa dell'Higgs, combinando i risultati ottenuti in CMS per i canali di decadimento $\gamma\gamma$, bb, $\tau\tau$, WW e ZZ. I dati raccolti corrispondono ad una luminosità integrata di 4.7 fb^{-1}. L'intervallo di massa esplorato è

110-600 GeV e l'intervallo di esclusione aspettato in caso di assenza del bosone di Higgs è 117-543 GeV al 95% del livello di confidenza. I dati osservati permettono di escludere il bosone di Higgs nell'intervallo 127-600 GeV al 95% C.L. e 128-525 GeV al 99% CL [15] . Tale esclusione riduce l'intervallo di massa rispetto ai recenti risultati combinati di CMS+ATLAS ottenuti con 1.0-2.3 fb^{-1} di luminosità integrata [14] . Nell'intervallo a bassa massa si osserva un eccesso di eventi, che rende il limite osservato più debole rispetto a quello aspettato in assenza del bosone di Higgs. L'eccesso è compatibile con un valore di massa vicino a 124 GeV, ma la significanza globale nell'intervallo 110-145 GeV è di 1.9σ. Tale eccesso può essere interpretato sia come la prima traccia del bosone di Higgs sia come una fluttuazione statistica del fondo; servono quindi più dati per poterne comprendere l'origine.

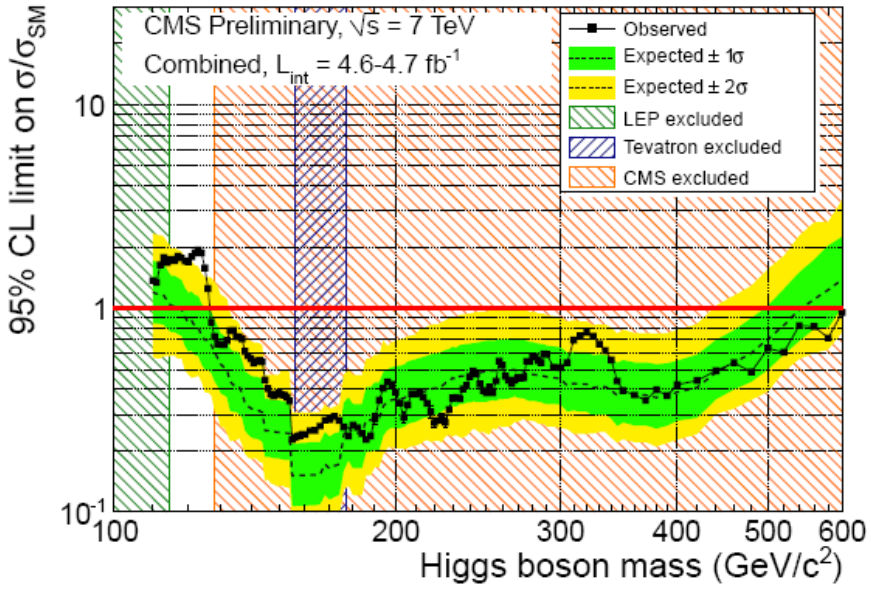
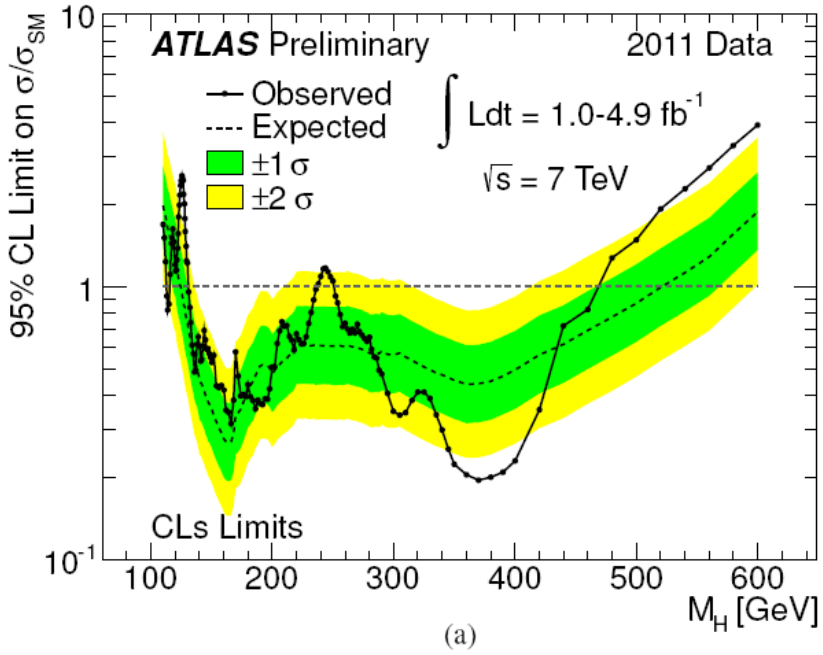


Figura 1.6: Plot di esclusione della massa dell'Higgs ottenuto dai risultati di CMS per un luminosità integrata di 4.7 fb^{-1}, paragonato con i risultati ottenuti a LEP e al Tevatron.

È importante discutere anche gli ultimi risultati ottenuti dall'esperimento ATLAS per una luminosità integrata pari a 4.9 fb^{-1} [16] . Gli intervalli di massa del bosone di Higgs esclusi al 95% C.L. sono 112.7-115.5 GeV, 131-237 GeV e 251-453 GeV, mentre l'intervallo di esclusione aspettato in assenza di un segnale va da 124.6 a 520 GeV (figura 1.7). Come CMS, anche ATLAS ha osservato un eccesso di eventi per un valore di massa dell'Higgs vicino a 126 GeV. I tre canali

più sensibili in questo intervallo di massa sono $H \to \gamma\gamma$, $H \to ZZ^* \to l^+l^-l^+l^-$ e $H \to WW^* \to l^+\nu l^-\bar{\nu}$ (quest'ultimo è stato analizzato con una statistica relativa a 2.1 fb^{-1}). Anche in questo esperimento la significanza globale relativa a tale eccesso è di 2.3σ ed è necessaria una statistica maggiore per comprendere la sua natura.



(a)

Figura 1.7: Plot di esclusione della massa dell'Higgs, ottenuto utilizzando i risultati di ATLAS per una luminosità integrata di 4.9 fb^{-1} per tutto l'intervallo di massa analizzato.

1.3 Fisica del Bosone di Higgs a LHC

LHC è stato costruito con lo scopo principale di chiarire l'ambito del MS riguardante la fisica del bosone di Higgs ed è stato progettato per raggiungere una energia nel centro di massa $\sqrt{s}$ pari a 14 TeV. In figura 1.8 è riportato l'andamento della sezione d'urto di produzione, incluso l'Higgs, al variare di $\sqrt{s}$; in questa sezione verranno descritti i suoi processi di produzione e decadimento, riferiti all'energia nel centro di massa a cui attualmente LHC sta lavorando, ovvero $\sqrt{s}$ = 7 TeV,

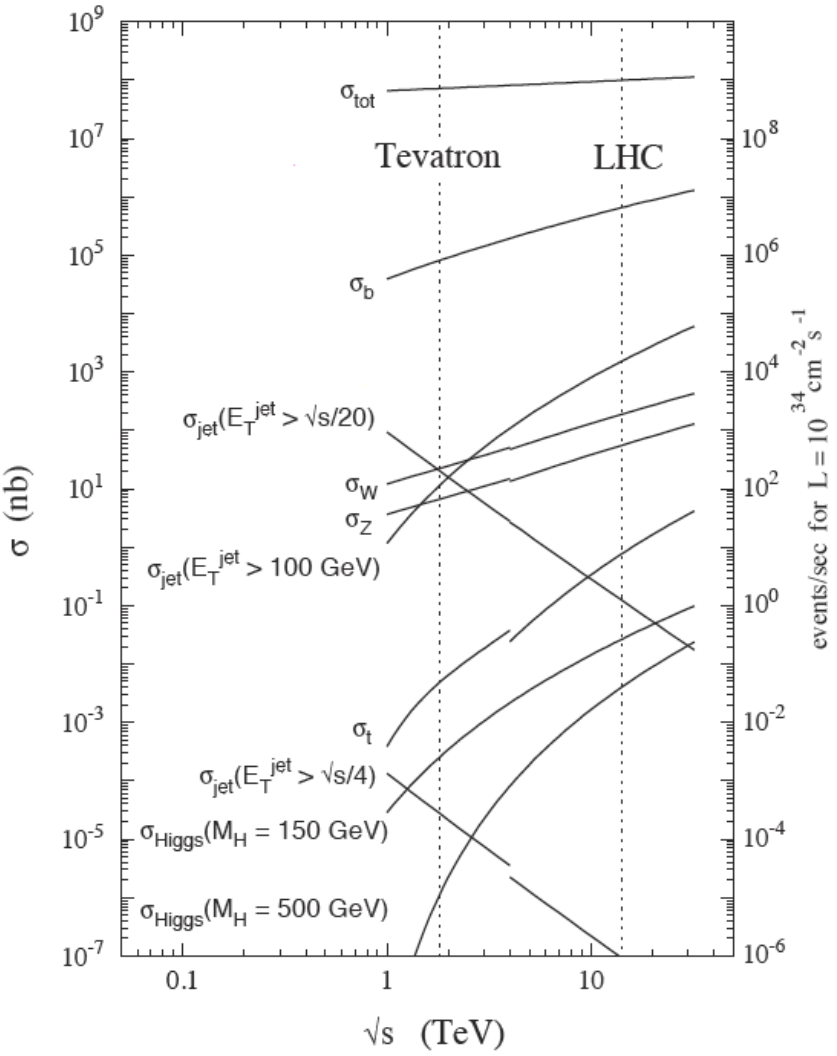


Figura 1.8: Sezione d'urto di produzione al variare dell'energia nel centro di massa, per diversi eventi a Tevatron e a LHC.

1.3.1 Processi di produzione dell'Higgs

In figura 1.9 [17] è riportata la sezione d'urto dei vari processi di produzione dell'Higgs in funzione di m_H per $\sqrt{s}$ = 7 TeV. Come si osserva il processo di pro-

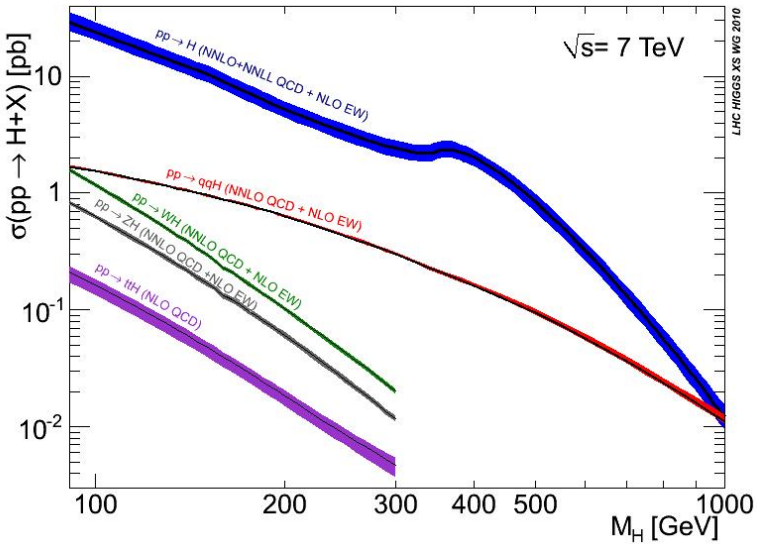


Figura 1.9: Sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs in funzione della sua massa per $\sqrt{s}$ = 7 TeV.

duzione dominante a LHC è il meccanismo di *gluon fusion*, $gg \to H$, attraverso un loop di quark pesante (*top* o *bottom*) (fig. 1.10c [8]), il cui contributo maggiore è dato dal quark *top*. Quando è combinato ai canali di decadimento $H \to \gamma\gamma$, $H \to WW$ e $H \to ZZ$, questo meccanismo di produzione è il più importante per tutto l'intervallo di massa. La dinamica del meccanismo di produzione è controllata dalle interazioni forti e per il calcolo della sezione d'urto al *Leading Order* (LO) è necessario considerare le correzioni radiative di QCD e le correzioni elettrodeboli al *Next to Leading Order* (NLO).
Il secondo meccanismo di produzione per importanza è la *Vector Boson Fusion* (VBF), $qq \to V^*V^* \to qqH$ con $V = W, Z$, che è considerato rilevante per la ricerca del bosone di Higgs, pur avendo una sezione d'urto dieci volte inferiore rispetto alla *gluon fusion*.
Il canale VBF (fig. 1.10b) è dominato da diagrammi del tipo canale t e u, in cui il bosone di Higgs è accoppiato al bosone di *gauge*, che unisce i due quark. Questa coppia di *jet* altamente energetici, ha la tendenza ad essere prodotta lungo la direzione del fascio, indietro o in avanti, offrendo così un ottimo metodo per sopprimere il fondo e identificare l'evento.
Anche in questo processo le correzioni di QCD NLO contribuiscono a determina-

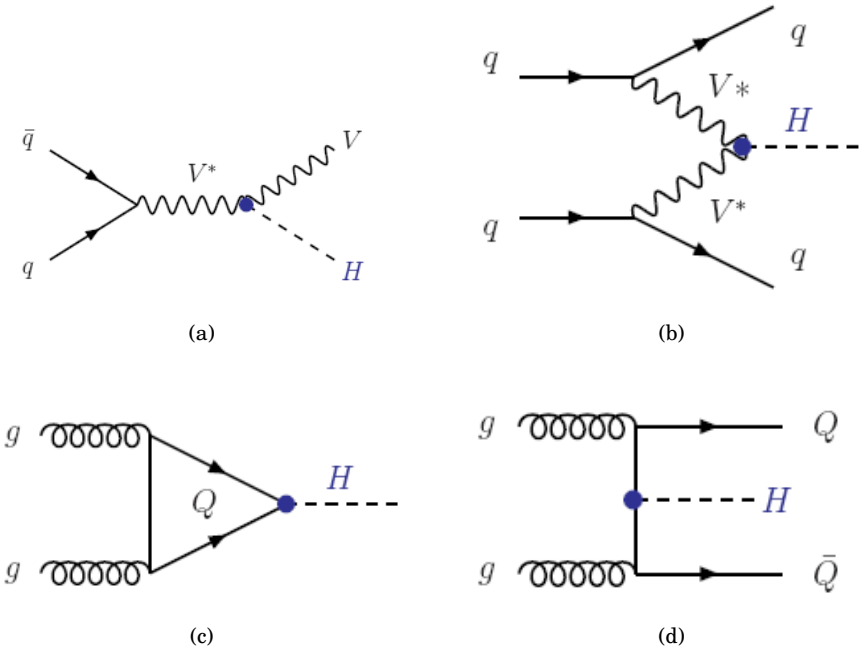


Figura 1.10: Processi di produzione dell'Higgs: (a) produzione associata ad un bosone vettore; (b) *Vector Boson Fusion*; (c) *Gluon Fusion*; (d) produzione associata con quark pesanti.

re il valore della sezione d'urto LO. È interessante notare che il MS predice che senza il bosone di Higgs, la sezione d'urto del processo di scattering tra i bosoni vettori polarizzati longitudinalmente viola l'unitarietà. Se l'Higgs esistesse, la sezione d'urto in funzione della massa invariante dei due bosoni vettori mostrerebbe una risonanza per $M(V_L V_L) = M_H$. Altrimenti devierebbe dalle predizioni del MS per alti valori di tale massa invariante [18] .

Subito dopo in ordine di importanza vi sono il processo di *Higgs-strahlung* e il processo di produzione associata con coppie di quark pesanti, che possiedono una sezione d'urto inferiore rispetto ai primi due processi, ma non per questo sono trascurabili.

L'*Higgs-strahlung* (fig. 1.10a) si riferisce al processo di annichilazione di *quark-antiquark* con produzione di un bosone vettore W o Z virtuale che irraggia un Higgs. Le correzioni QCD agli ordini successivi sono date soprattutto da processi *Drell-Yan*.[3]

Questo processo ha il vantaggio di avere uno o più leptoni energetici e isolati

[3]Per processi *Drell-Yan* si intende un processo di scattering tra adroni, in cui un quark e un antiquark di due adroni differenti si annichilano dando un fotone virtuale o un bosone Z, che produce a sua volta due leptoni di carica opposta.

nello stato finale provenienti dal decadimento dei bosoni vettori e presenta una segnatura facilmente riconoscibile.
Il processo di produzione associata con quark pesanti è il più complicato tra quelli qui considerati. Esso è dato dall'annichilazione di quark e antiquark in due quark pesanti dal quale viene emesso un Higgs: questo è stato il processo prevalente al Tevatron. Ad alte energie si predilige la fusione di gluoni in cui l'Higgs può essere emesso da linee di quark interne (fig. 1.10d) o da linee esterne di quark. Il quark pesante prediletto è il *top* che può portare informazioni importanti per l'accoppiamento di Yukawa tra top e Higgs; le correzioni di QCD agli ordini superiori danno un contributo alla sezione d'urto LO di circa il 20% .

1.3.2 Canali di decadimento dell'Higgs

Come già detto nella sezione 1.2.1 , il bosone di Higgs si accoppia ai fermioni e ai bosoni di gauge proporzionalmente alle loro masse e avrà, quindi, la tendenza a decadere nella particella più pesante. [8] Le larghezze di decadimento nei bosoni vettori massivi W e Z sono direttamente proporzionali all'accoppiamento HVV, ovvero

$$g_{HVV} = (\sqrt{2}G_\mu)^{1/2} M_V^2. \tag{1.58}$$

Mentre, le larghezze di decadimento in fermioni sono proporzionali all'accoppiamento $Hf\bar{f}$, ovvero

$$g_{Hf\bar{f}} \propto \frac{m_f}{v} = (\sqrt{2}G_\mu)^{1/2} m_f \tag{1.59}$$

Decadimento in fermioni

All'ordine perturbativo più basso, la larghezza parziale del decadimento del bosone di Higgs in una coppia di fermioni (fig. 1.11) è data da:

$$\Gamma(H \to f\bar{f}) = \frac{G_\mu N_c}{4\sqrt{2}\pi} M_H m_f^2 \beta_f^3 \tag{1.60}$$

con $\beta = (1 - 4m_f^2/M_H^2)^{1/2}$, che rappresenta la velocità finale dei fermioni e N_c il fattore di colore, 3 per i quark e 1 per i leptoni. Il decadimento leptonico rilevante risulta essere quello in una coppia di τ. Nel caso dei decadimenti adronici dell'Higgs è necessario considerare le correzioni di QCD, ovvero i contributi a un *loop* dovuti allo scambio di un gluone o all'emissione di un gluone nello stato finale. Nel limite in cui $M_H \gg 2m_f$, la larghezza di decadimento NLO è

$$\Gamma_{NLO}(H \to q\bar{q}) = \frac{3G_\mu}{4\sqrt{2}\pi} M_H m_q^2 \left[1 + \frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{\pi}\left(\frac{9}{4} + \frac{3}{2}\log\frac{m_q^2}{M_H^2}\right)\right]. \tag{1.61}$$

In questo caso il decadimento più grande risulta essere $H \to b\bar{b}$.

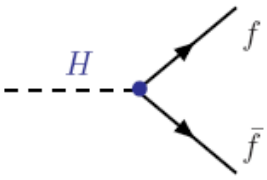


Figura 1.11: Diagramma di Feynman del decadimento del bosone di Higgs in una coppia di fermioni.

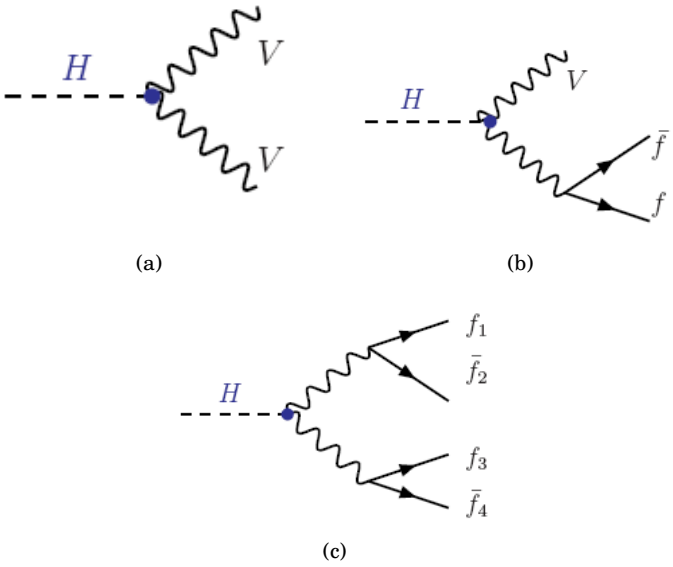


Figura 1.12: Decadimenti dell'Higgs in bosoni di *gauge* reali (a) e virtuali (b) e (c).

Decadimento in bosoni vettori

L'Higgs può decadere in una coppia di bosoni di *gauge* reali (fig 1.12a) se la $M_H > 2M_V$ (per V si intende W o Z) e la larghezza parziale di decadimento è pari a

$$\Gamma(H \to VV) = \frac{G_\mu M_H^3}{16\sqrt{2}\pi}\delta_V\sqrt{1-4x}(1-4x+12x^2),\ x = \frac{M_V^2}{M_H^2} \tag{1.62}$$

con δ_W = 2 e δ_Z = 1.

Al di sotto di tale soglia cinematica è possibile che l'Higgs dacada in un bosone di *gauge* reale e uno virtuale (*off-shell*) che decade in due fermioni (1.12b), oppure in due bosoni di *gauge* virtuali (1.12c).

1.3.3 Ricerca del bosone di Higgs in CMS

La massa del bosone di Higgs determina in modo cruciale i suoi modi di decadimento, come si osserva in figura 1.13a . Essa influenza anche la larghezza totale di decadimento, riportata in figura 1.13b , in cui si nota che per $M_H < 200$ GeV, tale larghezza è al di sotto di 1 GeV e pertanto la larghezza della massa ricostruita sarà dominata dalla risoluzione del rivelatore CMS. Per $M_H > 200$ GeV la larghezza cresce come $\Gamma(H) \approx 0.5\, TeV \cdot M_H^3$ con M_H in TeV.
Per i decadimenti è possibile individuare tre regioni di massa dell'Higgs:

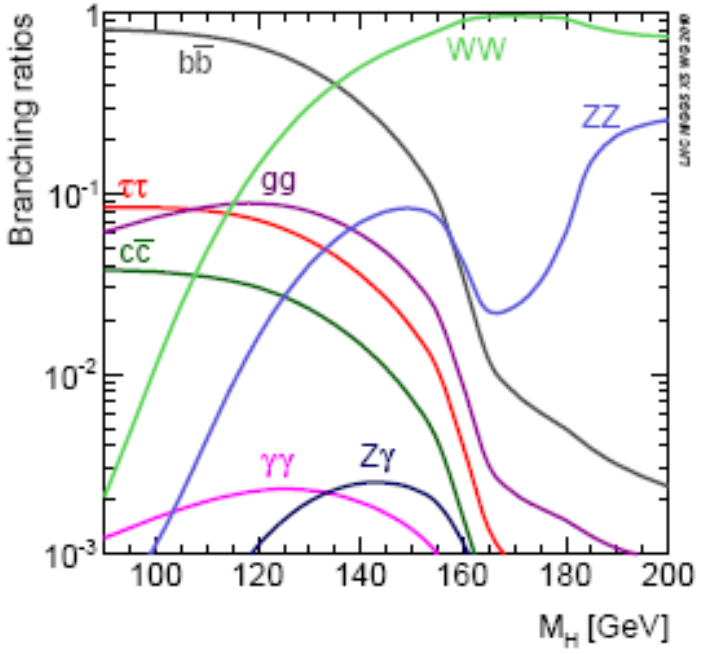
- massa "piccola": 110 GeV $\leq M_H \leq$ 130 GeV
- massa "intermedia": 130 GeV $\leq M_H \leq$ 180 GeV
- massa "grande": 180 GeV $\leq M_H \leq$ 1 TeV.

Nell'intervallo di massa "piccola" il decadimento privilegiato è dato da $H \to b\bar{b}$ con un BR di $\sim 75 - 50\%$ per M_H = 115-130 GeV. Tale processo è caratterizzato da due *jet* nello stato finale e risulta di difficile identificazione a causa dell'elevato fondo di QCD, che presenta una segnatura identica. Si preferisce studiare tale decadimento con i processi di produzione associata ttH, $W^{\pm}H$ e ZH, in cui è possibile sfruttare il leptone proveniente dal bosone vettore o dal top.
A questo processo seguono $H \to \tau^+\tau^-$ con BR di $\sim 7 - 5\%$, $H \to c\bar{c}$ con BR di $\sim 3 - 2\%$ e $H \to gg$ con BR di $\sim 7\%$ per $M_H \approx 120$ GeV.
Il canale $\tau^+\tau^-$ risulta essere molto promettente, soprattutto per lo studio dell'accoppiamento dell'Higgs con i leptoni. Esso possiede un eleveto contributo di fondo dovuto alla QCD, ai processi *Drell-Yan*, $Z \to \tau^+\tau^-$ e ai processi in cui vengono prodotti W o $t\bar{t}$ in associazione a dei *jet*, che vengono identificati come τ_{jet}. Questo canale presenta un elevato rapporto segnale fondo, soprattutto se un τ decade adronicamente e l'altro leptonicamente. Di solito viene ricercato nei VBF o in processi di produzione associata , per facilitare la segnatura dell'evento. Quest'ultimo sarà oggetto di tale lavoro di tesi e sarà ampiamente descritto nel capitolo 4.
In questa regione di massa è possibile anche individuare altri due canali di decadimento, ovvero $H \to \gamma\gamma$ e $H \to Z\gamma$. Questi hanno BR dell'ordine del per mille e possono essere identificati come due *cluster* isolati nel calorimetro elettromagnetico. Il decadimento in due fotoni viene studiato nelle produzioni associate $t\bar{t}H$ e $W^{\pm}H$ con stato finale semileptonico per facilitarne l'identificazione. Ovviamente è necessario conoscere le prestazioni del calorimetro in maniera accurata per questo tipo di decadimento.

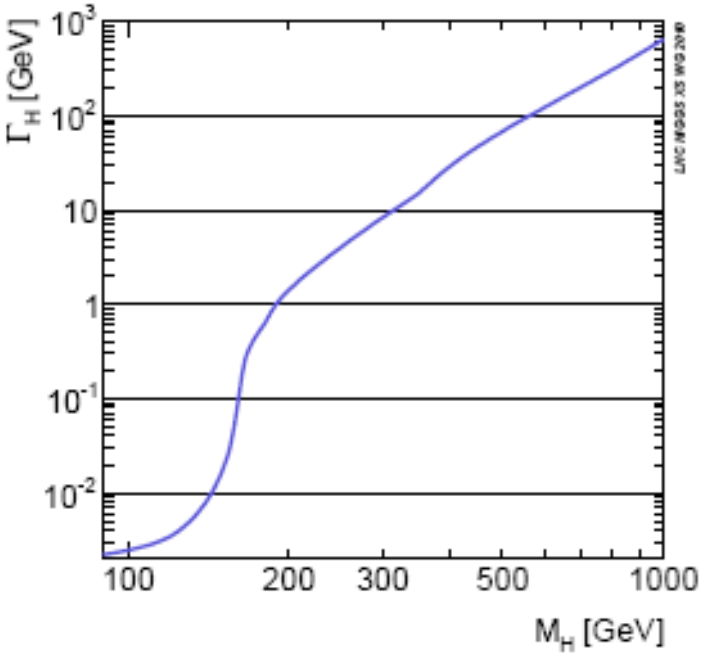
Nella regione di massa "intermedia" i canali più promettenti sono $H \to WW^* \to l_1^+\nu_{l_1}l_2^-\nu_{l_2}$ o $H \to ZZ^* \to l^+l^-l^+l^-$. Il primo è caratterizzato da due leptoni isolati nello stato finale con tracce che puntano al vertice primario di interazione e da

una energia mancante molto alta dovuta alla presenza dei neutrini. Risulta perciò difficile ricostruire la massa dell'Higgs sia per la bassa precisione con cui si ricostruisce l'energia mancante sia perchè è necessario conoscere tutti i fondi. Il secondo possiede la segnatura più riconoscibile, avendo quattro leptoni nello stato finale soprattutto se sono muoni. Per selezionarlo bisogna richiedere che due leptoni abbiano carica opposta, provengano dallo stesso vertice di interazione e che una coppia abbia massa invariante prossima a quella del bosone Z, mentre l'altra inferiore a M_Z. I fondi principali sono costituiti da $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$ e la produzione di ZZ^* con decadimento in quattro leptoni, che risulta non riducibile.

Nella regione di massa "grande", il bosone di Higgs decade in bosoni di *gauge* reali, con BR $\sim 2/3$ in W^+W^- e $\sim 1/3$ in ZZ. Il decadimendo $H \to W^+W^-$ è favorito ma a causa della presenza dei neutrini, non consente una accurata ricostruzione della massa.
Il canale $H \to ZZ \to 4l$ è detto canale "aureo", perché grazie alla richiesta che ciascuna coppia di leptoni abbia massa invariante pari a M_Z, riduce molti fondi e rende più semplice la segnatura del canale.
Infine per masse superiori a 600 GeV, il decadimento in due bosoni vettori risulta ancora dominante, ma si prendono in considerazione anche altri stati finali, visto che la sezione d'urto decresce parecchio e la larghezza della risonanza dei quattro leptoni diventa troppo larga. Gli stati finali che possiamo considerare sono: $H \to Z(\to l^+l^-)Z(\to \nu_{l'}\bar{\nu_{l'}})$, $H \to Z(\to l^+l^-)Z(\to q\bar{q})$ e $H \to W(\to l\nu_l)Z(\to q\bar{q})$. Per stati finali con neutrini la presenza di elevata energia trasversa mancante fornisce una segnatura dell'evento.



(a)



(b)

Figura 1.13: *Branching Ratio* dei canali di decadimento dell'Higgs in funzione di M_H (a). Larghezza totale di decadimetno dell'Higgs in funzione di M_H (b).

Capitolo 2

L'esperimento CMS a LHC

In questo capitolo verranno trattate le principali caratteristiche del collisore adronico LHC *(Large Hadron Collider)*, costruito al CERN (European Organization for Nuclear Research), nei pressi di Ginevra. Inoltre verranno descritte la struttura e le funzionalità del rivelatore CMS *(Compact Muon Solenoid)*, uno dei più importanti esperimenti presenti a LHC.

2.1 Il *Large Hadron Collider*

La principale motivazione della costruzione di LHC è stata la volontà scientifica di voler comprendere meglio la rottura della simmetria elettrodebole di cui il meccanismo di Higgs è ritenuto responsabile, oltre a voler investigare la fisica alla scala di energia del TeV.
Per studiare le interazioni di particelle a tali energie, LHC è stato installato nel tunnel precedentemente utilizzato da LEP, che ha una circonferenza di circa 27 km. A LHC vengono accelerati fasci di protoni fino ad un'energia di 7 TeV, così da poter raggiungere un'energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s}$ = 14 TeV, con una luminosità di progettazione pari a $\mathcal{L} = 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.
Inoltre sono possibili anche collisioni tra ioni Pb-Pb i cui fasci hanno un'energia di 2.7 TeV ciascuno, con una luminosità istantanea $\mathcal{L} = 10^{27}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

2.1.1 Struttura della macchina

La richiesta di una tale luminosità porta ad avere fasci molto intensi e quindi non è possibile usare il sistema di collisione particella-antiparticella, che comporta un sistema di vuoto e di magneti comuni. Infatti a LHC vengono utilizzati due anelli, con campi magnetici e camere a vuoto separati negli archi principali e con parti in comune solo nelle regioni di interazione dove vengono posti i rive-

latori.
LHC non è una circonferenza perfetta, ma possiede otto archi e otto sezioni rettilinee. Negli otto archi, lunghi circa 106.9 m, sono presenti dipoli magnetici, con lo scopo di massimizzare il campo magnetico generato da dipoli e ridurre al minimo le interconnessioni magnetiche. In totale sono presenti 1232 dipoli magnetici che raggiungono un massimo di 8.33 T. La possibilità di raggiungere campi magnetici così elevati è dovuta al fatto che il sistema lavora in condizioni di superconduttività, con temperature di 1.9 K, grazie al raffreddamento ad elio liquido. Sono presenti inoltre 392 quadrupoli superconduttori alla temperatura di 4.5 K.
In ogni sezione rettilinea, lunga 528 m, si trovano le cavità superconduttrici a radiofrequenza (400 MHz), che aumentano l'energia dei protoni di 0.5 MeV/giro.
I due esperimenti ad alta luminosità (ATLAS e CMS) sono posti in punti diametralmente opposti in corrispondenza di due sezioni rettilinee.
I due fasci si trovano in un criostato comune in cui è presente un vuoto molto spinto ($10^{-9} \div 10^{-10}$ torr). La caratteristica importante dei fasci è la struttura a pacchetti (*bunches*), utile per la sincronizzazione con le cavità a radiofrequenza che accelarano solo in determinati momenti.
Essi seguono la catena di accelerazione, riportata in figura 2.1, con lo scopo di ottenere molti pacchetti intensi (2808 per anello di LHC, con circa 10^{11} protoni all'interno) con dimensioni trasversali piccole e longitudinali ben definite. Il primo acceleratore è il Linac che li accelera fino a 50 MeV e li inietta nel PBS (*Proton Synchrotron Booster*) fino a raggiungere un'energia di 1.4 GeV. In seguito il fascio viene trasferito nel PS (*Proton Synchrotron*) in cui si creano i pacchetti, che raggiungono un'energia di 26 GeV e la spaziatura nominale di 25 ns. I pacchetti sono mandati al SPS (*Super Proton Synchrotron*) in cui vengono accelerati fino 450 GeV e infine trasferiti a LHC. Questa operazione è ripetuta 12 volte così da poter raggiungere l'intensità nominale.

Il fascio viene accelerato così fino a 7 TeV in circa 20 minuti, e in seguito viene mantenuta tale energia grazie alle cavità a radiofrequenza, le quali forniscono l'energia persa per radiazione di sincrotrone, ovvero 7 KeV/giro.
L'energia di picco del fascio dipende dal campo magnetico medio di tutti i dipoli lungo l'anello di accumulazione, secondo la relazione:

$$p[TeV] = 0.3 \times B[Tesla] \times R[Km] \tag{2.1}$$

dove p è l'impulso di un protone nel fascio, B è il campo magnetico fornito dalla macchina e R è il raggio dell'anello (circa 4.3 Km). Questo comporterebbe l'uso di un campo magnetico di 5.4 T, ma poichè la macchina contiene 1232 magneti dipolari e non è completamente riempita, il campo magnetico dipolare di picco è di 8.33 T.
Come è stato già detto i rivelatori sono posti nei punti di collisione lungo l'anello

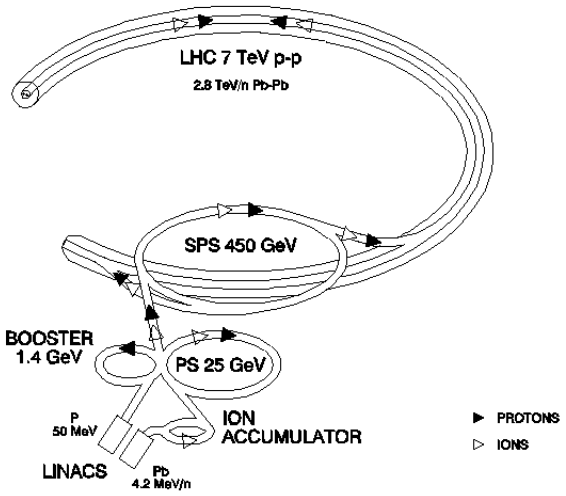


Figura 2.1: Sistema di iniezione di LHC

di LHC. Ci sono sei esperimenti a LHC : ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoid), LHCb (Large Hadron Collider beauty), LHCf (Large Hadron Collider forward) and TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross-section Measurement). ALICE, ATLAS, CMS and LHCb sono situati sotto terra attorno ai quattro punti di collisione di LHC, mentre LHCf e TOTEM sono vicini ai due rivelatori principali, ATLAS e CMS rispettivamente. In figura 2.2 è riportato lo schema complessivo di accelerazione.

2.1.2 Luminosità

Il numero di eventi generati per secondo a LHC è dato dalla relazione:

$$N_{event} = \sigma_{event} \times \mathcal{L} \tag{2.2}$$

dove σ è la sezione d'urto inclusiva p-p, pari a circa 100 mb, e L è la luminosità istantanea. L'espressione della luminosità per un acceleratore circolare è data da:

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{4\pi\epsilon_n\beta^*} F \tag{2.3}$$

dove γ è il fattore di Lorentz, f è la frequenza di rivoluzione, k_B è il numero di pacchetti, N_p è il numero di protoni per pacchetto, ϵ_n è l'emittanza trasversa normalizzata, con un valore nominale di 3.45 μm, β^* è la funzione di betatrone nel punto di interazione e F è un fattore di riduzione dovuto all'angolo di incrocio

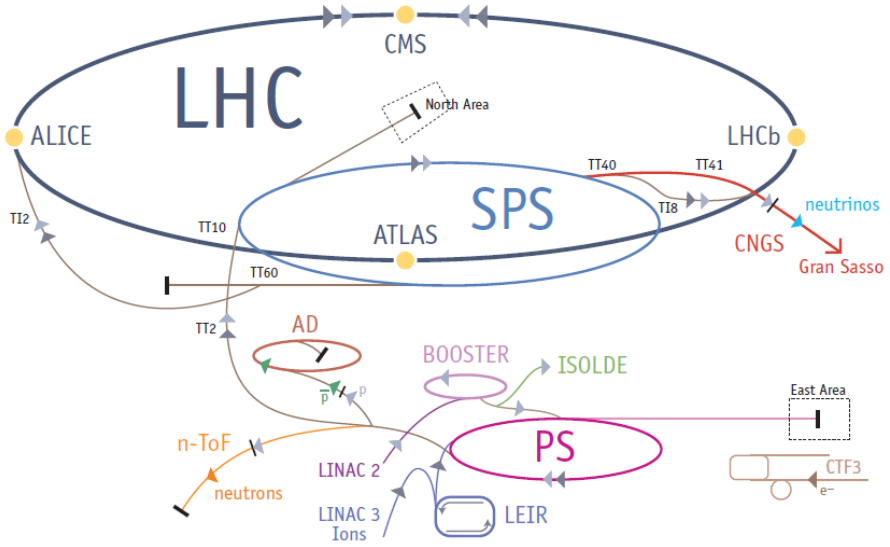


Figura 2.2: Sistema complessivo di LHC

dei pacchetti. In tabella 2.1 vengono riportate le caratteristiche di progettazione di LHC.

A regime di progettazione e con una frequenza di collisione tra i due fasci di 40 MHz, la luminosità risulta essere

$$\mathcal{L} = 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1} \tag{2.4}$$

e vengono quindi prodotti circa 10^9 eventi al secondo e nell'incrocio tra i due fasci circa venti urti anelastici protone - protone.
Ad oggi (alla fine del run 2011) la massima L istantanea raggiunta è $3.55 \times 10^{33} Hz/cm^2$. In figura 2.3 è riportata la luminosità integrata raccolta da CMS fino al technical stop di novembre 2011. Ciascun fascio ha energia pari a 3.5 TeV e raggiungerà l'energia nominale dopo il technical stop del 2013, in cui verranno apportate delle modifiche al sistema dei magneti.

L'elevato numero di particelle per pacchetto aumenta il numero di eventi interessanti, ma anche quelli di *pile-up*. Tali eventi sono generati dalla sovrapposizione di particelle a bassa energia provenienti dai *bunch crossing* precedenti o successivi, detti *out-of-time*, oppure da diverse interazioni del *bunch crossing* considerato, *in-time*. Questo complica lo studio del processo che si vuole investigare, perchè bisogna distinguere gli eventi interessanti, caratterizzati da particelle con alto impulso trasferito, grandi angoli di diffusione e alto impulso trasverso, da quelli detti eventi di *minimum bias*, con alto impulso longitudinale, basso im-

		Urti pp
Energia per nucleone	E	7 TeV
Campo magnetico a 7 TeV	B	8.33 T
Luminosità	L	10^{34} cm^{-2}s^{-1}
Separazione pacchetti		25 ns
Num. di pacchetti	k_B	2808
Num. di particelle in ogni pacchetto	N_p	1.15×10^{11}
Collisioni		
β **al punto d'interazione (IP)**	β^*	0.55 m
RMS del fascio all'IP	σ^*	16.7 μm
Tempo di vita della luminosità	τ_L	15 ore
Num. di urti *p-p* per incrocio dei fasci	n_c	≈ 20

Tabella 2.1: Caratteristiche di progettazione di LHC

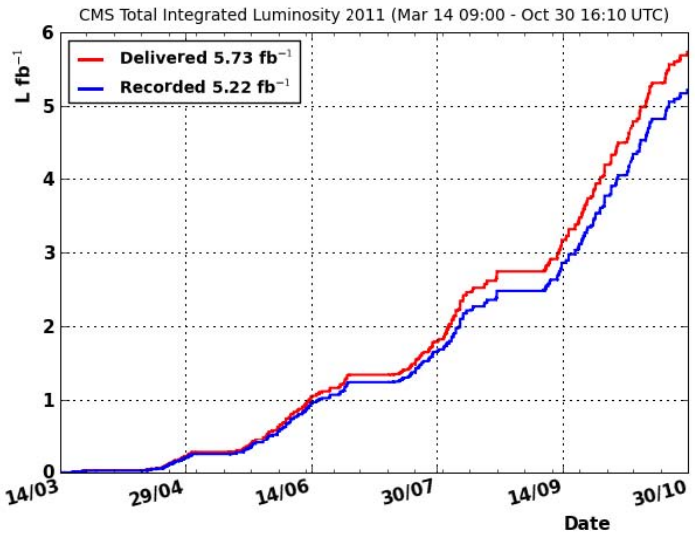


Figura 2.3: Luminosità integrata raccolta fino al *technical stop* del 1 novembre 2011. [20]

pulso trasferito e che avvengono a grandi distanze. Questi ultimi hanno un rate elevato, circa 23 eventi per interazione, così da poter disturbare i segnali fisicamente rilevanti.[19] [22]

2.2 CMS

CMS è un rivelatore multi-funzione presente a LHC, nato per investigare un ampio scenario di nuova fisica. Possiede una simmetria cilindrica rispetto al fascio ed è centrato nel punto d'interazione. Ha un diametro di 14.6 m, è lungo 21.6 m e pesa 12500 tonnellate. È costituito da una parte centrale, detta *barrel* e da due dischi che chiudono il cilindro, detti *endcap*. Come si evince dal suo nome, *Compact Muon Solenoid*, esso possiede due caratteristiche fondamentali: un magnete superconduttore solenoidale di 3.8 T, lungo 13 m e con un raggio di 3 m, abbastanza largo da poter ospitare al suo interno il sistema tracciante interno e i calorimetri; un sistema ridondante e relativamente compatto per la rivelazione di μ, grazie alla presenza di quattro camere a muoni, che garantiscono robustezza e una copertura geometrica completa, immerse nel ferro di ritorno del campo magnetico.
CMS è stato progettato, rispettando le richieste stringenti imposte dal sistema di LHC e necessarie per ovviare ai problemi creati dall'elevato numero di particelle prodotte. Di seguito vengono riportate le caratteristiche pricipali dell'esperimento:

- una granularità fine, per risolvere il gran numero di particelle;
- un'elevata velocità di risposta, per minimizzare la sovrapposizione di eventi (*pile up*);
- una buona risoluzione temporale e una buona sincronizzazione delle varie componenti di elettronica;
- un sistema di selezione e acquisizione degli eventi rapido ed efficiente;
- una buona resistenza alla radiazione.

Inoltre CMS è stato costruito anche con la finalità di poter soddisfare il programma di fisica di LHC e ottimizzato in funzione della particella da rivelare, ovvero:

- una buona identificazione dei muoni, una buona risoluzione del loro impulso e della massa di particelle che decadono in due μ ($\approx 1\%$ a 100 GeV) e la capacità di determinarne la carica senza ambiguità, fino a qualche TeV;

- una buona efficienza di ricostruzione e una buona risoluzione in impulso per particelle cariche nel tracker centrale; si richiede che nella zona di interazione vi siano rivelatori a pixel, con lo scopo di ottenere un sistema di trigger efficiente e per poter individuare τ e b_{jet};

- una buona risoluzione in energia elettromagnetica, un'ampia copertura geometrica e una granularità sufficiente ad individuare fotoni ed elettroni isolati;

- un sistema calorimetrico con un'ampia copertura geometrica, ermetico e ben segmentato, per ottenere una buona misura dell'energia trasversa mancante E_T^{miss} e della massa invariante di *jet*.

