

FEDERICO II · UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea in Fisica



Tesi di Laurea

Ricerca del bosone di Higgs nel canale $t\bar{t}H$
di produzione associata a coppie di quark top
con il rivelatore CMS
ad LHC

Relatori:

Ch.mo Prof. Crisostomo Sciacca

Dott. Francesco Fabozzi

Candidato:

Fabio Iervolino

Matr. 60/692

Anno Accademico 2004/2005

Alla mia famiglia

Indice

Introduzione	1
1 Il Modello Standard e il bosone di Higgs	5
1.1 Le particelle elementari: gli ingredienti del MS	6
1.2 Le teorie di Gauge: la ricetta del MS	7
1.2.1 Le interazioni Elettromagnetiche: QED	8
1.2.2 Le interazioni Forti: QCD	10
1.2.3 Le interazioni Deboli	11
1.2.4 La prima unificazione: la teoria Elettrodebole nel modello GWS	13
1.3 Meccanismo di Higgs: <i>la rottura spontanea di simmetria</i>	15
1.3.1 La massa dei fermioni: il termine di Yukawa	19
1.3.2 I parametri del meccanismo di Higgs	20
1.3.3 Vertici di interazione nel settore dell'Higgs	22
1.4 La massa dell'Higgs	22
1.4.1 Limiti teorici	23
1.4.2 Limiti sperimentali	25
1.5 Il programma di fisica ad LHC	27
1.5.1 Fisica del MS	28
1.5.2 Fisica dei mesoni B	29
1.5.3 Fisica del quark top	30
1.5.4 Fisica degli ioni pesanti	31
1.5.5 Supersimmetria	31
2 LHC e l'esperimento CMS	33
2.1 Il collisore pp LHC	33
2.1.1 Le collisioni pp a LHC	36
2.2 Il rivelatore CMS	41
2.2.1 Il sistema muonico e la scelta del campo magnetico	45
2.2.2 La calorimetria	50
2.2.3 Il tracciatore	56
2.3 Il sistema di Trigger in CMS	60

2.3.1	Il Trigger Hardware o di Livello 1	61
2.3.2	Il Trigger Software o di Alto Livello	63
3	La fisica del bosone di Higgs e il canale $t\bar{t}H$	67
3.1	Processi di produzione del bosone di Higgs	67
3.1.1	Fusione di gluoni: $gg \rightarrow H$	69
3.1.2	Fusione di Bosoni Vettore: $qq \rightarrow VV^*qq \rightarrow Hqq$	70
3.1.3	Higgs-strahlung: $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$	70
3.1.4	Produzione associata con coppie di quark pesanti	71
3.1.5	Sezione d'urto per la produzione dell'Higgs ad LHC	72
3.2	Canali di decadimento dell'Higgs	73
3.2.1	Decadimento in coppie di leptoni	73
3.2.2	Decadimento in coppie quark-antiquark	74
3.2.3	Decadimento in coppie di bosoni di gauge W e Z	75
3.2.4	Larghezza di decadimento dell'Higgs	75
3.3	Strategie di ricerca	76
3.3.1	Regione di massa piccola	77
3.3.2	Regione di massa intermedia	77
3.3.3	Regione di massa grande	78
3.4	Ambiente adronico nelle collisioni pp : problematiche connesse	78
3.5	Il canale $t\bar{t}H$	83
3.5.1	Il $t\bar{t}H$ adronico	85
3.5.2	Il $t\bar{t}H$ leptonico	86
4	Ricostruzione e selezione degli eventi di segnale	89
4.1	La catena di analisi: generazione, simulazione, digitizzazione e ricostruzione	89
4.2	I <i>data samples</i> utilizzati nell'analisi	92
4.3	Ricostruzione dei jet	93
4.4	<i>b-tagging</i>	95
4.4.1	<i>b-tagging</i> con parametro d'impatto	98
4.4.2	<i>b-tagging</i> con lunghezza di decadimento	100
4.4.3	I metodi della classe "CombinedBTagging"	101
4.5	La ricostruzione degli elettroni	103
4.5.1	Algoritmo <i>Island</i>	105
4.5.2	Algoritmo <i>Hybrid</i>	106
4.5.3	La ricostruzione mediante <i>OfflineElectronReco</i>	106
4.6	Algoritmo per l'isolamento degli elettroni	109
4.7	I <i>fake jets</i>	113
4.8	Ricostruzione del $W \rightarrow e\nu$: la <i>Missing Energy</i>	119
4.9	Ricostruzione delle masse della W e dei top	121