Per poter descrivere un evento o le caratteristiche del rivelatore, in CMS viene adottato un sistema di coordinate, in cui l'origine è centrata sul punto di interazione nominale (IP), l'asse *x* è orizzontale e punta verso il centro di LHC, l'asse *y* invece punta verso l'alto ed è verticale e, infine, l'asse *z* è parallelo all'asse del fascio e punta verso Ovest.
Data la simmetria cilindrica si utilizzano le seguenti coordinate angolari: l'angolo azimutale ϕ è misurato dall'asse *x* nel piano *x*-*y*, con $\phi \in [-\pi, \pi]$ (per $\phi = 0$ ci troviamo sull'asse *x*, per $\phi = \pi/2$ sull'asse *y*); la coordinata radiale trasversa è $r = \sqrt{x^2 + y^2}$; la coordinata polare θ è misurata dall'asse *z* con $\theta \in [0, \pi]$ ($\theta = 0$ si trova lungo l'asse *z* positivo, $\theta = \pi$ lungo l'asse *z* negativo).
Al posto di θ in questo lavoro di tesi verrà spesso utilizzata la *pseudorapidità*, η, definita come:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \tag{2.5}$$

compresa tra $[-\infty, +\infty]$. È una quantità molto utile, essendo un'approsimazione della *rapidità* (*y*) ad alte energie, definita come:

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E + p_L}{E - p_L}\right) \tag{2.6}$$

dove p_L è l'impulso longitudinale, ovvero lungo la direzione del fascio. La rapidità è una quantità le cui differenze sono invarianti relativistici per trasformazioni di Lorentz lungo la direzione dei fasci. La pseudorapidità è importante perché il numero di particelle prodotte risulta invariante rispetto ad essa. In figura 2.4 sono riportati i valori assunti da η per alcuni valori di θ. Verranno inoltre usate le variabili p_T e E_T, che identificano rispettivamente l'impulso e l'energia misurati nel piano trasverso (*xy*) al fascio; $E_T = E \cdot sin\theta$, dove E è l'energia depositata in una cella calorimetrica e θ è l'angolo polare della posizione della cella. Infine il non bilanciamento dell'energia misurata nel piano trasverso è denotata come E_T^{miss}.

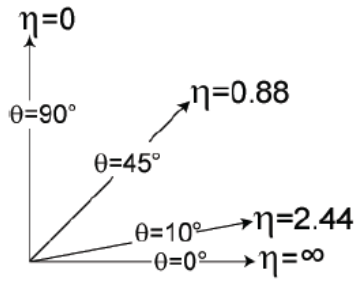


Figura 2.4: Andamento di η in funzione di θ

Partendo dal punto di interazione e andando verso l'esterno, CMS è suddiviso in diversi sistemi di rivelazione (come riportato in figura 2.5): il sistema tracciante (*tracker - pixel* e *strip*), il calorimetro elettromagnetico (ECAL), il calorimetro adronico (HCAL) e le camere per la rivelazione dei muoni (MD), costituito da *Resistive Plate Chamber* (RPC) e *Drift Tube* (DT) nel *barrel* e da *Cathode Strip Chamber* (CSC) e RPC nell'*endcap*. Vicino alla *beam pipe* sono posti longitudinalmente due calorimetri adronici. Nelle sezioni seguenti verranno descritti con maggiore approfondimento i vari sottorivelatori.[21] [22]

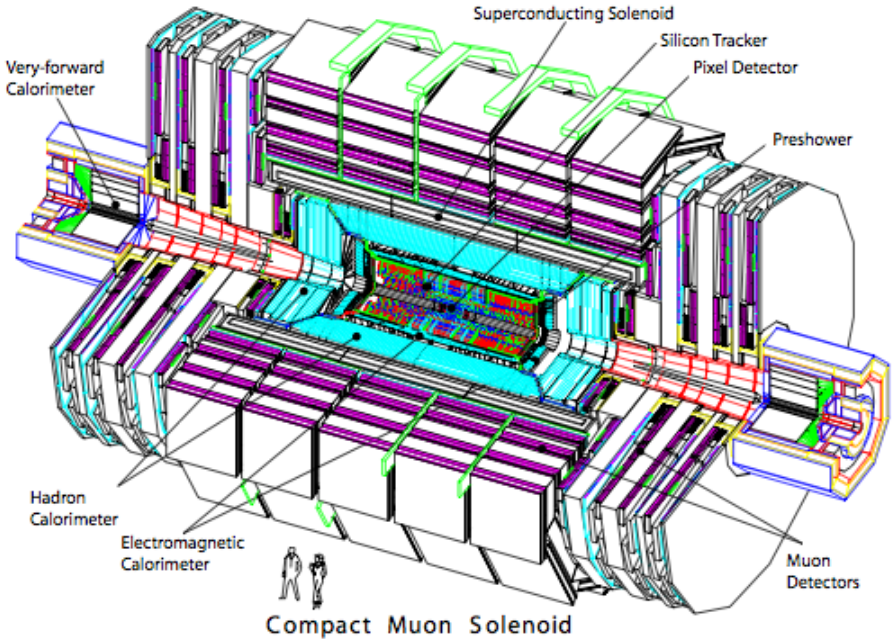


Figura 2.5: Struttura del rivelatore CMS.

2.2.1 Il magnete solenoidale

Il magnete di CMS è, come già detto, il dispositivo centrale attorno al quale è stato costruito l'esperimento, usato per curvare la traiettoria delle particelle emergenti dalle collisioni che avvengono a LHC. CMS ha l'obiettivo di mantenere un sistema a muoni performante e, grazie al grande magnete superconduttore solenoidale, raggiunge una risoluzione in impulso $\Delta p/p \approx 10\%$ a $p = 1$ TeV. La richiesta di una buona risoluzione nella misura dell'impulso porta alla scelta di un alto campo magnetico.
È stato scelto un magnete solenoidale per varie ragioni: le linee di campo prodotte sono parallele al fascio (figura 2.6), così che la curvatura della traccia del muone è nel piano trasverso e il vertice viene misurato con un'accuratezza migliore di 20 μm; la misura dell'impulso parte da $r = 0$; nonostante l'alto potere curvante le dimensioni sono piuttosto piccole. Le caratteristiche nominali del magnete sono riportate in tabella 2.2.

Parametri	Valore
Campo magnetico	4 T
Diametro interno	5.9 m
Lunghezza	12.9 m
Num. di spire	2168
Corrente nominale	19.14 kA
Induttanza	14.2 H
Energia immagazzinata	2.6 GJ

Tabella 2.2: Parametri generali del magnate in CMS

Le linee di forza del campo magnetico si richiudono nel giogo di ferro, *Yoke*, spesso 1.55 m nel *barrel* e 1.45 m nell'*endcap*, che accoglie le camere dei muoni; qui il campo vale circa 2 T. Sono stati utilizzati cinque moduli fatti con un cavo conduttore, spesso 64×22 mm^2, composto in realtà da quattro strati di spire avvolte tra loro, capaci di reggere la pressione di 64 atm. [23]

2.2.2 Il tracciatore

Il sistema tracciante di CMS [25] (*tracker*) è stato progettato con l'obiettivo di ricostruire in maniera accurata la traiettoria delle particelle cariche e i vertici primari e secondari nella regione di $|\eta| < 2.5$. È lungo 5.8 m, con un diametro di 2.5 m ed è completamente immerso nel campo magnetico omogeneo; è il rivelatore più vicino al punto di interazione, pertanto riceve il più alto volume di particelle.

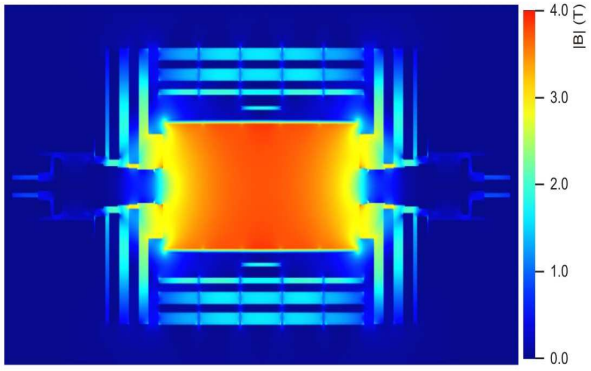


Figura 2.6: Forza del campo magnetico |B| prodotto in CMS per un campo centrale di 3.8 T. Il campo è riportato per una sezione di CMS nel piano orizzontale. [24]

Il materiale utilizzato per costruirlo è il silicio, scelto per soddisfare le richieste di minimizzare il materiale (per evitare interazioni multiple, *bremsstrahlung* e interazioni nucleari), di resistere all'elevato flusso di radiazioni presenti e di realizzare un apparato veloce.
Si utilizzano rivelatori a *pixel*, nella regione più interna del rivelatore (*pixel tracker*), composto di 1440 moduli, e rivelatori a strisce (*strip tracker*), con 15148 moduli, che circondano il *pixel tracker*. Quando una particella carica attraversa il *tracker*, i *pixel* e le microstrisce producono segnali elettrici che sono amplificati e rivelati.
L'elevata intensità del campo magnetico condiziona la topologia dell'evento così come la struttura del tracciatore, infatti, al variare della distanza dal centro della *beam pipe* è possibile distinguere tre regioni nel *tracker*:

- Una regione vicina al vertice di interazione ($r < 20$ cm), dove il flusso di particelle è il più alto ($\approx 10^7/s$ per $r \approx 10$ cm, in condizioni nominali di alta luminosità); qui sono collocati i rivelatori a *pixel*, ciascuno con dimensione 100×150 μm^2. L'occupazione è di $\approx 10^{-4}$ tracce per *pixel* per ogni *bunch crossing*.

- Una regione intermedia, $20 < r < 55$ cm, dove il flusso di particelle si riduce in modo tale da poter usare i rivelatori a microstrisce di silicio, con dimensioni tipiche di $10\ cm \times 80\ \mu m$; l'occupazione media risulta essere del $2 - 3\%$ per *bunch crossing*.

- Infine una regione più esterna, $55 < r < 110$ cm, in cui il flusso diventa così basso che è possibile utilizzare microstrisce più grandi ($25\ cm \times 180\ \mu m$), con

un'occupazione di $\approx 1\%$.

La struttura del *tracker* in CMS è mostrata in figura 2.7. Si nota che, nella

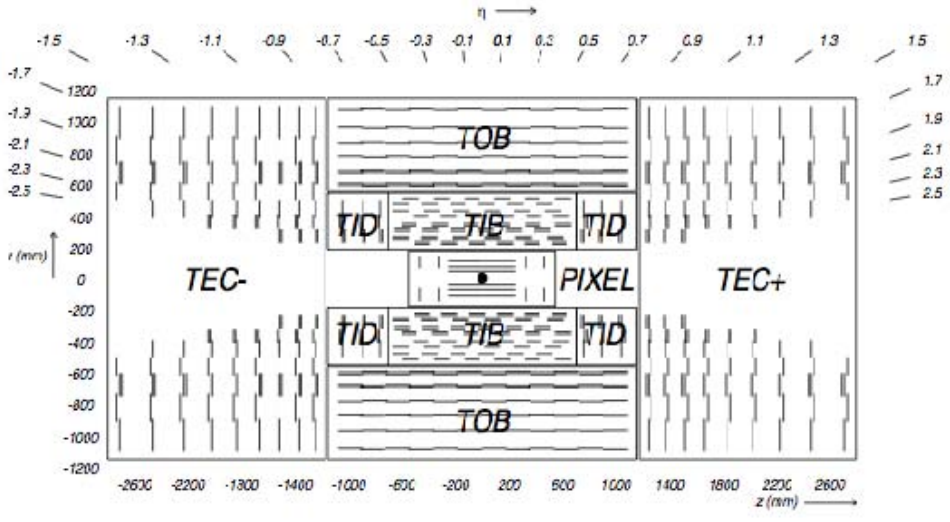


Figura 2.7: Sezione del *tracker* in CMS; ogni linea rappresenta un modulo, ogni doppia linea un modulo *back-to-back*.

regione del *barrel*, attorno al vertice di interazione, vi sono tre strati cilindrici di rivelatori a *pixel* alle distanze $r = 4.4, 7.3, 10.2$ cm, mentre a r tra 20 e116 cm vi sono i tracciatori a microstrisce. In entrambi gli *endcap* (regione *forward*) vi sono due dischi di moduli a *pixel* e 6 strati di microstrisce. La regione del *barrel* è divisa in *Inner* e *Outer barrel*, con 3 dischi interni ulteriori nella zona di transizione tra *barrel* e *endcaps* su ogni lato dell'*Inner Barrel*.

Pixel tracker

Il rivelatore a *pixel* ricopre un'area di circa 1 m^2 ed è formato da 66 milioni di *pixel*. È il sotto-rivelatore più vicino alla zona di interazione e deve fornire una misura precisa delle tracce in $r - \phi$ e z, così da permettere la ricostruzione dei vertici secondari da b e τ (fig 2.8). Dato l'elevato flusso particelle in questa zona, i sensori sono stati realizzati impiantando zone di tipo n^+ su un substrato di tipo n.

Si suddivide in *pixel barrel* (BPix) e *pixel forward* (FPix). Nel BPix, costituito da 48 milioni di *pixel* che coprono un'area di 0.78 m^2, ci sono tre strati di rivelatori, lunghi 53 cm e posti ad una distanza media di 4.4 cm, 7.3 cm e 10.2 cm. Nel FPix vi sono 4 dischi, che si estendono radialmente da 6 cm a 15 cm, posti a $|z| = 34.5$ cm e $|z| = 46.5$ cm, esso è formato da 18 milioni di *pixel*, che ricoprono un'area di

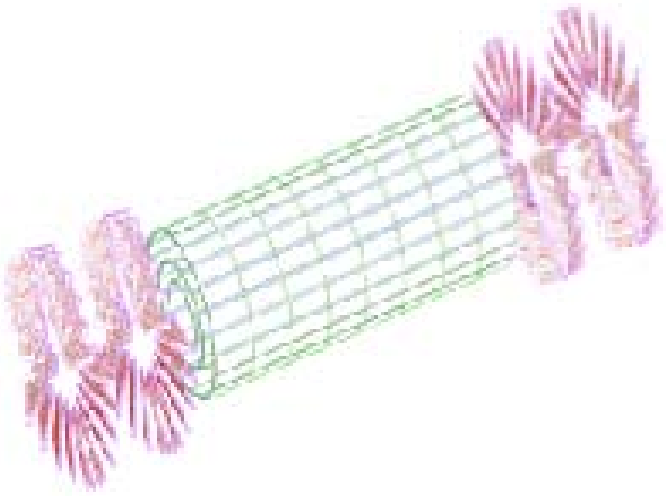


Figura 2.8: Struttura del rivelatore a *pixel*.

0.28 m^2. In fig. 2.9 è raffigurata la copertura in η del rivelatore a *pixel*, che copre la regione $|\eta| < 2.5$.

Per raggiungere una risoluzione della posizione del vertice ottimale, un singolo *pixel* ha una forma quasi quadrata di 100×150 μm^2. Il *barrel* ha 768 moduli a *pixel* sistemati in moduli da 4 a forma di mezza scala. Il grande effetto della forza di Lorentz e la lettura del segnale in modo analogico e della carica da più pixel, migliorano la risoluzione spaziale e l'identificazione delle tracce. I dischi dell'*endcap* hanno una geometria a "turbina" con 24 fette ruotate di 20°, per beneficiare della forza di Lorentz; essi comprendono 672 moduli con 7 moduli per fetta. Con una tale struttura è possibile ottenere una risoluzione spaziale nella direzione $r - \phi$ di 10 μm, 20 μm per la misura di z.

Strip tracker

Lo *Strip tracker system* è composto da 9.3 milioni di strisce, ricoprendo un'area di 198 m^2 ed è diviso in quattro parti.
La parte più interna è formata dal *tracker inner barrel* - TIB ($r < 55$ cm), composto da quattro strati, e dal *tracker inner disk* - TID, fatto da tre dischi su ciascun lato, i quali riempiono il vuoto nel passaggio tra *barrel* e *endcap*. Questa parte è composta da sensori di microstrisce di silicio spesse 320 μm e parallele all'asse del fascio nel TIB, radiali nel TID.
La parte più esterna è composta dal *tracker outer barrel* - TOB, formato da sei

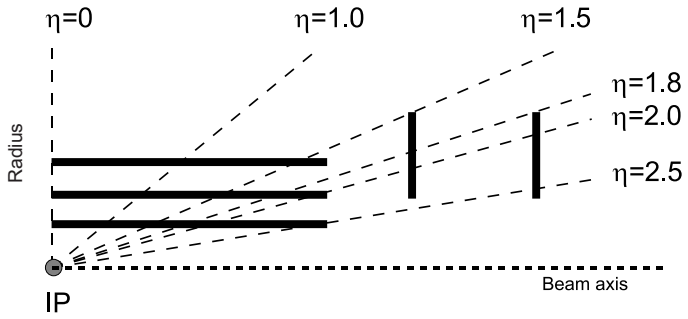


Figura 2.9: Configurazione geometrica del rivelatore a *pixel*.

strati di rivelatori a strisce, spessi $500\ \mu m$. Il TOB si trova nella regione $|z| < 118$ cm ed è chiuso dal *tracker endcap* - TEC. Il TEC ricopre la zona $124 < |z| < 282$ cm e $22.5 < r < 113.5$ cm e ciascuno è composto da 9 dischi, i quali contengono fino a 7 anelli di rivelatori, centrati sulla linea del fascio e con le strisce puntate verso il centro. I rivelatori dei primi quattro anelli sono spessi $320\ \mu m$, gli altri $500\ \mu m$.
Le tecnologie usate sono di due tipi: *one-sided* (2 sensori per modulo), in cui le strip sono montate parallelamente al fascio, e *double-sided* o *back-to-back* (4 sensori per modulo), in cui sono montati dei sensori aggiuntivi sul lato opposto che formano rispetto alle altre strisce un angolo di 100 $mrad$, permettendo una misura "stereo" dell'angolo. Questi si trovano nei primi due strati del TIB e del TOB, nei primi due anelli del TID e negli anelli 1, 2 e 5 del TEC, in modo tale da misurare più accuratamente la coordinata z nel *barrel* e r nei dischi.
Il *tracker* ricopre un'accettanza fino a $|\eta| \approx 2.5$; è spesso circa una lunghezza di radiazione e va da 0.4 X_0 sulla verticale, crescendo fino a 1.8 X_0 per $|\eta| \approx 1.4$ e poi ridiscende ad una lunghezza per $|\eta| \approx 2.5$, come mostrato in figura 2.10.

Il TIB e il TID forniscono fino a quattro misure di $r - \phi$, con una risoluzione per singolo punto di 23-35 μm. Il TOB può arrivare sino a sei misure di $r - \phi$, con una risoluzione per singolo punto di 35-53 μm. Infine, ogni TEC può fare nove misure di ϕ per traiettoria.

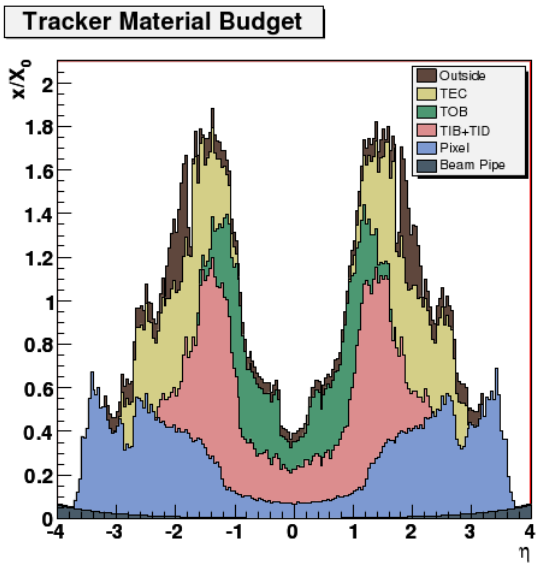


Figura 2.10: Spessore del materiale del tracciatore in funzione di η, in multipli della lunghezza di radiazione X_0, diviso nei sottorivelatori.

Lo *Strip tracker system* è formato da rivelatori a strisce di silicio di tipo p impiantate su substrati di tipo n, con passo variabile a seconda della distanza dalla *beam pipe*. Sul lato posteriore del *wafer* in alluminio è posto un impianto uniforme n^+ che funge da contatto ohmico. Sul lato frontale diodi a forma di striscia sono formati da un impianto p^+ su uno strato di tipo n. Tutti i sensori dello *strip tracker* sono stati realizzati in modo tale da minimizzare la capacità delle strisce e mantenere un buon comportamento all'alta tensione del sensore.

Prestazioni del *tracker*

Nella figura 2.11 (a) è riportato l'andamento della risoluzione in p_T del *tracker* in funzione del η e si nota che la risoluzione per particelle con $p_T < 100$ GeV è inferiore al 2%. La risoluzione del *tracker* nella misura del parametro di impatto longitudinale, in figura 2.11 (b), risulta piuttosto costante al variare di η, peggiora al diminuire dell'impulso ed è al di sotto di 2×10^2 μm.

In figura 2.12 è mostrata la risoluzione del vertice primario in x (a), y (b) e z (c) in funzione del numero di tracce per diversi valori medi di $\bar{p_T}$, sovrapponendo le simulazioni MC ai dati raccolti durante le collisioni dei primi mesi del 2010 a $\sqrt{s} = 7$ TeV. Si nota come la risoluzione varia al variare della molteplicità delle tracce opportunamente selezionate, e dell'impulso trasverso; inoltre le simulazio-

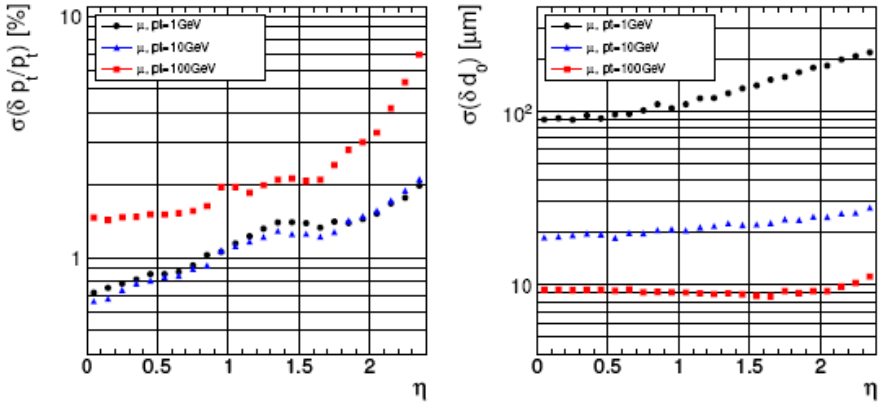


Figura 2.11: Risoluzione in p_T (a) e d_0 (b) del *tracker* per diversi valori di impulso trasverso dei muoni.

ni riproducono in modo accurato l'andamento dei dati.

2.2.3 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico in CMS, ECAL [27] , serve per misurare l'energia e la posizione di elettroni e fotoni, ed è stato progettato per poter rivelare al meglio i due fotoni provenienti dal possibile decadimento dell'Higgs.
ECAL è un calorimetro omogeneo ed ermetico composto di 61200 cristalli di tungstato di piombo (P_bWO_4) montati nella parte centrale del *barrel*, chiuso da 7234 cristalli in entrambi gli endcap. Un rivelatore *preshower* è posto davanti ai cristalli dei due endcap (fig.2.13).
La scelta del P_bWO_4 è appropriata per le condizioni di LHC: ha un'alta densità, $\rho = 8.28$ g/cm^3, una corta lunghezza di radiazione, $X_0 = 0.89$ cm, e un piccolo Raggio di Molière, $R_M = 2.2$ cm, permettendo così la realizzazione di un calorimetro compatto con una granularità fine. È un cristallo con risposta veloce, infatti l'80% della luce è emessa in 25 ns. La luce emessa è poca (blu-verde) e varia con la temperatura. Infine ha un'elevata resistenza alla radiazione, tale da non intaccare le prestazioni del calorimetro nel tempo.
La parte del *barrel* di ECAL (EB) copre una regione fino a $|\eta| < 1.479$ e i cristalli hanno una forma a piramide tronca, che varia con η, e giacciono in una griglia lungo $\eta - \phi$. EB ha un raggio interno di 129 cm ed è composto da 36 "supermoduli". Ogni cristallo ha una sezione in $\eta - \phi$ larga 0.0174×0.0174, la faccia rivolta verso l'IP larga 22×22 mm^2, l'altra faccia larga 26×26 mm^2; è lungo 230 mm, ovvero 25.8 X_0. La faccia frontale dista dal centro 1.29 m.

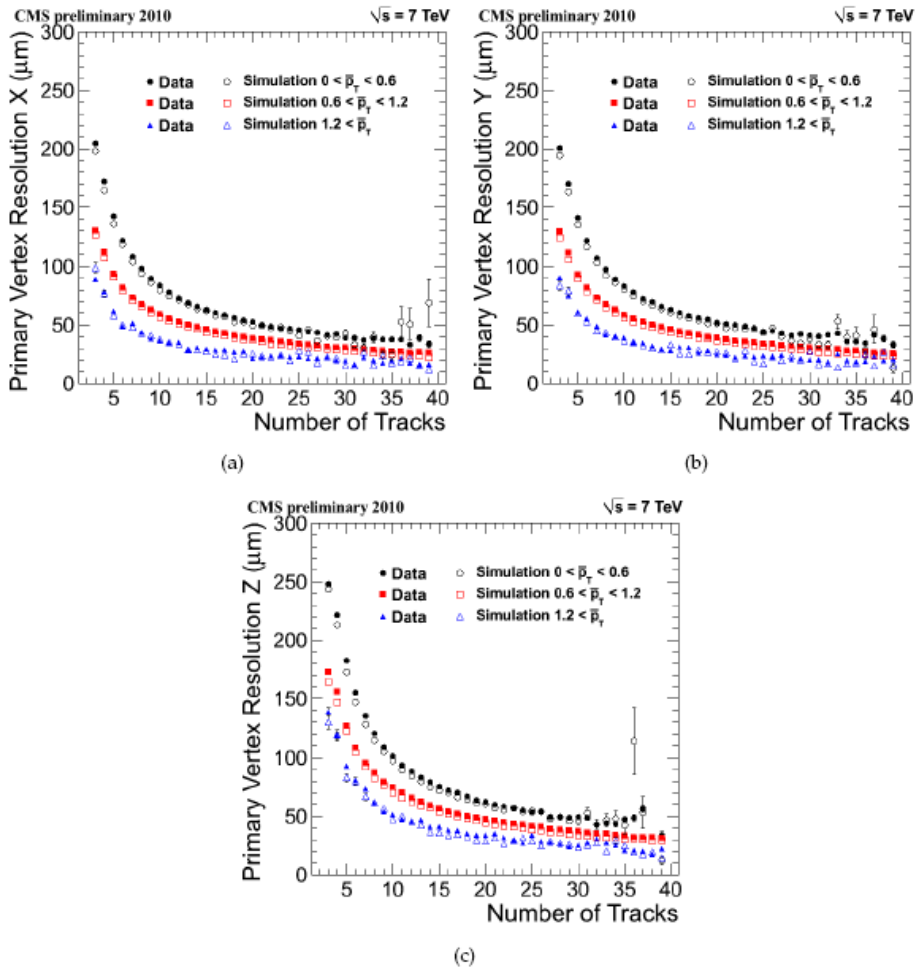


Figura 2.12: Risoluzione del vertice primario in x (a), y (b) e z (c) in funzione del numero di tracce per diversi valori medi di $\bar{p_T}$. [26]

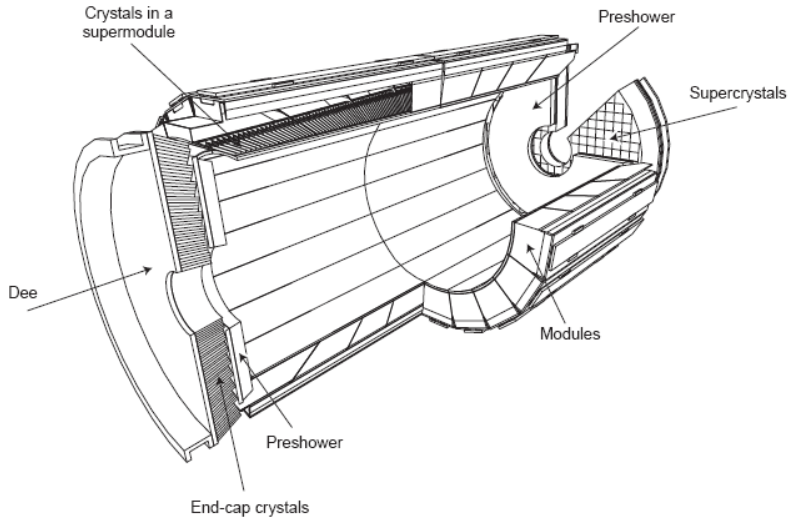


Figura 2.13: Struttura del calorimetro elettromagnetico in CMS.

La parte dell'*endcap* (EE) copre una regione $1.479 < |\eta| < 3.0$ e la distanza dall'IP e la zona dell'*endcap* è di 315.4 cm. I cristalli dell'*endcap* sono tutti identici, raggruppati in unità meccaniche 5×5 (dette supercristalli o SC), che distano 314 cm dal vertice di interazione. Ogni *endcap* è diviso in due parti a forma di D affiancate, dette *"Dees"*, che contegono 3662 cristalli ciascuno. Sono raggruppati in 138 SC e in 18 SC parziali sulle circonferenze più interne e più esterne. I cristalli hanno la sezione frontale larga 28.62×28.62 mm^2, quella posteriore 30×30 mm^2 e sono lunghi 220 mm (24.7 X_0).
I fotorivelatori devono essere veloci, resistenti alla radiazione e capaci di operare in un campo magnetico longitudinale elevato. A causa della piccola emissione di luce vengono perciò utilizzati fotodiodi a valanga nel *barrel* e fototriodi a vuoto nell'*endcap*.
Davanti al calorimetro è collocato un *preshower*, necessario per identificare i fotoni e gli elettroni e la loro posizione con alta granularità. Il *preshower* è un calorimetro a campionamento con due strati di rivelatori a strisce di silicio alternati da due piani di piombo ($2\ X_0 \div 3\ X_0$); è profondo 20 cm e ricopre una regione compresa tra $1.653 < |\eta| < 2.6$. In figura 2.14 è riportata una vista schematica del calorimetro.

Per un intervallo di energia fino a 500 GeV, la risoluzione in energia può essere parametrizzata con l'equazione 2.7:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \tag{2.7}$$

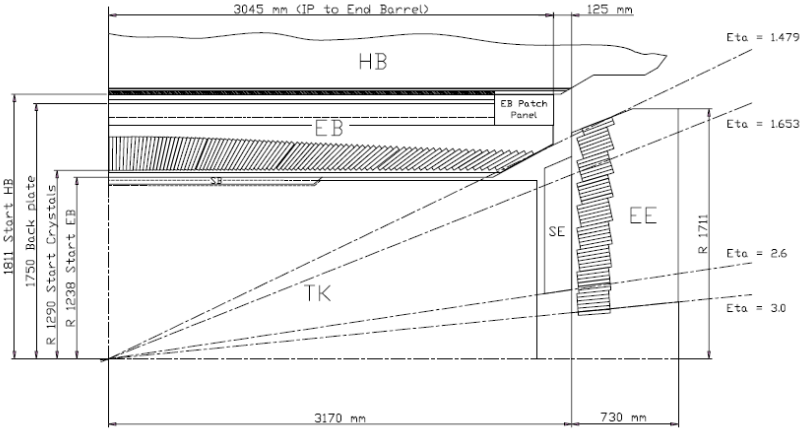


Figura 2.14: Spaccato del calorimetro elettromagnetico e in CMS.

dove S è il termine stocastico, N il termine di rumore e C il termine costante. Il termine stocastico è dovuto alle fluttuazioni nei conteggi per i *jet* laterali, alle fluttuazioni dell'energia depositata nell'assorbitore rispetto al rivelatore di silicio del *preshower* e alla fotostatistica, data da 2.8:

$$a_{pe} = \sqrt{\frac{F}{N_{pe}}} \tag{2.8}$$

dove N_{pe} è il numero di fotoelettroni primari rilasciati per GeV e F è il fattore di rumore in eccesso che parametrizza le fluttuazioni nel processo di guadagno.
Al termine costante contribuiscono la non uniformità della luce raccolta, gli errori di intercalibrazione e la perdita di energia dal lato posteriore del cristallo. Infine i contributi al termine di rumore sono il rumore dell'elettronica, nella digitalizzazione e quello dovuto al pileup.
Un *beam test*, effettuato con un fascio di elettroni per misurare la risoluzione in funzione dell'energia, ha portato a parametrizzare la 2.7 con i seguenti valori:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{2.8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0.12}{E}\right)^2 + (0.30\%)^2.$$

Tale parametrizzazione è stata usata per un *best fit* dei dati, come riportato in figura 2.15. Le prestazioni di ECAL durante il run del 2010 a LHC, con collisioni pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV, sono state riesaminate. Infatti la risoluzione in energia è stata misurata con un fascio di elettroni con energia tra 10 e 180 GeV, usando coppie di di-fotoni provenienti da π^0 e eventi $Z \to ee$ prodotti nelle collisioni. In figura 2.16 è riportata la distribuzione di massa invariante per eventi con di-elettroni, per dati e Monte Carlo, da cui si osserva un buon accordo tra le distribuzioni. [28]

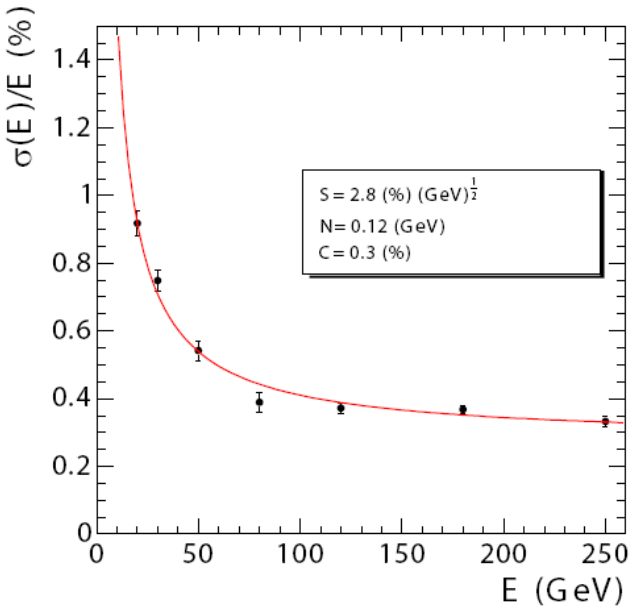


Figura 2.15: Risoluzione di ECAL, $\sigma(E)/E$ in funzione dell'energia dell'elettrone, misurata durante il *beam test*. L'energia è stata misurata su una griglia di 3×3 cristalli. L'elettrone colpiva il cristallo centrale, restringendosi ad un'area di 4×4 mm^2.

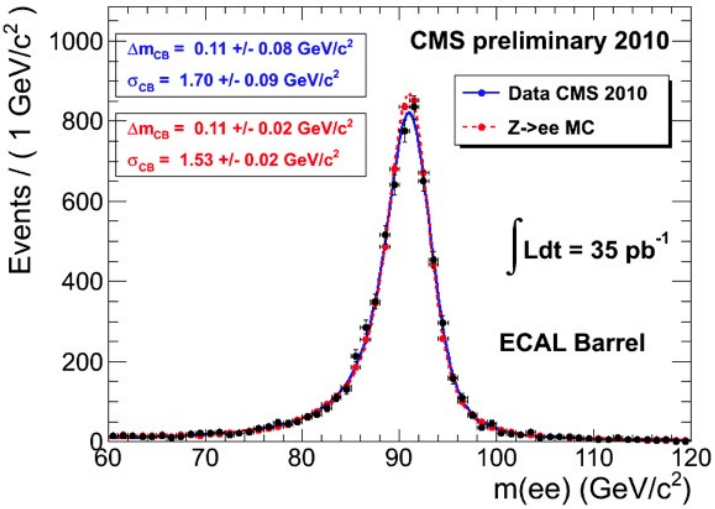


Figura 2.16: Distribuzione di massa invariante per eventi $Z \to ee$ nel barrel di ECAL. Sono riportate le distribuzioni di Dati e MC.

2.2.4 Il calorimetro adronico

Il calorimetro adronico (HCAL) in CMS è particolarmente importante per la misura dell'energia e della posizione dei *jet* adronici presenti negli stati finale, e della energia trasversa mancante, E_T^{miss}, segnatura apparente dei neutrini o di particelle esotiche.
Giace subito a ridosso dell'ECAL e si trova per la maggior parte all'interno del magnete. In figura 2.17 è riportata la sezione longitudinale di CMS, dove è messa in evidenza la struttura di HCAL.

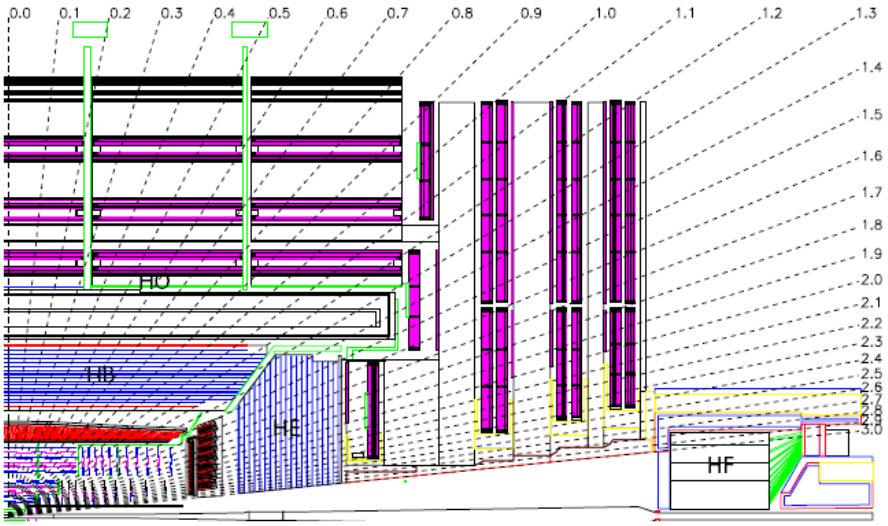


Figura 2.17: Sezione longitudinale di CMS, dove sono identificate le quattro componenti del calorimetro adronico.

È suddiviso in quattro parti: *Hadron Barrel* (HB), *hadron endcap* (HE), *hadron outer* (HO) e *hadron forward* (HF). HB e HE sono immersi nel campo magnetico solenoidale, portando alla scelta di materiali non soggetti a fenomeni di natura magnetica. HO è posto al di fuori del campo magnetico per completare la struttura del calorimetro nel *barrel*. Infine i due calorimetri HF coprono la regione in avanti, fino a $|\eta| < 5.2$.

Hadron Barrel HB è un calorimetro a campionamento che copre la regione $|\eta| < 1.3$. È formato da due sezioni (HB+ e HB-), dividendo a metà il *barrel*, ciascuna composta da 18 spicchi identici (*wedge*), che ricoprono ciascuno $\Delta\phi = 20°$. Ogni *wedge* è a sua volta segmentato in quattro settori lungo l'angolo azimutale ϕ. HB si estende da R = 1.77 m fino a 2.95 m. Lo scintillatore plastico è diviso in

16 settori in funzione di η, con una segmentazione totale $(\Delta\eta, \Delta\phi) = 0.087 \times 0.087$. Il mezzo attivo dello scintillatore è formato da piastrelle e in totale HCAL ne ha 70000, le quali sono a loro volta collegate a fibre di materiale *wavelenght shifter* che raccoglie la luce emessa. Le piastrelle appartenenti alla stessa regione in ϕ sono raggruppate in unità scintillanti, dette *tray*. L'assorbitore è composto nell'ordine da uno strato, spesso 40 mm, di acciaio inossidabile, 8 piatti di ottone, spessi 50.5 mm, da altri 6 in ottone, spessi 56.5 mm, e infine uno strato di acciaio spesso 75 mm. Si preferisce l'ottone in quanto massimizza la quantità di lunghezze di radiazione, è facile da lavorare e non è ferromagnetico. Lo spessore totale dell'assorbitore per $\theta = 90°$ è di 5.82 lunghezze di interazione ($\lambda_I = 16.42$ cm). Lo spessore effettivo di HB cresce come $1/\sin\theta$, raggiungendo 10.6 λ_I a $|\eta| = 1.3$.

Hadron Outer HO è diviso in cinque parti, dette *ring*, lungo η, ciascuno dei quali ricopre 2.5 m lungo z. L'anello 0 ha due strati di scintillatori divisi da un assorbitore di ferro spesso 18 cm. I due strati di rivelatore sono a distanze 3.85 m e 4.097 m. Gli altri anelli hanno un unico strato di scintillatore alla distanza di 4.097 m. Copre una regione $|\eta| < 1.26$. Esso, come già detto, si estende fuori dal solenoide per contenere gli sciami adronici che vanno al di fuori di HB, fino a raggiungere una profondità di 10 λ_I.

Hadron Endcap HE è un calorimetro a campionamento e copre una regione $1.3 < |\eta| < 3$. È suddiviso in due parti: otto torri interne, con una segmentazione in ϕ di 10° e in η che va da 0.09 a 0.35, e 5 torri esterne con $(\Delta\phi \times \Delta\eta) = 5° \times 0.087$. Ha una struttura ermetica in cui strati di ottone, spessi 79 mm, si alternano a strati di scintillatore di 9 mm.

Hadron Forward HF copre una regione $3 < |\eta| < 5.2$ e si trova al di fuori delle camere a muoni. È un calorimetro a campionamento, il cui assorbitore è fatto di piastre di acciaio spesse 1.65 m, invece il segnale è costituito da luce Cherenkov emessa da fibre di quarzo, spesse 0.6 mm. Tale scelta è stata dettata dalla richiesta di resistere all'elevato flusso di particelle e radiazioni in tale regione. Ha una struttura cilindrica (raggio esterno 130 cm) ed è profondo 1.65 m. Le torri calorimetriche hanno una segmentazione in pseudorapidità, pari a $\Delta\eta \approx 0.175$ (ad eccezione della torre più interna, $\Delta\eta \approx 0.1$, e di quella più esterna, $\Delta\eta \approx 0.3$), in angolo azimutale $\Delta\phi = 10°$ (tranne per la torre più esterna, $\Delta\phi = 20°$).

Risoluzione di HCAL

HCAL risponde a tutte le richieste di un calorimetro ermetico, granulare e con una adeguata risoluzione in energia. Il *beam test* ha portato una parametrizzazione della risoluzione in energia (eq. 2.7) per il calorimetro adronico pari a:

[29]

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right) = \left(\frac{100\%}{\sqrt{E}}\right) \oplus (0.05\%).$$

In figura 2.18 è riportata la risoluzione in energia trasversa dei *jet*, in funzione di E_T, nelle tre regioni di η dove si trovano le varie parti di HCAL. Si osserva un andamento simile nelle tre regioni.

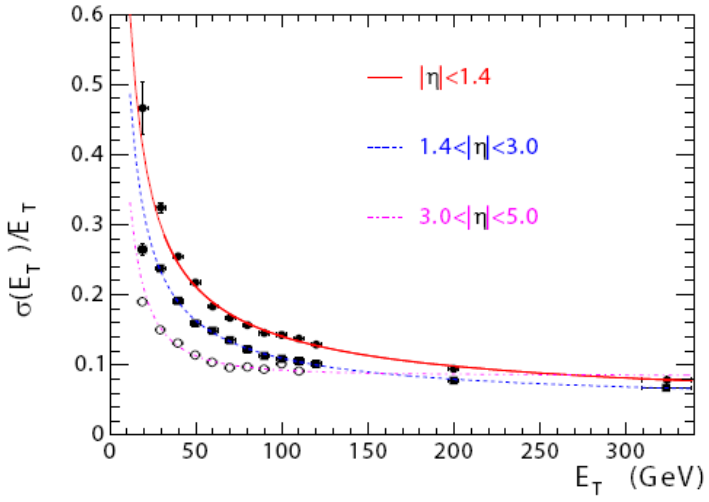


Figura 2.18: Risoluzione in energia trasversa dei *jet* in funzione di E_T del *jet*, nel *barrel* ($|\eta| < 1.4$), nell'*endcap* ($1.4 < |\eta| < 3.0$) e per i *jet* in avanti ($3.0 < |\eta| < 5.0$).

2.2.5 Il sistema muonico

La rivelazione dei muoni risulta centrale nell'esperimento CMS per riconoscere la segnatura di processi fisici importanti a LHC. Il sistema muonico ha come obiettivo l'identificazione dei muoni, la misura del momento e della carica dei muoni e il *trigger*. La buona risoluzione in impulso dei muoni e la capacità di *trigger* sono permessi dall'alto campo magnetico solenoidale e dal flusso di ritorno nel giogo di ferro (quest'ultimo serve anche come assorbitore di adroni per identificare i μ). In figura 2.19 è mostrato l'andamento dello spessore attraversato dai muoni in funzione della pseudorapidità. [30]

CMS utilizza 3 tipi di rivelatori a gas per identificare i muoni, ha una forma cilindrica lungo il *barrel*, dettata dalla struttura del solenoide, e due regioni planari nell'*endcap*, e ricopre un'area di 25000 m^2 con i suoi rivelatori.
Nel *barrel*, per $|\eta| < 1.2$, sono usate celle rettangolari con tubi a velocità di deriva, chiamate *drift tube chambers* (DT), a causa del basso flusso di muoni e neutroni di fondo e del campo magnetico uniforme. Sono organizzate in 4 stazioni, intervallate da strati di ferro che costituiscono il giogo del flusso di ritorno del campo

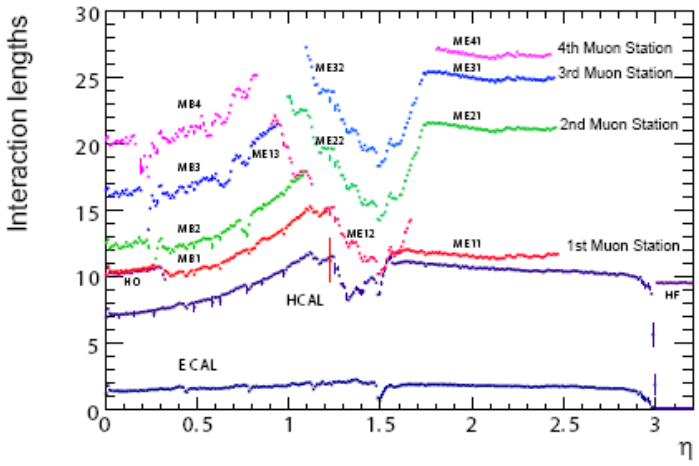


Figura 2.19: Spessore del materiale in lunghezze di interazione a varie profondità, in funzione di η.

magnetico. Le prime 3 stazioni contengono 8 camere, in 2 gruppi di 4, che misurano la coordinata del muone nel piano $r - \phi$, ben separate per fornire una migliore risoluzione angolare, e 4 camere che misurano la coordinata z (ad eccezione della quarta). Tutte le celle sono sfasate di metà rispetto a quella vicina per evitare punti morti nell'efficienza.
Nei due *endcap*, per l'elevato flusso di particelle e per la non uniformità del campo magnetico, vengono utilizzati rivelatori a strisce catodiche, chiamate *cathode strip chamber* (CSC). Ricoprono una regione $0.9 < |\eta| < 2.4$ e presentano una segmentazione fine, una buona resistenza alla radiazione e una veloce risposta temporale. Ci sono 4 stazioni di CSC in ogni *endcap*, perpendicolari al fascio e intervallate da strati di ferro per il flusso di ritorno, che forniscono una misura precisa nel piano $r - \phi$.
Una caratteristica importante dei DT e CSC è che possono funzionare da *trigger* per il p_T dei muoni con buona efficienza e alta reiezione del fondo, in modo indipendente dal resto del rivelatore.
A causa dell'incertezza nel flusso di particelle di fondo e nella capacità di misurare il tempo di *beam crossing* quando LHC raggiunge elevate luminosità, sono state installate camere a piastre resistive, *resistive plate chamber* (RPC), sia nel *barrel* sia nell'*endcap*. Gli RPC ricoprono una regione $|\eta| < 1.6$ e forniscono un *trigger* veloce e indipendente, operando nella regione di moltiplicazione a valanga per mantenere buone prestazioni ad elevati flussi di particelle. Hanno una buona risoluzione temporale, ma una peggiore risoluzione spaziale rispetto agli altri due rivelatori. Nel *barrel* sono presenti sei strati di RPC, 2 in ognuna delle

prime due stazioni, e una nelle ultime due. Negli *endcap* c'è un piano in ciascuna delle 3 stazioni, affiché il *trigger* utilizzi la coincidenza delle stazioni per ridurre il fondo e migliorare la risoluzione temporale e in impulso trasverso.
In figura 2.20 è riportato uno spaccato del sistema muonico.

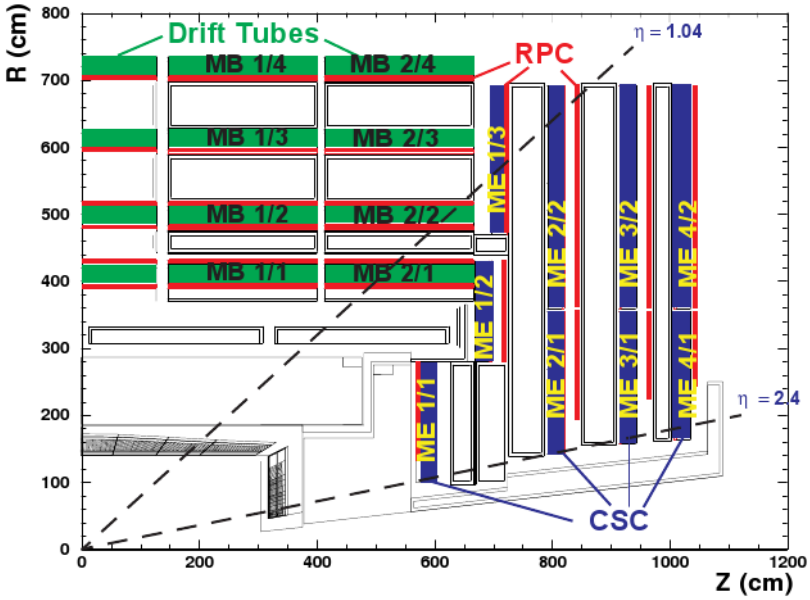


Figura 2.20: Disposizione del sistema muonico lungo rz.

Le *Drift Tube*

La regione del *barrel* è costituita da 250 camere con tubi a deriva, organizzate come già detto, in quattro stazioni, dette MB1, MB2, MB3 e MB4. Il cilindro è tagliato trasversalmente in modo da formare cinque ruote dette YB-2,...,YB+2, dove YB-2 è la ruota a più basso z. Le singole stazioni si trovano a 4.0, 4.9, 5.9 e 7.0 m dall'asse del fascio e sono divise in 12 spicchi. Ci sono 12 camere di rivelazione dei muoni in ogni cilindro, tranne nel quarto che ne ha 14, essendo i due rivelatori in alto e in basso divisi in due (fig 2.21). Ogni camera nelle tre stazioni più interne è composta di 12 strati di DT divisi in tre gruppi di 4 strati rettangolari consecutivi detti *SuperLayer* (SL). I due gruppi più estremi servono per la misura dell'angolo ϕ (fili disposti parallelamente al fascio e separati di 23 cm per ottimizzare la risoluzione angolare), mentre il gruppo centrale per la misura di z (fili perpendicolari al fascio). La dimensione trasversa di una singola cella è di 21 mm, corrispondente ad un tempo di deriva di 380 ns. Il gas contenuto in una cella è una miscela di argon (85%) e anidride carbonica (15%). Infine la risoluzione spaziale per singolo tubo è di 250 μm, quella globale in $r-\phi$ 100 μm.

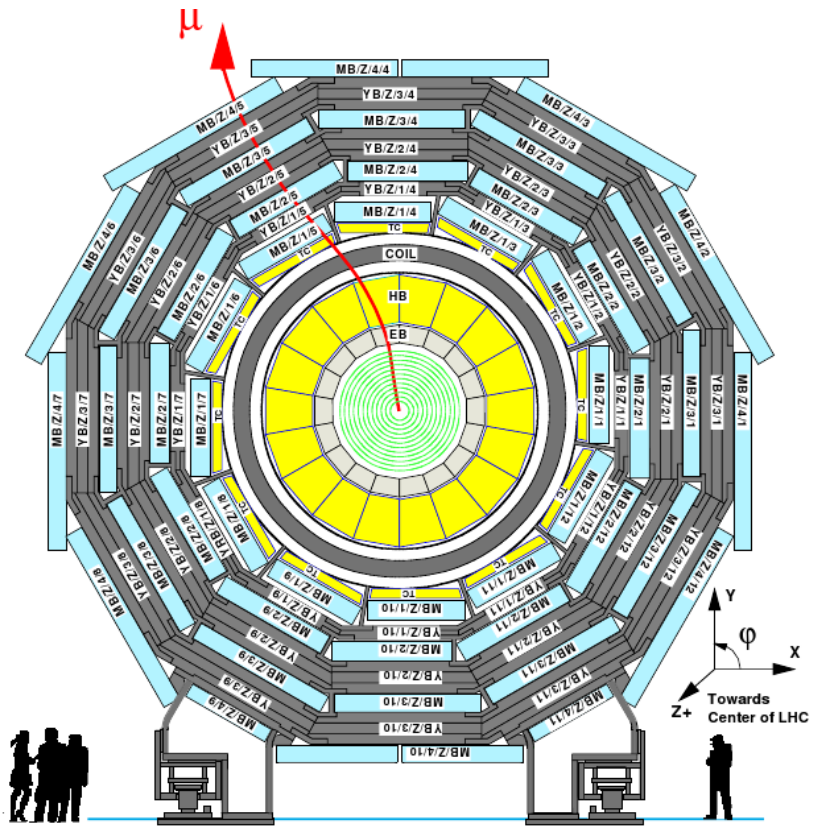


Figura 2.21: Disposizione delle camere a deriva nel *barrel*.

Le *Cathode Strip Chamber*

In entrambi gli *endcap* le CSC sono disposte su quattro stazioni montate su dischi perpendicolari al fascio, dette ME1, ME2, ME3 e ME4, per un totale di 468 CSC. Ogni disco è diviso in due anelli concentrici tranne il primo diviso in tre. Ogni anello ha 36 camere per muoni, tranne per ME2/1, ME3/1 e ME4/1, che ne hanno 18. Tutte le camere (tranne la ME1/3) sono sistemate in modo tale da sovrapporsi lungo ϕ, evitando zone morte e inefficienti.
Le CSC sono camere a multifilo, di forma trapezoidale , con sei strati di rivelatori a gas (sei piani anodici intervallati da sette piani catodici). I piani forniscono una misura della coordinata ϕ, mentre i fili misurano la coordinata r. La misura precisa dell'angolo azimutale è data calcolando il baricentro delle cariche indotte sulle strisce al passaggio di un muone. Le camere sono grandi fino a 3.4×1.5 m^2, il volume totale del gas è maggiore di 50 m^3 e il numero di fili è circa 2 milioni. La risoluzione spaziale per ogni camera è 200 μm (100 per ME1/1), quella angolare è $\Delta\phi \approx 10$ mrad. In figura 2.22a è riportato l'esempio della struttura di una CSC, in 2.22b il principio di funzionamento di una CSC e la rivelazione di un muone.

Le *Resistive Plate Chamber*

Le RPC sono rivelatori con due piastre parallele di bachelite, ad alta resistività ricoperti da uno strato di grafite per formare gli elettrodi: un anodo carico positivamente e un catodo negativo. I due sono separati da un volume di gas, che è una miscela fatta dal 96.2 % di $C_2H_2F_4$, 3.5% di C_4H_{10} e 0.3% si SF_6. Tipicamente le RPC sono posizionate *back-to-back* così da formare una doppia *gap* (fig. 2.23). Le RPC operano in regime di valanga e il segnale indotto è la somma dei due segnali nei singoli *gap*, grazie alla presenza dell'elettronica di lettura nel mezzo. Le RPC hanno un'ottima risoluzione temporale ed è un ottimo *trigger* anche in presenza di un elevato numero di particelle. Nel *barrel* sono posizionati sei strati di RPC, per un totale di 480 camere. Due strati sono posizionati sia nella prima sia nella seconda stazione, montate lasciando al centro le camere dei *drift tube*. Mentre gli ultimi due strati appartengono alle due ultime stazioni e sono situati subito prima dei DT. Negli *endcap* le RPC formano tre stazioni, poste su tre anelli concentrici.

Prestazioni del sistema muonico

L'obiettivo principale del sistema muonico è quello di fornire una buona misura dell'impulso a partire dal punto di interazione, grazie al potere curvante del campo magnetico. La risoluzione in impulso dipende da questo tipo di misura e dallo scattering multiplo coulombiano che avviene nel materiale prima delle stazioni muoniche.
In figura 2.24 si osserva l'andamento della risoluzione in impulso dei muoni in

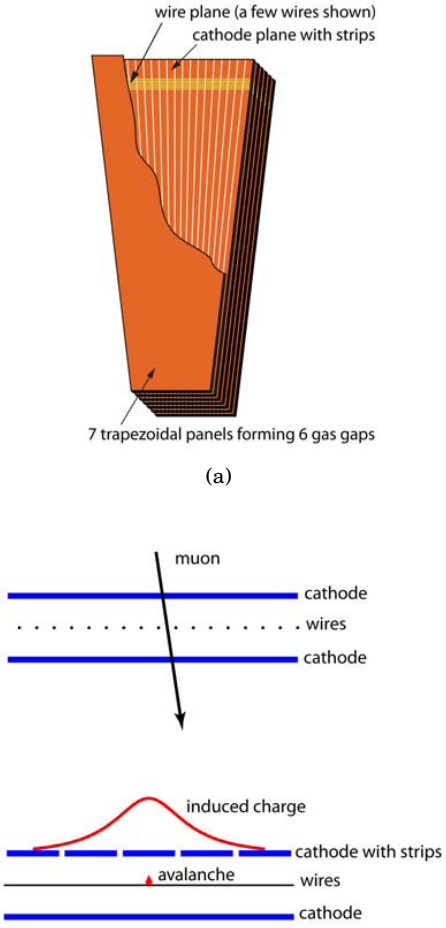


Figura 2.22: (a) Schema di una CSC. (b) Funzionamento di una CSC.

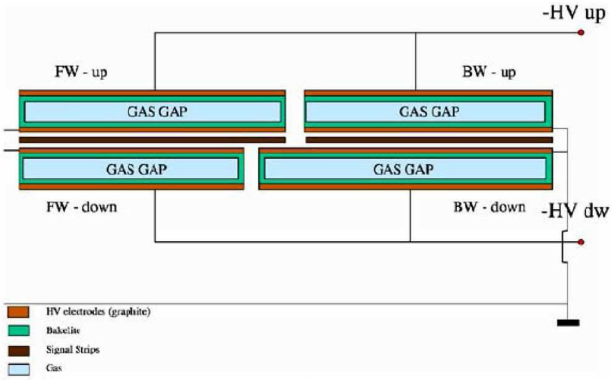


Figura 2.23: Esempio di una RPC in CMS [31] .

funzione dell'impulso stesso e per diversi valori di η. Per i muoni ricostruiti solo dalle camere a muoni (*standalone muon*, in fig. 2.24 ci si riferisce alla parte *"muon system only"*) si osserva che la dipendenza dallo scattering multiplo si riduce all'aumentare dell'impulso trasverso: fino a $p_T \approx 200$ GeV è predominante, oltre, domina la risoluzione delle stazioni muoniche stesse. Per bassi impulsi si considera soltanto il contributo dell'*inner tracker* (*"inner tracker only"* in fig. 2.24), che è migliore di quasi un ordine di grandezza. Considerando entrambe le misure (*"full system"* in fig. 2.24) la risoluzione migliora notevolmente. In

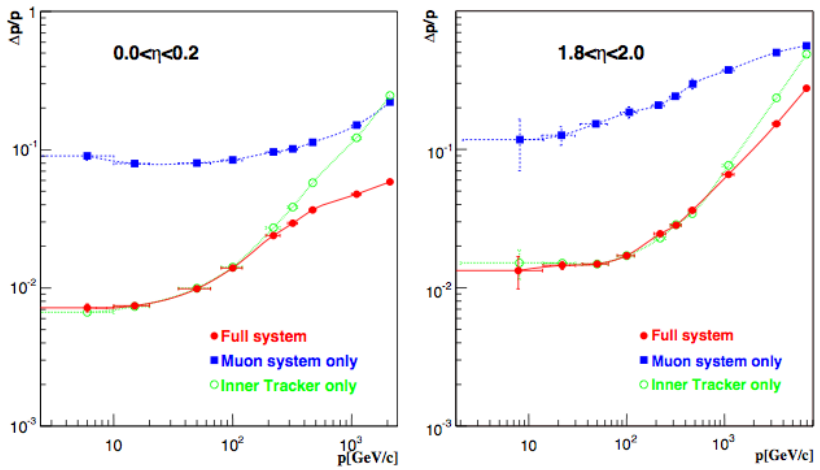


Figura 2.24: Risoluzione in impulso del muone al variare dell'impulso nel *barrel* (sinistra) e nell'*endcap* (destra).

figura 2.25 è riportata la risoluzione in impulso trasverso di muoni, consideran-

do il decadimento della J/ψ da MC e dati, raccolti nei primi mesi del 2010 del run a $\sqrt{s}$ = 7 TeV. Si nota un ottimo accordo dati e MC che conferma il corretto funzionamento del sistema a muoni e delle simulazioni MC.

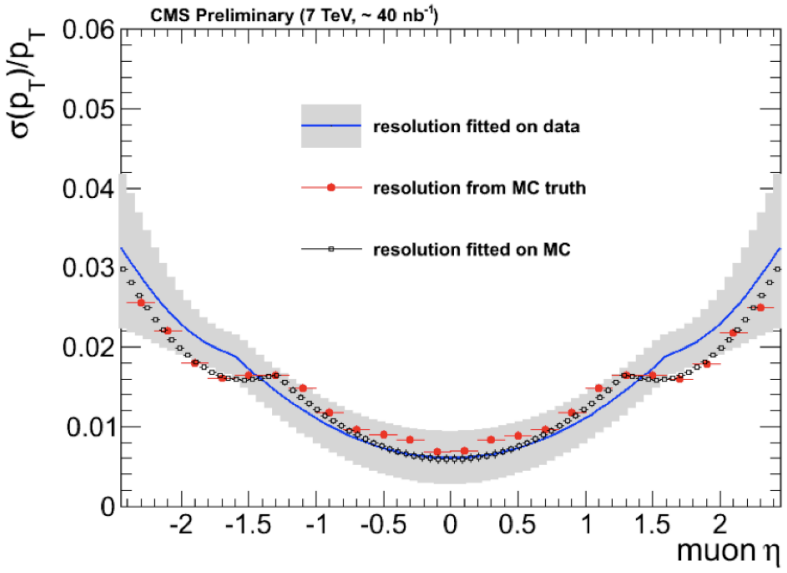


Figura 2.25: Risoluzione in impulso del muone al variare di η per MC e dati raccolti nel run 2010 a $\sqrt{s}$ = 7 TeV. [32]

2.2.6 Il trigger

Il sistema di *trigger* [33] ha il compito di dover selezionare i processi fisici considerati interessanti durante la presa dati, non essendoci alcun supporto elettronico capace di memorizzare 10^9 eventi al secondo. Questo comporta la riduzione del *rate* degli eventi prodotti a LHC a soli 100 Hz, che è la frequenza standard di scrittura su disco. Questa selezione deve avvenire in 25 ns ed è divisa in due fasi: la prima è svolta da un sistema *hardware*, il *Level-1 trigger*, che riduce gli eventi fino a 100 KHz, la seconda fase dall'*High Level Trigger* (HLT), una *processor farm* che riduce ulteriormente gli eventi servendosi di algoritmi dedicati.

Level-1 trigger Poiché 25 ns è un tempo troppo piccolo per leggere tutte le informazioni prodotte dai sottorivelatori e per permettere all'elettronica di prendere una decisione, il *Level-1 trigger* immagazzina in 3.2 μs i dati in *buffer* nell'elettronica di *front-end* dei sottorivelatori. Se il *trigger* di livello 1 risulta positivo, questi dati vengono trasferiti al processamento successivo. Il *trigger* L1

ha componenti locali, regionali e globali (fig. 2.26) e comprende l'L1-*Trigger* del calorimetro, quello dei muoni e quello globale (*Global trigger*).

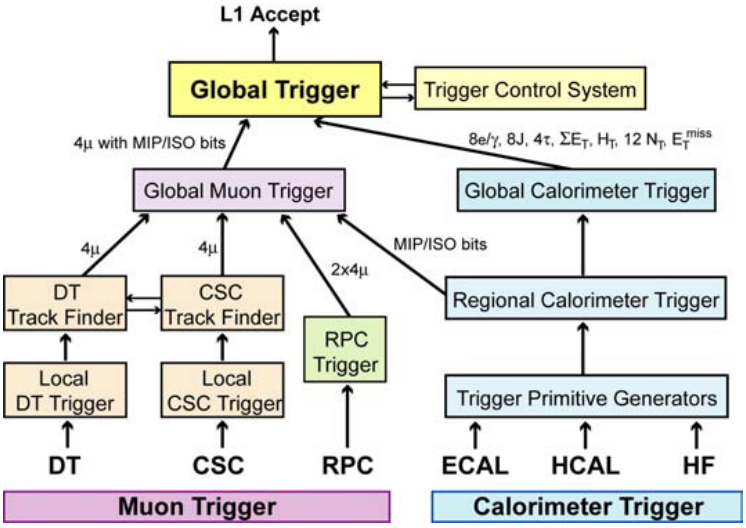


Figura 2.26: Schema del *Level-1 trigger*.

All'inizio è composto dai *Trigger Primitive Generators* (TPG), che raccolgono i dati solo dai depositi di energia delle torri di *trigger* dei calorimetri, e dai segmenti di traccia e dagli *hit* delle camere a muoni. Il *trigger* dei muoni è legato ai *trigger* dei tre sottorivelatori del sistema, ovvero DT, CSC e RPC, i quali raccolgono le informazioni relative alle tracce dei muoni che hanno superato una certa soglia in p_T e le trasferiscono al *Global Muon Trigger* (GMT), il quale confronta le tracce e le accetta (o rifiuta) in base, ad esempio, al numero di *hit* associati alla traccia. Le 4 tracce con p_T maggiore vengono poi inviate al *Global trigger*. Il *trigger* del calorimetro legge i depositi di energia in ECAL e HCAL, che superano una certa soglia, ad esempio in E_T, ma limitati a certi valori di granularità.
Questi costituiscono i *trigger* regionali che combinano le informazioni disponibili e discriminate e le trasferiscono al *Global trigger*, che è l'ultimo passo prima di arrivare all'HLT. A questo punto non si ottiene ancora una visione globale dell'evento, infatti tutto avviene a livello *hardware*, utilizzando algoritmi per ridurre il numero di eventi, integrati nel sistema.
Prima di raggiungere l'HLT i dati passano attraverso una rete che sostiene un flusso di 1 Tb/s, in cui vengono assemblati generando un evento globale.

HLT HLT ha l'obiettivo di ridurre a 100 eventi al secondo gli eventi provenienti dal *Level-1 trigger* a livello di *software*. Le informazioni vengono memorizzate in un *buffer* perché sono necessari 40 ms per analizzare un evento. HLT si basa su una struttura a livelli virtuali, ovvero utilizza le informazioni provenienti

dai rivelatori inserendo ulteriori filtri che restringono sempre di più il numero di eventi interessanti. HLT utilizza tutti i dati di CMS e anche gli algoritmi utilizzati nell'analisi *off-line*, anche se non è necessaria la stessa precisione, ma una velocità maggiore. I primi rivelatori utilizzati sono, come nel livello 1, i calorimetri e il sistema dei muoni. In seguito prende l'informazione del *tracker* e per ultimo da tutto CMS.
HLT è completamente configurato in un *trigger path*, ossia un insieme di condizioni ciascuna implementata in un modulo. Se l'evento soddisfa le richieste del modulo, una variabile booleana, *trigger bit*, viene impostata a 1, o altrimenti a 0. Per accettare l'evento è necessario che questo superi l'AND logico dei vari livelli virtuali, ne basta solo uno non soddisfatto e l'evento viene scartato. Una volta accettato, l'evento viene memorizzato e per non saturare la memoria a volte alcuni *trigger* possono essere prescalati di un fattore. Se tale fattore è 0.5 ad esempio, allora su 10 eventi ne verranno memorizzati solo 5.
Infine un aspetto importante nell'HLT è la *"Partial Reconstruction"*: la ricostruzione delle tracce nel tracciatore e nelle camere a muoni o nei *cluster* dei calorimetri avviene solo in regioni limitate del rivelatore, come accade per il livello 1. Questo garantisce uno spreco minore di CPU, ma può portare alla perdita di eventi interessanti non individuati.

2.2.7 Il sistema di *computing* in CMS

Gli eventi che hanno superato le richieste dell'HLT, devono essere memorizzati e rielaborati in modo tale da poter essere utilizzati dagli utenti con facilità. I dati reali e simulati vengono memorizzati in una infrastruttura chiamata *World LHC Computing Grid*. Il delicato compito di gestire la memorizzazione, il trasferimento e l'elaborazione è affidato a tale sistema di *computing*, che è costituito da vari centri di calcolo distribuiti in tutto il mondo e connessi tramite reti ad alta velocità (fig. 2.27) [34] . I dati provenienti dall'HLT e dall'acquisione *on-line* di CMS (RAW), vengono memorizzati nel *Tier-0* (T0), presente al CERN, il quale non fornisce materiale utile per l'analisi, ma organizza il materiale raccolto in gruppi diversi, chiamati *Primary Dataset*, in base al *trigger path* con cui sono stati acquisiti. Inoltre il T0 si occupa di trasformare i RAW in un formato dati utile per l'analisi, i RECO e gli AOD (*Analysis Object Data*), i quali vengono trasferiti nei sette centri di calcolo *Tier-1* (T1), sparsi per il pianeta (fig 2.28). I T1, oltre a memorizzare i dati inviati dal T0, hanno il compito di ricostruire, calibrare e scremare i RAW DATA. Inoltre conserva i vari MC prodotti nei *Tier-2* (T2) e li ridistribuiscono ai vari nodi. Infine i T2 costituiscono i centri di calcolo al quale tutti gli utenti possono accedere per fare le loro analisi. Sono 160 centri di calcolo, situati nelle varie università e adibiti alla produzione dei campioni MC ed all'analisi. Gli utenti inoltre possono elaborare i dati (reali e simulati), sotto-

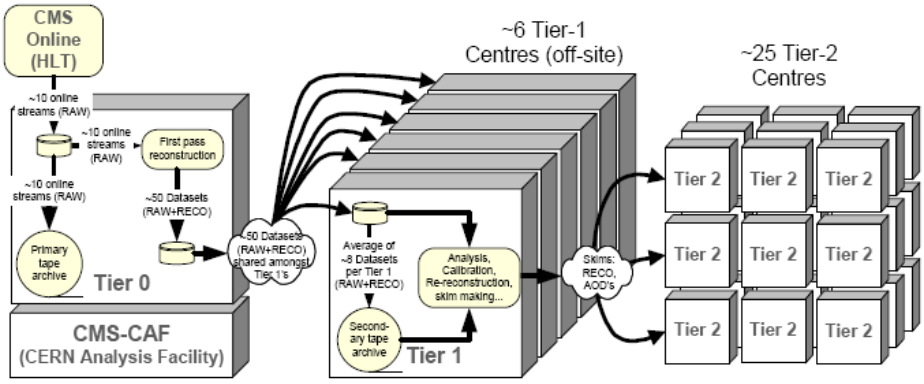


Figura 2.27: Schema dei dati prodotti in CMS e trasferimento ai vari centri di calcolo.

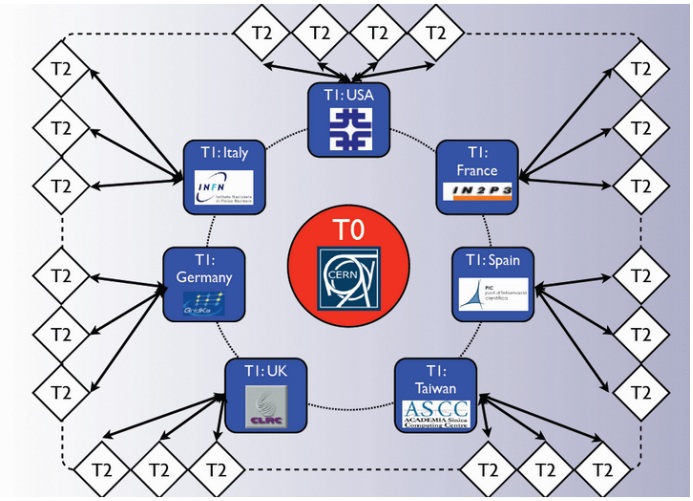


Figura 2.28: Esempio della schematizzazione dei vari *Tier*.

mettendo le loro analisi alla Grid, che a sua volta li distribuisce per farli girare su vari centri di calcolo.

Alla base di tutto in CMS c'è il concetto di *evento*, il quale si riferisce sia a segnali prodotti dalle collisioni protone-protone e rivelati in CMS, sia a quelli simulati con opportune tecniche Monte Carlo.
Per i dati CMS ha stabilito tre tipi di formati: RAW, RECO e AOD. Il formato RAW si riferisce ai dati che contengono le informazioni raccolte dal detector e che hanno superato le richieste di *trigger*. I dati di tipo RAW occupano circa 1.5 MB/evento. Il formato RECO invece si riferisce ai dati ricostruiti ai quali sono stati applicati algoritmi di ricostruzione, identificazione e correzione, in modo tale da promuoverli ad oggetti fisici a livello più alto. Essi occupano 0.5 MB/evento. Infine il formato AOD è ottenuto dai RECO utilizzando processi di filtraggio, così da ottenere oggetti compatti e facilmente accessibili. Essi occupano 100 KB/evento. CMS mette a disposizione un altro formato di dati, chiamato PAT (*Physics Analysis Toolkit*), in cui l'utente ha la possibilità di decidere cosa memorizzare dell'AOD o del RECO nella propria PAT.
Per le simulazioni MC al posto dei RAW si usano i dati generati, detti GEN-SIM-DIGI. Questi occupano 2 MB/evento a causa dei processi di simulazione. GEN sta per *generation*, ovvero per generazione degli eventi fisici, utilizzando processi di simulazione complessi, come PYTHIA [35] , POWHEG [36] e MADGRAPH [37] . SIM sta per *Simulation*, ovvero vengono simulati i processi fisici che avvengono al passaggio delle particelle attraverso tutti i rivelatori di CMS e le loro risposte. Il software è basato su *Geant-4* [1] [38] . Infine DIGI sta per *Digitization*, ovvero simulazione della risposta dell'elettronica.
Gli eventi vengono memorizzati in *root file*, un formato leggibile dal *framework* di analisi dati chiamato ROOT [39]; questo vale sia per i dati reali che per le simulazioni MC.
L'ambiente in cui i dati vengono analizzati è CMSSW, un insieme di software che girano su *Scientific Linux*. La struttura del software rispecchia quella modulare degli eventi; vi è un singolo eseguibile che si occupa di leggere i file di configurazione e caricare i moduli richiesti dall'utente nell'ambito di una determinata analisi. Il modulo è scritto in C++ e viene gestito da file esterni scritti in *python*, detti file di configurazione, in cui sono definiti i dati da analizzare, la sequenza dei moduli da utilizzare e i parametri ad essi necessari e il formato dell'output [40] . Nel corso della nostra analisi verrà utilizzato un codice in C++, che è indipendente da CMSSW, i cui dettagli sono riportati nella sezione 4.5 .

[1] I generatori MC qui nominati verranno descritti nel capitolo successivo.

Capitolo 3

Simulazione e ricostruzione degli eventi in CMS

Nella sezione 2.2.7 è stato descritto il formato degli eventi raccolti e di quelli simulati da tecniche Monte Carlo, utili per l'analisi in CMS. In questo capitolo verrà fatta dapprima una descrizione dei generatori MC utilizzati in CMS e in seguito degli algoritmi di ricostruzione e identificazione degli oggetti di alto livello, a cui l'utente può accedere per realizzare l'analisi *off-line*, indipendentemente dall'origine dei dati in input.

3.1 Simulazione degli eventi

In esperimenti complessi come CMS le simulazioni Monte Carlo rivestono un ruolo essenziale nell'analisi dati, in quanto forniscono una simulazione dettagliata della risposta del rivelatore permettendo il confronto coi modelli teorici sotto esame.
La simulazione completa degli eventi avviene in tre fasi:

1. generazione di un evento fisico prodotto dalle collisioni pp;

2. simulazione del *parton showering* e del processo di adronizzazione;

3. simulazione della geometria e del materiale del rivelatore e la sua risposta al passaggio delle particelle interagenti.

Il generatore di eventi più diffuso e utilizzato per tale lavoro di tesi è *Pythia 6* [35] , adatto per descrivere le collisioni tra protoni, che producono stati finali con elevata molteplicità adronica, il *parton showering*, la radiazione gluonica e l'adronizzazione di partoni con carica di colore.

Pythia simula un tipico evento della fisica delle alte energie, generando i diversi aspetti fisici. Tali aspetti possono essere riassunti nell'elenco seguente, che descrive, a grandi linee, un evento in ordine temporale [41] :

- Inizialmente i due fasci di particelle vengono fatti collidere; ogni particella è caratterizzata da una sottostruttura partonica, in termini di *flavour* e energia, e date le elevate energie in gioco saranno i partoni stessi a collidere.
- Lo sciame partonico iniziale nasce da un susseguirsi di processi del tipo $q \to qg$, provenienti da un partone per ogni fascio.
- Un partone proveniente da ognuno dei due sciami entra nell'*hard process*, in cui vengono di solito prodotti due partoni. La natura di questo processo determina le caratteristiche principali dell'evento.
- L'*hard process* può produrre delle risonanze a vita media breve, il cui decadimento in partoni deve essere considerato parte dell'*hard process* stesso.
- I partoni risultanti dall'*hard process* producono sciami nello stato finale.
- In aggiunta all'*hard process* vanno considerate le interazioni tra gli altri partoni provenienti dai due adroni.
- Il confinamento imposto dalla QCD ci assicura che i quark e gluoni, provenienti dall'*hard process* non sono osservabili, ma frammentano in adroni con carica di colore neutra. Inoltre sono possibili anche riarrangiamenti tra i vari singoletti di colore.
- Infine molti degli adroni prodotti sono instabili e decadono.

Le diverse fasi sopra descritte vengono realizzate da appositi software, detti *Matrix Element Calculator*, i quali simulano i processi di frammentazione e adronizzazione a diversi livelli di approssimazione, Leading Order (LO) o Next to Leading Order (NLO). I ME utilizzati in questa analisi sono *Powheg* [36] e *Madgraph* [37]. Il primo si occupa di simulare processi di *parton-shower* all'ordine NLO, invece *Madgraph* simula processi del MS e oltre ed è capace di generare eventi corrispondenti a diversi processi, come segnale e fondo, nello stesso *run*, così come anche eventi *multi-jet*, ottenuti dalla combinazione degli eventi a livello partonico.
È importante notare che i τ sono considerati particelle stabili per Pythia, infatti il loro decadimento è simulato da un altro pacchetto chiamato TAUOLA [42] .
Il passo successivo è il passaggio delle particelle all'interno del rivelatore. Il software usato (come già detto in 2.2.7) è GEANT4 [38] , che simula il passaggio delle particelle all'interno del materiale e la loro perdita di energia, considerando la geometria del rivelatore. GEANT4 riceve come input dal generatore la posizione, il quadrimomento e le identità di tutte le particelle simulate nelle collisioni,

che hanno una vita media abbastanza lunga da poter uscire dalla *beam pipe* e interagire con il rivelatore.
In seguito viene considerata anche la risposta dell'elettronica e la conversione in segnale digitale. In questa fase vengono iniettati eventi di *minimum-bias* per tener conto degli effetti del *pile-up*, presenti nella realtà.
Infine vengono applicati gli algoritmi di ricostruzione, che verranno descritti nella sezione successiva, così da realizzare collezioni di muoni, elettroni, vertici, fotoni e *jet*, utilizzabili per l'analisi *off-line*.

3.2 Ricostruzione

Gli algoritmi di ricostruzione raccolgono le informazioni dei differenti sottorivelatori per poter realizzare oggetti di alto livello. Dapprima è necessario creare collezioni di oggetti per ogni parte del rivelatore, che contengono informazioni sull'energia misurata, la posizione tridimensionale in CMS e la carica raccolta, dette *RecHits*, che fanno da input per questi algoritmi.

3.2.1 Ricostruzione delle tracce

La ricostruzione di una traccia carica avviene utilizzando gli *hit* raccolti nel *tracker* tramite cinque parametri: la distanza minima della traccia nel piano (x,y) dall'asse dei fasci (d_0), la corrispondente distanza lungo l'asse z (z_0), gli angoli ϕ e θ, per determinare la direzione dell'impulso, e l'impulso trasverso p_T.
La ricostruzione delle tracce avviene nelle seguenti fasi [22] :

1. Ricostruzione degli *hit*. Si tratta dell'individuazione dei punti di impatto della particella, *hit*, nel rivelatore a *pixel* e a *strip*. La ricostruzione parte dal *cluster*, ovvero dall'insieme di più *strip* accese al passaggio di una stessa particella. Per il rivelatore a *pixel* si considerano parte del *cluster*, solo i *pixel* con rapporto segnale rumore pari a $S/N > 6$ e vengono aggiunti i pixel con $S/N > 5$. Nel rivelatore a microstrisce si considerano come candidati quelli con $S/N > 3$ e vengono incluse altre *strip* per le quali si verifica $S/N > 2$.

2. Generazione dei *seed*. I *cluster* creati vengono raggruppati in *seed*, dal quale viene ricavato un candidato per la traccia. Poiché sono necessari cinque parametri per costruire una traccia, si considerano almeno tre *hit* oppure due *hit* più un vertice già ricostruito.

3. *Patter Recognition*. La ricostruzione di una traccia avviene tramite un algoritmo iterativo, chiamato algoritmo di Kalman [43] [44], che parte dalle informazioni contenute in un *seed*. Tali informazioni vengono arricchite

cercando *hit* nei sottorivelatori più esterni, aumentando così la precisione con cui i parametri vengono misurati. La traiettoria si sviluppa secondo l'equazione del moto di una particella in un campo magnetico, considerando lo *scattering* multiplo coulombiano e la perdita di energia nel passaggio attraverso la materia, e per costruirla si considerano anche le informazioni degli strati più esterni del tracciatore. È possibile che ci siano più *hit* per ogni *layer* del tracciatore e quindi viene generata una possibile traccia per ogni singolo hit (in realtà si sceglie che siano al più cinque). Si procede così iterativamente cercando di associare in ogni *layer* un *hit* ad una traccia, calcolando per ciascuna traccia il χ^2 normalizzato. Se non viene trovato alcun *hit* compatibile, tale *hit* viene saltato e aggiunto alla lista degli "invalid hit", altrimenti viene considerato "valid". Nel caso in cui vengono trovati più di un "invalid hit" la traccia viene scartata.

4. Risoluzione ambiguità. Può accadere che più tracce condividano lo stesso *hit* e quindi per evitare doppi conteggi delle tracce si considera la quantità

$$f_{shared} = \frac{N_{shared}^{hits}}{min(N_1^{hits}, N_2^{hits})}, \tag{3.1}$$

dove N_{shared}^{hits} è il numero di *hit* condivisi, N_1^{hits} e N_2^{hits} sono il numero di *hit* relativi alla prima e alla seconda traccia rispettivamente. Se f_{shared} supera 0.5 allora viene scartata la traccia con il minor numero di *hit*, mentre a parità di *hit* viene scartata quella con più alto χ^2. Questa procedura viene ripetuta prima per tutte le tracce provenienti dallo stesso *seed*.

5. Fit delle tracce. Una volta completata la risoluzione delle ambiguità, sulla traccia viene effettuato un fit partendo dai *layer* più interni. Successivamente un nuovo filtro, che procede dall'esterno verso l'interno viene inizializzato con le informazioni del primo, in modo da produrre la stima finale dei parametri della traccia.

3.2.2 Ricostruzione dei vertici

La ricostruzione di un vertice primario (PV) è di fondamentale importanza per ricostruire il punto reale dove i protoni collidono, che solitamente non coincide con il punto di interazione nominale (IP). A partire dalla presa dati del 2010 non è possibile trascurare la presenza di molte tracce dovute al *pile-up*, quindi l'algoritmo di ricostruzione dei vertici deve trovare il numero di vertici e assegnare le tracce alle differenti collisioni.
La ricostruzione del PV *off-line* avviene in due step separati: nel primo le tracce selezionate sono raggruppate in *cluster* considerando la coordinata z del punto di minima distanza rispetto all'asse del fascio. In particolare per i dati raccolti dal

2010 in poi, le tracce vengono considerate parte dello stesso cluster se presentano una distanza in z minore di 2 mm. Nel secondo step viene realizzato un *fit* tridimensionale del vertice usando tutte le informazioni delle tracce ricostruite in ogni *cluster*. I vertici vengono successivamente ordinati in modo decrescente in base alla somma dei quadrati degli impulsi trasversi delle tracce associate. L'algoritmo che si occupa di questa procedura in CMS è l'*Adaptive Vertex Fitter* [45] .
Per risolvere il problema dell'ambiguità di assegnazione traccia-vertice, si utilizza l'algoritmo *Deterministic Annealing*: considerando il punto di minima distanza della traccia rispetto all'asse del fascio z_i con incertezza σ_i e la posizione z_k di un numero sconosciuto di vertici, l'algoritmo lavora iterativamente sulla variabile

$$< \chi^2 >= \sum_{i,k} p_{ik} \frac{(z_i - z_k)^2}{\sigma_i^2} \tag{3.2}$$

procedendo all'assegnazione traccia-vertice, in modo tale da minimizzare il $< \chi^2 >$. p_{ik} rappresenta la probabilità che la traccia i-esima corrisponda al vertice k-esimo. L'approccio probabilistico risulta corretto in quanto non è possibile risolvere del tutto l'ambiguità di assegnazione, perchè la distanza tra due vertici è confrontabile con la risoluzione sulla misura della traccia.

A LHC risulta importante ricostruire correttamente i vertici secondari, determinanti per la ricostruzione dei *jet* e per il *b-tagging*. Gli algoritmi utilizzati sono il *Trimmed Kalman Vertex Finder* e il *Tertiary Vertex Track Finder*, in cui si considera come parametro discriminante la distanza tra vertice candidato e l'asse del fascio oppure tra vertice candidato e vertice primario già ricostruito [46] .

3.2.3 *Particle Flow*

L'algoritmo di *Particle Flow* è un sistema di ricostruzione e identificazione di tutte le particelle stabili nell'evento (muoni, elettroni, fotoni, adroni carichi e neutri), utilizzando le informazioni provenienti dai vari sottorivelatori. Inoltre il *Particle Flow* ricostruisce oggetti più complessi, come i *jet*, l'energia trasversa mancante nell'evento (MET) e i leptoni τ, quantifica l'isolamento dei leptoni carichi, e migliora l'algoritmo del *b-tagging*. I risultati dell'algoritmo di *Particle Flow* sono eccellenti come mostrato in [47] .
Per ricostruire le tracce si cerca di garantire un'alta efficienza di tracciamento mantenendo bassa la probabilità che un dato oggetto venga identificato in modo sbagliato. Il *Particle Flow* ricostruisce dapprima le particelle cariche, legando le tracce ai *cluster* del calorimetro formando un "blocco" che verrà poi interpretato in termini di particella.
La ricostruzione delle tracce parte richiedendo un *seed* individuato da tre *hit* nel

tracciatore a *pixel*, un numero minimo di *hit* nel rivelatore a *strip* e una richiesta sul vertice. I *seed* utilizzati vengono eliminati e si usano i rimanenti per ricostruire le altre tracce, imponendo una selezione meno stringente.
Dopo la ricostruzione delle tracce si passa alla ricostruzione dei *cluster* nei calorimetri ECAL e HCAL, richiedendo che l'energia del deposito superi una certa soglia. Se le torri calorimetriche adiacenti superano anch'esse tale soglia in energia, allora vengono accorpate al *cluster*, generando il *particle-flow cluster*. Mediante una procedura di *linking* le tracce e i *cluster* vengono accoppiati in modo tale da formare i cosiddetti "blocchi", in base alla loro compatibilità spaziale ed energetica; questi verranno poi confrontati con le segnature attese per le diverse particelle.
I primi oggetti ricostruiti sono i muoni, associando le tracce e i *cluster* agli *hit* nelle camere a muoni; se viene individuata compatibilità, allora si elimina tale "blocco" dalla lista degli oggetti non associati identificandolo come muone. Allo stesso modo si procede con gli elettroni, confrontando il blocco con le sue caratteristiche topologiche.
Si passa quindi all'individuazione degli adroni carichi: individuato il *cluster* di HCAL associato ad una traccia, si verifica la compatibilità tra l'impulso della traccia e l'energia del deposito calorimetrico. Se sono paragonabili allora si etichetta tale particella come adrone carico, la cui energia sarà data dalla media pesata dei due contributi; altrimenti se si riscontra una notevole differenza verrà identificato come adrone neutro. Quando si trova una traccia associata ai depositi energetici in ECAL e in HCAL, si ripete la stessa procedura e se si osserva compatibilità tra l'impulso e l'energia dei rispettivi elementi, allora si crea un adrone carico, altrimenti un adrone neutro o un fotone. Infine rimangono solo *cluster* in ECAL e HCAL non associati ad una traccia nè tra loro, che verranno attribuiti a fotoni e adroni neutri rispettivamente.