<i>INDICE</i>	III
5 Studio dei tagli di selezione e della reiezione dei fondi	125
5.1 Associatore Monte Carlo	125
5.2 Tagli di selezione	128
5.3 Efficienza e significatività statistica del segnale	134
5.4 <i>b-tagging</i> con la variabile <i>BDiscriminator</i>	135
5.5 Risultati dell'analisi	136
Conclusioni	143
Bibliografia	149

Elenco delle figure

1	$t\bar{t}H$ leptonic.	2
1.1	Le particelle elementari	7
1.2	Potenziale della rottura spontanea di simmetria.	17
1.3	Accoppiamento quadruplo del bosone di Higgs	23
1.4	Limiti teorici per la massa dell' Higgs	24
1.5	$\Delta\chi^2$ in funzione di M_H	26
1.6	<i>Branching ratios</i> dell'Higgs in funzione di M_H	27
1.7	Test statistico della <i>likelihood</i>	28
2.1	Sistema di preaccelerazione nell'anello del Lep	34
2.2	I 4 rivelatori di LHC	35
2.3	Parametri generali del collisore LHC	37
2.4	sezioni d'urto per collisioni pp	38
2.5	Interazione pp ad alto momento trasferito.	39
2.6	Funzioni di distribuzione partoniche CTEQ4M	39
2.7	Frequenze aspettate ad LHC per alcuni processi.	40
2.8	Vista tridimensionale del rivelatore CMS.	41
2.9	Vista prospettica di CMS.	42
2.10	Vista trasversale di CMS.	43
2.11	Vista longitudinale di un quarto di CMS.	43
2.12	Sistema di riferimento per il rivelatore CMS.	44
2.13	Vista laterale della sezione di un quadrante del sistema di rivelazione dei muoni di CMS.	46
2.14	Sezione dell'esperimento CMS	48
2.15	Risoluzione sul momento per tracce di muoni simulate.	50
2.16	Schema della struttura calorimetrica.	51
2.17	Copertura in η del calorimetro elettromagnetico.	52
2.18	Risoluzione del calorimetro elettromagnetico nel barrel.	53
2.19	Descrizione delle torri calorimetriche di trigger.	55
2.20	Descrizione delle torri calorimetriche di trigger in $\eta - \phi$	56
2.21	Vista tridimensionale del sistema di tracciamento a Pixel.	58

2.22	Il rivelatore a microstrip di silicio.	59
2.23	Vista longitudinale di un quarto del sistema di tracciamento a strip di silicio.	59
2.24	Struttura del trigger di primo livello.	61
2.25	Diagramma a blocchi del sistema di trigger.	64
3.1	Sezioni d'urto di produzione per Higgs.	68
3.2	Diagramma di Feynman per il processo di fusione di gluoni.	69
3.3	Grafico del k -factor per il processo di fusione di gluoni.	70
3.4	Alcuni diagrammi al NLO per il processo di fusione di gluoni.	71
3.5	Diagramma di Feynman al LO per il processo di fusione di bosoni vettoriali.	71
3.6	Grafico del k -factor per il processo di fusione di bosoni vettoriali.	72
3.7	Diagramma di Feynman al LO per il processo di Higgs-strahlung.	73
3.8	Grafico del k -factor per il processo Higgs-strahlung.	74
3.9	Diagrammi per la produzione del bosone di Higgs associato a coppie di quark pesanti.	75
3.10	Larghezza totale di decadimento dell'Higgs in funzione della sua massa.	76
3.11	Schematizzazione di un' interazione pp	79
3.12	Sezione d'urto totale per interazioni pp	81
3.13	Diagramma di Feynman per la diffusione elastica pp	82
3.14	Diagrammi di Feynman LO per la produzione $t\bar{t}H$	83
3.15	Sezione d'urto totale per $pp \rightarrow t\bar{t}H + X$ ad LHC.	84
3.16	Visione schematica dei principali fondi del canale $t\bar{t}H$	84
3.17	Sezioni d'urto di produzione del canale $t\bar{t}H$ agli ordini LO e NLO.	85
3.18	$t\bar{t}H$ completamente adronico.	86
3.19	Rapporti di decadimento del $t\bar{t}H$ con stato finale adronico.	86
3.20	$t\bar{t}H$ leptonic.	87
3.21	Rapporti di decadimento del $t\bar{t}H$ con stato finale leptonic.	87
4.1	La catena di analisi nel software di CMS.	90
4.2	Algoritmo dei coni.	93
4.3	Distribuzione della energia trasversa (in GeV) per i jets ricostruiti.	96
4.4	Distribuzione in η per i jets ricostruiti.	96
4.5	Distribuzione in ϕ per i jets ricostruiti.	97
4.6	Distribuzione in θ per i jets ricostruiti.	97
4.7	Parametro d'impatto.	98
4.8	Distribuzione della Significanza.	99
4.9	Confronto di efficienza di b -tagging e efficienza di $mistagging$ per i quark c	100
4.10	Definizione della lunghezza di decadimento l	101
4.11	Efficienza di b -tagging in funzione del rate di $mistagging$	102
4.12	Distribuzione della variabile $BDiscriminator$	104

4.13	Istogramma della $bJetFlag$	104
4.14	Schema dell'algoritmo Island.	105
4.15	Schema di costruzione di un <i>SuperCluster</i>	106
4.16	Costruzione dei <i>domino</i> per l'algoritmo <i>Hybrid</i>	107
4.17	Distribuzione della differenza (in GeV/c) tra il p_T degli elettroni ricostruiti e di quello dei corrispondenti simulati.	108
4.18	Distribuzione della differenza (in GeV/c) tra il p_T degli elettroni ricostruiti e di quello dei corrispondenti simulati.	109
4.19	Distribuzione del momento trasverso p_T degli elettroni ricostruiti.	111
4.20	Distribuzione della differenza $\sum p_T - p_T$	111
4.21	Istogramma del numero tracce.	112
4.22	Istogramma del numero di elettroni coincidenti con quelli simulati del segnale.	113
4.23	Distribuzione della frazione E_{ECAL}/E_{tot}	114
4.24	E_{ECAL}/E_{tot} per gli elettroni simulati dal Monte Carlo.	114
4.25	Distribuzione della frazione E_{ECAL}/E_{tot} per $bJetFlag = -1$	115
4.26	Distribuzione della frazione E_{ECAL}/E_{tot} per $bJetFlag = 0$	115
4.27	Distribuzione della frazione E_{ECAL}/E_{tot} per $bJetFlag = 1$	116
4.28	Distribuzione in η per $bJetFlag = -1$	116
4.29	Distribuzione in η per $bJetFlag = 0$	117
4.30	Distribuzione di η per $bJetFlag = 1$	117
4.31	E_{ECAL}/E_{tot} in funzione di η	118
4.32	E_{Tx}^{towers}	119
4.33	$E_{Tx}^{\mu on}$	120
4.34	Distribuzione della massa della W "adronica".	122
4.35	Distribuzione della massa della top "adronico".	123
4.36	Distribuzione della massa della top "leptonico".	124
5.1	Distribuzione della E_T per i b -jets simulati.	126
5.2	Distribuzione della massa per i leptoni simulati.	127
5.3	Distribuzione della variabile ΔR_{higgs} per i b -jets.	128
5.4	Distribuzione della massa della top "adronico".	130
5.5	Distribuzione della massa della top "leptonico".	131
5.6	Distribuzione della massa della W "adronica".	132
5.7	Distribuzione della massa della W "adronica".	133
5.8	Higgs ricostruito e simulato.	134
5.9	significance VS BDiscriminator.	136
5.10	Efficienza segnale VS BDiscriminator.	137
5.11	Efficienza fondo $ttjj$ VS BDiscriminator.	137
5.12	Efficienza fondo $t\bar{t}b\bar{b}$ VS BDiscriminator.	138
5.13	Efficienza fondo ttZ VS BDiscriminator.	138