3.2.4 Ricostruzione dell'Energia Trasversa Mancante (MET)

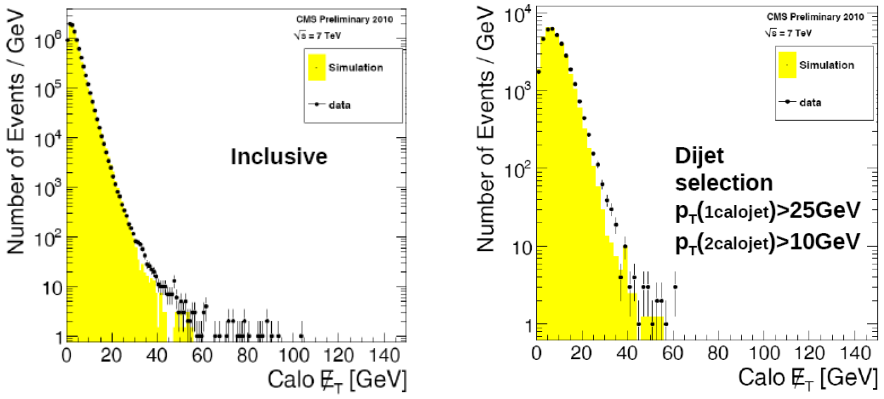
I calorimetri in CMS sono stati costruiti con l'obiettivo di ricoprire la maggior parte dell'angolo solido di rivelazione per fornire un quadro completo dell'evento, includendo anche i neutrini che non interagiscono nel rivelatore CMS e quindi forniscono una energia mancante apparente. Le particelle energetiche prodotte lungo la direzione del fascio rendono impossibile la misura dell'energia mancante longitudinale, mentre la conservazione dell'impulso trasverso rende possibile tale misura e la mancanza di energia trasversa nell'evento fornisce un indizio rilevante per la presenza di neutrini, come anche di nuova fisica [48] .
L'energia trasversa mancante (MET o $\not{E}_T$) è determinata nelle recenti versioni del software di CMS dalla somma vettoriale negativa delle energie trasverse

depositate nelle torri calorimetriche [49] :

$$\vec{\not{E}}_T = -\sum_n (E_n \sin\theta_n \cos\phi_n \hat{i} + E_n \sin\theta_n \sin\phi_n \hat{j}) = \not{E}_x \hat{i} + \not{E}_y \hat{j}, \tag{3.3}$$

dove l'indice n considera tutti gli oggetti calorimetrici, $\hat{i}$ e $\hat{j}$ sono i versori rispettivamente degli assi x e y del sistema di coordinate adottato in CMS e θ_n e ϕ_n sono rispettivamente gli angoli polare e azimutale relativi alla torre calorimetrica n. La MET è il modulo del vettore calcolato in 3.3 . Il calcolo corretto della MET dipende dalla precisione con cui viene misurata l'energia nell'evento, infatti vengono applicate numerose correzioni al calcolo dell'energia trasversa per tener conto di eventuali imprecisioni.
A seconda del metodo di ricostruzione della MET esistono diverse collezioni da cui prendere l'informazione:

- CaloMET costituita a partire dai depositi calorimetrici; in figura 3.1a e 3.1b sono riportate rispettivamente le distribuzioni della CaloMET per un evento inclusivo e per un evento di-*jet* ottenute dalle collisioni a 7 TeV. A tale misura vengono applicate correzioni sia per la presenza di muoni identificati sia per la presenza di *jet*.

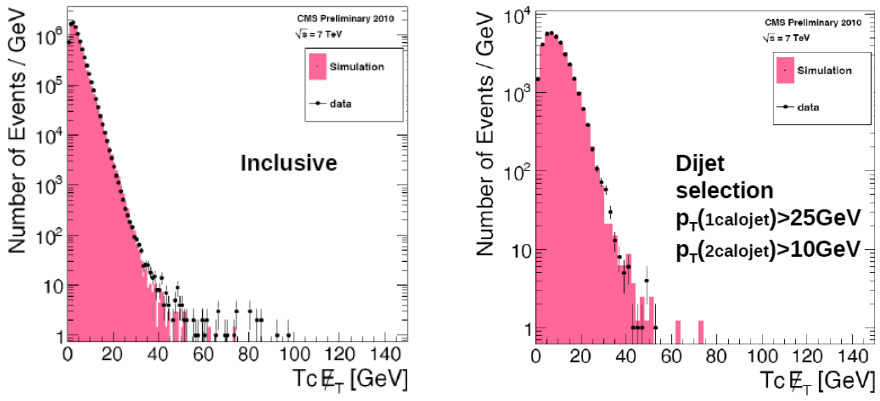


(a) (b)

Figura 3.1: Distribuzione della $\not{E}_T$ utilizzando tecniche calorimetriche, per un processo di tipo inclusivo (sinistra) e per un evento di-*jet* (destra). Nel secondo caso gli impulsi trasversi dei *jet* sono rispettivamente maggiori di 25 e 10 GeV [51] .

- *Track corrected missing* E_T (tcMET) , in cui viene utilizzato il sistema tracciante insieme ai calorimetri [50] , questo perché per valori di impulso dell'ordine del GeV il tracciatore possiede una risoluzione migliore rispetto a quella del calorimetro. Quindi la misura della MET può essere migliorata

sostituendo i depositi di energia calorimetrici con il momento corrispondente misurato nel tracciatore. In figura 3.2a e 3.2b sono riportate rispettivamente le distribuzioni della tcMET per un evento inclusivo e per un evento di-*jet* a 7 TeV.



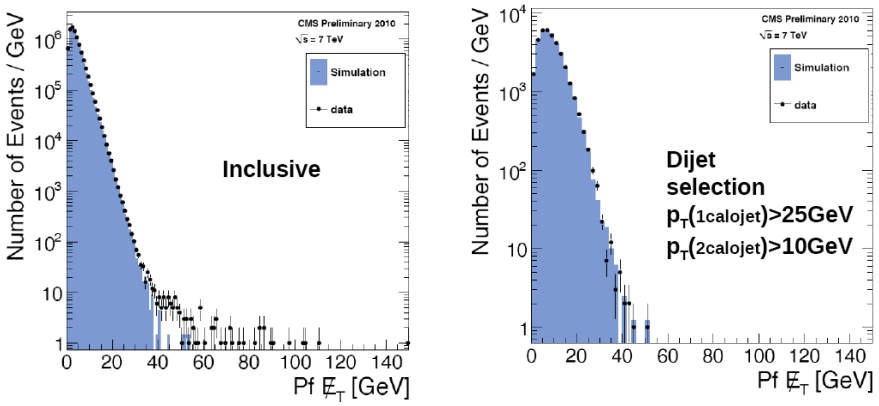
(a) (b)

Figura 3.2: Distribuzione della $\not{E}_T$ utilizzando le informazioni aggiuntive del *tracker*, per un processo di tipo inclusivo (sinistra) e per un evento di-*jet* (destra). Nel secondo caso gli impulsi trasversi dei *jet* sono rispettivamente maggiori di 25 e 10 GeV [51] .

- *Particle Flow* MET (pfMET): viene utilizzato l'algoritmo di *Particle Flow* descritto nella sezione 3.2.3 per ricostruire la MET. Tale procedura combina le informazioni provenienti dai vari sottorivelatori e determina la MET come il modulo della somma vettoriale negativa degli impulsi trasversi delle particelle ricostruite, senza alcun bisogno di correzioni aggiuntive. In figura 3.3a e 3.3b sono riportate rispettivamente le distribuzioni della MET per un evento inclusivo e per un evento di-*jet* a 7 TeV ricostruito con il *Particle Flow*. Nell'analisi è stata utilizzata tale collezione.

3.2.5 Ricostruzione dei *Jet*

I *jet* sono fondamentali in CMS per l'identificazione della componente adronica dell'evento. Essi corrispondono a quark e gluoni, che non si possono osservare liberi ma frammentano dando vita ad adroni stabili che si raggruppano in fiotti collimati, cosiddetti *jet*. Essi vengono identificati soprattutto come depositi di HCAL, ma la completa ricostruzione di un *jet* è fornita dalle informazioni dei calorimetri e del tracciatore.
Come per la MET esistono diverse collezioni per i *jet* che si distinguono per il metodo con cui sono ricostruiti: *CaloJet*, *TrackJet* e *PFJet*. Nel corso della nostra



(a) (b)

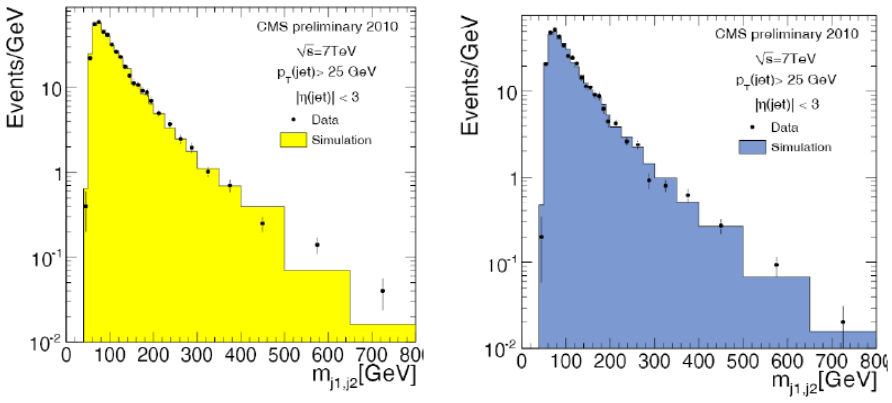
Figura 3.3: Distribuzione della PfMET per un processo di tipo inclusivo (sinistra) e per un evento di-*jet* (destra). Nel secondo caso gli impulsi trasversi dei *jet* sono rispettivamente maggiori di 25 e 10 GeV [51] .

analisi sono stati utilizzati i jet ricostruiti mediante l'algoritmo di *Particle Flow*, i *PFJet*.

Collezioni di *jet*

I *CaloJet* [52] ricostruiscono gli adroni stabili utilizzando i depositi di energia delle torri calorimetriche in HCAL e ECAL. Nella regione del *barrel* ($|\eta| < 1.4$) la somma non pesata dei depositi di energia di una cella di HCAL e di 5×5 cristalli di ECAL forma una torre calorimetrica. Nella regione in avanti l'associazione tra HCAL e ECAL è più complessa. I *jet* calorimetrici forniscono una buona descrizione sia a livello partonico sia a livello di sciami adronici. In figura 3.4a è riportata la distribuzione di massa invariante per un sistema di-*jet*, confrontandoli con i dati raccolti a LHC con energia nel centro di massa $\sqrt{s}$ = 7 TeV.

I *PFJet* sono ricostruiti mediante l'algoritmo di *Particle Flow*, descritto in 3.2.3 . Le frazioni di energia di un *jet* trasportate da particelle cariche, da fotoni e da adroni carichi sono 65%, 20% e 10% rispettivamente. Questo assicura che l'algoritmo di *Particle Flow* ricostruisce con buona precisione il 90% dell'energia del *jet*, sia in valore sia in direzione. Il restante 10% risente della bassa risoluzione del calorimetro adronico e delle correzioni di calibrazione. In figura 3.4b è riportata la distribuzione di massa invariante per un sistema di-*jet* con i dati raccolti a LHC con $\sqrt{s}$ = 7 TeV.



(a) (b)

Figura 3.4: Distribuzione della massa invariante per un evento di-*jet* per collezioni di *CaloJet* (a) e *PFJet* (b).

I *TrackJet* [53] vengono ricostruiti utilizzando solo le tracce cariche. La ricostruzione calorimetrica fallisce per le particelle a basso impulso trasverso che risentono del forte campo magnetico, tale da non raggiungere i calorimetri. In tal caso la misura dell'impulso da parte del tracciatore risulta più accurata rispetto alla misura calorimetrica e anche la direzione relativa al punto di interazione risulta ben determinata dalla ricostruzione delle tracce. Grazie all'ottima risoluzione spaziale gli eventi con stati finali *multi-jet* risultano più puliti guardando alle tracce ricostruite. Al contrario la collezione dei *TrackJet* non risulta ottimale per la misura dell'energia dei *jet*, dato che la risoluzione energetica è peggiore rispetto alle collezioni *PFJet* e *CaloJet*. Quindi la collezione *TrackJet* risulta una valida alternativa per la ricostruzione della direzione dei *jet*.

Algoritmi di ricostruzione

Per la ricostruzione dei *jet* esistono due tipi di algoritmi di ricostruzione, algoritmi di tipo "cono" e a ricombinazione sequenziale. Negli algoritmi di tipo "cono", un cono stabile è definito come un cerchio di raggio R nel piano $\eta - \phi$, così che la somma di tutti i momenti delle particelle all'interno del cono punta nella stessa direzione del centro del cerchio. L'obiettivo di tale algoritmo è di identificare tutti i coni stabili dell'evento. Gli algoritmi a ricombinazione sequenziale, detti anche di tipo *cluster*, definiscono la distanza tra coppie di particelle, generando così ricombinazioni successive della coppia di particelle più vicine e fermandosi quando tutti gli oggetti sono troppo distanti. Di seguito verranno descritti i principali algoritmi di ricostruzione.

L'algoritmo *Iterative Cone* [52] è un algoritmo di tipo "cono", che parte dal considerare le torri calorimetriche e le particelle con E_T > 1 GeV ordinati in ordine descrescente. Individuato l'oggetto con E_T maggiore, il *seed*, si costruisce un cono con apertura $\Delta R = \sqrt{\Delta\Phi^2 + \Delta\eta^2}$. Tutti gli oggetti che rientrano in questo cono vengono utilizzati per calcolare l'energia trasversa e la direzione del candidato *jet*, ovvero:

$$E_{T,jet} = \sum_i E_{T,i} \tag{3.4}$$

e

$$\vec{r}_{jet} = \frac{\sum_i E_{T,i}\vec{r}_i}{\sum_i E_{T,i}}, \tag{3.5}$$

dove $E_{T,i}$ e $\vec{r}_i$ sono rispettivamente l'energia trasversa e la posizione della particella i-esima all'interno del cono. Un cono è considerato stabile se il suo centro geometrico è in accordo con la posizione in $\eta - \phi$ della somma dei quadrivettori dei componenti con una certa tolleranza. Quando le precedenti condizioni sono soddisfatte il cono trovato viene dichiarato come *jet* e i suoi costituenti sono rimossi come possibili *seed*.

L'algoritmo *Midpoint Cone* [54] ha sempre l'obiettivo di trovare coni stabili, ma a differenza dell'*Iterative Cone*, una volta che si individua un *proto-jet*, questo non viene tolto dalla lista e quindi è possibile sovrapporre *proto-jet* vicini. Infatti individuati i primi, per ogni coppia di *proto-jet* che sono più vicini di due volte il raggio R del cono campione, si individua il punto medio tra i due e lo si considera come *seed* di partenza per individuare altri *proto-jet*. In seguito si parte dai *proto-jet* con E_T più alta: se il *proto-jet* non ha celle in comune con quelli vicini, allora viene considerato come *jet* e rimosso dalla lista; se, invece, la frazione di energia condivisa da due o più *proto-jet* è maggiore di un certo valore, allora i *proto-jet* si uniscono.

Tra gli algoritmi di tipo *cluster* vi è l'algoritmo k_t [55] che cerca di unire oggetti vicini per aumentare l'impulso trasverso relativo. Il parametro utilizzato è la dimensione di un *jet*, D, che indica quando può terminare l'unione degli oggetti. Si parte quindi creando una lista di celle calorimetriche e particelle stabili, per le quali si costruiscono le seguenti distanze:

$$d_{iB} = p_{T,i}^{2p} \tag{3.6}$$

che rappresenta la distanza del singolo oggetto, e

$$d_{i,j} = min\left\{p_{T,i}^{2p}, p_{T,j}^{2p}\right\}\frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \tag{3.7}$$

che rappresenta la distanza tra gli oggetti che determinano l'algoritmo, con $\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$, R^2 parametro adimensionale e $p = 1$ (nel caso $p = 0$ si parla

di algoritmo Cambridge/Aachen). Si cerca tra le due distanze quella minore: se $d_{iB} < d_{i,j}$ allora l'oggetto i-esimo viene rimosso dalla lista e considerato come parte del *jet*; se $d_{i,j} < d_{iB}$ allora gli oggetti i e j vengono rincombinati in un unico oggetto che viene inserito nella lista dei *jet*. La procedura si ripete fino a che tutti gli oggetti non vengono inseriti nel *jet*.

Nel caso $p = -1$ in 3.6 e 3.7 si parla di algoritmo Anti-k_t. Questo algoritmo preferisce l'inclusione nel *jet* di particelle *hard*, piuttosto che di particelle *soft*, infatti queste vengono ricombinate con quelle più energetiche prima di far partire il *clustering*, così da ottenere *jet hard*. Questo algoritmo è raccomandato in CMS ed è stato utilizzato come algoritmo di ricostruzione per la nostra analisi.

Correzioni in energia dei jet

Poichè il calorimetro non ha una risposta lineare al passaggio delle particelle, non c'è una diretta corrispondenza tra l'energia misurata del jet e quella vera della particella o del partone. In CMS sono state sviluppate una serie di correzioni ai *jet* per ridurre questa differenza quanto più possibile [57] [58] .
CMS ha adottato una soluzione fattorizzata, ovvero ci sono diversi livelli di correzione che tengono conto di differenti effetti. Ogni livello di correzione non è altro che un fattore di scala dipendente dalle quantità cinematiche correlate (P_T, η, flavor, etc.) che viene applicato al quadrimomento del *jet*. È importante che tali fattori vengano applicati sequenzialmente con un ordine fissato. In figura 3.5 è riportata la sequenza delle correzioni: esse partono dalla collezione di *jet* ricostruiti per arrivare poi alla realizzazione di oggetti calibrati. Il livello di cor-

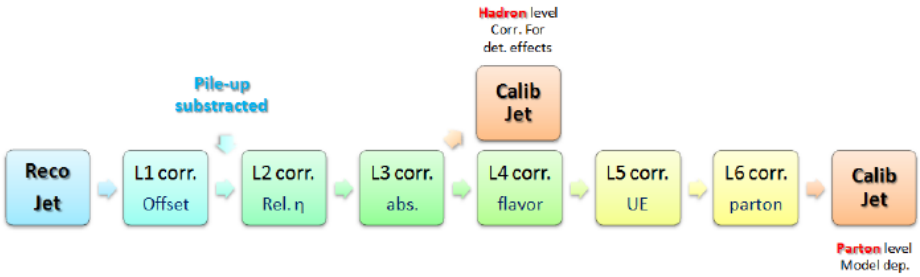


Figura 3.5: Applicazione sequenziale dei diversi livelli di correzione dai *Jet* ricostruiti a quelli calibrati.

rezione **L1** rimuove i contributi di energia dovuti agli eventi di pile-up. L'obiettivo della correzione relativa **L2** è rendere piatta la risposta del *jet* in funzione di η. In pratica, l'uniformità in pseudorapidità è ottenuta correggendo un *jet* con η arbi-

trario rispetto ad un *jet* nella regione centrale ($|\eta| < 1.3$). La correzione assoluta **L3** si occupa di rendere la risposta del *jet* piatta rispetto al p_T in modo tale che il p_T della collezione CaloJet sia uguale in media al p_T del *jet* a livello di generatore. La combinazione delle correzioni **L2+L3** è richiesta ed è utilizzata come *default* in CMS.
La correzione **L4** serve per rendere uniforme la risposta del *jet* alla frazione di energia elettromagnetica (EMF) e per migliorare la risoluzione dei *jet*. Esistono altre due correzioni facoltative: **L5** e **L7**; la prima corregge i *jet* in funzione del flavor ed è applicata a livello di particella; la seconda li corregge a livello partonico, ovvero il p_T del CaloJet corretto è uguale in media all'impulso del partone originario [56] .
Nella nostra analisi sono state utilizzate le correzioni **L1** e **L2+L3**.

Algoritmi di identificazione di un *b-jet*

L'identificazione dei *b-jet* è molto importante per la caratterizzazione di molti processi del Modello Standard e per la scoperta di nuova fisica. L'elevata frammentazione, la lunga vita media e l'alta frazione di decadimenti semileptonici distingue i *b-jet* da quelli provenienti da τ e da quark più leggeri o da gluoni [59]. Il parametro più utilizzato è il parametro di impatto, ovvero la distanza di massimo avvicinamento tra la singola traccia e il vertice primario (figura 3.6). È necessario quindi che il vertice e il *jet* siano già ricostruiti; il *jet* viene ricostruito associando alla traccia un *jet* considerando la minima distanza della traccia dal suo asse. Per gli adroni provenienti da adroni B, con $c\tau \sim 480\mu$m, il parametro

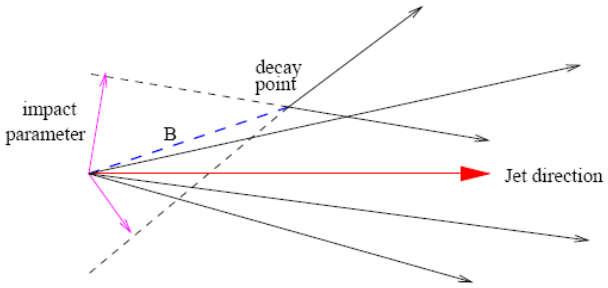


Figura 3.6: Rappresentazione di un *jet* adronico proveniente da quark b, in cui è evidenziato il parametro d'impatto [60] .

d'impatto è Lorentz invariante e può essere calcolato sia nel piano trasverso che nel piano tridimensionale. Data la buona risoluzione lungo l'asse z fornita dal tracciatore a *pixel* si preferisce usare la ricostruzione tridimensionale. Inoltre si preferisce usare la significanza del parametro di impatto, definita come IP/σ_{IP}, dove IP è il parametro di impatto e σ_{IP} è la sua incertezza; questo perchè la

risoluzione varia molto al variare dell'impulso della particella. Il segno del parametro di impatto è positivo (negativo) se il prodotto scalare della direzione del *jet* con il parametro di impatto è positivo (negativo). La significanza del parametro di impatto per i *jet* originati da quark leggeri è distribuita in maniera simmetrica e centrata sullo zero, secondo una distribuzione Gaussiana; le code non Gaussiane sono dovute alle particelle nei *jet* con lunga vita media. Invece le tracce dei *jet* provenienti dai quark b e c hanno una distribuzione asimmetrica, per la lunga vita media degli adroni B e *charmati*, con una coda di solito positiva.

Il modo più semplice per produrre un discriminatore utilizzando il parametro di impatto di una traccia è il cosiddetto *track counting algorithm*. Tale algoritmo identifica un *b-jet* se il numero di tracce conteggiate, che hanno una significanza del parametro di impatto che supera il valore S, è più grande o uguale di un dato valore N. Quindi ordinando le tracce in ordine decrescente a seconda del valore della significanza, la significanza dell'n-esima traccia diventa il discriminatore per l'algoritmo. Un grande valore di N aumenta la possibilità di reiezione dei *jet* non provenienti da quark b, ma si preferisce un valore basso, di solito 2 o 3, per ottenere un'alta efficienza di *b-jet*. Se N=2, l'algoritmo prende il nome di *Track Counting High Efficiency* o tecnicamente *TrackCountingHighEff*; se N=3 si chiama *Track Counting High Purity* o tecnicamente *TrackCountingHighPurity*. In figura 3.7 è riportata la distribuzione del discriminatore utilizzato nell'algoritmo *TrackCountingHighEff*, paragonando le distribuzioni MC con i dati raccolti per $\sqrt{s}$ = 7 TeV. Nell'analisi è stato utilizzato l'algoritmo *TrackCountingHighEff*.

3.2.6 Ricostruzione degli Elettroni

La ricostruzione degli elettroni in CMS è piuttosto complicata visto che ad alto impulso, essi tendono a perdere energia per *bremmstrahlung*. Questo fenomeno è maggiormente accentuato per la presenza di materiale prima di ECAL. Inoltre, la presenza di un elevato campo magnetico in CMS genera uno sparpagliamento in ϕ del deposito di energia nel calorimetro. Per la ricostruzione si utilizzano principalmente le informazioni di ECAL, del rivelatore a *pixel* e di quello a *strip* [62]. La misura dell'energia degli elettroni avviene principalmente in ECAl, in cui viene valutata come depositi rilasciati dagli sciami elettromagnetici, prodotti dagli elettroni o dai fotoni. Per ottenere una misura dell'energia dell'elettrone al vertice primario e minimizzare le fluttuazioni nei *cluster* è necessario raccogliere i fotoni prodotti da *bremmstrahlung*. Questo è l'obiettivo degli algoritmi *supercluster*, in cui vengono accorpati diversi *cluster* in un'unica struttura per tenere conto dello sparpagliamento in ϕ. Si stima che l'energia rilasciata dagli sciami elettromagnetici sia contenuta al 94% in una torre di 3×3 cristalli e al 97% in una torre di 5×5 cristalli [63] .

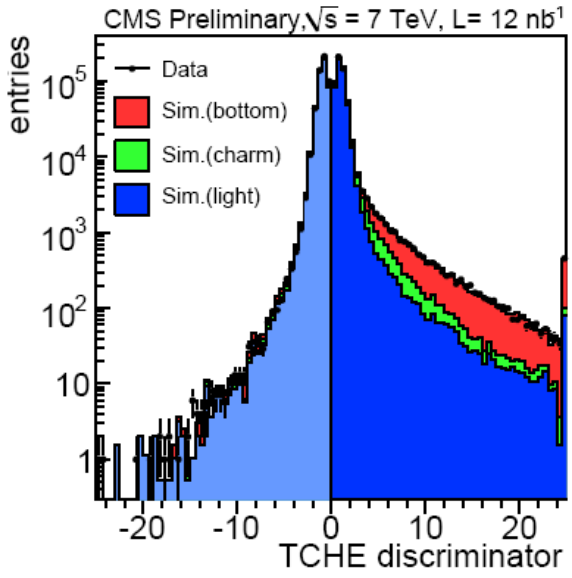


Figura 3.7: Distribuzione normalizzata del discriminatore *TrackCountingHighEff* per il *b-tagging* per MC e i dati raccolti con energia nel centro di massa 7 TeV [61] .

Algoritmi di ricostruzione

Gli algoritmi di *clustering* sono due: l'algoritmo *Island* e *Hybrid* [64] .

L'algoritmo *Island* parte con il ricercare i *seed*, ovvero quei cristalli che hanno energia trasversa E_T maggiore di una certa soglia. Viene creata una lista di *seed* in ordine descrescente e partendo dal più energetico, l'algoritmo raggruppa i cristalli per formare un *cluster*, muovendosi lungo ϕ fino a che non incontra un aumento di energia o una "lacuna". In seguito si muove di un passo lungo η e comincia un'altra ricerca. Ovviamente un *seed* se viene associato ad un *cluster* non viene più utilizzato dall'algoritmo. Il procedimento di *clustering* è raffigurato in 3.8 .

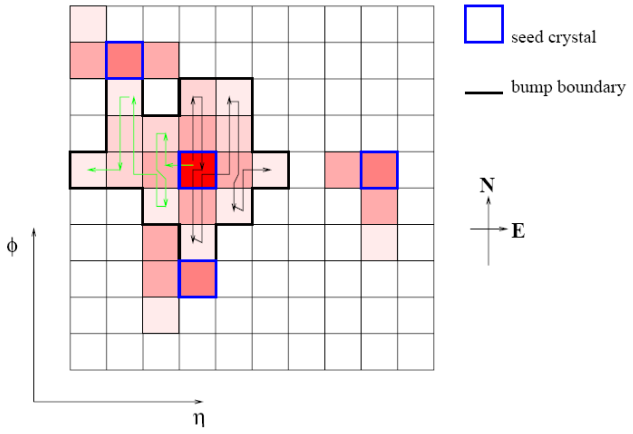


Figura 3.8: Illustrazione dell'algoritmo di *clustering Island* nel *barrel* di ECAL.

L'algoritmo *Hybrid* è un algoritmo di *supercluster*. Si basa sull'assunzione che, ad alte energie, una particella carica viene deviata soltanto lungo ϕ, rimanendo approssimativamente costante lungo η. Si parte con la ricerca di un *seed* e si costruisce attorno ad esso una matrice $\eta \times \phi$ = 1×3, detto "dòmino" (figura 3.9). Il procedimento si ripete un certo numero di volte muovendosi lungo ϕ. Poichè non tutti i dòmini superano una certa soglia in energia, restano molti *cluster* sconnessi; quelli connessi invece vengono raggruppati in *supercluster* lungo ϕ.

La ricostruzione degli elettroni è affidata all'algoritmo *Gaussian-Sum Filter* [65], che usa le informazioni provenienti dal *tracker* e da ECAL. Questo algoritmo, a differenza del filtro Kalman, usato per la ricostruzione delle tracce, tiene conto delle perdite di energia non gaussiane dovute alla *bremmstrahlung* e quindi utilizza la distribuzione di perdita di energia reale per gli elettroni. Le tracce possono essere ricostruite o a partire dai *seed* di ECAL, tramite il calcolo del baricentro del *supercluster*, o a partire dal tracciatore utilizzando l'approccio *tracker-driven*, ovvero si identifica l'elettrone già nel tracciatore. Infine gli oggetti

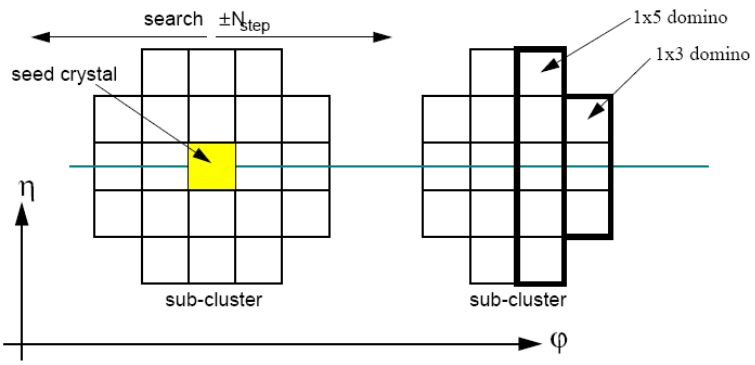


Figura 3.9: Costruzione di un dòmino con l'algoritmo *Hybrid*.

ottenuti da questo algoritmo, associando un *supercluster* con una traccia rappresentano i candidati elettroni.

Identificazione e isolamento

L'identificazione completa degli elettroni viene realizzata utilizzando un set di variabili su cui vengono applicati opportuni tagli, i quali definiscono un punto di lavoro, detto *Working Point* (WP). Per ogni WP si associa una efficienza di reiezione dei finti elettroni e di selezione per gli elettroni veri. Le variabili determinanti sono [66] :

- E_{SC}/p_{in} = rapporto tra l'energia del *supercluster* e l'impulso della traccia misurato al vertice;
- E_{SC}/p_{out} = rapporto tra l'energia del *supercluster* e l'impulso del candidato elettrone misurato sullo strato più esterno del tracciatore;
- $\Delta\phi$ e $\Delta\eta$ tra la posizione del *supercluster* e la direzione della traccia al vertice, ricavata da ECAL assumendo che non ci siano fenomeni di irraggiamento;
- H/E = rapporto tra l'energia misurata nelle torri di HCAL corrispondenti al *supercluster* e l'energia del *supercluster*;
- numero di *hit* persi nei *layer* più interni del tracciatore;
- d_0: distanza nel piano trasverso tra il vertice dell'elettrone ricostruito e il vertice primario dell'evento;
- $\sigma_{i\eta i\eta}$: descrive la forma dello sciame elettromagnetico in ECAL ed è un discriminatore importante rispetto ai *jet*, perchè interessa due cristalli e non il singolo cristallo, come accade per i *jet*;

- f_{brem}: frazione di energia persa per *bremmstrahlung* = $(p_{in} - p_{out})/p_{in}$, dove p_{in} e p_{out} sono gli impulsi del candidato elettrone misurati rispettivamente al vertice e sul *layer* più esterno del tracciatore dove si è registrato un *hit*.

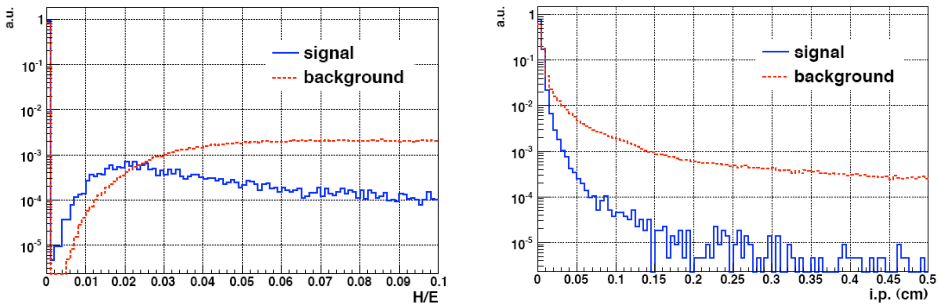
Le variabili relative all'identificazione sono: H/E e $\sigma_{i\eta i\eta}$, che descrivono la forma dello sciame, $\Delta\phi$ e $\Delta\eta$, che legano una traccia ad un determinato *supercluster*.
Per quanto riguarda l'isolamento si considerano le seguenti variabili:

- somma dei p_T delle tracce con $p_T > 0.7$ GeV in un cono con ΔR = 0.3;
- somma dei depositi energetici in ECAL in un cono con ΔR = 0.4;
- somma dei depositi energetici in HCAL in un cono con ΔR = 0.4.

L'isolamento si dice "assoluto" se si considera solo il contributo di queste tre variabili come discriminatore, "relativo" se si confrontano queste variabili con il p_T della traccia del candidato elettrone; infine si dice "combinato" se si applica separatamente l'isolamento relativo nel *barrel* e negli *endcap*. Nella nostra analisi verrà utilizzata la procedura di isolamento "combinato".
Infine per scartare gli elettroni prodotti dalla conversione dei fotoni (*Conversion Rejection*) si tiene conto del numero di *hit* non compatibili con la traccia ricostruita, nonché della minima distanza e della minima apertura angolare tra le tracce.
Sono state riportate in figura esempi di alcune variabili: il rapporto H/E 3.10a , la variabile $\sigma_{i\eta i\eta}$ 3.10c , il parametro di impatto 3.10b e l'isolamento nel tracciatore 3.10d nel *barrel*. La possibilità che un oggetto, che non è un elettrone, venga scambiato come tale dipende dall'impulso. Quindi a seconda dell'impulso degli elettroni si scelgono opportuni tagli e, una volta scelto un WP, i tagli si distinguono anche nelle regioni del *barrel* e degli *endcap*. Esistono sei diversi WP (60, 70, 80 , 85, 90, 95) ciascuno corrispondente ad un preciso insieme di tagli. Ogni WP si riferisce a una certa efficienza di selezione del segnale su un campione $W \to e\nu$. Le selezioni applicate diventano più stringenti al diminuire del WP. Nella nostra analisi è stato usato un *WP 95* che corrisponde ad una efficienza di selezione del segnale pari al 95% e quindi sono applicati tagli molto leggeri, dato che siamo interessati alla reiezione degli elettroni, che nella nostra analisi costituiscono un fondo.

3.2.7 Ricostruzione dei Muoni

L'esperimento CMS vanta un'ottima efficienza di ricostruzione e identificazione dei muoni, grazie alle camere a muoni e al tracciatore. Gli algoritmi di ricostruzione si basano sulla ricostruzione "locale" dei muoni, ovvero ristretta ad una piccola area del rivelatore, rendendo più agile la ricostruzione e migliorando le prestazioni temporali.



(a) (b)

(c) (d)

Figura 3.10: Esempi di variabili utilizzate per l'identificazione degli elettroni nel *barrel*: il rapporto H/E (a), il parametro di impatto (b), la variabile $\sigma_{i\eta i\eta}$ (c) e l'isolamento nel tracciatore (d).

La ricostruzione avviene a livello dell'HLT, utilizzando il *seed* del trigger di livello 1, e a livello *off-line* in cui si analizzano i segnali dei rivelatori DT, CSC e RPC [68].

La prima parte della procedura coinvolge solo gli *hit* provenienti dallo spettrometro a muoni, in cui vengono individuati i segmenti secondo tecniche che variano a seconda del rivelatore. In DT si parte dalla misura del tempo di deriva degli elettroni prodotti dalla ionizzazione primaria del muone, in cui la traiettoria viene ricostruita considerando la velocità di deriva nell'equazione del moto o costante o dipendente dal tempo di deriva stesso. Vengono selezionati due *hit* in *layer* differenti partendo da quelli più lontani e la coppia viene accettata se l'angolo di incidenza del segmento è compatibile con una traccia che punta verso il vertice di interazione nominale. Si prosegue quindi nel cercare altri *hit* compatibili con il segmento candidato nei *layer* successivi. Si considerano buoni solo quei segmenti che soddisfano $n_{hit} > 3$ e $\chi^2/ndof < 20$.
Nelle CSC le tracce dei muoni vengono ricostruite sfruttando i segnali raccolti dai fili anodici e dalle *strip* catodiche. Poiché la carica si distribuisce su più strisce, si considera il baricentro per individuare il punto di passaggio più probabile della particella. Si costruisce così un RecHit in ciascuna CSC a partire dai due *hit* estremi nel primo e nell'ultimo *layer* della CSC, le cui caratteristiche vengono riaggiornate in base alle informazioni raccolte negli strati intermedi.
Nelle RPC si utilizzano i segnali indotti sulle *strip* affacciate sul piano anodico. Si creano dei *cluster* raggruppando le *strip* sulle quali è stato indotto un segnale e si determina il centro geometrico. Ad ogni *cluster* viene associato un unico *hit*.
Dopo il passaggio nei tre sottorivelatori si combinano i tre segmenti e si realizza un *fit* dell'intera traccia per ricostruire la traiettoria del muone, da cui si estrapolano le informazioni relative alla posizione, all'impulso e alla direzione del muone. Si utilizza l'algoritmo Kalman, descritto in 3.2.1, in cui il segmento candidato viene confrontato costantemente con quello misurato. L'algoritmo procede iterativamente fino all'ultimo strato, tenendo conto dello scattering multiplo e delle variazioni del campo magnetico. Da qui si procede a ritroso fino al vertice di interazione nominale e il *fit* dell'intera traccia viene realizzato inserendo un vincolo sul vertice. Questa collezione di muoni considera quindi solo le informazioni provenienti dallo spettrometro a muoni e i muoni vengono chiamati *Standalone muon*.

Le tracce degli *Standalone muon* vengono successivamente estese sino allo strato più esterno del tracciatore, generando così muoni detti *Global muon*. Vengono selezionati i *layer* del tracciatore compatibili con la traiettoria estrapolata e si considerano solo gli *hit* del tracciatore che contribuiscono alla traiettoria globale del muone. Per rendere la ricostruzione più accurata si parte da coppie di *hit* e

si inserisce una richiesta sul *beam spot*. Infine si effettua un *fit* sulla traiettoria che coinvolge il tracciatore e il sistema a muoni. I candidati muoni vengono scelti in base ad un taglio sul χ^2, infatti vengono esclusi gli *hit* con un elevato valore del χ^2 nelle stazioni a muoni, effettuando così un nuovo *fit* che coinvolge il tracciatore e la stazione delle camere a muoni più interna. Si confronta infine questo χ^2 con quello ottenuto dal *fit* della traiettoria nel solo tracciatore, per verificare se il muone ha fatto *showering* o *bremmstrahlung* prima di entrare nelle camere a muoni.

Può accadere che i muoni con basso p_T (inferiore a 10 GeV) non rilascino sufficienti *hit* nel sistema a muoni, così da non poter essere considerati *Standalone muon*. Pertanto accanto alla collezione dei *Global Muon*, si crea una collezione di muoni detta *Tracker Muon*, in cui le tracce raccolte dal *tracker* vengono confrontate con le segnature nei calorimetri e nel sistema a muoni. Si parte dall'ipotesi che la traccia provenga da un muone e l'algoritmo la confronta con le informazioni raccolte dai rivelatori interessati, ad esempio nei calorimetri si confronta l'energia rilasciata nei cristalli di ECAL o nelle torri di HCAL attraverso cui è passata la traccia con l'energia aspettata rilasciata da un possibile muone.

Esiste un'ulteriore collezione di muoni che presentano segnature nel *tracker* e depositi di energia nel calorimetro compatibili con una *minimum-ionizing particle* (MIP) e sono detti *Calo muon*. Purtroppo presentano un'elevata probabilità di misidentificazione e quindi non vengono usate quando è richiesta una elevata purezza per i muoni ricostruiti.

Identificazione e isolamento

È importante per le analisi che contengono muoni nello stato finale distinguere tali muoni da quelli provenienti da quark b e c, o dal decadimento in volo di pioni e kaoni o, infine dai raggi cosmici. Infatti il *software* di CMS contiene una serie di categorie di muoni che corrispondono a diverse richieste di qualità. Tali selezioni vengono racchiuse nella cosiddetta *Muon identification* (MuonID).
Tali algoritmi di identificazione risultano importanti perché è possibile che un pione o kaone venga ricostruito come un muone; tale probabilità è detta *fake rate*. In figura 3.11 è riportata tale probabilità in funzione del p_T di queste particelle, generate nella regione $|\eta| < 2.4$ [69].

In questo lavoro di tesi sono stati utilizzati muoni appartenenti alle classi *AllGlobalMuons*, in cui si richiede che siano *Global Muon*, e *AllTrackerMuons*, in cui si aggiunge la richiesta che siano ricostruiti come *Tracker Muon*.
Per scartare i muoni provenienti dal decadimento in volo di kaoni/pioni nonché

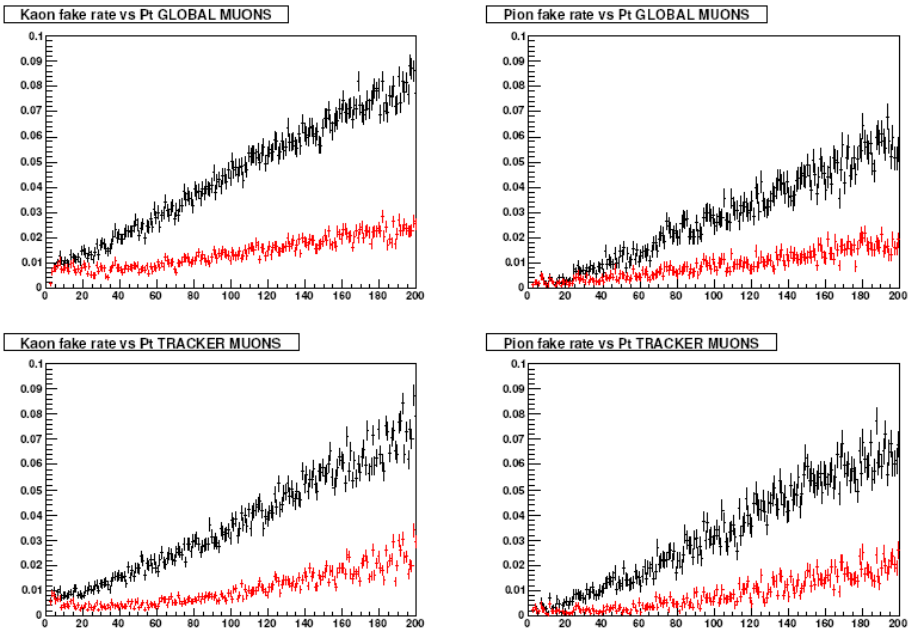


Figura 3.11: *Fake rate* per *Global Muon* e *Tracker Muon* in funzione del p_T. Gli istogrammi neri rappresentano il numero di pioni e kaoni totali. Quelli rossi sono relativi al loro decadimento in volo.

i *Punch-trough*[1], si utilizza il χ^2 normalizzato per i *Global muon*. Osservando la figura 3.12, che raffigura l'efficienza di identificazione per $\chi^2/ndof < 5$ e $\chi^2/ndof < 10$, si nota che richiedendo $\chi^2 < 10$ si riesce ad identificare un muone con un'efficienza prossima al 100%. Per completare l'identificazione si richiedono altri tagli di qualità sul parametro di impatto e sul numero di *hit* nei vari sottorivelatori del sistema a muoni. Le richieste precise verranno descritte nel capitolo successivo perché fanno parte della selezione usata nell'analisi.