5.14 Higgs $ttjj$	141
5.15 Higgs tbb	142
5.16 Coseno tra i b -jets dell'Higgs.	145

Introduzione

Il presente lavoro di tesi si inserisce nell'ambito degli studi finalizzati alla ricerca del bosone di Higgs nell'esperimento **CMS** (*Compact Muon Solenoid*), attualmente in fase di costruzione presso il laboratorio CERN di Ginevra. Tale rivelatore sarà posizionato in uno dei quattro punti di interazione del collisionatore *protone-protone* **LHC** (*Large Hadron Collider*) che opererà ad un'energia del centro di massa $\sqrt{s} = 14$ TeV e con una luminosità a regime di circa $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

La ricerca del bosone di Higgs rappresenta uno dei principali scopi di LHC. Infatti sebbene le misure sperimentali finora condotte hanno permesso di verificare la teoria che descrive le particelle fondamentali e le loro interazioni (Modello Standard) con un elevato grado di accuratezza, la piena conferma della stessa teoria si avrà con la verifica sperimentale dell'esistenza di una particella prevista teoricamente, ma tuttora inosservata, responsabile della generazione delle masse dei bosoni W , Z e dei fermioni: il bosone di Higgs.

Le possibili strategie per la scoperta dell'Higgs dipendono criticamente dalla sua massa M_H . Infatti non esiste un singolo meccanismo di produzione dominante in tutto lo spettro di possibili masse definito dal limite superiore teorico e dal limite inferiore sperimentale ($114 \text{ GeV}/c^2 < M_H < 1 \text{ TeV}/c^2$) ma, a seconda dell'ipotesi di massa che si prende in considerazione, hanno luogo diversi scenari. Da M_H dipendono infatti sia la sezione d'urto di produzione, sia le frazioni di decadimento nei canali interessanti per la sua scoperta. La macchina LHC è stata quindi progettata in modo che tutto lo spettro di possibili masse per il bosone di Higgs sia accessibile e possa essere esplorato con il rivelatore CMS.

In modo particolare vedremo che, nell'intervallo di massa compreso tra $120 \text{ GeV}/c^2$ e $140 \text{ GeV}/c^2$, il decadimento favorito risulta essere quello in una coppia di quark $b\bar{b}$. Tuttavia l'osservabilità del decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$, prodotto in maniera inclusiva al collisionatore, risulta proibitiva in virtù dell'elevata sezione d'urto delle interazioni adroniche con stato finale $b\bar{b}$.

Allo scopo di rigettare il fondo di QCD e aumentare così la sensibilità del canale $H \rightarrow b\bar{b}$, si considerano i canali di produzione associata di più particelle identificabili nello stato finale: $t\bar{t}H$, WH , o ZH . Inoltre, la presenza di almeno un leptone nello stato finale

permette di aumentare ulteriormente il potere di reiezione rispetto ai processi di fondo dominanti. Per questi motivi uno dei canali più interessanti associati alla produzione dell'Higgs risulta essere il canale $t\bar{t}H$, dove la presenza dei decadimenti delle particelle coinvolte è in grado di fornire una marcata segnatura degli eventi.

Il canale studiato nel presente lavoro di tesi è il $t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}q\bar{q}'e\nu$ dove l'Higgs è prodotto in associazione ad una coppia di quark $t\bar{t}$ secondo il diagramma rappresentato in figura 1.

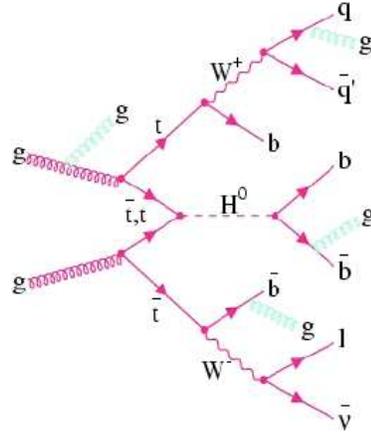


Figura 1: $t\bar{t}H$ con stato finale leptonic.