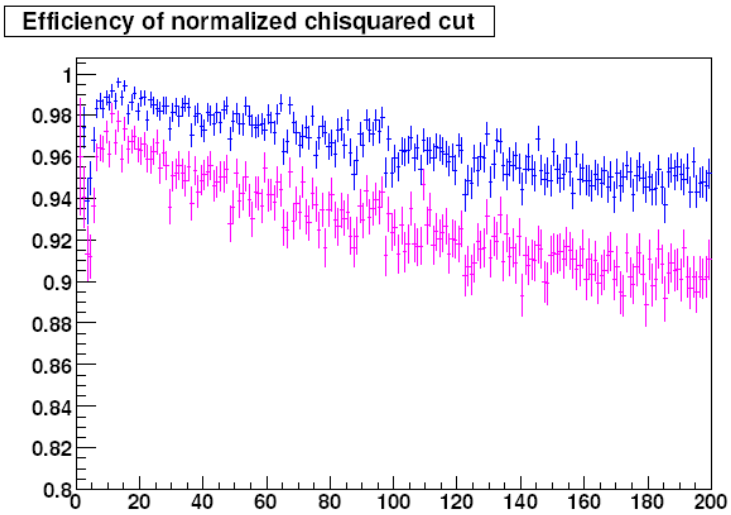


Figura 3.12: Efficienza di idenificazione dei muoni per $\chi^2/ndof < 5$ (rosa) e per $\chi^2/ndof < 10$ (blu).

I muoni prodotti da W, Z e τ risultano ben isolati rispetto a quelli prodotti dai *quark* b e c, che sono contenuti in *jet*. Viene quindi introdotta una variabile che tiene conto dell'isolamento e che risulta molto utile per sopprimere processi di fondo come la QCD, $t\bar{t}$ e $W + jets$.

L'algoritmo di isolamento [70] è basato sulla valutazione dell'energia del tracciatore e del calorimetro, depositata all'interno di un cono costruito attorno al muone. In figura 3.13 si osserva la presenza di due coni: un cono di isolamento, costruito attorno ad un asse che coincide con la direzione del muone valutata al vertice, e un cono di veto, centrato sullo stesso asse ma con raggio di apertura molto più piccolo. L'apertura di questi due coni è definita nel piano (η, ϕ) tramite la relazione

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}, \tag{3.8}$$

[1]La definizione di tale processo verrà data nel capitolo successivo, nella sezione 4.8.1, in cui è stata dedicata una sezione per lo studio del *fake-rate*.

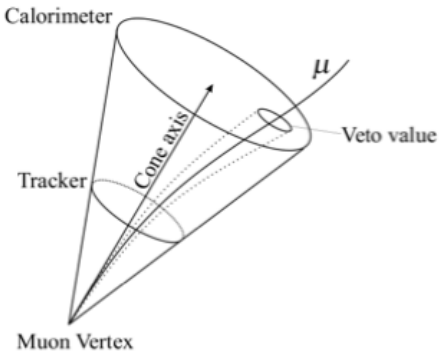


Figura 3.13: Schema del cono di isolamento per un muone.

dove $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ sono le distanza in pseudorapidità e angolo azimutale del deposito considerato rispetto all'asse del cono. Entrambe le aperture dei coni devono essere più piccole di un certo valore e l'algoritmo verifica la presenza di particelle tra i due coni.
I depositi di energia che si considerano possono essere o le energie trasverse in ECAL ed HCAL o la somma degli impulsi trasversi delle tracce delle particelle cariche ricostruite nel tracciatore. Per i calorimetri si ha:

$$E_T^{HCAL} = \sum_{\Delta R}^{HCAL} E_T^{towers} \text{ e } E_T^{ECAL} = \sum_{\Delta R}^{ECAL} E_T^{towers}, \tag{3.9}$$

mentre nel *tracker* si valuta:

$$SumP_T = \sum_{\Delta R}^{tracker} P_T^{tracks}. \tag{3.10}$$

Anche per i muoni abbiamo differenti tipi di isolamento. Si parla di isolamento assoluto se si considera come variabile di isolamento o $SumP_T$ o E_T^{HCAL} o E_T^{ECAL}, relativo se ciascuna viene normalizzata rispetto all'impulso trasverso o all'energia trasversa del muone. Si parla di isolamento combinato se si considera la somma pesata dei vari contributi, ovvero:

$$Iso_\mu = a_1 \cdot SumP_T + a_2 \cdot E_T^{tracker} + a_3 \cdot E_T^{hcal} + a_4 \cdot E_T^{ecal} \tag{3.11}$$

dove i vari pesi sono indipendenti dall'analisi. Anche in questo caso si può normalizzare rispetto all'impulso del muone, ottenendo così l'isolamento "relativo-combinato".
In alcune analisi recenti [71] l'isolamento è basato sulle particelle ricostruite mediante l'algoritmo *Particle Flow*, in cui vengono considerati tutti i fotoni e gli adroni neutri con energia trasversa $E_T > 0.5$ GeV e tutte le particelle cariche

Canale di decadimento	Risonanza	Massa (MeV)	BR (%)
$\tau^- \to h^-\nu_\tau$	π	139.6	11.6
$\tau \to h^-\pi^0\nu_\tau$	ρ	770	26.0
$\tau^- \to h^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$	a_1	1200	10.8
$\tau^- \to h^-h^+h^-\nu_\tau$	a_1	1200	9.8
$\tau^- \to h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$			4.8

Tabella 3.1: Canali di decadimento adronico del τ con i rispettivi BR e le risonanze intermedie. Per h si intende l'adrone carico π/K, anche se nella nostra analisi si sono usati sempre i π.

candidate (adroni, elettroni e muoni), che sono state associate al vertice primario selezionato. Nella nostra analisi è stato utilizzato questo algoritmo di isolamento e i dettagli sulla selezione verranno esplicitati nel capitolo successivo.

3.2.8 Ricostruzione dei Tau

Il leptone τ, per la sua elevata massa (1.777 GeV), risulta di fondamentale importanza per la scoperta di nuova fisica e del bosone di Higgs, come visto in 1.3.3. Esso è favorito sia nell'intervallo di bassa massa sia per le regioni dell'Higgs ad alta massa visto che i bosoni vettori decadono un terzo delle volte in leptone τ.
La rivelazione del τ risulta complicata perché, avendo una vita media breve ($c\tau = 87\mu$m), decade prima di essere rivelato; quindi viene ricostruito e identificato mediante i suoi prodotti di decadimento. Il τ decade in leptoni con un BR = 35% e in adroni con un BR = 65% . Nella nostra analisi siamo interessati al canale adronico, che è caratterizzato da stati finali con uno o tre pioni carichi , un ν_τ e pioni neutri che decadono in coppie di fotoni. CMS ha realizzato degli algoritmi che utilizzano i fotoni e gli adroni carichi, per ricostruire e identificare un τ adronico, detto τ_{jet}, che è un *jet* altamente collimato che comprende mesoni neutri e carichi. Tali algoritmi inoltre permettono di eliminare fondi come la QCD, in cui i *jet* da quark e gluoni hanno una segnatura simile a quella del τ_{jet}. In tabella 3.1 sono riportati i principali modi di decadimento adronico del τ con i rispettivi *branching ratio* [1] .

Esistono due collezioni in CMS per i τ: CaloTau e PFTau, che provengono rispettivamente dalle collezioni di *jet* CaloJet e PFJet. Alle due collezioni viene poi applicato un preciso algoritmo di ricostruzione per i τ_{jet}.
I CaloTau sono identificati richiedendo come prima cosa l'isolamento rispetto ai depositi di energia nel calorimetro ECAL; poiché i prodotti del decadimento adronico del τ rilasciano dei depositi ben localizzati nei calorimetri, si definisce un anello attorno al nucleo centrale del *jet* e si fa una misura dell'energia presen-

te all'interno, aspettandosi che i τ reali rilascino una piccola frazione della loro energia all'interno di questo anello. Inoltre viene effettuata una selezione in base all'isolamento delle poche tracce cariche del τ_{jet}. La direzione del τ_{jet} è definita dall'asse del *jet* nel calorimetro. Per ricercare il segnale si considerano le tracce che superano una certa soglia in impulso trasverso, racchiuse in un cono con raggio R_m, detto *matching cone* (fig 3.14) intorno all'asse del *jet*. Si identifica la traccia con più alto p_T come *leading track* e si assume che ogni particella che ricade nel *signal cone* di raggio R_s attorno alla *leading track*, provenga dal decadimento del τ. Le tracce che superano una certa soglia in p_T ma sono distanti dalla *leading track* vengono ricostruite in un cono più grande di raggio R_i, detto *isolation cone*. Se non vengono identificate tracce all'interno dell'*isolation cone*, allora il criterio di isolamento è soddisfatto [72] .

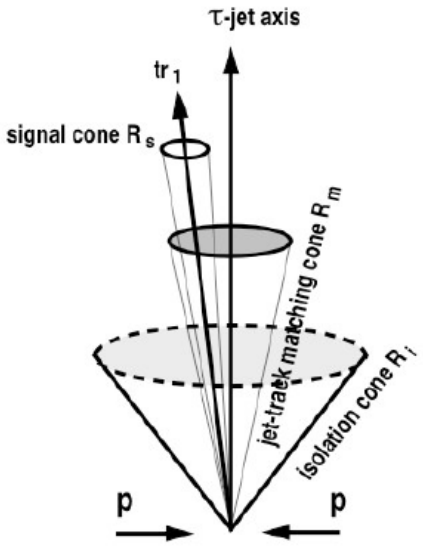


Figura 3.14: Schema del cono di isolamento per un τ_{jet}.

I PFTau vengono utilizzati per migliorare le prestazioni di ricostruzione e isolamento; il PFJet viene ricostruito con l'algoritmo Anti-k_t con R=0.5 e viene identificato come un τ_{jet} considerando i prodotti di decadimento adronici all'interno del *jet*. Si richiede infatti che la *leading particle* nel *jet* soddisfi la condizione

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_{jet} - \eta_{lead})^2 + (\phi_{jet} - \phi_{lead})^2} < 0.1$$

rispetto alla direzione del *jet* stesso. L'impulso del τ_{jet} ricostruito è dato dalla somma degli impulsi delle tracce con $p_T > 0.5$ GeV che si trovano all'interno dell'*isolation cone* con $\Delta R = 0.15$. Quindi l'isolamento del τ è soddisfatto se tutte

le particelle che si trovano nell'*isolation cone* sono contenute anche nel *signal cone* [73] .

Algoritmi di ricostruzione

I due algoritmi di ricostruzione sono l'algoritmo *Tau Neural Classifier* (TaNC) e l'*Hadron Plus Strip* (HPS) che utilizzano i PFTau, che è la collezione di τ usata nella nostra analisi [74] .
Nell'algoritmo TaNC si richiede che la *leading track* abbia $p_T > 5$ GeV e che il *signal cone* abbia un'apertura ΔR = 0.15 per i fotoni e $\Delta R = 5/E_T$ per le tracce cariche, dove E_T è l'energia trasversa del PF τ_{jet}. Inoltre vi è una ulteriore richiesta, cioè $0.07 \leq \Delta R \leq 0.15$. Il singolo canale di decadimento è ricostruito contando le tracce e i π^0 candidati (ricostruiti considerando coppie di fotoni, con massa invariante inferiore a 0.2 GeV), contenuti nel *signal cone*. Se i modi di decadimento sono differenti da quelli elencati in tabella 3.1 allora non vengono considerati. Vengono infine utilizzate le reti neurali per distinguere il τ_{jet} da *jet fake*.
Nella nostra analisi abbiamo usato l'algoritmo HPS, che ricostruisce i canali di decadimento adronici del τ utilizzando l'associazione degli oggetti elettromagnetici e degli adroni carichi. Gli oggetti elettromagnetici sono i fotoni provenienti dal decadimento del π_0 o gli elettroni e positroni ottenuti dalla conversione dei fotoni nel materiale del tracciatore. Tra questi oggetti elettromagnetici si sceglie quello più energetico e lo si associa ad una "strip". Attorno alla *strip* centrale si considera una finestra con $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.20$ in cui cercare altre particelle elettromagnetiche; una volta trovate viene calcolato il baricentro dell'energia. La procedura si ripete fino a che non vengono trovati altri oggetti elettromagnetici attorno alla *strip*. Qualora la *strip* costruita abbia un $p_T > 1$ GeV, essa viene combinata con gli adroni carichi e viene ricostruito il candidato τ_{jet}.
L'algoritmo HPS tiene conto di quattro modi di decadimento possibili:

- Singolo Adrone: sono canali di decadimento con un solo adrone nello stato finale del tipo $h^-\nu_\tau$ e $h^-\nu_\tau\pi^0$, in cui il pione neutro è troppo poco energetico per poter essere ricostruito come *strip*.

- Un adrone + una *strip*: è il decadimento del tipo $h^-\nu_\tau\pi^0$ in cui il pione neutro decade in due fotoni così vicini spazialmente, da essere identificati come una sola *strip*.

- Un adrone + due *strip*: in questo caso il pione neutro del canale $h^-\nu_\tau\pi^0$ decade in due fotoni che generano un segnale su due *strip*.

- Tre adroni: viene ricostruito il decadimento del tipo $h^-h^+h^-\nu_\tau$, in cui non ci sono *strip* associate e i tre adroni vengono associati ad un vertice secondario nell'evento.

Si richiede che tutti gli adroni carichi e le *strip* siano contenuti in un cono con apertura

$$\Delta R = \frac{2.8 \text{ GeV}}{p_T^{\tau_{jet}}}$$

in cui $p_T^{\tau_{jet}}$ è l'impulso del candidato τ_{jet}, la cui direzione deve essere compatibile con la direzione dell'impulso del PFJet originario in un cono di apertura ΔR = 0.1. Infine si richiede che venga ricostruita anche la massa invariante delle risonanze intermedie.
L'algoritmo richiede anche che il τ_{jet} sia isolato, contando il numero di adroni carichi e fotoni non associati ai prodotti di decadimento del τ all'interno di un cono di isolamento di apertura ΔR = 0.5 attorno alla direzione del τ_{jet}. Vengono infatti definiti tre *working point* (WP): *loose*, *medium* e *tight*. Il WP *loose* corrisponde alla probabilità dell'1% di misidentificare un *jet* per un τ_{jet}; per gli altri due WP la probabilità si riduce ogni volta di un fattore due.
In figura 3.15 sono riportate le efficienze per i due algoritmi in funzione dell'impulso del τ_{jet}, considerando simulazioni Monte Carlo $Z \to \tau\tau$ per $\sqrt{s}$ = 7 TeV.

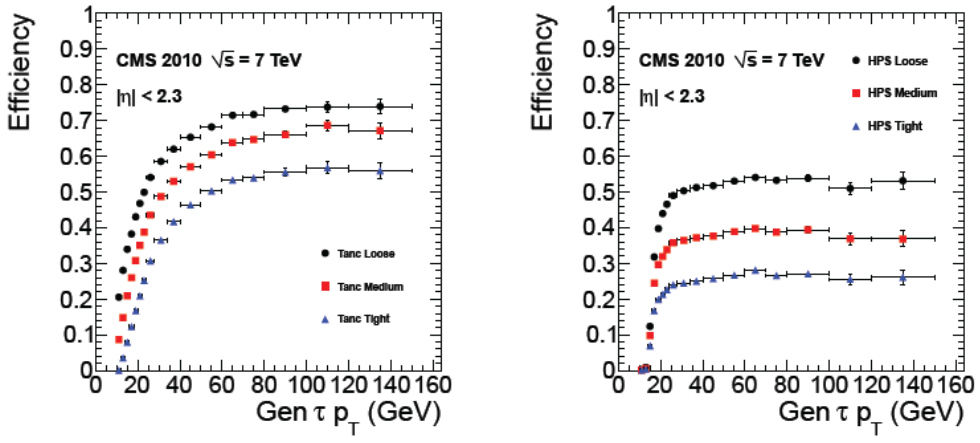


Figura 3.15: Efficienze aspettate per l'algoritmo TaNC (sinistra) e HPS (destra).

Capitolo 4

Analisi

In questo capitolo verrà descritta la strategia di analisi relativa al processo da investigare e saranno presentati i risultati ottenuti. Verranno dapprima descritte le selezioni standard applicate alle collezioni di oggetti ricostruiti e, in seguito, verranno giustificati i tagli scelti per sopprimere alcuni fondi. Inoltre verranno descritti la tecnica del *truth-matching*, per valutare la purezza della ricostruzione e lo studio del fondo utilizzando la tecnica del *fake-rate*. Infine verranno elencati le principali fonti di errore sistematico e i limiti sul bosone di Higgs del Modello Standard che si possono estrarre dall'analisi.

4.1 Canale WH - topologia dell'evento

I recenti risultati riportati in 1.2.2 mostrano come l'intervallo di massa in cui ricercare il bosone di Higgs del Modello Standard, si sia ridotto soltanto a valori di bassa massa, in particolare $m_H < 130$ GeV.
In questo lavoro di tesi pertanto ci si è concentrati sull'intervallo di massa $115 \leq m_H \leq 135$ GeV e sul processo di produzione associata, *Higgs-strahlung*, WH. L'*Higgs-strahlung*, come già detto nella sezione 1.3.1, pur essendo in questo intervallo meno importante rispetto al processo di *gluon-gluon fusion*, risulta conveniente per contrastare il fondo adronico. Infatti la produzione ad alto p_T di WH ha comunque una sezione d'urto apprezzabile per un Higgs leggero; inoltre si può sfruttare il decadimento in leptone del bosone W, con BR pari all'11% per ciascuno dei tre leptoni, per sopprimere maggiormente il fondo. In questo lavoro di tesi si è scelto il decadimento $W \to \mu\nu_\mu$, in cui il μ svolge la funzione di *trigger* per fornire una migliore segnatura dell'evento.
Il canale di decadimento dell'Higgs, favorito in questo intervallo è $H \to b\bar{b}$, che come già detto in 1.3.3 possiede un elevato BR, ma è di difficile identificazione dato il copioso fondo QCD. Risulta pertanto vantaggioso utilizzare il canale di decadimento $H \to \tau\tau$, che è il secondo canale di decadimento in ordine di BR (<

Canale	BR	Commenti
$\tau_e\tau_e$	3%	fondo $Z \to ee$
$\tau_\mu\tau_\mu$	3%	fondo $Z \to \mu\mu$
$\tau_e\tau_\mu$	6%	selezione pulita ma piccolo BR
$\tau_{jet}\tau_e$	22%	*canale aureo*
$\tau_{jet}\tau_\mu$	22%	*canale aureo*
$\tau_{jet}\tau_{jet}$	44%	fondo QCD

Tabella 4.1: Possibili canali di decadimento dei due τ provenienti dall'Higgs; con τ_e s'intende $\tau \to e\bar{\nu_e}\nu_\tau$, con τ_μ invece $\tau_\mu \to \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ e con τ_{jet} un τ che decade in adroni.

Dataset	$\mathcal{L}$ (pb^{-1})	Run Range
/DoubleMu/Run2011A-May10ReReco-v1/AOD	216.066	160404-163869
/DoubleMu/Run2011A-PromptReco-v4/AOD	924.704	165088-167913
/DoubleMu/Run2011A-05Aug2011-v1/AOD	368.037	170249-172619
/DoubleMu/Run2011A-PromptReco-v6/AOD	658.886	172620-173692
/DoubleMu/Run2011B-PromptReco-v1/AOD	2490	175832-180252

Tabella 4.2: *Primary Dataset* utilizzati nell'analisi. Con $\mathcal{L}$ s'individua il valore della luminosità integrata.

10% , come si osserva in figura 1.13a). In particola si è deciso di utilizzare lo stato finale in cui un τ decade in muone, $\tau \to \mu + \bar{\nu_\mu} + \nu_\tau$; mentre il secondo τ decade in adroni, ovvero $\tau_{jet} \to jet + \nu_\tau$; osservando la tabella 4.1 si nota che il canale puramente adronico ha il più alto BR ma è complicato da identificare dato l'elevato fondo QCD, quindi un buon compromesso è scegliere il canale di decadimento dell'Higgs in $\tau_{jet}\tau_\mu$.

Per concludere il canale investigato può essere riassunto in questo modo:

$$WH \to (\mu + \nu)(\tau_\mu\tau_{jet}) \to (\mu + \nu)(\mu + \tau_{jet} + 3\nu).$$

4.2 Dati e Campioni Monte Carlo

I dati analizzati in questo lavoro di tesi sono quelli raccolti da CMS durante tutto il 2011, corrispondenti ad una luminosità integrata di 4.657 fb^{-1}. Il *Primary Dataset* utilizzato è *DoubleMu*, visto che si richiede la presenza di due muoni nello stato finale. In tabella 4.2 sono riportati i nomi completi dei singoli dataset con le rispettive luminosità integrate, che corrispondono ai vari periodi di presa dati.

I campioni MC sono generati con *Pythia6+Powheg* e *Madgraph*. I campioni di segnale, i cui nomi, sezioni d'urto e numero di eventi iniziali sono riassunti nella tabella 4.3, descrivono il processo inclusivo di produzione associata. Per

Segnale		
Nome campioni MC	N. eventi	$\sigma(pb)$
/WH_ZH_TTH_HToTauTau_M_115_7TeV-pythia6-tauola	220000	0,0976
/WH_ZH_TTH_HToTauTau_M-120_7TeV-pythia6-tauola	220000	0,0791
/WH_ZH_TTH_HToTauTau_M-125_7TeV-pythia6-tauola	220000	0,06211
/WH_ZH_TTH_HToTauTau_M-130_7TeV-pythia6-tauola	220000	0,0469
/WH_ZH_TTH_HToTauTau_M-135_7TeV-pythia6-tauola	220000	0,0340

Tabella 4.3: Campioni di segnale MC utilizzati per $115 < m_H < 135$ GeV.

distinguere il contributo dei tre processi è stato introdotto un filtro a livello di generatore che separa il campione nei processi WH, ZH e $t\bar{t}H$. Quando si parla di segnale ci si riferisce sempre a WH, ma anche gli altri due processi vengono considerati come segnale, dato che comunque contribuiscono alla produzione del bosone di Higgs del MS. Nei campioni in tabella 4.3 è stato forzato il decadimento di $H \to \tau\tau$ e i valori di sezione d'urto riportati includono il $BR(H \to \tau\tau)$. In questo lavoro di tesi l'ottimizzazione dell'analisi è stata effettuata considerando il punto di massa m_H = 115 GeV.

Vi sono alcuni processi che hanno uno stato finale uguale o simile a quello d'interesse: tali processi fanno parte del "fondo" e sono raggruppati in diverse categorie. In tabella 4.4 sono riportati il numero di eventi iniziali e la sezione d'urto per ogni processo.

Alla categoria *Diboson* appartengono i processi $pp \to WW/WZ/ZZ$, in cui vengono prodotti due bosoni vettori. Essi costituiscono il fondo irriducibile della nostra analisi perché possono decadere sia leptonicamente sia adronicamente e quindi possono riprodurre il nostro stato finale $\mu + \tau_{jet}$.

I processi EWK sono caratterizzati dalla presenza di un *jet* aggiuntivo nello stato finale che viene ricostruito come un τ_{jet}, ovvero $pp \to (W{+}jets)/(t\bar{t}{+}jets)/(Z/\gamma^*{+}jet)$. In questi processi è possibile inoltre che un muone proveniente dal decadimento del quark b e c, che si trova all'interno di un *jet* possa essere ricostruito come una particella isolata erroneamente, a causa del fallimento degli algoritmi di isolamento. Ad esempio il processo $t\bar{t} + jets$ produce due quark b e due W che possono decadere in muoni e *jet* tali da riprodurre lo stato finale di interesse.

La simulazione dei processi di QCD è molto complessa; essi possiedono sezioni d'urto elevate e infatti rappresentano la maggior parte degli eventi di LHC. Ci si attende un gran numero di eventi caratterizzati da *jet* energetici contenenti muoni, elettroni e fotoni prodotti in volo da quark b o c. In particolare si sono usati:

- campioni ***QCD EM Enriched*** differenziati in base all'impulso trasverso dell'*hard process* $2 \to 2$: $20 < \hat{p}_T < 30$ GeV, $30 < \hat{p}_T < 80$ GeV e $80 < \hat{p}_T < 170$ GeV; questi *sample* sono arricchiti da elettroni e fotoni tramite tagli in energia trasversa e isolamento applicati a livello di generatore (*Pythia*);

fondo			
Classe	Nome campioni MC	N. eventi	$\sigma(pb)$
DiBoson	/ZZ_TuneZ2_7TeV_pythia6_tauola	4,3 M	5,9 NLO
	/WW_TuneZ2_7TeV_pythia6_tauola	3,8 M	43 NLO
	/WZ_TuneZ2_7TeV_pythia6_tauola	4,2 M	18,2 NLO
EWK	/WJetsToLNu_TuneZ2_7TeV-madgraph-tauola	57 M	31314 NLO
	/GVJets_7TeV-madgraph	1,1 M	56,64 NLO
	/TTJets_TuneZ2_7TeV-madgraph-tauola	3,6 M	165 NLO
QCD	/QCD_Pt-20to30_EMEnriched_TuneZ2_7TeV-pythia6	34 M	2496000 LO
	/QCD_Pt-30to80_EMEnriched_TuneZ2_7TeV-pythia6	28 M	3867500 LO
	/QCD_Pt-80to170_EMEnriched_TuneZ2_7TeV-pythia6	8 M	139500 LO
	/QCD_Pt-20_MuEnrichedPt-15_TuneZ2_7TeV-pythia6	24 M	84679 LO
Drell-Yan	/DYToEE_M-20_CT10_TuneZ2_7TeV-powheg-pythia	27 M	1628 LO
	/DYToMuMu_M-20_CT10_TuneZ2_7TeV-powheg-pythia	28 M	1626 LO
	/DYToTauTau_M-20_CT10_TuneZ2_7TeV-powheg-pythia-tauola	18 M	1627 LO

Tabella 4.4: Campioni di fondo MC utilizzati.

- campioni *QCD Mu Enriched* arricchiti di muoni che soddisfano la richiesta $p_T > 15$ GeV e per processi con $\hat{p}_T > 20$ GeV.

Infine vi sono i processi *Drell-Yan*: $pp \to Z/\gamma^* \to ee/\mu\mu/\tau\tau$, simulati con *Pythia* con una richiesta $m_{ll} > 20$ GeV. Questi processi producono due leptoni nello stato finale, che possono essere erroneamente identificati, nonostante il sistema di identificazione in CMS sia efficiente. Questo fondo risulta particolarmente importante e problematico per la nostra analisi, infatti viene riportato separatamente rispetto al fondo EWK, pur essendo un processo elettrodebole.

Per poter confrontare i processi simulati con i dati raccolti, è necessario calcolare un fattore di scala che, moltiplicato per il numero di eventi simulati, dia il numero di eventi corrispondenti al valore di luminosità integrata dei dati. Tale fattore è definito come:

$$w(\sigma) = \frac{\sigma \cdot \mathcal{L}}{N_{events}} \tag{4.1}$$

dove σ è la sezione d'urto del processo per $\sqrt{s}$ = 7 TeV, $\mathcal{L}$ è la luminosità integrata (nel nostro caso circa 4.7fb^{-1}) e N_{events} è il numero di eventi iniziali del processo in esame (in tabella 4.5 sono riportati i fattori di scala utilizzati nella nostra analisi).

Come si nota dalla tabella 4.5 , vi sono alcuni fattori di scala maggiori di 1 a causa di una statistica insufficiente di eventi simulati. Questo problema riguarda i processi con sezione d'urto molto grande, come i campioni di QCD.

Campione	Fattore di scala
WH-115	0,00204
ZH-115	0,00209
$t\bar{t}H$*-115*	0,00193
WW	0,052
WZ	0,0201
ZZ	0,0064
W+jets	2,541
$t\bar{t}$*+jets*	0,213
GV+jets	0,248
QCD_{μ}	15,932
QCD20-30EMEnr	339,51
QCD30-80EMEnr	632,349
QCD80-170EMEnr	81,33
DYToMuMu	0,266
DYToEE	0,279
DYToTauTau	0,4

Tabella 4.5: Fattori di scala.

4.3 *Pile-up Reweighting*

Nelle simulazioni Monte Carlo bisogna considerare l'effetto del *pile-up* (2.1.2), il quale è presente in ogni evento reale a LHC in corrispondenza di ogni collisione. I campioni MC *Summer 11* sono stati generati tenendo conto di una distribuzione piatta con una coda poissoniana per il numero di interazioni di *pile-up* per evento. Questa distribuzione non riproduce quella dei dati, come si osserva in figura 4.1, quindi è necessario applicare una correzione agli eventi MC per tener conto di questa differenza. Nelle simulazioni MC sono memorizzati sia il numero di *pile-up in-time*, cioè relativi allo stesso *bunch crossing*, sia quelli *out-of-time*. Per la procedura di correzione abbiamo scelto il numero di interazioni di *pile-up in-time*. Abbiamo dapprima constatato che tale distribuzione è simile per tutti i processi simulati; pertanto si è scelto il campione *DYToMuMu* per calcolare i fattori di correzione da applicare a tutti i processi MC. Come si osserva dalla figura 4.1, la distribuzione del numero di eventi di *pile-up* possiede un picco a 0: questo è un errore introdotto durante la produzione *Summer 11*, dovuto al fatto che la coda poissoniana è stata generata a partire da un valore intero piuttosto che da un *float*. Tale discrepanza con la distribuzione nominale non ha inficiato la procedura descritta nel seguito.
Per la procedura di ripesamento è stata utilizzata la distribuzione del *pile-up* prima di ogni selezione sia per i dati (H_D, fig. 4.1 curva rossa) sia per il campione *DYToMuMu* (H_{MC}, fig. 4.1 curva blu). Entrambe le distribuzioni sono state normalizzate a 1 ed è stato calcolato il fattore correttivo *bin* per *bin*, facendo il

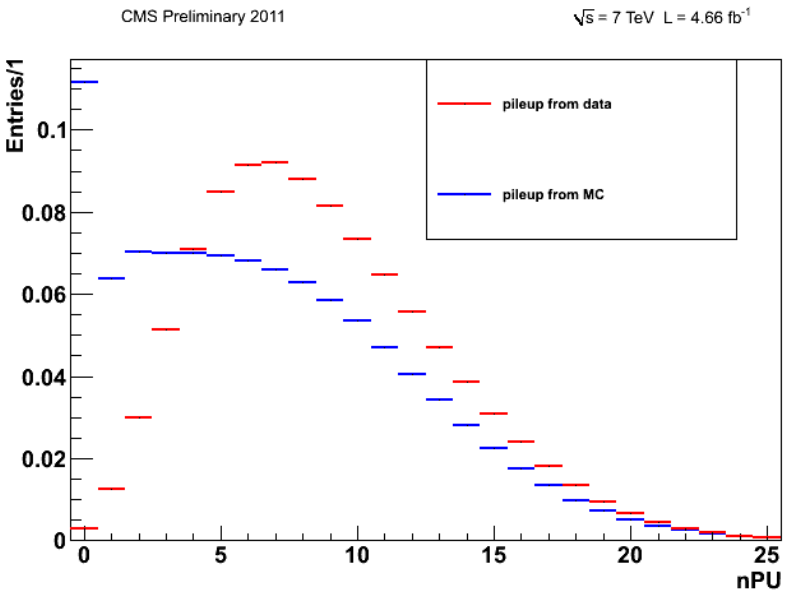


Figura 4.1: Distribuzione del numero di interazioni di *pileup* per i dati raccolti durante l'intero 2011 a LHC (curva rossa) e per i campioni MC della produzione *Summer 11* (curva blu).

rapporto tra le distribuzioni:

$$w(PU) = \frac{H_D(i)}{H_{MC}(i)} \tag{4.2}$$

dove l'indice i è riferito al *bin* considerato. In fase di analisi ogni evento nel campione MC viene attribuito tale peso in base al numero di interazioni di *pile-up* iniettate. L'effetto del *pile-up reweighting* si osserva soprattutto nella distribuzione del numero di vertici ricostruiti, come di vede in figura 4.2 . Nella nostra analisi abbiamo sempre considerato le distribuzioni ripesate.

4.4 Trigger

Le richieste di *High Level Trigger* (HLT) applicate alla nostra analisi dipendono dalla luminosità istantanea. Le prestazioni dell'HLT dipendono dalle condizioni di *pile-up* previste e dalle risposte dei vari sottorivelatori. Data la presenza di due μ nello stato finale da noi analizzato, sono stati scelti dei *trigger path* corrispondenti a tale richiesta. Inoltre sono stati presi in considerazione solo *trigger* non prescalati, ovvero viene richiesto che tutti gli eventi triggerati vengano conservati. I *trigger path* utilizzati nella nostra analisi sono riportati in tabella 4.6 , in cui oltre al nome è riportato l'intervallo dei *run* corrispondenti all'interno del quale

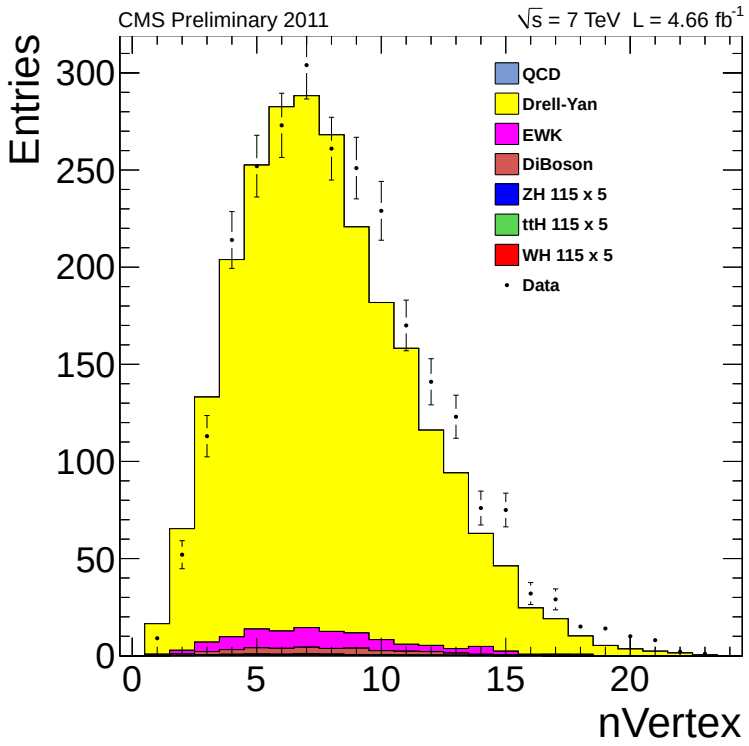


Figura 4.2: Distribuzione del numero di vertici ricostruiti dopo il *pile-up reweighting* per tutti i MC e per i dati.

Run Range	*Trigger*
160431-163839	HLT_DoubleMu7
165088-178380	HLT_Mu13_Mu8
178420-180252	HLT_Mu17_Mu8

Tabella 4.6: Trigger utilizzati per i diversi intervalli di presa dati.

è presente questo *trigger unprescaled*: i primi due si riferiscono al *Run2011A* (intervallo 160431-178380), l'ultimo al *Run2011B* (intervallo 178420-180252). Nel corso di tale lavoro di tesi adotteremo tale divisione, come riferimento ai due periodi di presa dati.

Considerando ad esempio il trigger HLT_Mu13_Mu8, si nota che esso è composto da due *trigger bits* posti in combinazione secondo la logica di AND. Quindi l'evento passa la selezione di alto livello se possiede, come in questo caso, un muone con $p_T > 8$ GeV e un muone con $p_T > 13$ GeV. La stessa logica viene applicata agli altri due *trigger path*. I tre trigger durante l'analisi vengono combinati, invece, secondo la logica di OR in modo tale da poter individuare il *trigger* corretto durante la selezione.
L'efficienza di *trigger* per entrambi i periodi è stata valutata utilizzando il metodo *Tag and Probe*. In tale metodo vengono selezionati eventi con oggetti detti *tag*, perché passano una selezione molto stringente, e con oggetti *probe*, individuati da criteri di identificazione meno stringenti e per i quali si vuole individuare l'efficienza di selezione. In questo caso sono stati selezionati eventi $Z \to \mu\mu$ utilizzando il *Primary Dataset SingleMu*.
Si procede dapprima individuando il primo μ, ovvero il *tag*, utilizzando la selezione *off-line*, che verrà specificata nelle sezioni successive, e si sceglie tra quelli che passano il più energetico. Se il muone *tag* è compatibile (si utilizza una procedura di *matching*) con un *SingleMu15 trigger object*, ovvero un μ *trigger object* con $p_T > 15$ GeV, allora si prosegue con la ricerca del *probe muon*, altrimenti l'evento viene scartato. Questo *trigger object* è utilizzato per il *Run2011A*, mentre per il *Run2011B* si richiede che il *tag muon* sia compatibile con il *SingleMu20 trigger object*. Oltre al *match* con il *trigger object* si richiede il *tag muon* abbia superato anche la richiesta del *trigger path*, HLT_Mu15 per il *tag* del *Run2011A* e HLT_Mu20 per il *tag* del *Run2011B*.
Una volta che il *tag muon* ha soddisfatto queste condizioni, si richiede che la massa invariante della coppia *tag-probe* soddisfi $|M_{2\mu} - M_Z| < 5$ GeV; in seguito i muoni *probe* vengono sottoposti alla procedura di *matching* con il *trigger object* relativo al *trigger path*, di cui si vuole calcolare l'efficienza.
Si definiscono:

- $N_{trigger}$ il numero di eventi con muoni che passano la richiesta sulla massa

invariante, quelle sul *trigger object* e quella sui *trigger path*, riportati in tabella 4.6.

- N_{tot} il numero di eventi con muoni che passano la richiesta sulla massa invariante e quelle sul *trigger object*.

L'efficienza di *trigger* si calcola quindi in questo modo:

$$\epsilon_{HLT} = \frac{N_{trigger}}{N_{tot}}. \tag{4.3}$$

Per il Run2011A abbiamo

$$\epsilon_{Run2011A} = 92.75 \pm 0.52\%, \tag{4.4}$$

che è riportata in figura 4.3 , al variare dell'impulso trasverso del muone *probe*; per il Run2011B invece

$$\epsilon_{Run2011B} = 91.83 \pm 0.58\%, \tag{4.5}$$

il cui andamento è mostrato in figura 4.4 . Tale valore verrà utilizzato per correggere l'efficienza di selezione del MC.

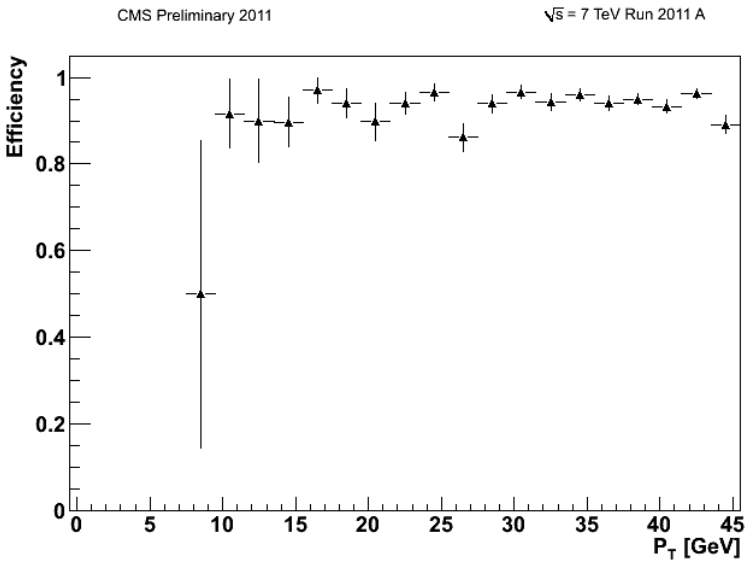


Figura 4.3: Efficienza di *trigger* per il Run2011A al variare dell'impulso del muone.

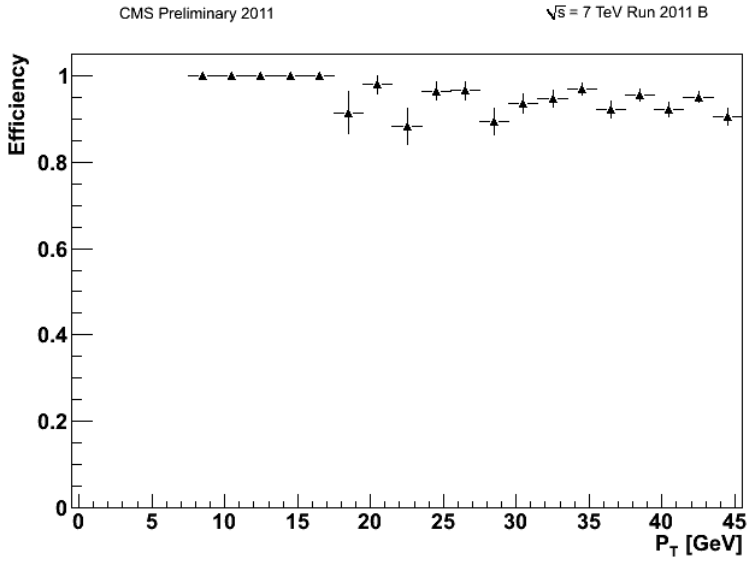


Figura 4.4: Efficienza di *trigger* per il Run2011B al variare dell'impulso del muone.

4.5 Ricostruzione dell'evento

I dati e campioni MC sono organizzati in ROOT *Tree*, un particolare modo di salvare le informazioni che possono essere gestite da ROOT.[1] All'interno del *Tree* vi sono i *branch*, in cui sono memorizzate tutte le quantità relative alle classi di oggetti interessanti: *Event, Vertex, PFJets, MET, Muon, Electron, Tau, GenJet* (*jet* a livello di generatore), *GenParticle* (particelle a livello di generatore), *GenMET* (MET a livello di generatore), *Trigger*.
Per accedere al *Tree* si è usato il metodo *TTree::MakeClass*, che genera automaticamente lo scheletro del codice e accede, in maniera ricorsiva, alle informazioni del *Tree*.
Il codice è strutturato in maniera modulare ed è stata seguita la selezione di base del gruppo *HiggsToTauTau* [71] al quale sono stati aggiunti dei tagli di qualità per migliorare l'accordo dati-MC. La descrizione degli oggetti (i cui algoritmi di ricostruzione sono stati descritti nel capitolo 3) seguirà l'ordine con cui sono inseriti nel codice.

[1] Per ulteriori dettagli consultare [39] .

4.5.1 Vertice Primario

La selezione del vertice primario (PV) parte da una collezione di vertici ricostruiti mediante gli algoritmi già descritti in 3.2.2, chiamata *offlinePrimaryVerticesWithBS*: per questa collezione l'*offlineBeamSpot* è usato non solo per filtrare le tracce, ma anche come un vincolo ulteriore sul *fit*, migliorando la risoluzione dei vertici.
Dapprima viene valutata la qualità del *fit* effettuato dagli algoritmi di ricostruzione, richiedendo che il numero di gradi di libertà sia maggiore di 7 e che il χ^2 normalizzato sia minore di 10. Successivamente si valuta la posizione del vertice rispetto al punto di interazione nominale, richiedendo che la distanza lungo z sia inferiore a 24 cm e a 2 cm nel piano trasverso. Tra questi vertici selezionati, si utilizza solo quello con la più grande somma dei quadrati dei p_T delle tracce ad esso associate, in modo tale da identificarlo come il vertice appartenente all'*hard scattering*.

4.5.2 Muoni

Nella nostra analisi si richiede la presenza di due muoni nello stato finale: uno proveniente dal bosone vettore W (μ_1), l'altro dal decadimento del τ proveniente dall'Higgs (μ_2).
Dapprima viene analizzato il modulo relativo al μ_1 e una volta individuato il più energetico si passa alla ricerca del μ_2 e anche di questo si considera l'oggetto con p_T massimo.
Prima di individuare gli oggetti più energetici vengono fatte una serie di richieste. Innanzitutto viene richiesto che entrambi i muoni appartengano ad una regione di accettanza pari a $|\eta| < 2.1$, in seguito che il p_T del μ_1 sia maggiore di 18 GeV e che quello del μ_2 sia maggiore di 9 GeV.
Quello che ci si aspetta è che il μ proveniente da W sia maggiormente energetico rispetto a quello proveniente dal τ ed è su questa assunzione che è stata pensata la selezione sui due μ, che verrà studiata nella sezione successiva.
In questa analisi si richiede che i due μ vengano ricostruiti sia come *global* sia come *tracker* e soddisfino le seguenti richieste per l'identificazione:

- il *global muon* deve avere almeno un *hit* buono nelle camere a muoni;
- il *tracker muon* deve avere almeno due *match* in due stazioni muoniche differenti;
- nell'*inner tracker* devono esserci più di 10 *hit* nel tracciatore a silicio e almeno un *hit* nel rivelatore a *pixel*;
- il *fit* della traccia globale deve essere tale che $\chi^2/ndof < 10$;

- il parametro di impatto trasverso della traccia associata al *GlobalMuon*, colcolato rispetto al vertice primario, deve essere $|d_B| < 0.02$ cm;

- il parametro di impatto longitudinale $|d_z| < 0.2$ cm rispetto al vertice primario ricostruito.

Questa selezione assicura compatibilità con l'algoritmo di *trigger*, così come la soppressione del fondo dovuto al *punch-through* e ai decadimenti in volo.

I fondi dovuti alla presenza di quark e gluoni, sotto forma di *jet*, che contengono un muone vengono rimossi facendo delle precise richieste sul parametro di isolamento. Infatti la richiesta di muoni isolati riduce la contaminazione di muoni provenienti dai decadimenti dei quark b o c o dai decadimenti in volo. Come accennato in 3.2.7 , l'isolamento per i muoni è realizzato come la somma degli impulsi trasversi di tutti i candidati ricostruiti con l'algoritmo di *Particle Flow*. Fra tutti i candidati ricostruiti con l'algoritmo PF (ricordiamo adroni carichi, adroni neutri e fotoni con $p_T > 0.5$ GeV), vengono considerati soltanto i depositi in energia o impulso trasverso di quegli adroni che si trovano all'interno di un cono di isolamento con $\Delta R < 0.4$ nelle vicinanze di un muone selezionato e con un cono di veto pari a $\Delta R < 0.01$. Le tracce sono associate al vertice più vicino lungo z. La richiesta che le tracce siano associate al vertice primario corrisponde alla cosiddetta selezione *pfNoPileUp*, che riduce l'effetto di *pile-up* sull'algoritmo di isolamento. Per considerare l'energia delle particelle neutre dovute alla presenza di eventi di *pile-up* viene applicata una correzione cosiddetta $\Delta\beta$, così che l'isolamento relativo combinato viene definito come:

$$I_{rel}^{PF} = \frac{\sum p_T^{carico} + max(\sum E_T^{neutro} + \sum E_T^{fotone} - \Delta\beta, 0)}{p_T^{\mu}} \tag{4.6}$$

dove p_T^{carico} corrisponde al p_T di tutte le particelle cariche, E_T^{neutro} e E_T^{fotone} sono le energie trasverse degli adroni neutri e dei fotoni e $\Delta\beta$ corrisponde all'energia stimata delle particelle neutre, dovuta agli eventi di *pile-up*. $\Delta\beta$ viene calcolata sommando gli impulsi trasversi di tutti gli adroni carichi all'interno del cono di isolamento, che non rispettano la richiesta sul vertice primario; tale somma viene corretta per un fattore correttivo che tiene conto della quantità media di energia carica rispetto alla energia neutra all'interno del cono di isolamento. In particolare nella nostra analisi si richiede $I_{rel}^{PF} < 0.3$.
Bisogna precisare che dopo aver identificato il μ_1, lo si esclude dalla collezione dei muoni che vengono utilizzati per la ricerca del μ_2. Quindi entrati nel modulo per il μ_2, si prosegue nella catena di selezione solo se $\Delta R(\mu_i, \mu_1) > 0.5$, dove $\Delta R = \sqrt{(\eta_{\mu_i} - \eta_{\mu_1})^2 - (\phi_{\mu_i} - \phi_{\mu_1})^2}$.

4.5.3 τ_{jet}

Nel caso del τ si richiede la presenza di un solo candidato nello stato finale. Come già detto nella sezione 3.2.8 l'algoritmo di ricostruzione usato è l'HPS, *Hadron Plus Strip*.
Si richiede dapprima che il τ si ritrovi in una regione con $|\eta| < 2.5$, in seguito che la distanza nel piano longitudinale tra il vertice corrispondente al τ e il vertice primario sia minore di 0.2 cm. Inoltre, prima di continuare la selezione ci si assicura che il τ candidato non si sovrapponga ai due muoni selezionati: infatti si impone un taglio in ΔR:

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_{\mu_1} - \eta_\tau)^2 - (\phi_{\mu_1} - \phi_\tau)^2} > 0.1 \tag{4.7}$$

e

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_{\mu_2} - \eta_\tau)^2 - (\phi_{\mu_2} - \phi_\tau)^2} > 0.1. \tag{4.8}$$

Il τ_{jet}, in base alla nostra selezione, dovrebbe provenire dall'Higgs e quindi dovrebbe essere molto energetico. Infatti si richiede che il suo p_T sia maggiore di 20 GeV. Come si osserva dalla figura 4.5 la scelta di tale valore non inficia la significanza $S/\sqrt{S+B}$ (S è il numero di eventi di segnale, B è il numero di eventi di fondo che sopravvivono alla selezione) in funzione del p_T del τ. Infatti essa mantiene un valore quasi costante attorno a 0.004 da 15 a 20 GeV, che si riduce notevolmente per valori superiori a 20 GeV e inferiori a 15 GeV. Dopo le richieste

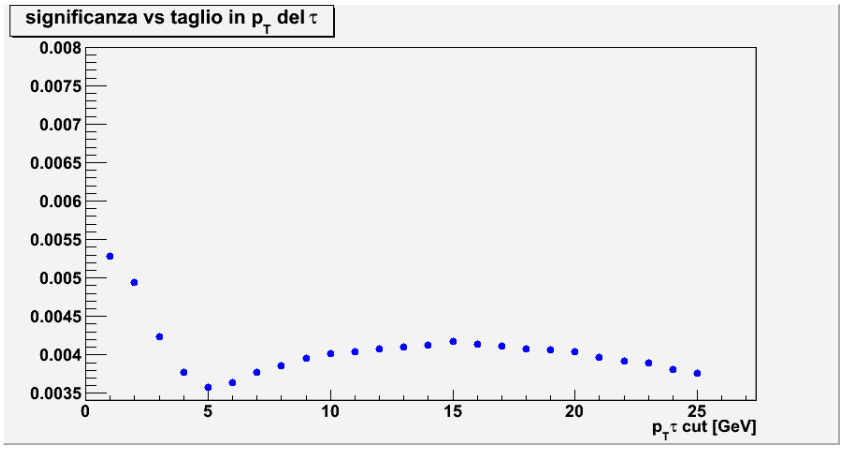


Figura 4.5: Significanza $S/\sqrt{S+B}$ in funzione del p_T del τ.

cinematiche seguono quelle di identificazione e isolamento. L'HPS parte dalla ricostruzione del τ_{jet} come PFJet, utilizzando l'algoritmo Anti-k_t. La variabile di isolamento viene calcolata considerando la somma dei depositi di energia delle particelle candidate all'interno del cono di isolamento, alla quale vengono sottratti i contributi associati al τ_{jet}. Grazie all'uso del *Particle Flow* si ha una migliore

discriminazione nei confronti dei *jet* con elevate frazioni di energia elettromagnetica o adronica. Anche per il τ si applicano le correzioni $\Delta\beta$ per eliminare gli effetti del *pile-up*. Infatti la variabile di isolamento ha la stessa definizione usata per i muoni, ovvero la 4.6 .
In questa analisi si utilizza il discriminatore *ByLooseCombinedIsolationDBSumPtCorr* che ha un cono di isolamento costruito attorno al τ_{jet} (descrizione in 3.2.8) con apertura pari a ΔR = 0.3 e una correzione $\Delta\beta$ minore di 2 GeV. Tale discriminatore binario corrisponde alla probabilità di circa 1% che un *jet* venga erroneamente ricostruito come un τ_{jet}. Gli altri *working point*, *ByMediumCombinedIsolationDBSumPtCorr* e *ByTightCombinedIsolationDBSumPtCorr*, differiscono solo per il $\Delta\beta$ che è minore di 1 GeV per il *medium* e minore di 0.8 GeV per il *tight* [75] .
Inoltre si richiede che i τ superino la richiesta del discriminatore *ByDecayModeFinding*, ovvero che vengano trovati nell'evento i decadimenti richiesti nell'algoritmo HPS.
Tale algoritmo permette di utilizzare anche dei discriminatori per evitare che un elettrone o un muone vengano ricostruiti come τ. Per i muoni vengono utilizzati due discriminatori:

- *AgainstMuonLoose*: la *leading track* associata al τ_{jet} non deve avere alcun *hit* nelle camere a muoni;

- *AgainstMuonTight*: in questo caso la *leading track* associata al τ_{jet} non deve coincidere né con la traccia di *global muon* né con quella di un *tracker muon*.

Invece la reiezione degli elettroni risulta più complicata in quanto la segnatura di un τ e di un elettrone è molto simile nel rivelatore. Viene usato quindi un discriminatore multivariato per elettroni ricostruiti con l'algoritmo di *Particle Flow*, il PF^{e}_{mva}, che viene applicato alla *leading track* carica.
In caso si usi un *working point (WP) loose*, si richiede che PF^{e}_{mva} < 0.6; nel caso di un *WP medium* si richiede PF^{e}_{mva} < -0.1 e che il candidato non si trovi nelle regioni di *crack* del calorimetro, ovvero non deve trovarsi in regioni in cui $1.4442 < |\eta| < 1.566$.
Infine nel caso di un *WP tight* vengono fatte le stesse richieste del *WP medium* e in più si verifica se la componente elettromagnetica appartiene alla *leading track*. Ciò si ottiene con due tagli ulteriori: il primo riguarda il rapporto tra il deposito in HCAL e l'impulso della *leading track*, ovvero (H/P), che deve essere maggiore di 0.08 se il τ non ha componenti elettromagnetiche; il secondo riguarda il rapporto di *bremmstrahlung* f^{τ}_{brem}, definito come:

$$f^{\tau}_{brem} = \frac{\text{Energia EM in una } \textit{strip} \text{ intorno alla } \textit{leading track}}{\text{Energia EM totale del } \tau}. \tag{4.9}$$

Working Point efficiency 95%		
Variabile	Taglio (*Barrel*)	Taglio (*Endcap*)
$\sigma_{i\eta i\eta}$	< 0.01	< 0.03
$\Delta\phi$	< 0.8	< 0.7
$\Delta\eta$	< 0.007	< 0.01
H/E	< 0.15	< 0.07

Tabella 4.7: Variabili e tagli corrispondenti al *WP* 95 per gli elettroni.

Si richiede quindi, per i τ candidati che hanno componenti elettromagnetiche, che f^{τ}_{brem} sia maggiore di 0.99. In questo caso viene calcolata anche la massa invariante delle tracce cariche presenti nella *strip*; per i τ reali la massa è compatibile con la risonanza intermedia ρ(770) e diventa un buon discriminatore visto che per gli elettroni la distribuzione di massa invariante è discendente [76] .
Nella nostra analisi abbiamo usato un *Tight WP* per la reiezione sia dei muoni sia degli elettroni. Infine tra tutti i τ candidati che hanno passato questa selezione si sceglie solo quello con p_T massimo.

4.5.4 *Jet*

Per quanto riguarda il modulo dei *jet*, l'interesse è maggiormente concentrato sull'individuazione dei *b-jet* e sulla richiesta che non ve ne siano nell'evento, per assicurarsi che i *jet* nell'evento provengano effettivamente da τ e non dalla frammentazione dei quark b. Quindi è stato implementato l'anti *b-tagging*, ovvero ogni volta che viene identificato un *b-jet*, l'evento viene scartato.
Come prima cosa però viene richiesto che il $p_{T,jet} > 20$ GeV e che $|\eta| < 2.5$. Infine si applica la richiesta di *b-tagging*. L'algoritmo utilizzato è quello descritto in 3.2.5 , chiamato *TrackCountingHighEff*, e si richiede che la variabile che rappresenta tale discriminatore sia maggiore di 3.3.

4.5.5 Elettroni

L'ultimo modulo del codice riguarda gli elettroni. Nello stato finale della nostra analisi si richiede che non vi siano elettroni, altrimenti l'evento viene scartato. Perciò come già accennato la selezione su di essi non è molto stringente. Si richiede innanzitutto che il p_T > 10 GeV e che $|\eta| < 2.4$. Successivamente si passa all'identificazione. Nella sezione 3.2.6 è stato detto che in base ad un gruppo di tagli scelti, ci si pone in corrispondenza di un preciso *WP*: nel nostro lavoro è stato scelto un *WP* al 95% di efficienza. In tabella 4.7 sono riportati i tagli corrispondenti a questo *WP*.

In seguito si richiede che il *fit* finale sulla traccia dei candidati elettroni sia effettuato con il *Gaussian-Sum Filter*, che il parametro di impatto dell'elettrone nel piano trasverso soddisfi $d_B < 0.02$ cm. Infine si richiede che i *supercluster* con cui vengono ricostruiti gli elettroni siano al di fuori della regione di insensibilità di ECAL, ovvero $|\eta_{SC}| < 1.442$ e $|\eta_{SC}| > 1.560$.

4.5.6 Selezioni topologiche

Oltre alla selezione modulare sugli oggetti ricostruiti, all'interno del codice sono stati richiesti anche altri tagli in base alla topologia del segnale e per sopprimere i fondi più pericolosi.

Come si osserva in Fig. 4.6 la regione $M(\mu_1, \mu_2) < 20$ GeV non risulta ben de-

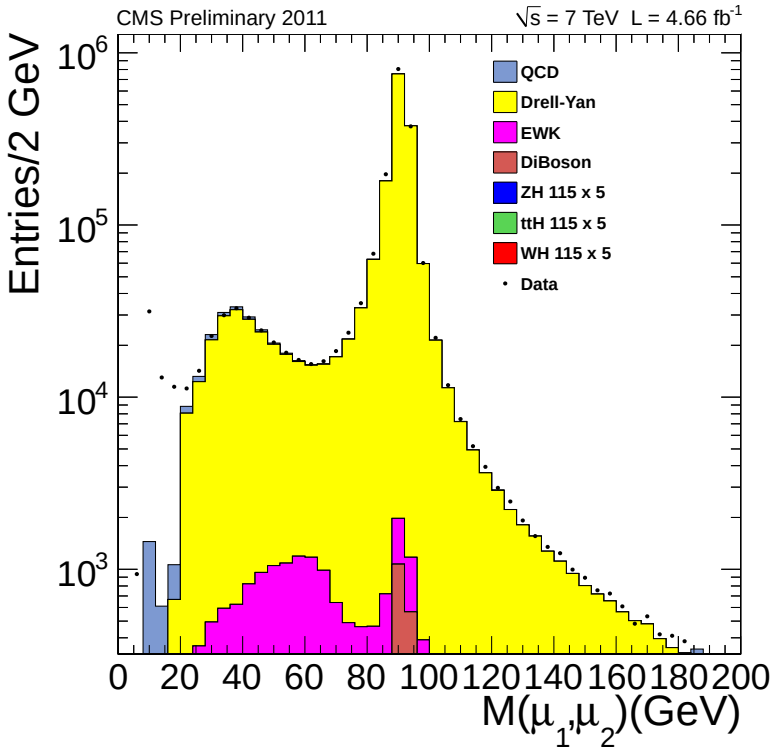


Figura 4.6: Distribuzione della massa invariante (μ_1,μ_2), subito dopo aver selezionato i due muoni candidati. Come si osserva in contributo di WH, ZH e $t\bar{t}H$ è moltiplicato per 5.

scritta dai campioni MC; infatti nel campione *Drell-Yan* è presente un taglio a livello di generatore nella regione di bassa massa. Quindi per eliminare questo eccesso di eventi è stato introdotto il taglio $M(\mu_1, \mu_2) > 20$ GeV. Come si osserva

dalla tabella 4.14 l'introduzione di questo taglio non introduce una eccessiva riduzione del segnale WH, infatti l'efficienza relativa è pari al 97% .
Il fondo più pericoloso nella nostra analisi è il *Drell-Yan*, ovvero $pp \to Z/\gamma^* \to \mu\mu$. I due muoni in questo processo sono caratterizzati dall'avere carica opposta e quindi per eliminare questo fondo è stato richiesto che la carica dei due muoni nell'evento fosse uguale. Purtroppo questo taglio riduce di circa il 50% l'efficienza sul segnale WH anche se permette di azzerare il fondo *Drell-Yan*.
Inoltre per ricostruire correttamente l'Higgs si richiede che la carica della coppia (μ_2, τ) sia nulla. Infine viene introdotta una variabile chiamata L_T, che è definita come la somma scalare degli impulsi trasversi dei tre leptoni candidati nello stato finale. Si richiede che $L_T > 80$ GeV: questo taglio è stato pensato per rimuovere i fondi che generano *fake* a basso p_T.
Di seguito viene riportata la sequenza ordinata di tagli utilizzata nell'analisi:

- Vertici: si richiede la presenza di almeno un vertice buono;
- μ_1 da W: taglio in accettanza, taglio in p_T, identificazione, isolamento, richiesta di un solo μ_1, il più energetico nell'evento;
- μ_2 da H: richiesta di non sovrapposizione con il μ_1 selezionato, taglio in accettanza, taglio in p_T, identificazione, isolamento, richiesta di un solo μ_2, il più energetico nell'evento;
- $M(\mu_1, \mu_2) > 20$ GeV;
- τ_{jet}: taglio in accettanza, taglio in Δz, anti-*overlap* con i muoni selezionati, taglio in p_T, identificazione, isolamento, reiezione dei muoni e degli elettroni, richiesta di un solo τ, il più energetico nell'evento;
- Carica: richiesta che la carica della coppia (μ_2, τ) sia nulla, richiesta che la carica della coppia (μ_1, μ_2) sia non nulla;
- *Jet*: richiesta che non ci siano *b-jet* nell'evento;
- Elettroni: richiesta che non ci siano elettroni nell'evento;
- L_T: richiesta che $L_T > 80$ GeV.

Come dimostrazione del buon accordo ottenuto tra dati e MC con questa selezione, vengono riportati in figura 4.7 , 4.8 e 4.9 la distribuzione degli impulsi trasversi dei tre leptoni, rispettivamente μ_1, μ_2 e τ, prima della richiesta che la carica della coppia (μ_1, μ_2) sia non nulla. Inoltre in figura 4.10 è stata riportata la massa invariante della coppia (μ_2, τ), ovvero dell'Higgs ricostruito.

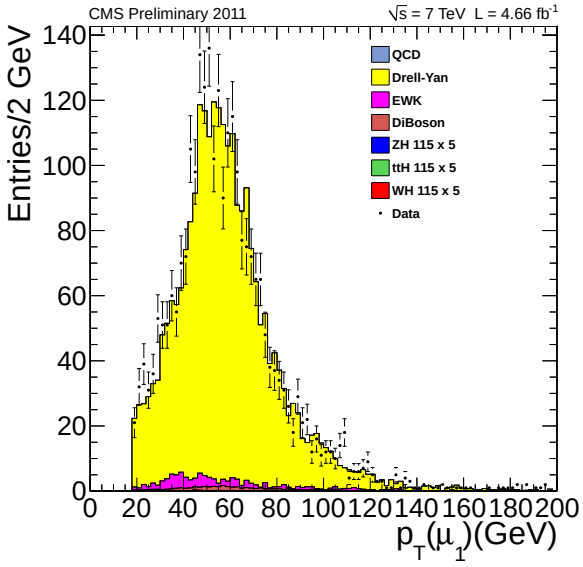


Figura 4.7: Distribuzione dell'impulso trasverso del μ_1 prima della richiesta che la carica della coppia (μ_1, μ_2) sia non nulla.

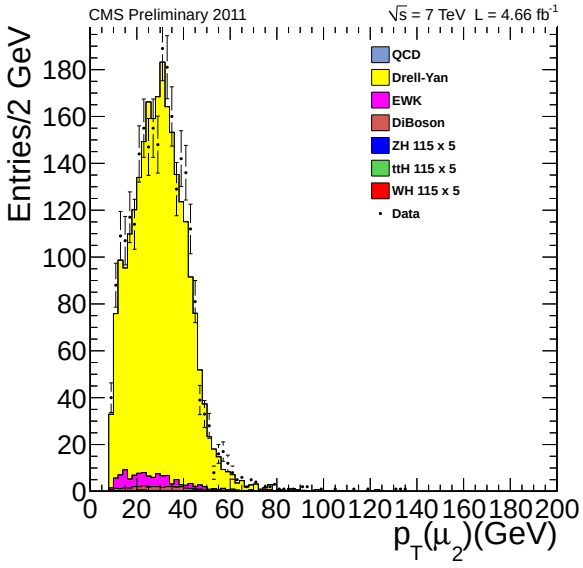


Figura 4.8: Distribuzione dell'impulso trasverso del μ_2 prima della richiesta che la carica della coppia (μ_1, μ_2) sia non nulla.

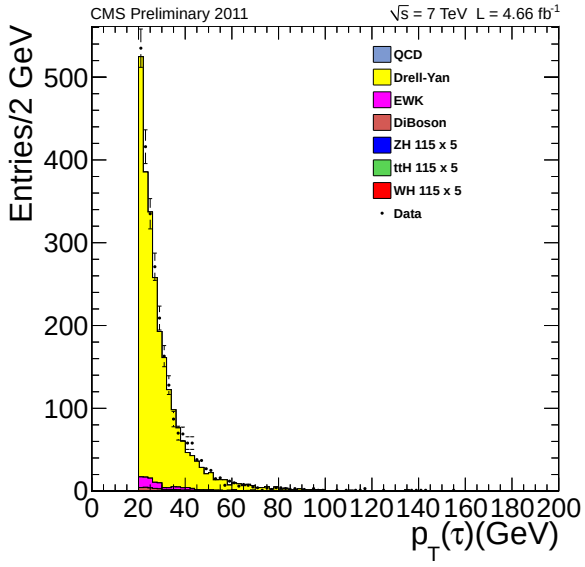


Figura 4.9: Distribuzione dell'impulso trasverso del τ prima della richiesta che la carica della coppia (μ_1, μ_2) sia non nulla.

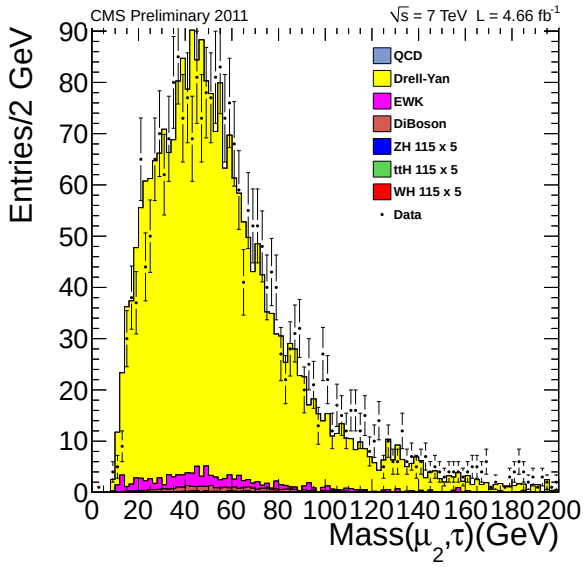


Figura 4.10: Distribuzione della massa invariante (μ_2,τ) prima della richiesta che la carica della coppia (μ_1, μ_2) sia non nulla.

4.6 Studio del segnale WH mediante la tecnica del *truth-matching*

La selezione descritta della sezione precedente è stata pensata sulla particolare topologia del segnale WH, in quanto si è assunto che il μ_1 provenga dal W e il μ_2 da H. Tale ipotesi è stata studiata utilizzando la tecnica del *truth-matching*, in cui vengono confrontati gli oggetti ricostruiti presenti nello stato finale e quelli a livello di verità MC.
Le particelle ricostruite e generate vengono confrontate utilizzando la variabile $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$, dove $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ sono rispettivamente la differenza in pseudorapidità e angolo azimutale tra la direzione della particella ricostruita e quella generata, all'interno della metrica (η, ϕ). Una particella ricostruita viene associata ad una particella della verità MC, se la prima si trova rispetto alla seconda all'interno di un cono con ΔR minore di un certo valore. Poiché siamo interessati ad individuare μ provenienti da W e τ da Higgs, è necessario individuare tali particelle a livello di generatore.

Come prima cosa è stata effettuata una ricerca del numero di eventi del tipo $W(\mu + \nu)H(\mu + \tau_{jet})$ a livello di particelle generate da *Pythia*.
A partire dal campione di segnale MC, sono state eseguite le seguenti fasi per selezionare questo tipo di evento:

1. sono stati individuati nell'evento i bosoni W e H, rimuovendo gli eventi ZH e $t\bar{t}H$;
2. sono stati ricercati e individuati tutti i μ provenienti dal W, chiamati μ_W e le coppie di τ provenienti dall'Higgs;
3. sono stati individuati i possibili modi di decadimento della coppia di τ;
4. infine sono stati selezionati gli eventi con stato finale composto da μ_W, μ con madre il τ (μ_τ) e i τ aventi come madre l'Higgs (τ_{jet}).

Il campione è composto da 220000 eventi, di questi 130520 appartengono al processo WH. La ricerca di un determinato stato finale (fasi 2, 3 e 4) divide gli eventi in due categorie: N_1 sono gli eventi di segnale WH che hanno come stato finale $\mu_W + \mu_\tau + \tau_{jet}$, N_2 sono gli eventi WH con stati finali diversi da questo. Al gruppo N_1 appartengono 3214 eventi, numero compatibile se moltiplichiamo 130520 per il BR del $W \to \mu\nu$ e per il BR $H \to \mu + \tau_{jet}$. Infatti si ottiene $130520 \cdot 0.11(W \to \mu\nu) \cdot 0.22(H \to \mu + \tau_{jet}) = 3159 \sim 3214$. Al gruppo N_2 appartengono tutti gli altri eventi (127306).

Gli eventi che sono sottoposti al *matching* con gli oggetti selezionati a livello di generatore, sono i μ e i τ ricostruiti che passano l'intera selezione: si considera

verificata la condizione di *match* tra le particelle generate e ricostruite, se il singolo oggetto ricostruito si trova all'interno di un cono di raggio ΔR = 0.1 costruito attorno alla particella generata.
Degli eventi N_1 alla fine della selezione rimangono 113 eventi, mentre degli N_2 ne rimangono 7. I 7 eventi N_2 vengono chiamati N_{WRONG}, perché sono quelli che hanno passato la selezione pur non essendo del nostro canale. Invece i 113 eventi N_1 vengono suddivisi in due classi:

- N_{GOOD}: 90 eventi caratterizzati dal *match* dei due μ e del τ;
- N_{SWAP}: 23 eventi in cui almeno un oggetto tra i due μ e il τ non soddisfa la condizione di *match*. Nel nostro caso questi 23 eventi soddisfano la condizione di *match* soltanto per il τ e non per i due μ. Quindi i due μ si sono scambiati di ruolo, ovvero il μ_1 più energetico viene dall'Higgs, mentre il μ_2 meno energetico viene dal W.

Si può valutare grazie a questa procedura il grado di purezza delle nostre ipotesi e la corrispondente efficienza di ricostruzione:

$$\epsilon = \frac{N_{GOOD}}{N_{GOOD} + N_{SWAP} + N_{WRONG}} = 0.75 \pm 0.04 \tag{4.10}$$

In figura 4.11 è rappresentata la distribuzione di massa invariante per l'Higgs in due casi:

- la curva rossa rappresenta la massa visibile con il contributo degli N_{GOOD} e degli N_{SWAP}, in cui però i due muoni non sono associati correttamente per gli N_{SWAP}. Infatti il μ_1 più energetico viene dall'Higgs, mentre il μ_2 meno energetico viene dal W;
- la distribuzione blu rappresenta sempre la massa visibile con il contributo degli N_{GOOD} e degli N_{SWAP}, però i due muoni per gli N_{SWAP} sono stati scambiati manualmente per ristabilire la corretta associazione.

Come si evince dalle due distribuzioni, anche assumendo di riuscire ad attribuire correttamente tutti i μ_1 e μ_2 (curva blu), non si ottiene un guadagno sensibile in termini di risoluzione in massa per il candidato Higgs. Si è pertanto deciso di utilizzare le tre particelle nello stato finale (μ_1, μ_2 e τ_{jet}) attribuendo sempre il μ più energetico (μ_1) al W.

4.7 Risultati

La tecnica di analisi consiste nell'applicare la selezione descritta ai singoli campioni MC e ai dati. In corrispondenza di ogni taglio si conoscono il numero di eventi che passano, l'efficienza relativa e assoluta.

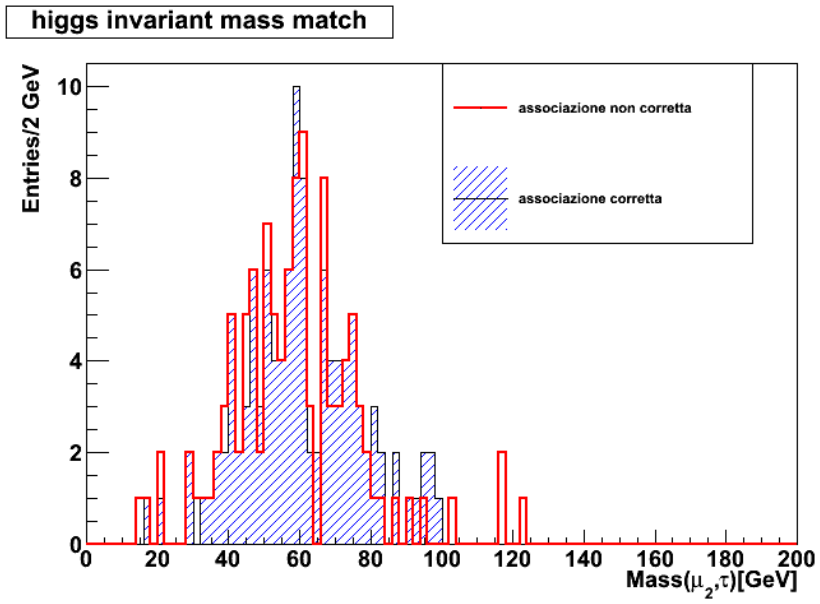


Figura 4.11: Distribuzione della massa invariante dell'Higgs ottenuta con la procedura di matching.

Nel codice il numero di eventi dopo ogni taglio è corretto con il fattore di *pile-up* $w(PU)$ (4.2). Inoltre è necessario ripesare il numero di eventi con il fattore di scala $w(\sigma)$ (4.1), per normalizzare il campione MC alla luminosità integrata analizzata.
Pertanto il numero di eventi dopo il taglio i-esimo sarà:

$$N_i = N_{i,PU} \cdot w(\sigma). \tag{4.11}$$

L'errore sul numero di eventi è stato calcolato considerando la statistica poissoniana, ovvero:

$$\sigma_{N_i} = w(\sigma) \cdot \sqrt{N_{i,PU}}. \tag{4.12}$$

Nelle Tabelle 4.8 , 4.9 , 4.10 , 4.11 , 4.12 e 4.13 sono riportati gli eventi che passano ogni taglio della nostra selezione, già riscalati alla luminosità integrata, per ogni processo. Per semplicità e per richiamare la divisione riportata nei plot, alcuni processi sono stati raggruppati per categoria e per ciascuna categoria è stata calcolata la somma degli eventi che passano ogni richiesta.

Nelle Tabelle 4.14 e 4.15 sono riportate le efficienze assolute e relative per ogni taglio e per ogni categoria. Si definisce efficienza relativa del taglio i-esimo la quantità:

$$\epsilon_{i,rel} = \frac{N_i}{N_{i-1}} \tag{4.13}$$

dove N_i è il numero di eventi del taglio i-esimo, mentre N_{i-1} è il numero di eventi del taglio taglio precedente $i-1$. L'efficienza assoluta è definita come:

$$\epsilon_{i,ass} = \frac{N_i}{N_0} \tag{4.14}$$

dove N_0 è il numero di eventi iniziali. Per il calcolo degli errori sulle efficienze viene considerata una statistica binomiale, infatti si ha:

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N}}. \tag{4.15}$$

dove al posto di N si utilizza N_0 per l'efficienza assoluta e N_{i-1} per l'efficienza relativa. Infine in figura 4.12 è riportato l'andamento dell'efficienza assoluta al variare dei singoli tagli per il segnale, i dati e la somma dei fondi. Dall'efficienza as-

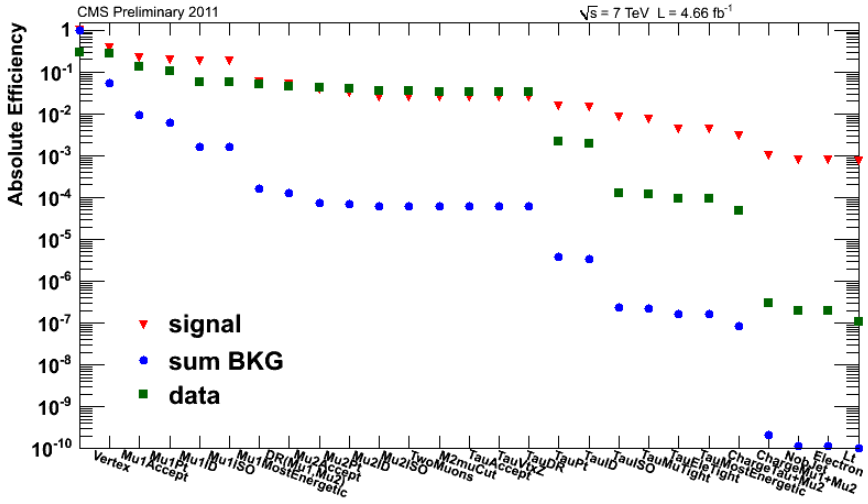


Figura 4.12: Andamento delle efficienze assolute al variare dei tagli per il segnale $WH + ZH + t\bar{t}H$ (*signal*), i vari fondi (*sum BKG*) e per i dati (*data*).

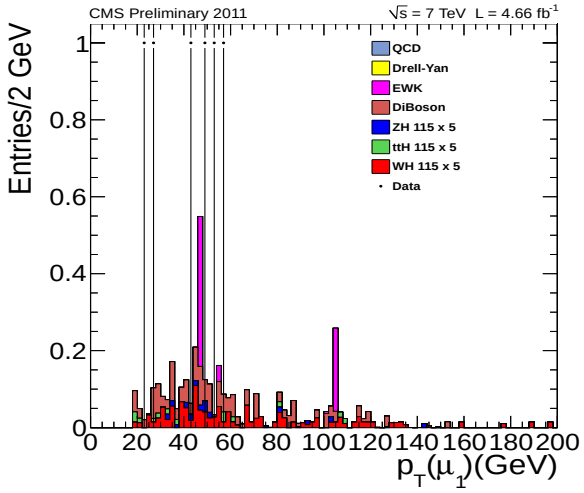
soluta finale di WH, riportata in tabella 4.15 , si può calcolare l'efficienza di selezione del segnale, considerando i *branching ratio* dei processi, che caratterizzano lo stato finale, ovvero:

$$\epsilon_{WH} = \frac{\epsilon'_{WH}}{BR(W \to \mu\nu) \cdot BR(H \to \mu\tau_{jet})} = \frac{0,001}{0,11 \cdot 0,22} = 4,13\%. \tag{4.16}$$

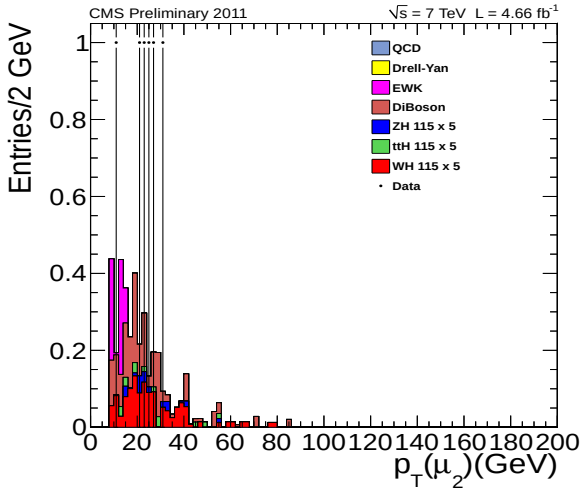
In figura 4.13 sono riportate le distribuzioni dei p_T dei tre leptoni candidati, μ_1, μ_2 e τ_{jet}, alla fine della selezione. In figura 4.14 sono invece riportate la distribuzione dell'impulso trasverso (figura 4.14a) e della massa invariante dell'Higgs.
In figura 4.15 è riportato l'*Event Display* dell'unico evento di dati sopravvissuto del *Run A*, nel piano trasverso (4.15a) e con visuale stereo (4.15b). Invece in

figura 4.16 è riportato uno dei cinque eventi del *Run B*, che ha passato l'intera selezione. I dettagli dell'evento sono riportati in figura.
In questi *Event Display* si possono osservare i seguenti elementi: due tracce rosse che arrivano sino alle camere a muoni, che rappresentano i due muoni candidati dell'evento, la MET, rappresentata da una freccia rossa, e i depositi calorimetrici in ECAL (in rosso) e in HCAL (in blu) in corrispondeza dei *jet*.

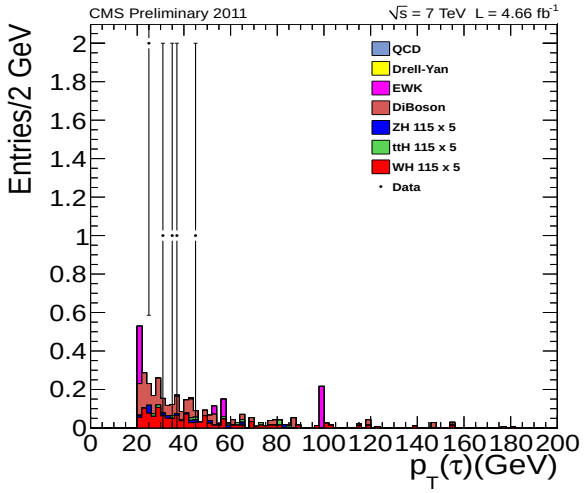
Dalla tabella 4.13 si può osservare che il numero di eventi MC attesi è 2.56 ± 0.41 ed è inferiore al numero di eventi osservati di dati reali, che sono 6. I contributi MC rimanenti sono ZH e $t\bar{t}H$, che contribuiscono al processo di segnale, i processi con due bosoni, ovvero WZ e ZZ, che costituiscono il fondo irriducibile per la nostra analisi, e il processo elettrodebole $t\bar{t} + jet$. L'accordo non è molto soddisfacente infatti si è preferito affrontare lo studio dei fondi utilizzando la tecnica *Data-Driven* del *fake-rate*, per poter migliorare l'accordo. Questo studio verrà descritto dettagliatamente nella sezione 4.8 .



(a)

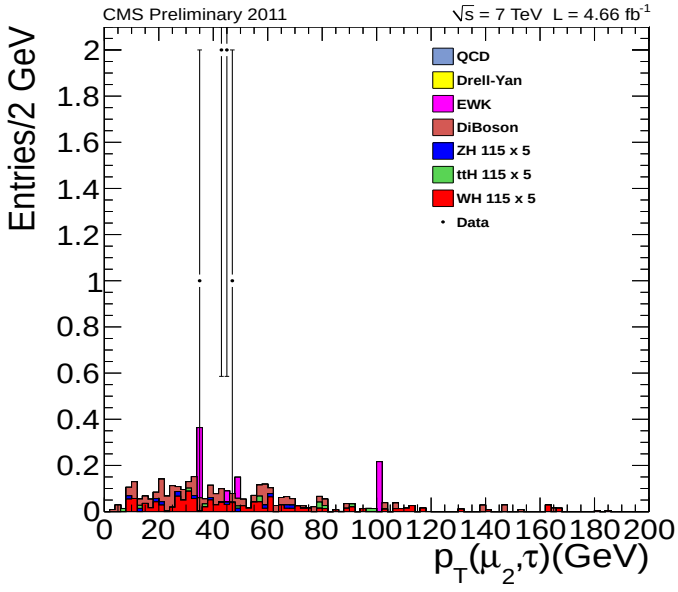


(b)

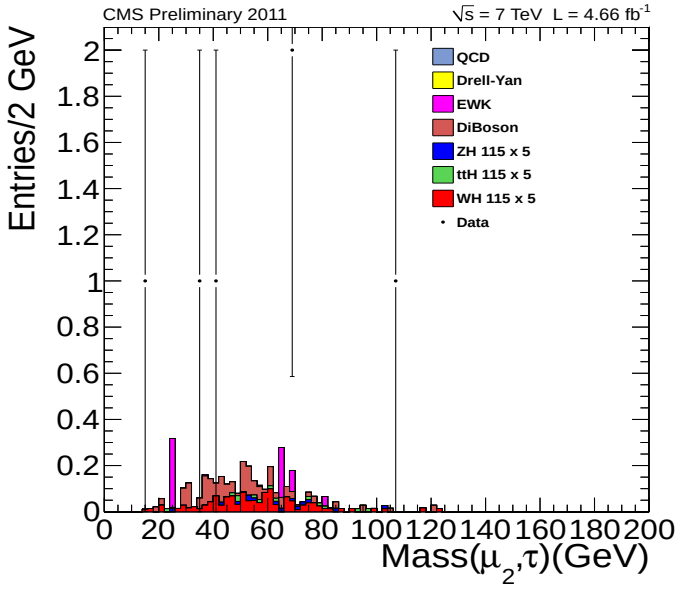


(c)

Figura 4.13: Distribuzioni in p_T dei tre oggetti candidati ((a) μ_1, (b) μ_2, (c) τ_h) alla fine delle selezioni.

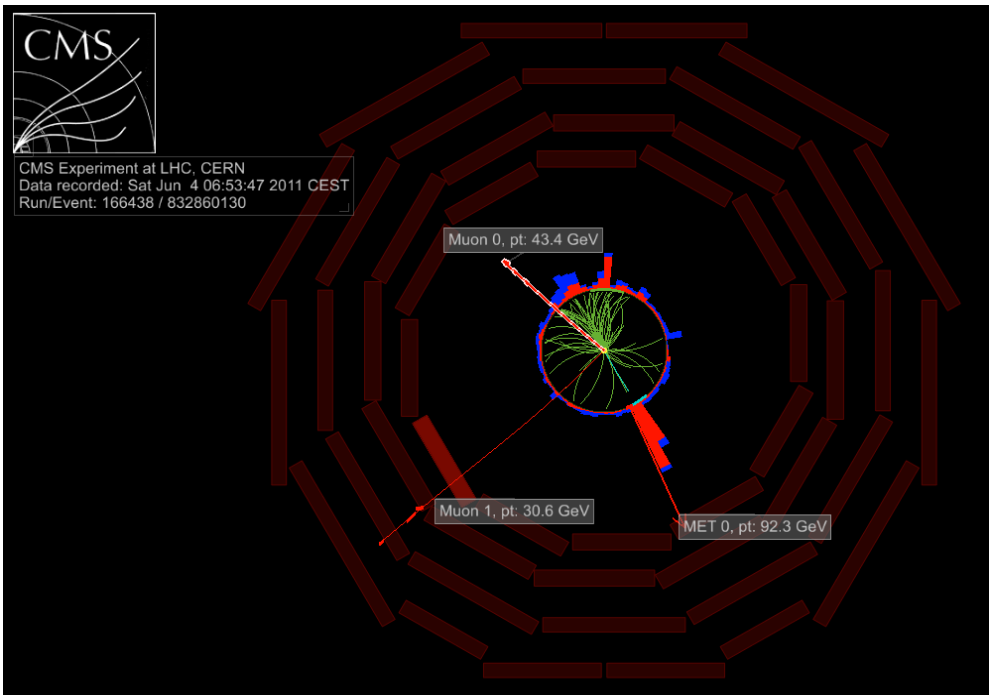


(a)

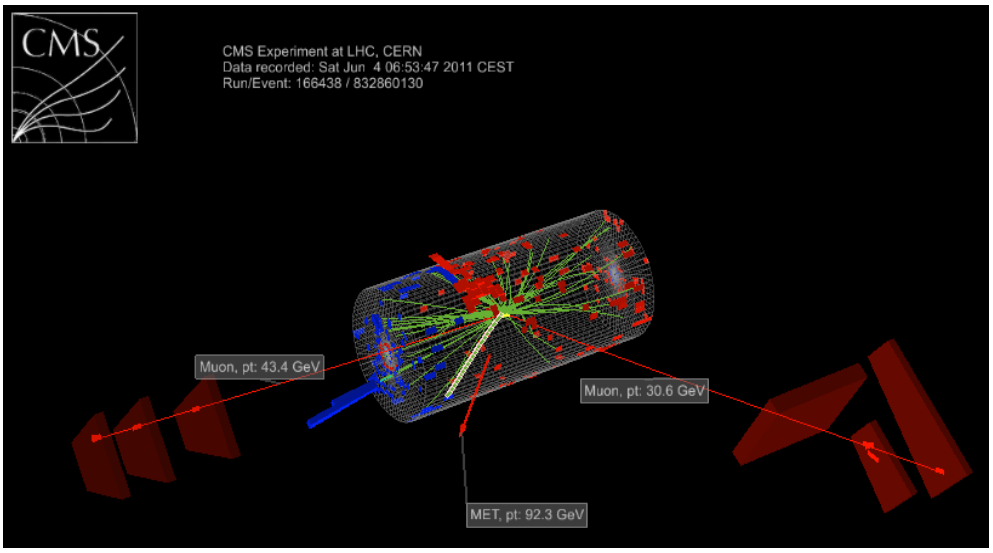


(b)

Figura 4.14: Distribuzioni relative all'Higgs ricostruito alla fine delle selezioni: (a) p_T, (b) massa visibile.



(a)



(b)

Figura 4.15: *Display* dell'evento di dati del *Run A*. (a) Vista nel piano trasverso, (b) vista stereo.

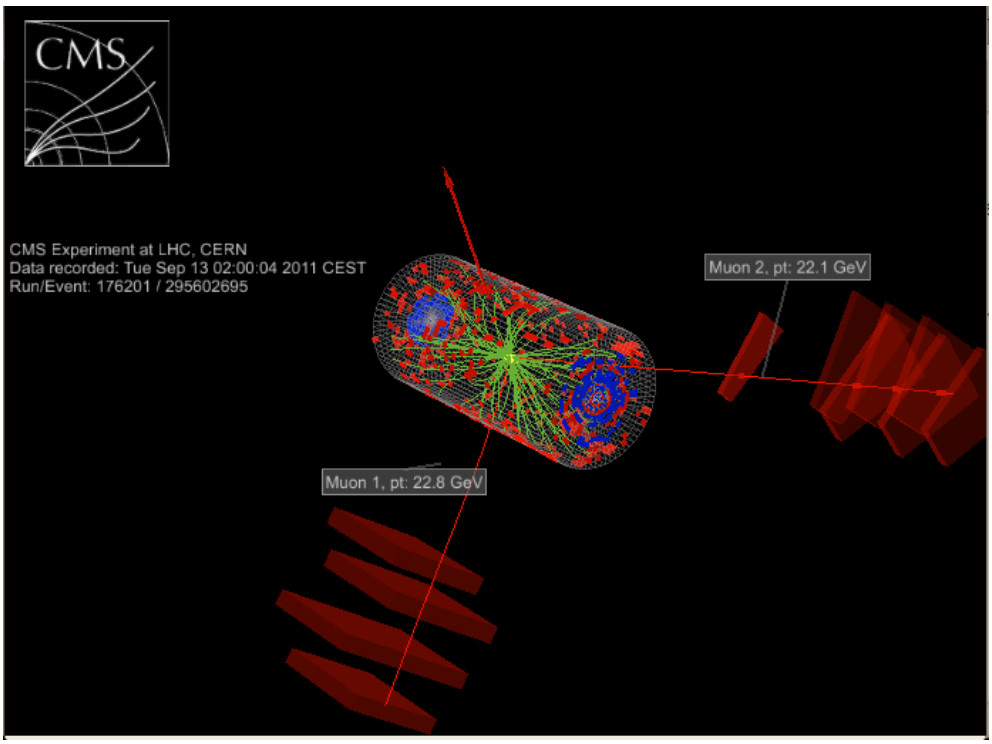


Figura 4.16: *Display* di un evento di dati del *Run B* con vista stereo.

Taglio	WH	ZH	$t\bar{t}H$
entries	268,87	146,34	39,41
vertex	268,87	146,33	39,41
μ_1 *acceptance*	97,97	49,44	25,80
μ_1 p_T	57,68	25,49	15,17
μ_1 ID	53,19	22,94	13,42
μ_1 ISO	50,91	21,62	10,45
μ_1 *most energetic*	50,91	21,62	10,45
$\Delta R(\mu_1, \mu_2)$	12,58	7,49	5,68
μ_2 acceptance	11,17	6,77	5,47
μ_2 p_T	7,65	5,27	3,89
μ_2 ID	6,48	4,70	3,04
μ_2 ISO	5,66	4,07	1,61
μ_2 *most energetic*	5,66	4,07	1,61
$M(\mu_1, \mu_2)$	5,50	4,05	1,57
τ *acceptance*	5,50	4,05	1,57
τ *vertex*	5,49	4,05	1,57
$\Delta R(\tau, \mu's)$	5,46	4,05	1,57
τ p_T	2,71	2,68	1,45
τ ID	2,60	2,60	1,42
τ ISO	1,39	1,76	0,52
τ *muon tight*	1,27	1,49	0,48
τ *electron tight*	0.72	0,96	0,29
τ *most energetic*	0.72	0,96	0,29
charge(τ, μ_2)	0,59	0,53	0,19
charge(μ_1, μ_2)	0,30	0,05	0,10
0 b-jet	0,28	0,05	0,03
0 electron	0,28	0,05	0,03
L_T	0,255 $\pm$ 0,023	0,0396 $\pm$ 0,0091	0,0329 $\pm$ 0,0080

Tabella 4.8: Numero di eventi per i campioni: WH, ZH e $t\bar{t}H$.

Taglio	WW	WZ	ZZ	$DiBoson$
entries	200280,8	84770,01	27480,39	312531,20
vertex	200278,67	84768,97	27480,03	312527,66
μ_1 *acceptance*	49375,13	18531,04	5589,54	73495,71
μ_1 p_T	30917,86	9662,65	2242,06	42822,57
μ_1 ID	29310,26	9032,37	2041,34	40383,97
μ_1 ISO	27767,63	8439,78	1824,96	38032,37
μ_1 *most energetic*	27767,63	8439,78	1824,96	38032,37
$\Delta R(\mu_1, \mu_2)$	3700,22	2582,96	1393,39	7676,57
μ_2 acceptance	3074,6	2263	1248,01	6585,61
μ_2 p_T	1834,81	1854,47	1154,50	4843,77
μ_2 ID	1593,91	1720,11	1100,68	4414,69
μ_2 ISO	1358,11	1529,75	986,88	3874,73
μ_2 *most energetic*	1358,11	1529,75	986,88	3874,73
$M(\mu_1, \mu_2)$	1329,01	1524,83	973,31	3827,15
τ *acceptance*	1329,01	1524,83	973,31	3827,15
τ *vertex*	1328,07	1523,95	972,52	3824,54
$\Delta R(\tau, \mu's)$	1286,48	1516,44	965,10	3768,02
τ p_T	127,16	687,63	390,40	1205,19
τ ID	115,92	654,05	369,74	1139,71
τ ISO	4,89	232,17	76,08	313,14
τ *muon tight*	4,74	128,51	54,31	187,56
τ *electron tight*	3,28	35,30	20,20	58,78
τ *most energetic*	3,28	35,30	20,20	58,78
charge(τ, μ_2)	1,35	19,16	10,22	30,73
charge(μ_1, μ_2)	-	1,93	0,36	2,29
0 b-jet	-	1,87	0,31	2,18
0 electron	-	1,85	0,29	2,14
L_T	-	1,39 $\pm$ 0,17	0,204 $\pm$ 0,036	1,59 $\pm$ 0,17

Tabella 4.9: Numero di eventi per processi $DiBoson$.

Taglio	$W + jets$	$t\bar{t} + jets$	$GV + jets$	EWK
entries	145850998,60	768519,35	263811,73	146883329,68
vertex	145831817,81	768517,85	263786,15	146864121,81
μ_1 *acceptance*	37813829,29	382476,76	72244,25	38268550,30
μ_1 p_T	27617262,28	189369,20	38467,45	27846098,94
μ_1 ID	26715602,29	165779,49	38264,72	26919646,50
μ_1 ISO	26085512,66	123863,30	35710,74	26245086,70
μ_1 *most energetic*	26085512,66	123863,30	35710,74	26245086,70
$\Delta R(\mu_1, \mu_2)$	883775,20	48598,71	11496,38	943879,29
μ_2 acceptance	589631,56	45624,91	10013,76	645270,23
μ_2 p_T	44765,35	26689,12	9191,74	80646,21
μ_2 ID	18972,42	18814,44	8785,45	46572,31
μ_2 ISO	1631,43	6909,65	7336,35	15877,44
μ_2 *most energetic*	1631,43	6909,65	7336,35	15877,44
$M(\mu_1, \mu_2)$	1461,18	6776,57	7235,77	15473,52
τ *acceptance*	1461,18	6776,57	7235,77	15473,52
τ *vertex*	1461,18	6775,29	7230,81	15467,27
$\Delta R(\tau, \mu's)$	1402,73	6775,08	7007,05	15184,85
τ p_T	144,85	4280,91	2182,45	6608,22
τ ID	121,98	4103,48	764,16	4989,61
τ ISO	2,54	144,38	223,76	370,68
τ *muon tight*	2,54	129,67	223,01	355,22
τ *electron tight*	2,54	89,57	63,08	155,19
τ *most energetic*	2,54	89,57	63,08	155,19
charge(τ, μ_2)	-	51,40	31,04	82,44
charge(μ_1, μ_2)	-	3,20	-	3,20
0 b-jet	-	0,64	-	0,64
0 electron	-	0,64	-	0,64
L_T	-	$0{,}64 \pm 0{,}37$	-	$0{,}64 \pm 0{,}37$

Tabella 4.10: Numero di eventi per processi elettrodeboli.

Taglio	$QCD\mu Enr$	$QCD20-30EMEnr$	$QCD30-80EMEnr$	$QCD80-170EMEnr$	QCD
entries	394410182,85	11625601728,00	18013627677,50	649748173,50	30683387761,85
vertex	394409418,10	11625561326,65	18013591001,25	649747197,49	30683308943,49
μ_1 *acceptance*	349608682,84	397337052,79	854937369,92	59180656,13	1661063761,68
μ_1 p_T	172421391,89	24626487,68	54514823,69	7633450,96	259196154,23
μ_1 ID	138925182,27	2702816,10	9399238,36	1967716,31	152994953,05
μ_1 ISO	17271064,61	1525065,94	1418359,23	41480,40	20255970,18
μ_1 *most energetic*	17271064,61	1525065,94	1418359,23	41480,40	20255970,18
$\Delta R(\mu_1, \mu_2)$	1338902,00	57037,19	79676,00	4798,71	1480413,90
μ_2 acceptance	1041394,77	42438,39	55014,38	3660,04	1142507,58
μ_2 p_T	140747,54	2376,55	5691,14	1057,34	149872,58
μ_2 ID	91659,56	679,01	1897,05	162,67	94398,29
μ_2 ISO	11535,12	339,51	-	-	11874,62
μ_2 *most energetic*	11535,12	339,51	-	-	11874,62
$M(\mu_1, \mu_2)$	9288,64	339,51	-	-	9628,14
τ *acceptance*	9288,64	339,51	-	-	9628,14
τ *vertex*	9272,70	339,51	-	-	9612,21
$\Delta R(\tau, \mu' s)$	9161,18	339,51	-	-	9500,68
τ p_T	446,11	339,51	-	-	785,62
τ ID	334,58	339,51	-	-	674,09
τ ISO	31,86	-	-	-	31,86
τ *muon tight*	15,93	-	-	-	15,93
τ *electron tight*	15,93	-	-	-	15,93
τ *most energetic*	15,93	-	-	-	15,93
charge(τ, μ_2)	-	-	-	-	-
charge(μ_1, μ_2)	-	-	-	-	-
0 b-jet	-	-	-	-	-
0 electron	-	-	-	-	-
L_T	-	-	-	-	-

Tabella 4.11: Numero di eventi per processi QCD.

Taglio	$DYToMuMu$	$DYToEE$	$DYToTauTau$	$Drell - Yan$
entries	7573408,82	7582724,20	7578066,51	22734199,53
vertex	7572372,76	7581386,15	7576916,80	22730675,71
μ_1 *acceptance*	5694159,54	160531,69	1227456,78	7082148,00
μ_1 p_T	3661884,02	2647,09	276234,25	3940765,36
μ_1 ID	3609261,26	560,34	256151,70	38655973,31
μ_1 ISO	3568222,48	34,04	249968,55	3818225,08
μ_1 *most energetic*	3568222,48	34,04	249968,55	3818225,08
$\Delta R(\mu_1, \mu_2)$	2535510,49	2,51	36838,01	2572351,01
μ_2 acceptance	2172591,51	1,67	31605,28	2204198,46
μ_2 p_T	2052533,03	0,28	17786,32	2070319,64
μ_2 ID	1961291,71	0,28	15783,43	1977075,42
μ_2 ISO	1852513,82	-	14231,54	1866745,36
μ_2 *most energetic*	1852513,82	-	14231,54	1866745,36
$M(\mu_1, \mu_2)$	1852039,84	-	14199,53	1866239,36
τ *acceptance*	1852039,84	-	14199,53	1866239,36
τ *vertex*	1840585,74	-	14152,70	1854738,44
$\Delta R(\tau, \mu' s)$	1805101,95	-	13679,29	1818781,25
τ p_T	103908,72	-	929,21	104837,93
τ ID	92912,90	-	853,18	93766,08
τ ISO	6274,35	-	59,63	6333,98
τ *muon tight*	6133,83	-	59,63	6193,46
τ *electron tight*	4786,67	-	45,22	4831,89
τ *most energetic*	4786,67	-	45,22	4831,89
charge(τ, μ_2)	2405,04	-	24,41	2429,46
charge(μ_1, μ_2)	-	-	0,80	0,80
0 b-jet	-	-	0,80	0,80
0 electron	-	-	0,80	0,80
L_T	-	-	-	-

Tabella 4.12: Numero di eventi per processi $Drell - Yan$.

Taglio	*Dati*	*Somma MC*
entries	56600346	30853318276,89
vertex	16491367	30853216723,28
μ_1 *acceptance*	16141364	1706488128,92
μ_1 p_T	7383478	291025939,42
μ_1 ID	5929275	183821046,37
μ_1 ISO	3246216	50357397,30
μ_1 *most energetic*	3246216	50357397,30
$\Delta R(\mu_1, \mu_2)$	2825428	5004337,53
μ_2 acceptance	2482944	3998585,28
μ_2 p_T	2351617	2305699,00
μ_2 ID	2204479	2122474,93
μ_2 ISO	1962559	1898383,49
μ_2 *most energetic*	1962559	1898383,49
$M(\mu_1, \mu_2)$	1905656	1895179,30
τ *acceptance*	1905656	1895179,30
τ *vertex*	1895157	1883653,59
$\Delta R(\tau, \mu' s)$	1869552	1847245,88
τ p_T	123215	113443,80
τ ID	108808	100576,10
τ ISO	7210	7053,34
τ *muon tight*	6833	6755,41
τ *electron tight*	5232	5063,77
τ *most energetic*	5232	5063,77
charge(τ, μ_2)	1659	2543,94
charge(μ_1, μ_2)	17	6,74
0 b-jet	11	3,98
0 electron	11	3,94
L_T	6	2,56 $\pm$ 0,41

Tabella 4.13: Numero di eventi per i dati e per la somma dei campioni MC.

Taglio	*WH*	*ZH*	*ttH*	*DiBoson*	*EWK*	*QCD*	*Drell-Yan*	*Dati*
entries								
vertex	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,29
μ_1 *acceptance*	0,36	0,34	0,65	0,24	0,26	0,05	0,31	0,98
μ_1 p_T	0,59	0,52	0,59	0,58	0,73	0,16	0,56	0,46
μ_1 ID	0,92	0,90	0,88	0,94	0,97	0,59	0,98	0,80
μ_1 ISO	0,96	0,94	0,78	0,94	0,97	0,13	0,99	0,55
μ_1 *most energetic*	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
$\Delta R(\mu_1, \mu_2)$	0,25	0,35	0,54	0,20	0,04	0,07	0,67	0,87
μ_2 acceptance	0,89	0,90	0,96	0,86	0,68	0,77	0,86	0,88
μ_2 p_T	0,68	0,78	0,71	0,74	0,12	0,13	0,94	0,95
μ_2 ID	0,85	0,89	0,78	0,91	0,58	0,63	0,96	0,94
μ_2 ISO	0,87	0,87	0,53	0,88	0,34	0,13	0,94	0,89
μ_2 *most energetic*	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
$M(\mu_1, \mu_2)$	0,97	1,00	0,97	0,99	0,97	0,81	1,00	0,97
τ *acceptance*	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
τ *vertex*	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,99	0,99
$\Delta R(\tau, \mu' s)$	0,99	1,00	1,00	0,98	0,98	0,99	0,98	0,99
τ p_T	0,50	0,66	0,92	0,32	0,44	0,08	0,06	0,07
τ ID	0,96	0,97	0,98	0,95	0,76	0,86	0,89	0,88
τ ISO	0,54	0,68	0,36	0,27	0,07	0,05	0,07	0,07
τ *muon tight*	0,91	0,85	0,93	0,60	0,96	0,5	0,98	0,95
τ *electron tight*	0,57	0,65	0,61	0,31	0,44	1,00	0,78	0,77
τ *most energetic*	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
charge(τ, μ_2)	0,83	0,55	0,64	0,52	0,53	-	0,5	0,51
charge(μ_1, μ_2)	0,51	0,09	0,51	0,07	0,04	-	0,0003	0,01
0 b-jet	0,95	0,96	0,34	0,95	0,20	-	1,00	0,65
0 electron	0,98	1,00	1,00	0,98	1,00	-	1,00	1,00
L_T	0,919 $\pm$ 0,023	0,826 $\pm$ 0,079	1,00	0,743 $\pm$ 0,079	1,00	-	-	0,55 $\pm$ 0,15

Tabella 4.14: Efficienze relative per le varie categorie.

Taglio	*WH*	*ZH*	*ttH*	*DiBoson*	*EWK*	*QCD*	*Drell-Yan*	*Dati*
entries								
vertex	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,29
μ_1 *acceptance*	0,36	0,34	0,655	0,2352	2,61E-001	5,41E-02	0,312	0,29
μ_1 p_T	0,215	0,174	0,385	0,1370	1,90E-001	8,45E-03	0,173	0,13
μ_1 ID	0,198	0,1568	0,341	0,1292	1,83E-001	4,99E-03	0,170	0,10
μ_1 ISO	0,189	0,1478	0,265	0,1217	1,79E-001	6,60E-04	0,168	0,06
μ_1 *most energetic*	0,189	0,1478	0,265	0,1217	1,79E-001	6,60E-04	0,168	0,06
$\Delta R(\mu_1, \mu_2)$	0,047	0,0512	0,144	0,0246	6,43E-003	4,82E-05	0,113	0,05
μ_2 acceptance	0,042	0,0463	0,139	0,0211	4,39E-003	3,72E-05	0,097	0,04
μ_2 p_T	0,028	0,0360	0,099	0,0155	5,49E-004	4,88E-06	0,091	0,04
μ_2 ID	0,024	0,0321	0,077	0,0141	3,17E-004	3,08E-06	0,087	0,04
μ_2 ISO	0,021	0,0278	0,041	0,0124	1,08E-004	3,87E-07	0,082	0,03
μ_2 *most energetic*	0,021	0,0277	0,041	0,0124	1,08E-004	3,87E-07	0,082	0,03
$M(\mu_1, \mu_2)$	0,020	0,0277	0,040	0,0122	1,05E-004	3,14E-07	0,082	0,03
τ *acceptance*	0,020	0,0277	0,040	0,0122	1,05E-004	3,14E-07	0,082	0,03
τ *vertex*	0,020	0,0276	0,040	0,0122	1,05E-004	3,13E-07	0,082	0,03
$\Delta R(\tau, \mu' s)$	0,020	0,0183	0,040	0,0121	1,03E-004	3,10E-07	0,080	0,03
τ p_T	0,010	0,0178	0,037	0,0039	4,50E-005	2,56E-08	0,005	0,002
τ ID	0,010	0,0120	0,036	0,0036	3,40E-005	2,20E-08	0,004	0,002
τ ISO	0,005	0,0102	0,013	0,0010	2,52E-006	1,04E-09	0,0003	1,27E-04
τ *muon tight*	0,005	0,0066	0,012	0,0006	2,42E-006	5,19E-10	0,0003	1,21E-04
τ *electron tight*	0,003	0,0066	0,007	0,0002	1,06E-006	5,19E-10	0,0002	9,24E-05
τ *most energetic*	0,003	0,0036	0,007	0,0002	1,06E-006	5,19E-10	0,0002	9,24E-05
charge(τ, μ_2)	0,002	0,0003	0,005	0,0001	5,61E-007	0	0,0001	4,70E-05
charge(μ_1, μ_2)	0,001	0,0003	0,002	7,33E-006	2,18E-008	0	3,52E-008	3,00E-07
0 b-jet	0,001	0,0003	0,001	6,97E-006	4,36E-009	0	3,52E-008	1,94E-07
0 electron	0,001	0,0003	0,001	6,85E-006	4,36E-009	0	3,52E-008	1,94E-07
L_T	(9,49 $\pm$ 0,85)E-04	(2,71 $\pm$ 0,62)E-04	(8,35 $\pm$ 2,02)E-04	(5,09 $\pm$ 0,55)E-06	(4,36 $\pm$ 2,51)E-09	-	-	(1,06 $\pm$ 0,43)E-07

Tabella 4.15: Efficienze assolute per le varie categorie.

4.8 Studio del background usando la tecnica del "Fake - Rate"

Per molte analisi con leptoni nello stato finale una delle più rilevanti sorgenti di fondo è data dalla possibilità che uno o più jets vengano scambiati per leptoni. Questi processi non vengono sempre ben descritti da simulazioni Monte Carlo e quindi spesso si preferisce usare dei metodi, cosiddetti *Data - Driven*, in cui vengono utilizzati direttamente i dati per la descrizione del background.
In questa sezione verranno descritte le sorgenti più comuni di oggetti "fake" per i muoni e per i tau, nonché la tecnica del *fake-rate* per ottenere la corretta predizione del fondo. Questa tecnica è stata applicata dapprima ad un processo Monte Carlo, in seguito direttamente ai dati, per poter verificare la validità del metodo e per ottimizzarlo. [77] [79]

4.8.1 Processi con produzione di Muoni "fake"

Nelle analisi ad alto impulso trasverso si è maggiormente interessati a leptoni provenienti dai bosoni vettori o da nuove particelle esotiche, caratterizzati da grande $p_T(> 10$ GeV$)$, prodotti nel vertice primario, con piccolo parametro di impatto e isolati, ovvero ben separati da altri oggetti ad alto p_T. Ci sono comunque alcuni oggetti, detti *fake*, che, nonostante provengano tipicamente da quark o gluoni che creano adroni con quasi tutta l'energia del partone originale, possiedono la stessa segnatura dei veri leptoni.
Per essere identificata come muone una particella carica deve rilasciare una traccia nel tracciatore a silicio collegata con gli *hits* delle camere a muoni; inoltre deve attraversare tutto il volume del calorimetro senza essere fermata. Questo accade di solito se la particella è realmente un muone però a volte può essere un adrone che passa tutti i criteri di identificazione; tali particelle si distribuiscono solitamente lungo la coda delle distribuzioni delle variabili cinematiche. [80]
I processi che coinvolgono muoni reali che attraversano il calorimetro e sono considerati *fake* sono i seguenti:

- **Decadimenti semileptonici di adroni con quark di sapore pesante:** Un partone frammenta in un adrone B o D, che decade semileptonicamente in un muone che trasporta la maggioranza della sua energia.

- **Decadimenti in volo di pioni e kaoni:** Un partone frammenta in $\pi^{\pm}$ o $K^{\pm}$; entrambi hanno una lunga vita media ($c\tau$ 3.7 e 7.8 m rispettivamente) e viaggiano nel volume del tracciatore, decadendo poi in un muone prima di entrare nel calorimetro.

- **Muoni da Raggi Cosmici:** Un muone singolo da raggio cosmico, che raggiunge il detector nella regione del vertice può essere ricostruito, come se fossero due muoni di carica opposta provenienti dallo stesso vertice.

Ci sono inoltre processi che non coinvolgono muoni reali:

- **Dispersione di sciami adronici:** Le interazioni adroniche producono sciami di varie profondità, che crescono logaritmicamente con l'energia adronica. Per i jets ad alta energia soprattutto, c'è una piccola probabilità che una delle particelle dello sciame fuoriesca dal calorimetro e venga rivelata dalle camere a muoni interne.

- ***Punchthrough*:** Un partone frammenta in un adrone, che attraversa tutto il calorimetro senza essere fermato e perde energia tale da essere considerato una MIP, risultando indistinguibile da un muone.

- **Ricostruzione errata:** Una traccia può essere associata con hits casuali nelle camere a muoni.

4.8.2 Processi con produzione di Tau "fake"

E' noto che nei due terzi dei casi il leptone τ decade in adroni, tipicamente in uno o tre mesoni carichi con zero o più pioni neutri (sezione 4.5.3). Un'importante sfida per la nuova ricerca scientifica a LHC, è essere in grado di ricostruire e distinguere i jets da tau rispetto ai jet da quark e gluoni.
Poiché la sezione d'urto di produzione dei jets da quark e gluoni è alcuni ordini di grandezza più grande di quella di produzione dei tau, gran parte del fondo con τ nello stato finale è dovuto alla misidentificazione come τ_{jets} da parte di quark e gluoni. Tale probabilità risulta essere dell'ordine di $10^{-2} \div 10^{-3}$. [78]

4.8.3 Descrizione della tecnica del "Fake rate"

Questa tecnica ha come obiettivo quello di predire il fondo contenente un certo numero di leptoni *fake* nella nostra analisi. L'idea fondamentale è misurare quante volte un leptone con una selezione poco stringente, *loose*, passa i criteri di identificazione di un leptone con una selezione più stretta, *tight*, in un campione arricchito di fake. Si misura quindi un'efficienza, detta ϵ_{fake}, chiamata comunemente *fake-rate*.
Nella nostra analisi il *fake-rate* è stato calcolato sia dalle simulazioni Monte Carlo sia direttamente dai dati.
Dapprima vanno definiti i leptoni *loose*, che costituiscono il denominatore o oggetto *fakeable*, e in seguito i leptoni *tight*, ovvero il numeratore. Si misura quindi l'efficienza con cui il denominatore soddisfa le richieste del numeratore. Per poter

applicare questo risultato a diversi processi fisici e a diverse regioni dello spazio delle fasi, si parametrizza il fake rate in funzione di alcune variabili cinematiche, di solito p_T, η o ϕ. Nella nostra analisi è stato usato l'impulso trasverso, in modo tale da estrarre non soltanto il numero di eventi di background dell'analisi, ma anche per poter modellare la distribuzione delle variabili cinematiche in gioco e quindi estrapolare la forma del background.
La misura di ϵ_{fake} è fatta in un campione arricchito di oggetti *fake*, così da non essere contaminato da oggetti che riproducono il segnale. Si assume che il *fake-rate* sia indipendente dal campione usato, ma dipenda invece dalle definizioni di numeratore e denominatore.

In questa analisi le principali fonti di leptoni *fake*, provengono da processi (*W+jet*, QCD, *Z+jet*, $\bar{t}t + jet$) dove almeno uno dei jet o dei leptoni non insolati in jet, è misidentificato come un leptone isolato.

4.8.4 Applicazione del *Fake rate*

L'applicazione del *fake-rate* viene effettuata considerando un sottoinsieme di eventi in cui venga identificato un leptone in meno rispetto a quello del canale considerato. Viene, inoltre, richiesto che ci sia un leptone *fakeable* candidato (che fallisce uno dei criteri di selezione), il quale viene "elevato" a numeratore applicando all'evento un corrispondente peso ϵ_{fake}, diventando un leptone ben identificato. L'intero campione, chiamato di estrapolazione, predice il background dal campione di segnale in cui è presente un leptone fake.
Bisogna ovviamente considerare tutti i possibili denominatori e i loro rispettivi pesi; infatti se si hanno, per esempio, tre denominatori con tre pesi, allora l'evento va considerato tre volte. Inoltre per calcolare il contributo del background è necessario estrapolare un fit dell'andamento del fake rate e quindi una funzione $F(p_T)$, in modo tale che il numero di eventi di background N_B, calcolati dagli eventi di segnale N_S, a cui viene applicata tutta la selezione tranne per il leptone *fakeable*, è dato da:

$$N_B = \frac{N_S F(p_T)}{1 - F(p_T)} \tag{4.17}$$

Si noti che quando calcoliamo il fake rate il denominatore presenta leptoni ben identificati e non, mentre quando applichiamo il fake rate richiediamo esplicitamente che il leptone denominatore non passi la richiesta del numeratore. Se utilizzassimo lo stesso denominatore per l'applicazione del fake rate, potremmo usare come peso solo $F(p_T)$, mentre, siccome cosideriamo come oggetti *fakeable* i leptoni che soddisfano un taglio invertito, correggiamo il peso con $1 - F(p_T)$.

4.8.5 Calcolo del fake rate da Monte Carlo

Il calcolo del fake rate per i μ è stato effettuato, utilizzando dapprima la simulazione Monte Carlo W + *jet*.
La stima del fake rate del muone è stata fatta in questo modo:

- si cercano a livello di generatore il W e tutti i μ provenienti da W, che si trovano nello stato finale dell'evento;
- in seguito si considera la collezione dei μ ricostruiti e si richiede che tale μ non coincida con il μ identificato a livello di generatore, utilizzando un taglio preliminare $\Delta R(\mu_{reco}, \mu_{gen}) > 0.5$;
- si applica a questi μ rimasti la selezione: $|\eta| < 2.1$ e la MuonID, descritta in 4.5.2 ; questi oggetti corrispondono al denominatore;
- alla fine si applica il taglio in isolamento < 0.3 e questi μ costituiranno il numeratore.

E' stato calcolato così il fake rate in funzione di p_T ottenendo l'andamento riportato in figura 4.17:

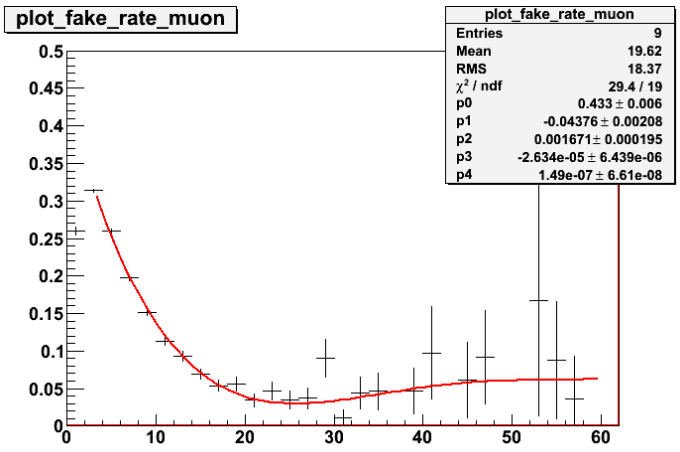


Figura 4.17: Fake rate dei μ utilizzando il campione MC W + *jet*.

dal quale è stata ricavata la funzione $F(p_T)$ pari ad un polinomio di quarto grado, i cui parametri sono in figura 4.17.

Si può osservare che la funzione descrive abbastanza bene la distribuzione.

4.8.6 Calcolo del fake rate dai Dati

Il fake rate dai dati è stato calcolato utilizzando il *Primary Dataset DoubleMu* ($\mathcal{L}$ = 4.7 fb^{-1}) e ricostruendo eventi $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Pertanto dapprima vengono identificati i μ provenienti da Z con i seguenti tagli:

- per il primo μ si applica: $|\eta| < 2.1$, $p_T > 20$ GeV, MuonID, isolamento < 0.1 considerando il più energetico dei μ rimasti;
- per il secondo μ si applica la stessa selezione, ma richedendo $p_T > 15$ GeV;
- alla fine si richiede che i due μ abbiano carica opposta e che la massa dei due μ sia compresa tra 70 e 110 GeV.

Per il calcolo del fake rate dei μ si cerca un terzo μ ricostruito con la seguente selezione:

- un taglio preliminare $\Delta R(\mu_Z^1, \mu_{reco}) > 1$ e $\Delta R(\mu_Z^2, \mu_{reco}) > 1$, $|\eta| < 2.1$ e la MuonID: questo costituisce il denominatore;
- si applica sui μ rimasti la richiesta in isolamento < 0.3 e questi μ costituiscono il numeratore.

E' stato calcolato quindi il fake rate in funzione di p_T ottenendo la distribuzione in figura 4.18:

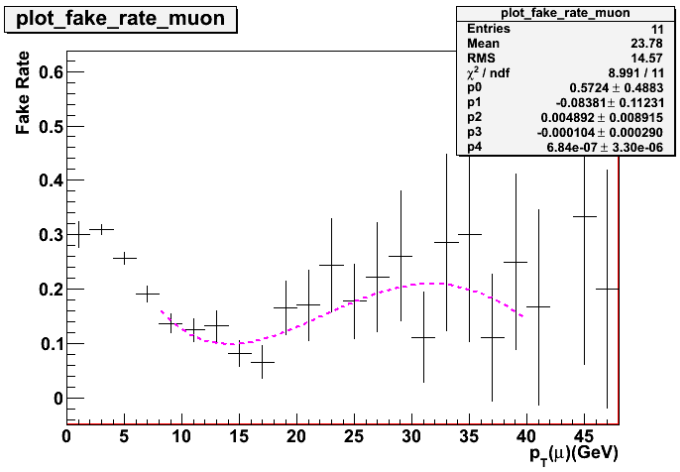


Figura 4.18: Fake rate dei μ utilizzando il campione di dati *DoubleMu*.

A questa distribuzione è stata associata una funzione $F(p_T)$ pari a un polinomio di quarto grado, i cui parametri sono in figura 4.18. Per l'applicazione di tale fake rate ai dati non è stata utilizzata la funzione per intero, ma si è considerato per μ con $p_T > 40$ GeV il valore assunto da $F(p_T)$ a 40 GeV. Inoltre si osserva che

la distribuzione ottenuta dai dati è compatibile con quella ottenuta dal MC.

Per stimare, invece, la distribuzione del fake rate del τ si considera la collezione dei τ ricostruiti con i seguenti tagli:

- un taglio preliminare $\Delta R(\mu_Z^1, \tau_{reco}) > 0.1$ e $\Delta R(\mu_Z^2, \tau_{reco}) > 0.1$, $|\eta| < 2.5$, taglio in Δz tra il τ e il vertice primario e i tre tagli della TauID (*decayModeFinding, againstElectronTight, againstMuonTight*): questo caratterizza il denominatore;
- il numeratore è costituito invece dai τ che hanno passato la richiesta di isolamento (*ByLooseCombinedIsolationDBSumPtCorr*).

Il fake rate in funzione di p_T ha l'andamento in figura 4.19, a cui è associata

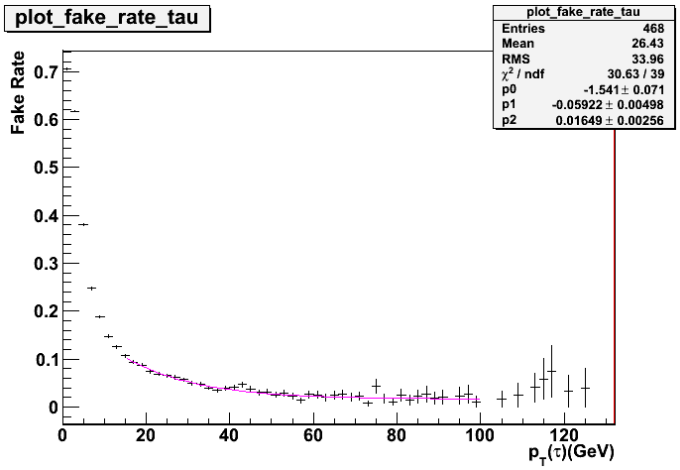


Figura 4.19: Fake rate dei τ utilizzando il campione di dati *DoubleMu*.

una funzione $F(p_T)$ uguale a:

$$F(p_T) = e^{p_0 + p_1 p_T^\tau} + p_2 \tag{4.18}$$

che assume il valore assunto dalla funzione a 90 GeV per τ con $p_T > 90$ GeV.

4.8.7 Risultati ottenuti stimando il background dai Dati

Per poter realmente stimare il fondo dai dati, si è applicata la procedura descritta in 4.8.4, invertendo dapprima l'isolamento del primo μ, poi del secondo ed infine del τ e calcolando per ciascun leptone "fake" il suo fattore di correzione $F(p_T)/1 - F(p_T)$.
Prima di confrontare i risultati finali con i dati reali vanno fatte alcune precisazioni. La prima riguarda il numero di eventi ottenuti utilizzando il μ_1 come

Processo	N. eventi finali
μ_2 *fake*	$6,29 \pm 1,01$
τ *fake*	$1,58 \pm 0,29$

Tabella 4.16: Numero di eventi rimanenti alla fine della selezione con l'applicazione del *fake-rate*.

oggetto *fake*: questo risultato non viene considerato perché sommandolo al risultato in cui il μ_2 è l'oggetto *fake* abbiamo un doppio conteggio. Infatti poiché la selezione del μ_2 parte da un valore di $p_T > 9$ GeV, questo contiene anche il contributo del μ_1, che viene selezionato per un valore di p_T maggiore di 18 GeV.
Pertanto il numero finale di eventi ottenuto con tale procedura è riportato in tabella 4.16. La seconda precisazione riguarda l'utilizzo di questi due contributi. Infatti è possibile utilizzare entrambi i risultati soltanto prima del taglio in carica della coppia (μ_1,μ_2), in cui però il contributo principale è dato dal caso in cui τ è il leptone *fake*, questo perché oltre ai processi ***EWK***, il fondo dominante nella nostra analisi a questo livello è il processo ***Drell-Yan*** in due muoni, in cui quindi il contributo del *fake* è dato da un *jet* ricostruito come τ_{jet}.
Infatti si osserva un ottimo accordo nelle distribuzioni effettuate prima di tale richiesta; in figura 4.20 sono riportate la distribuzione del P_T dell'Higgs 4.20a , Massa dell'Higgs 4.20b e P_T del τ 4.20c considerando questi due contributi. Alla fine della selezione invece si considera solo il risultato ottenuto con il μ_2 come oggetto *fake*, perché si parte dall'assunzione che non esistono fondi del Modello Standard che nello stato finale hanno due leptoni isolati di carica uguale (SS), ad eccezione dei fondi *diboson*, che costituiscono il nostro fondo irriducibile.
Infatti questo è confermato dal fatto che, alla fine della nostra selezione, l'unico processo MC che rimane e che può produrre oggetti *fake* è il $t\bar{t} + jet$. Analizzando gli oggetti ricostruiti che rimangono nello stato finale e applicando la tecnica del *truth-matching* con la verità MC, si è osservata la presenza di eventi caratterizzati nello stato finale da un μ e un τ_{jet}, provenienti da W, e da un μ proveniente dal decadimento semileptonico del quark b, non isolato e poco energetico, che passa comunque la selezione.
Quindi dopo il taglio sulla carica dei due μ utilizzare entrambi gli oggetti come *fake*, sarebbe errato e porterebbe ad un doppio conteggio nella zona di segnale. Pertanto il fondo viene correttamente descritto utilizzando solo il risultato proveniente dal μ_2 *fake*.
Al contributo del *background* stimato dal fake rate vanno aggiunti i contributi dei tre processi di produzione associata, di ZZ e WZ, che non contengono leptoni *fakeable* nello stato finale. I risultati sono riportati in tabella 4.17 e in figura 4.21 sono riportati la distribuzione del p_T dell'Higgs (4.21a) e della massa dell'Higgs (4.21b) alla fine della selezione usando il contributo del *fake rate*.

Come si osserva dalla tabella 4.17 l'accordo risulta notevolmente migliorato

Processo	N. eventi finali
segnale $WH + ZH + t\bar{t}H$	0,328±0,026
diboson WZ+ZZ	1,59±0,17
μ_2 *fake*	6,29±1,01
Somma bkg + segnale	8,21±1,02
Dati	6.00

Tabella 4.17: Numero di eventi rimanenti alla fine della selezione.

Sorgente	Valore
Luminosità	4,5%
σ_{WZ}	16,6%
σ_{ZZ}	40%
σ_H (PDF)	4,5%
Tau ID	6%
Muon ID + Iso	1%
Fake rate	4,3%
Dati-MC	10%

Tabella 4.18: Incertezze sistematiche applicate all'analisi WH.

rispetto al confronto dei dati con la sola somma dei MC (tabella 4.13). Quindi si può affermare che tale metodo risulta essere appropriato per la stima del fondo e questo è supportato sia dalle distribuzioni del fake rate ottenute dal Monte Carlo e dai dati, sia dal buon accordo mostrato tra dati e fondo, stimato sia con il fake rate sia dal Monte Carlo.

4.9 Sistematica

Le incertezze sistematiche possono essere divise in due categorie: le incertezze di normalizzazione, che influenzano il numero di eventi finali, e le incertezze che influenzano la distribuzione della massa $m_{\tau\tau}$ ricostruita. Nel nostro caso sono state utilizzate le incertezze di normalizzazione, i cui valori sono riportati in tabella 4.18 per valutare il limite sulla produzione dell'Higgs [81] .
I contributi sono i seguenti:

- l'incertezza sulla luminosità del 4,5% [82], che viene applicata a tutti i campioni di segnale e fondo non stimati dai dati;
- le incertezze sulla sezione d'urto di produzione dei fondi WZ e ZZ, stimate dalle misure di CMS durante il 2011 [83];
- l'incertezza teorica sulla sezione d'urto del segnale dovuta alla funzione di distribuzione partonica (PDF) non nota, pari al 4,5% , come descritto nell'analisi di $H \to \tau\tau$ [71] ;

Processo	N. di eventi
Segnale	0,328 $\pm$ 0,026 (stat.) $\pm$ 0,044 (syst.)
WZ	1,39 $\pm$ 0,17 (stat.) $\pm$ 0,29 (syst.)
ZZ	0,204 $\pm$ 0,036 (stat.) $\pm$ 0,084 (syst.)
Fake	6,29 $\pm$ 1,01 (stat.) $\pm$ 0,27 (syst.)
Sum bkg	7,88 $\pm$ 1,02 (stat.) $\pm$ 0,41 (syst.)

Tabella 4.19: Numero finale di eventi con i rispettivi errori statistici e sistematici.

- l'incertezza sull'identificazione del τ_{jet} è stata determinata dal Tau POG usando la tecnica del *Tag and Probe* [84] ;
- le incertezze sull'identificazione e isolamento del muone sono state determinate dalle incertezze sulle correzioni dati-MC ottenute con la tecnica del *Tag and Probe*, i cui dettagli sono riportati in [81] ; grazie a questa tecnica è stata anche stimata un'incertezza sulla discrepanza dati-MC del 10% ;
- infine un'incertezza sulla stima del *fake rate* è stata valutata utilizzando la statistica binomiale, dato che rappresenta la probabilità che un'oggetto *fake* passi la richiesta di isolamento.

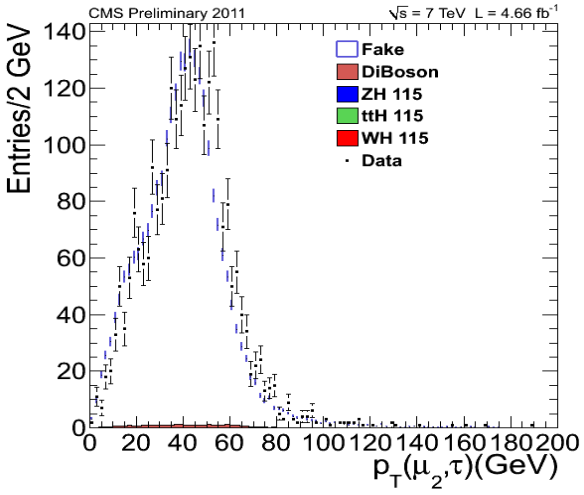
Infine è necessario valutare il numero di eventi di segnale e di fondo con il loro errore sistematico e statistico. Vanno fatte delle opportune distinzioni perché non tutte le incertezze sistematiche contribuiscono ai singoli campioni.
L'errore sistematico sul segnale $WH + ZH + t\bar{t}H$ è stimato usando le incertezze sulla luminosità, sulla *Muon* e *Tau ID*, sulla sezione d'urto di produzione dell'Higgs e sulla discrepanza dati MC. Per il contributo del fondo dovuto al *fake rate* si utilizza solo l'incertezza sistematica dovuta al *fake rate*. Infine per i fondi *Diboson* si usano le incertezze sulla luminosità, sulla *Muon* e *Tau ID*, sulla sezione d'urto di produzione dei rispettivi processi e sulla discrepanza dati MC. In tabella 4.19 sono riportati i valori finali del numero di eventi con i loro errori statistici e sistematici.

4.10 Limiti sulla produzione dell'Higgs

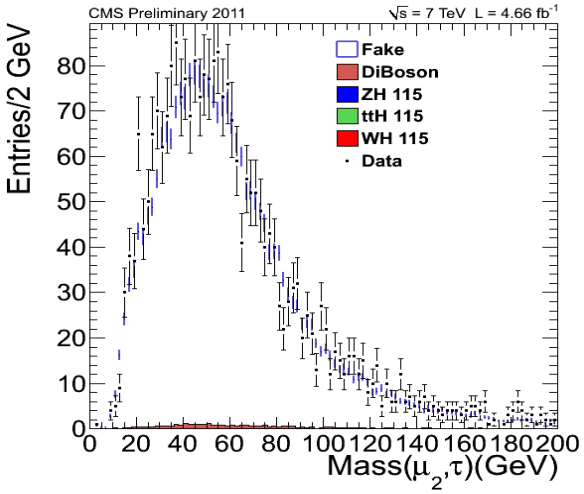
L'obiettivo della nostra analisi è quello di valutare le potenzialità di scoperta o esclusione del bosone di Higgs del canale di produzione associata WH. Il segnale estratto da questo lavoro è utilizzato per realizzare un *fit* per determinare un limite superiore sulla sezione d'urto di produzione.
I limiti sulla massa dell'Higgs MS sono realizzati utilizzando la distribuzione della massa invariante della coppia di leptoni con segno opposto, ovvero il μ_2 e il τ. La procedura ufficiale di CMS per la determinazione del limite combinato prevede l'uso del test statistico noto come *CL_s method*; nella nostra analisi abbiamo

utilizzato il test *asintotico*, che, pur essendo sensibilmente più rapido, dà risultati accurati. Inoltre la tecnica usata, raccomandata da CMS, è quella chiamata *combine*, descritta in [85] [15] .
Il test statistico *asintotico* è basato sulla massimizzazione di una funzione di *likelihood*. È un metodo che fa delle approssimazioni, attraverso le quali si può ottenere la significanza per i dati e i campioni simulati, utilizzando diversi modelli per il segnale e le corrispondenti incertezze sistematiche. In particolare questo test determina un metodo semplice per ottenere la mediana della significanza di una misura come pure le sue fluttuazioni rispetto al suo valore di aspettazione. I dettagli di questo metodo sono riportati in [86] .
Il parametro con il quale viene stabilito il limite per la massa dell'Higgs è il rapporto tra la sezione d'urto osservata e quella aspettata per il bosone di Higgs MS, σ_{obs}/σ_{MS}, in funzione di m_H. Il metodo *asintotico* dà un risultato veloce su una stima dei limiti osservati e aspettati: esso fornisce il limite sul numero di eventi di segnale diviso per il numero di eventi di segnale aspettato, chiamato *signal strenght r*. Il valore del limite osservato è dato al 95% del livello di confidenza[2], invece del limite aspettato vengono forniti il valore della mediana del CL_s e gli estremi degli intervalli entro $\pm 1\sigma$ (68%) e entro $\pm 2\sigma$ (95%), in cui ci si aspetta di osservare risultati nell'ipotesi di solo fondo.
In figura 4.22 è riportato il *plot* del limiti osservato (linea blu) con gli eventi di dati osservati per 4,7 fb^{-1} e il limite aspettato (linea nera) del segnale VH per i vari punti di massa dell'Higgs. Inoltre sono riportate le bande di errore entro $\pm 1\sigma$ (verdi) e entro $\pm 2\sigma$ (gialle). Si nota che il limite osservato è compatibile con il fondo aspettato del Modello Standard. Il *background* è composto dai campioni MC dei processi *diboson* e dagli eventi *fake* stimati dai dati con la tecnica del *fake-rate* (4.8). Poiché non sono presenti eccessi, sono posti dei limiti sulla produzione WH. Per $m_H = 115$ GeV, il limite aspettato è circa 13 volte il fondo predetto dal Modello Standard.

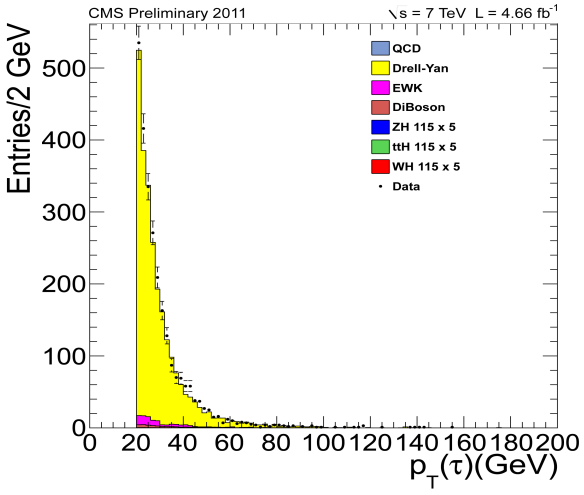
[2]Ricordiamo che il limite superiore su *r* al livello di confidenza $CL = 1 - \alpha$ è il valore di *r* per cui il *p-value* (la probabilità, sotto l'ipotesi H, di trovare dati di uguale o maggiore incompatibilità con le predizioni di H), sia uguale ad α, che rappresenta il livello di significanza scelto.



(a)

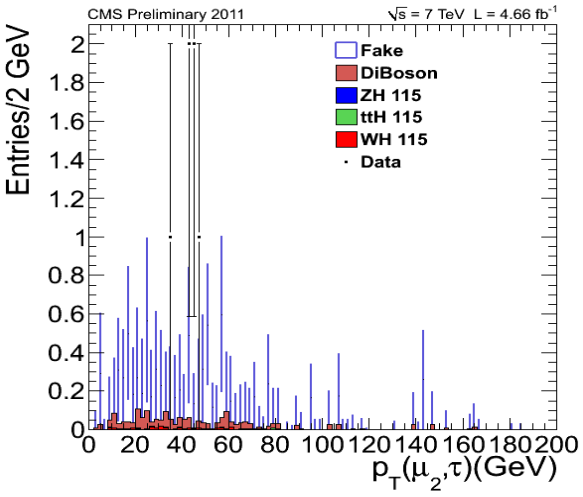


(b)

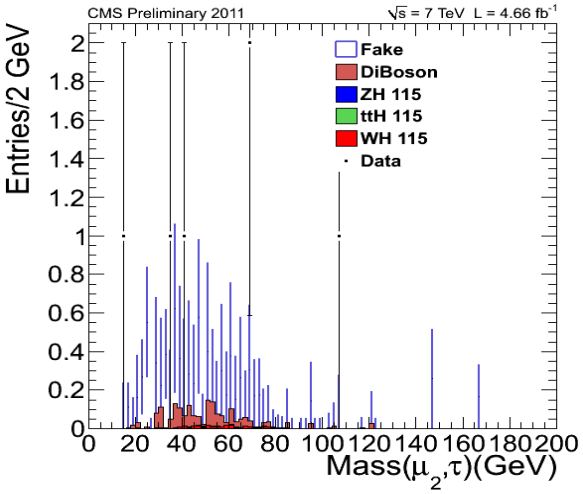


(c)

Figura 4.20: Distribuzioni del p_T dell'Higgs (a), della massa dell'Higgs (b) e del p_T del τ (c) prima del taglio in carica della coppia (μ_1,μ_2).



(a)



(b)

Figura 4.21: Distribuzioni del p_T dell'Higgs (a) e della massa dell'Higgs (b) alla fine della selezione.

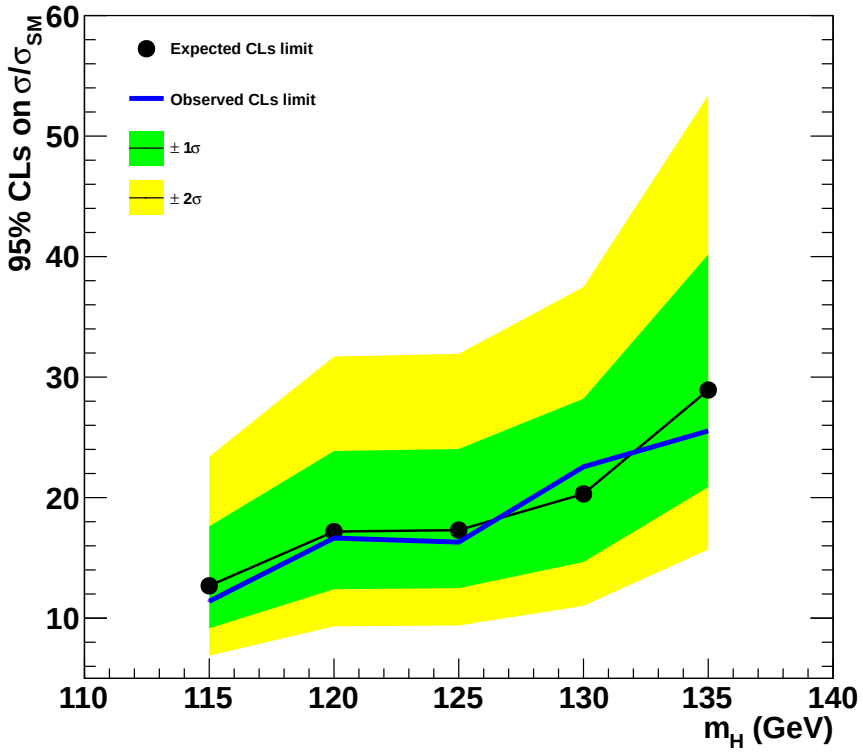


Figura 4.22: Limiti osservati e aspettati sulla produzione dell'Higgs Modello Standard.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato studiato il processo di produzione associata, nell'ambito dell'esperimento CMS a LHC, per valori della massa dell'Higgs tra 115 e 135 GeV. Lo stato finale analizzato è il seguente:

$$(W \to \mu\nu)(H \to \tau\tau \to \mu + \tau_{jet} + 3\nu),$$

che come già detto risulta vantaggioso per la presenza di un muone isolato e molto energetico proveniente dal W e poiché i due τ, provenienti dall'Higgs, risultano di più facile rivelazione, rispetto al canale in $b\bar{b}$, nonostante quest'ultimo abbia il BR più alto. L'analisi è stata effettuata sui dati raccolti durante tutto il 2011, in corrispondenza di un'energia nel centro di massa pari a 7 TeV e per una luminosità integrata di circa 4,7 fb^{-1}.
Le efficienti prestazioni dei vari rivelatori in CMS e l'ottima capacità di identificazione e ricostruzione, presentati rispettivamente nel capitolo 2 e 3, hanno permesso di identificare correttamente i tre leptoni, i due μ e il τ_{jet}, nello stato finale.
Nella prima parte di questo lavoro la selezione pensata per questo processo è stata applicata alle simulazioni MC e ai dati. In tabella 4.20 sono riportati i numeri di eventi dopo l'intera selezione per i campioni MC e per i dati. Oltre ai tre processi di produzione associata, rimangono alla fine della selezione il processo elettrodebole $t\bar{t} + jet$ e i fondi irriducibili dei *Diboson*, o meglio WZ e ZZ. I fondi *QCD* sono notevolmente ridotti dalle richieste sull'identificazione del μ_2 e del τ.

Processo	N. di eventi finali
WH (115)	0,255 $\pm$ 0,023
ZH (115)	0,0396 $\pm$ 0,0091
$t\bar{t}H$ (115)	0,329 $\pm$ 0,0080
Diboson	1,59 $\pm$ 0,17
EWK	0,64 $\pm$ 0,37
Drell-Yan	0,00 $\pm$ 0,00
QCD	0,00 $\pm$ 0,00
Somma MC	2,56 $\pm$ 0,41
Dati	6

Tabella 4.20: Numero di eventi finali per i singoli campioni MC e per i dati.

Processo	N. eventi finali
segnale $WH + ZH + t\bar{t}H$	0,328±0,026
diboson WZ+ZZ	1,59±0,17
μ_2 *fake*	6,29±1,01
Somma bkg + segnale	8,21±1,02
Dati	6.00

Tabella 4.21: Numero di eventi rimanenti alla fine della selezione.

Essendo il fondo *Drell-Yan* quello più pericoloso per la nostra analisi, vanno commentati separatamente i tre fondi: il *Drell-Yan* in due μ è stato annullato dalla richiesta che i due μ abbiano la stessa carica; il *Drell-Yan* in due elettroni è stato annullato dalle richieste sul μ_2; il *Drell-Yan* in due τ è stato annullato dall'ultimo taglio su L_T.
L'accordo tra dati e MC non risulta molto soddisfacente e quindi è stato utilizzato un metodo *Data-Driven* per stimare al meglio i fondi. La tecnica utilizzata è il calcolo del *fake-rate*, ovvero la probabilità che un leptone non isolato proveniente da un *jet* di quark o gluoni, sopravviva alla nostra selezione. Dopo il calcolo della distribuzione di *fake-rate*, ai dati viene applicata una selezione in cui ciascun leptone viene considerato non isolato e all'evento viene applicato un peso legato alla probabilità che il leptone simuli un leptone isolato.
L'unico contributo che viene considerato è quello in cui il μ_2 è l'oggetto *fakeable*; questa scelta è stata confermata dalla presenza soltanto del processo $t\bar{t} + jet$ alla fine della selezione, in cui un *jet* viene misidentificato come muone isolato. I risultati ottenuti considerando il risultato dall'analisi *fake* al posto del fondo *EWK* sono riportati in tabella 4.21 .

Si osserva un accordo migliore stimando il fondo dai dati con questa tecnica, confermato anche dall'andamento del plot del limite di esclusione riportato in figura 4.22 .

L'analisi risulta soddisfacente dal punto di vista dell'accordo tra i dati e i vari fondi e risulta efficiente la selezione sul segnale. Tale studio, insieme all'ottimizzazione della selezione e dell'applicazione del *fake-rate* costituisce argomento di un articolo attualmente in preparazione che completerà i risultati qui presentati. Infatti le altre analisi realizzate sui canali $H \to e + \tau_{jet} + 3\nu$ e $H \to \tau_{jet} + \tau_{jet} + 2\nu$ verranno combinate insieme a quest'analisi per ottenere un limite di esclusione al 95% CL sulla sezione d'urto di produzione dell'Higgs a 7 TeV, con l'intera statistica del 2011 nella regione a bassa massa. In figura 4.23 è riportato il limite di esclusione combinato sulla sezione d'urto di produzione dell'Higgs per i canali $H \to \mu + \tau_{jet} + 3\nu$ e $H \to e + \tau_{jet} + 3\nu$, che mostra un limite aspettato per m_H = 115 GeV pari a 8 volte la sezione d'urto di produzione predetta dal Modello Standard [81] .

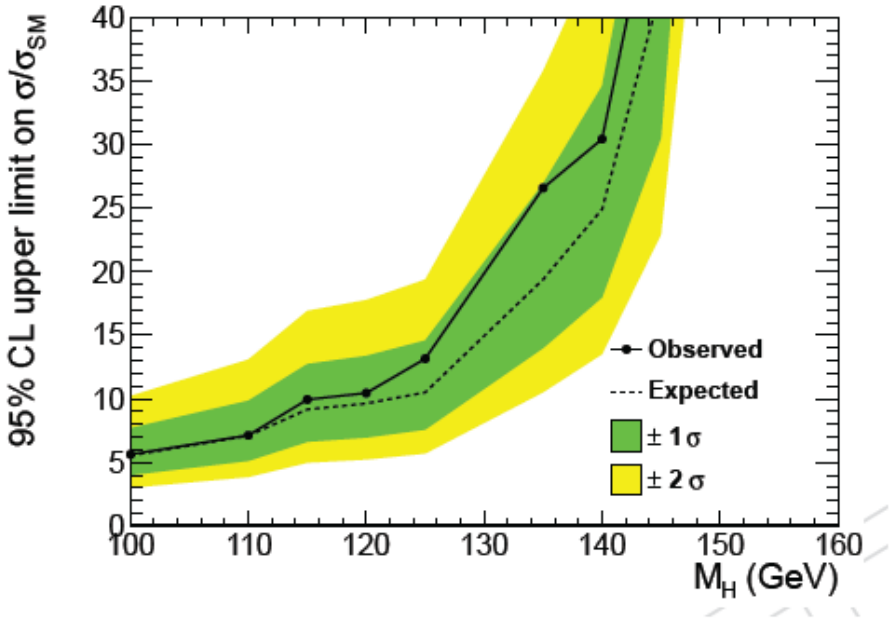


Figura 4.23: Limiti osservati e aspettati sulla produzione dell'Higgs Modello Standard per i canali $H \to \mu + \tau_{jet} + 3\nu$ e $H \to e + \tau_{jet} + 3\nu$.

Infine le proiezioni mostrano (figura 4.24) che per una luminosità integrata di 10 fb^{-1} all'energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s}$ = 7 TeV e per valori di massa inferiore a 130 GeV, sarà possibile raggiungere una sensitività a 5σ sulla scoperta dell'Higgs (risultato previsto per la prima metà del 2012).
Inoltre si osserva che l'intervallo di massa escluso con i dati del 2011 (risultato discusso in 1.2.2) è in accordo con la previsione sulla significanza di osservazione [87] .

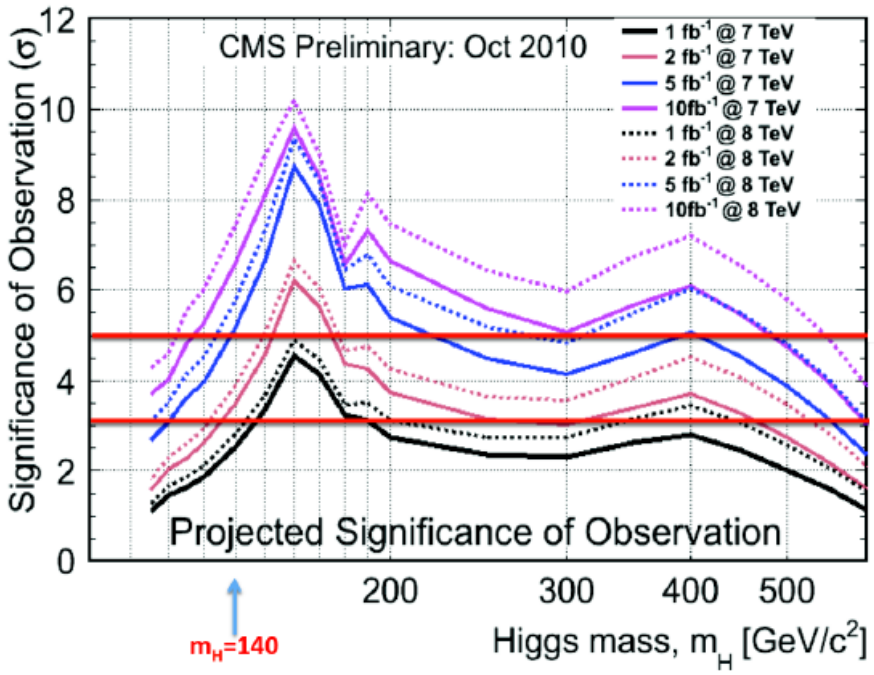


Figura 4.24: Significanza di osservazione attesa per tutto l'intervallo di massa dell'Higgs.

Elenco delle figure

1.1 Il potenziale $V(\phi)$ per un campo scalare complesso nel caso $\mu^2 < 0$. 15
1.2 Andamento dei limiti superiori (curva rossa) e inferiori (curva verde) della massa dell'Higgs al variare dell'energia di *cut-off*. La larghezza delle bande rappresenta l'incertezza teorica con cui sono noti tali limiti. 20
1.3 Andamento della variabile di test utilizzata a LEP per i limiti di esclusione della massa dell'Higgs. 21
1.4 Comportamento osservato e aspettato dalla variabile di test $-2\ln Q$ in funzione della massa dell'Higgs, combinando i risultati dei quattro esperimenti a LEP. 23
1.5 Plot di esclusione della massa dell'Higgs al Tevatron. 24
1.6 Plot di esclusione della massa dell'Higgs ottenuto dai risultati di CMS per un luminosità integrata di 4.7 fb^{-1}, paragonato con i risultati ottenuti a LEP e al Tevatron. 25
1.7 Plot di esclusione della massa dell'Higgs, ottenuto utilizzando i risultati di ATLAS per una luminosità integrata di 4.9 fb^{-1} per tutto l'intervallo di massa analizzato. 26
1.8 Sezione d'urto di produzione al variare dell'energia nel centro di massa, per diversi eventi a Tevatron e a LHC. 27
1.9 Sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs in funzione della sua massa per $\sqrt{s}$ = 7 TeV. 28
1.10 Processi di produzione dell'Higgs: (a) produzione associata ad un bosone vettore; (b) *Vector Boson Fusion*; (c) *Gluon Fusion*; (d) produzione associata con quark pesanti. 29
1.11 Diagramma di Feynman del decadimento del bosone di Higgs in una coppia di fermioni. 31
1.12 Decadimenti dell'Higgs in bosoni di *gauge* reali (a) e virtuali (b) e (c). 31
1.13 *Branching Ratio* dei canali di decadimento dell'Higgs in funzione di M_H (a). Larghezza totale di decadimetno dell'Higgs in funzione di M_H (b). 34

2.1 Sistema di iniezione di LHC 37

2.2 Sistema complessivo di LHC 38
2.3 Luminosità integrata raccolta fino al *technical stop* del 1 novembre 2011. [20] 39
2.4 Andamento di η in funzione di θ 42
2.5 Struttura del rivelatore CMS. 42
2.6 Forza del campo magnetico |B| prodotto in CMS per un campo centrale di 3.8 T. Il campo è riportato per una sezione di CMS nel piano orizzontale. [24] 44
2.7 Sezione del *tracker* in CMS; ogni linea rappresenta un modulo, ogni doppia linea un modulo *back-to-back*. 45
2.8 Struttura del rivelatore a *pixel*. 46
2.9 Configurazione geometrica del rivelatore a *pixel*. 47
2.10 Spessore del materiale del tracciatore in funzione di η, in multipli della lunghezza di radiazione X_0, diviso nei sottorivelatori. 48
2.11 Risoluzione in p_T (a) e d_0 (b) del *tracker* per diversi valori di impulso trasverso dei muoni. 49
2.12 Risoluzione del vertice primario in x (a), y (b) e z (c) in funzione del numero di tracce per diversi valori medi di $\bar{p_T}$. [26] 50
2.13 Struttura del calorimetro elettromagnetico in CMS. 51
2.14 Spaccato del calorimetro elettromagnetico e in CMS. 52
2.15 Risoluzione di ECAL, $\sigma(E)/E$ in funzione dell'energia dell'elettrone, misurata durante il *beam test*. L'energia è stata misurata su una griglia di 3×3 cristalli. L'elettrone colpiva il cristallo centrale, restringendosi ad un'area di 4×4 mm^2. 53
2.16 Distribuzione di massa invariante per eventi $Z \to ee$ nel barrel di ECAL. Sono riportate le distribuzioni di Dati e MC. 53
2.17 Sezione longitudinale di CMS, dove sono identificate le quattro componenti del calorimetro adronico. 54
2.18 Risoluzione in energia trasversa dei *jet* in funzione di E_T del *jet*, nel *barrel* ($|\eta| < 1.4$), nell'*endcap* ($1.4 < |\eta| < 3.0$) e per i *jet* in avanti ($3.0 < |\eta| < 5.0$). 56
2.19 Spessore del materiale in lunghezze di interazione a varie profondità, in funzione di η. 57
2.20 Disposizione del sistema muonico lungo rz. 58
2.21 Disposizione delle camere a deriva nel *barrel*. 59
2.22 (a) Schema di una CSC. (b) Funzionamento di una CSC. 61
2.23 Esempio di una RPC in CMS [31] 62
2.24 Risoluzione in impulso del muone al variare dell'impulso nel *barrel* (sinistra) e nell'*endcap* (destra). 62
2.25 Risoluzione in impulso del muone al variare di η per MC e dati raccolti nel run 2010 a $\sqrt{s}$ = 7 TeV. [32] 63

2.26 Schema del *Level-1 trigger*. 64
2.27 Schema dei dati prodotti in CMS e trasferimento ai vari centri di calcolo. 66
2.28 Esempio della schematizzazione dei vari *Tier*. 66

3.1 Distribuzione della $\not\!\!E_T$ utilizzando tecniche calorimetriche, per un processo di tipo inclusivo (sinistra) e per un evento di-*jet* (destra). Nel secondo caso gli impulsi trasversi dei *jet* sono rispettivamente maggiori di 25 e 10 GeV [51] 75
3.2 Distribuzione della $\not\!\!E_T$ utilizzando le informazioni aggiuntive del *tracker*, per un processo di tipo inclusivo (sinistra) e per un evento di-*jet* (destra). Nel secondo caso gli impulsi trasversi dei *jet* sono rispettivamente maggiori di 25 e 10 GeV [51] 76
3.3 Distribuzione della PfMET per un processo di tipo inclusivo (sinistra) e per un evento di-*jet* (destra). Nel secondo caso gli impulsi trasversi dei *jet* sono rispettivamente maggiori di 25 e 10 GeV [51] . 77
3.4 Distribuzione della massa invariante per un evento di-*jet* per collezioni di *CaloJet* (a) e *PFJet* (b). 78
3.5 Applicazione sequenziale dei diversi livelli di correzione dai *Jet* ricostruiti a quelli calibrati. 80
3.6 Rappresentazione di un *jet* adronico proveniente da quark b, in cui è evidenziato il parametro d'impatto [60] 81
3.7 Distribuzione normalizzata del discriminatore *TrackCountingHighEff* per il *b-tagging* per MC e i dati raccolti con energia nel centro di massa 7 TeV [61] 83
3.8 Illustrazione dell'algoritmo di *clustering Island* nel *barrel* di ECAL. 84
3.9 Costruzione di un dòmino con l'algoritmo *Hybrid*. 85
3.10 Esempi di variabili utilizzate per l'identificazione degli elettroni nel *barrel*: il rapporto H/E (a), il parametro di impatto (b), la variabile $\sigma_{i\eta i\eta}$ (c) e l'isolamento nel tracciatore (d). 87
3.11 *Fake rate* per *Global Muon* e *Tracker Muon* in funzione del p_T. Gli istogrammi neri rappresentano il numero di pioni e kaoni totali. Quelli rossi sono relativi al loro decadimento in volo. 90
3.12 Efficienza di idenificazione dei muoni per $\chi^2/ndof < 5$ (rosa) e per $\chi^2/ndof < 10$ (blu). 91
3.13 Schema del cono di isolamento per un muone. 92
3.14 Schema del cono di isolamento per un τ_{jet}. 94
3.15 Efficienze aspettate per l'algoritmo TaNC (sinistra) e HPS (destra). 96

4.1 Distribuzione del numero di interazioni di *pileup* per i dati raccolti durante l'intero 2011 a LHC (curva rossa) e per i campioni MC della produzione *Summer 11* (curva blu). 102

4.2 Distribuzione del numero di vertici ricostruiti dopo il *pile-up reweighting* per tutti i MC e per i dati. 103
4.3 Efficienza di *trigger* per il Run2011A al variare dell'impulso del muone. 105
4.4 Efficienza di *trigger* per il Run2011B al variare dell'impulso del muone. 106
4.5 Significanza $S/\sqrt{S+B}$ in funzione del p_T del τ. 109
4.6 Distribuzione della massa invariante (μ_1,μ_2), subito dopo aver selezionato i due muoni candidati. Come si osserva in contributo di WH, ZH e $t\bar{t}H$ è moltiplicato per 5. 112
4.7 Distribuzione dell'impulso trasverso del μ_1 prima della richiesta che la carica della coppia (μ_1, μ_2) sia non nulla. 114
4.8 Distribuzione dell'impulso trasverso del μ_2 prima della richiesta che la carica della coppia (μ_1, μ_2) sia non nulla. 114
4.9 Distribuzione dell'impulso trasverso del τ prima della richiesta che la carica della coppia (μ_1, μ_2) sia non nulla. 115
4.10 Distribuzione della massa invariante (μ_2,τ) prima della richiesta che la carica della coppia (μ_1, μ_2) sia non nulla. 115
4.11 Distribuzione della massa invariante dell'Higgs ottenuta con la procedura di matching. 118
4.12 Andamento delle efficienze assolute al variare dei tagli per il segnale $WH + ZH + t\bar{t}H$ (*signal*), i vari fondi (*sum BKG*) e per i dati (*data*). 119
4.13 Distribuzioni in p_T dei tre oggetti candidati ((a) μ_1, (b) μ_2, (c) τ_h) alla fine delle selezioni. 121
4.14 Distribuzioni relative all'Higgs ricostruito alla fine delle selezioni: (a) p_T, (b) massa visibile. 122
4.15 *Display* dell'evento di dati del *Run A*. (a) Vista nel piano trasverso, (b) vista stereo. 123
4.16 *Display* di un evento di dati del *Run B* con vista stereo. 124
4.17 Fake rate dei μ utilizzando il campione MC *W + jet*. 136
4.18 Fake rate dei μ utilizzando il campione di dati *DoubleMu*. 137
4.19 Fake rate dei τ utilizzando il campione di dati *DoubleMu*. 138
4.20 Distribuzioni del p_T dell'Higgs (a), della massa dell'Higgs (b) e del p_T del τ (c) prima del taglio in carica della coppia (μ_1,μ_2). 143
4.21 Distribuzioni del p_T dell'Higgs (a) e della massa dell'Higgs (b) alla fine della selezione. 144
4.22 Limiti osservati e aspettati sulla produzione dell'Higgs Modello Standard. 145
4.23 Limiti osservati e aspettati sulla produzione dell'Higgs Modello Standard per i canali $H \to \mu + \tau_{jet} + 3\nu$ e $H \to e + \tau_{jet} + 3\nu$. 149

4.24 Significanza di osservazione attesa per tutto l'intervallo di massa dell'Higgs. 150

Elenco delle tabelle

1.1 Caratteristiche dei quark nel Modello Standard [1] 8
1.2 Caratteristiche dei leptoni nel Modello Standard [1] 8
1.3 Caratteristiche dei Bosoni vettori del Modello Standard [1] 9

2.1 Caratteristiche di progettazione di LHC 39
2.2 Parametri generali del magnate in CMS 43

3.1 Canali di decadimento adronico del τ con i rispettivi BR e le risonanze intermedie. Per h si intende l'adrone carico π/K, anche se nella nostra analisi si sono usati sempre i π. 93

4.1 Possibili canali di decadimento dei due τ provenienti dall'Higgs; con τ_e s'intende $\tau \to e\bar{\nu}_e\nu_\tau$, con τ_μ invece $\tau_\mu \to \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ e con τ_{jet} un τ che decade in adroni. 98
4.2 *Primary Dataset* utilizzati nell'analisi. Con $\mathcal{L}$ s'individua il valore della luminosità integrata. 98
4.3 Campioni di segnale MC utilizzati per $115 < m_H < 135$ GeV. 99
4.4 Campioni di fondo MC utilizzati. 100
4.5 Fattori di scala. 101
4.6 Trigger utilizzati per i diversi intervalli di presa dati. 104
4.7 Variabili e tagli corrispondenti al *WP* 95 per gli elettroni. 111
4.8 Numero di eventi per i campioni: WH, ZH e $t\bar{t}H$. 125
4.9 Numero di eventi per processi $DiBoson$. 126
4.10 Numero di eventi per processi elettrodeboli. 127
4.11 Numero di eventi per processi QCD. 128
4.12 Numero di eventi per processi $Drell - Yan$. 129
4.13 Numero di eventi per i dati e per la somma dei campioni MC. . . . 130
4.14 Efficienze relative per le varie categorie. 131
4.15 Efficienze assolute per le varie categorie. 132
4.16 Numero di eventi rimanenti alla fine della selezione con l'applicazione del *fake-rate*. 139
4.17 Numero di eventi rimanenti alla fine della selezione. 140
4.18 Incertezze sistematiche applicate all'analisi WH. 140

4.19 Numero finale di eventi con i rispettivi errori statistici e sistematici. 141
4.20 Numero di eventi finali per i singoli campioni MC e per i dati. . . . 147
4.21 Numero di eventi rimanenti alla fine della selezione. 148

Bibliografia

[1] K. Nakamura et al. *(Particle Data Group). Review of Particle Physics.* J.Phys. G, 37, 2010.

[2] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. 22 (1961); S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. 19 (1967); A.Salam, *Weak and electromagnetic interactions*, in 8th Nobel Symposium, ed. N. Svartholm, Stockholm: Almqvist & Wiksell, 1968.

[3] C. N. Yang and R. L. Mills, *(Phys. Rev.)* 96, 191 (1954).

[4] M.E.Peskin and D.V.Schroeder, *An Introduction To Quantum Field Theory*, Addison-Wesley, 1995.

[5] Halzen and Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons (1984).

[6] D.Perkins. *Introduction to High Energy Physics*, Cambridge University Press, 2000.

[7] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. 12, 132 (1964); P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. 13, 508 (1964); P. W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, Phys. Rev. 145, 1156 (1966).

[8] A.Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. I: The Higgs boson in the Standard Model*, Phys. Rept., 457:1216, 2008

[9] T. Appelquist and C. W. Bernard, Phys. Rev. D22 (1980) 2000; A. Longhitano, Nucl. Phys. B188 (1981) 118.

[10] M. J. G. Veltman, Acta Phys. Polon. B8 (1977) 475.

[11] The Lep Electro-Weak Working Group, 2010. `http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG`.

[12] L3 ALEPH, DELPHI and OPAL Collaborations The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the standard model higgs boson at LEP*, 2003. arXiv:hep-ex/0306033v1.

[13] The TEVNPHWorking Group for the CDF and D0 Collaborations, *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 8:6fb^{-1} of Data*, FERMILAB-CONF-11-354-E, CDF Note 10606, D0 Note 6226; September 2011.

[14] The ATLAS and CMS Collaborations, *Combined Standard Model Higgs boson with up to 2.3 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s}$ = 7 TeV at the LHC*, ATLAS-CONF-2011-157, CMS PAS HIG-11-023, November 2011.

[15] The CMS Collaboration, *Combination of CMS searches for a Standard Model Higgs boson*, CMS PAS HIG-11-032, December 2011.

[16] The ATLAS collaboration, *Combination of Higgs Boson Searches with up to 4.9 fb-1 of pp Collision Data Taken at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS Experiment at the LHC*, ATLAS-CONF-2011-163, December 2011.

[17] Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group, *Handbook of LHC Higgs cross sections: 1. Inclusive observables*, CERN2011002, February 2011.

[18] N. Amapane et al., *Vector boson fusion at CMS*, preparato per il Workshop *HERA and THE LHC*, CERN-2005-014:561-564,2005.

[19] `http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08001`.

[20] `https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults`.

[21] `http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08004`

[22] CMS Collaboration, *CMS Physics Technical Design Report Volume I: Detector Performance and Software*, CERN/LHCC 2006-001, February 2006.

[23] CMS Collaboration, *The Magnet Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-10, May 1997.

[24] Martijn Mulders for the CMS collaboration, *First Physics at CMS*, CMS CR-2009/034, February 2009.

[25] CMS Collaboration, *The Tracker project Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-06, April 1998.

[26] CMS Collaboration, *Tracking and Primary Vertex Results in First 7 TeV Collisions*, CMS PAS TRK-10-005, July 2010.

[27] CMS Collaboration, *The Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-33, December 1997.

[28] Giuseppe Della Ricca for the CMS Collaboration, *Performance of the CMS Electromagnetic Calorimeter at the LHC*, CMS CR -2011/297, November 2011.

[29] CMS Collaboration, *The Hadron Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-31, June 1997.

[30] CMS Collaboration, *The Muon Project Technical Design Report*, CERN/-LHCC 97-32, December 1997.

[31] Camilo Andres Carrillo Montoya for the CMS Collaboration, *The CMS RPC project, results from 2009 cosmics data taking*, CMS CR-2010/070, May 2010.

[32] CMS Collaboration, *Measurement of Momentum Scale and Resolution using Low-mass Resonances and Cosmic Ray Muons*, CMS PAS TRK-10-004, July 2010.

[33] CMS Collaboration, *The TriDAS Project Technical Design Report, Volume 1: The Trigger Systems*, CERN/LHCC 2000-38, December 2000.

[34] CMS Collaboration, *The computing project Technical Design Report*, CERN/LHCC 2005-23, June 2005.

[35] PYTHIA, `http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html`.

[36] Paolo Nason, *Recent developments in POWHEG*, arXiv:1001.2747v1, January 2010.

[37] Johan Alwall, Pavel Demin, Simon de Visscher, Rikkert Frederix, Michel Herquet, Fabio Maltoni, Tilman Plehn, David L. Rainwater, and Tim Stelzer, *Madgraph/Madevent v4: The new web generation*, JHEP0709, 028,2007.

[38] GEANT-4, `http://geant4.web.cern.ch/geant4/`.

[39] ROOT, `http://root.cern.ch`.

[40] Gordon Ball, *Introduction to CMS Computing*, Imperial College, London.

[41] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, arXiv:hep-ph/0603175 (2006).

[42] S.Jadach et al., *The tau decay library TAUOLA: Version 2.4. Comput.Phys.Commun.*, 76:361380, 1993.

[43] R. E. Kalman, *A new approach to linear filtering and prediction problems*, Transactions of the ASME Journal of Basic Engineering, D, 82 35-45(1960).

[44] R. Fruhwirth, *Application of Kalman Filtering to Track and Vertex Fitting*, Nucl. Instrum. and Methods A 262 444, doi:10.1016/0168-9002(87)90887-4(1987).

[45] W. Erdmann. *Offline Primary Vertex Reconstruction with Deterministic Annealing Clustering*, CMS-AN-2011/014, June 2011.

[46] Th. Muller, C. Piasecki, G. Quast, C. Weiser, *Inclusive Secondary Vertex Reconstruction in Jets*, CMS NOTE 2006/027, January 2006.

[47] The Particle Flow Physics Object Group, *Particle Flow Reconstruction of Jets, Taus, and MET*, CMS NOTE AN-2009/039.

[48] CMS Collaboration, D. G. J. R. C. T. H. Pi, P. Avery, *Measurement of Missing Transverse Energy With the CMS Detector at the LHC*, CMS-NOTE-2006-035, CERN-CMS-NOTE-2006-035.

[49] S. Esen et al., E_T^{miss} *performance in CMS*, CMS NOTE AN-2007/041, December 2007.

[50] CMS Collaboration, F. Golf et. al., *Performance of Track-Corrected Missing Transverse Energy in CMS*, CMS-PAS-JME-09-010/CMS AN-2009/022.

[51] CMS Collaboration. *Jet and MET Commissioning Results from 7 TeV Collision Data*, CMS DPS-2010/014, May 2010.

[52] CMS Collaboration, *Performance of Jet Algorithms in CMS*, CMS PAS JME-07-003, August 2009.

[53] CMS Collaboration, *Performance of Jet Reconstruction with Charged Tracks only*, CMS PAS JME-08-001, CMS AN-2008/041.

[54] G.C. Blazey et al., *Run II jet physics*, arXiv:hep-ex/0005012.

[55] G. Salam, *Towards Jetography*, `arxiv:org/abs/0906.1833v2`, April 2010.

[56] `https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/IntroToJEC`.

[57] CMS Collaboration, R. Harris et. al., *Plans for Jet Energy Corrections at CMS*, CMS-PAS-JME-07-002 / CMS AN-2008/003.

[58] CMS Collaboration, A. Santocchia et. al., *Jet Corrections to Parent Parton Energy*, CMS-PAS-JME-08-002 / CMS AN 2008/084.

[59] CMS Collaboration, *Algorithms for b Jet Identification in CMS*, CMS PAS BTV-09/001.

[60] A. Rizzi, F. Palla, G. Segneri, *Track impact parameter based b-tagging with CMS*, CMS NOTE 2006/019, January 2006.

[61] CMS Collaboration, *Commissioning of b-jet identification with pp collisions at* $\sqrt{s}$ *= 7 TeV*, CMS PAS BTV-10-001, July 2010.

[62] W. Adam et. al., *Electron reconstruction in CMS*, CMS AN -2009/164.

[63] S. Baffioni et al. *Electron Reconstruction in CMS*, CMS NOTE 2006/40.

[64] E. Meschi et al., *Electron reconstruction in the CMS Electromagnetic Calorimeter*, CMS NOTE 2001/034.

[65] W. Adam et al., *Reconstruction of Electrons with the Gaussian-Sum Filter in the CMS Tracker at the LHC*, CMS NOTE 2005/001.

[66] S. Baffioni et. al., *Electron identification in CMS*, CMS AN -2009/178.

[67] `https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SimpleCutBasedEleID`.

[68] CMS Collaboration, G. Abbiendi et. al., *Muon Reconstruction in the CMS Detector*, CMS AN 2008/097.

[69] CMS Collaboration, M. Mulders et. al., *Muon Identification in CMS*, CMS AN 2008/098.

[70] Slava Krutelyov, *Muon Isolation*, `https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuideMuonIsolation`, 2009.

[71] CMS Collaboration, *Search for Neutral Higgs Bosons Decaying to Tau Pairs in pp Collisions at* s *= 7 TeV*, CMS PAS HIG-11-029, December 2011.

[72] G. Bagliesi, *Reconstruction and identification of tau decays at CMS*, `http://iopscience.iop.org/1742-6596/119/3/032005`, 2008.

[73] M. Bachtis et al., *Study of tau reconstruction algorithms using pp collisions data collected at* $\sqrt{s}$ *= 7 TeV*, CMS AN PFT-10-004, July 2010.

[74] M. Bachtis et al., *Performance of tau reconstruction algorithms in 2010 data collected with CMS*, CMS NOTE TAU-11-001, March 2011.

[75] `https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuidePFTauID`.

[76] M. Bachtis et al., *Study of the di-tau spectrum using muon-tau and electron-tau final states with CMS detector at* $\sqrt{s}$ *= 7 TeV*, CMS NOTE AN-10-387, February 2011.

[77] G. Bauer et al., *Study of Data-Driven Methods For Estimation of Fake Lepton Backgrounds*, CMS AN-2009/120, July 2009.

[78] J. Conway et al., *Estimation of Background contributions to Tau analyses via FakeRate technique*, CMS AN -2010/074, April 2010.

[79] I. Ross et al., *Study of ZZ to 4l final states with CMS detector at* $\sqrt{s}$ *= 7 TeV.*, CMS AN-10-134, June 2011.

[80] W. Andrews et al., *Data-driven methods to estimate the electron and muon fake contributions to lepton analyses*, CMS AN -2009/041, March 2009.

[81] M. Bachtis, G. Bagliesi et al., *Search for the Standard Model Higgs Boson produced in association with a W boson and decaying to tau leptons*, CMS NOTE AN-11-502, December 2011.

[82] CMS Collaboration, *Measurement of CMS Luminosity*, CMS Physics Analysis Summary EWK-10-004 (2010).

[83] The CMS Collaboration, *Measurement of the WW, WZ and ZZ cross sections at CMS.*, CMS-PAS-EWK-11-010.

[84] CMS Collaboration, *Tau Identification in CMS*, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-TAU-11-001 (2011).

[85] `https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideHiggsAnalysisCombinedLimit`.

[86] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, Ofer Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, Eur.Phys.J.C71:1554,2001 (3 Oct 2010).

[87] CMS Collaboration, *The CMS physics reach for searches at 7 TeV*, CMS NOTE 2010/008, October 2010.

Ringraziamenti

Il momento dei ringraziamenti era quello che aspettavo di più, perchè oltre a significare che ho concluso questo lavoro così importante, significa che sono arrivata alla fine di un periodo in costante mutamento e mi accingo ad iniziarne uno ancora tutto da scoprire.

Grazie al Dott. Giuseppe Bagliesi, per avermi dato la possibilità di lavorare con lui, per avermi insegnato tantissimo, per aver risposto ad ogni mia domanda, per essersi mostrato sempre disponibile. E soprattutto grazie per avermi dato la possibilità di stare al CERN e di entrare a far parte di questo mondo così emozionante.
Grazie alla Dott.ssa Anna Colaleo, per avermi mostrato la passione per il suo lavoro e per avermi fatto sentire sempre parte del gruppo "barese". Grazie a Cesare e Letizia per aver avuto la pazienza di risolvere i problemi di una principiante. Grazie a Paola, che nell'ultimo periodo è stata davvero preziosa e speriamo che il sodalizio continui.
Grazie a Lucia, Raffi e Rosma; grazie per le tante serate e nottate passate insieme, per le risate e per le ansie condivise. Grazie perchè ritrovarvi è stato davvero bello e lavorare con voi un'esperienza irripetibile.

Grazie ai miei amici universitari: ai vecchi compagni baresi e i nuovi amici pisani, ognuno parte di questo immenso puzzle. Grazie agli amici storici. Grazie a Serena la mia amica di sempre. Grazie a Lullu, che prima di essere mia cugina, è sempre stata mia amica. Grazie ad Ada, il rincontrarci anche dopo tanto tempo è sempre una festa.

Grazie alla mia grande famiglia. A mamma e papà perchè hanno sempre supportato ogni mia scelta, consigliato quando ne avevo bisogno, grazie a loro sono qui. Grazie ad Anna, Pietro e Lele, la nostra allegria quando siamo tutti e quattro insieme mi ha sempre dato gioia.

Grazie a Rosalba e Jerry per aver ricreato la mia famiglia qui, così da non sentire la mancanza di casa.

Grazie di nuovo a Jerry (sempre il solito privilegiato..), per tutto, per aver condiviso ogni momento con me, per aver rispettato ogni mia scelta, per aver sopportato i miei cambiamenti di umore. Grazie perchè raggiungerti qui è stata la decisione migliore che potessi prendere.

....Ops mi stavo dimenticando delle mie amiche "collegiali". Grazie davvero di tutto, siete la mia famiglia qui, l'antidoto alla tristezza e la giusta dose di allegria. Grazie a Luiss, oltre che essere la mia compagnetta di stanza, è una vera amica. Grazie a Fra, non potrei fare a meno della sua infinita solarità. Grazie ad Anto, perchè sempre attenta e premurosa. Grazie a Pia e Grace, le due "sorelline" ormai parte della combriccola.

Grazie a tutti di cuore!