Esso è caratterizzato da uno stato finale con sei jet adronici, di cui quattro sono originati dall'adronizzazione di un quark b (b -jets), e un leptone isolato ad alto impulso trasverso. Due dei quattro b -jets provengono dai decadimenti dei quark top, che nella quasi totalità dei casi decadono in un bosone W ed un quark b , e gli altri due b -jets provengono dal decadimento del bosone H . I restanti jets adronici provengono da quarks "leggeri" (u, d, s o c) prodotti dal decadimento di uno dei due W . Il leptone isolato proviene invece dal decadimento $W \rightarrow l\nu$ dell'altro bosone di gauge W . Il neutrino che accompagna il leptone non può essere rivelato in maniera diretta, ma la sua presenza si riflette nell'ammontare di energia mancante dell'evento ricostruito.

Il lavoro di tesi svolto si è concentrato sulla definizione di un efficiente algoritmo per la selezione di **eventi** di segnale $t\bar{t}H$ **con un elettrone nello stato finale**, e per la reiezione dei relativi fondi associati, completando lo studio svolto dal gruppo *PRS b-tau* [1] del CERN, per il canale $t\bar{t}H$ con un muone nello stato finale. In particolare ho implementato un programma di analisi, scritto in linguaggio C++ e sviluppato utilizzando gli strumenti ufficiali di calcolo della collaborazione CMS, il cui codice sorgente è stato rilasciato in un pacchetto del software di ricostruzione di CMS.

Più in dettaglio il programma si occupa di:

- ricostruire gli elettroni dell'evento e determinare i possibili candidati provenienti dalla W attraverso un algoritmo di isolamento basato sulle informazioni cinematiche raccolte nel rivelatore di tracciamento;
- ricostruire i jets presenti nell'evento e definire un appropriato algoritmo di identificazione di un jet proveniente da un quark b (b -Tagging) per discriminarlo dagli altri provenienti dall'adronizzazione dei quark "leggeri";
- ricostruire in maniera indiretta il momento del neutrino mediante lo studio dell'energia mancante dell'evento;
- gestire il fondo combinatoriale per l'identificazione del miglior accoppiamento ($Jets$ pairing) dei jets ricostruiti alle relative particelle che caratterizzano l'albero di decadimento del $t\bar{t}H$ (M_W , M_{top} e M_H) e di determinare le corrispondenti masse invarianti.

La presentazione del lavoro svolto è organizzata come segue. Nel primo capitolo viene descritto brevemente il Modello Standard con particolare attenzione al meccanismo della rottura spontanea della simmetria elettrodebole che spiega l'origine teorica del bosone di Higgs. Nel secondo capitolo è fornita una descrizione generale della macchina acceleratrice LHC e del rivelatore CMS attraverso lo studio dei suoi sottorivelatori e delle relative prestazioni per la fisica dell'esperimento. Nel terzo capitolo viene descritta la fisica dell'Higgs ad LHC e delle possibili strategie di ricerca per le diverse regioni di massa attese per il bosone insieme ad una descrizione delle problematiche collegate all'ambiente adronico nelle collisioni pp . Il quarto capitolo è interamente dedicato agli algoritmi di ricostruzione utilizzati nel codice di analisi e alla selezione degli eventi di segnale. Nell'ultimo capitolo invece si affronta lo studio delle variabili di selezione e della relativa scelta dei tagli di analisi, sottolineando le strategie adoperate per la selezione dei fondi fisici previsti per questo canale. Vengono infine mostrate le prestazioni della selezione in termini di efficienza e significatività statistica, per un'ipotesi di massa per l'Higgs di $120 \text{ GeV}/c^2$ e per una luminosità della macchina LHC di $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, corrispondente ai primi anni di presa dati.

Capitolo 1

Standard Model

Tutti i fenomeni noti in fisica delle particelle fondamentali sono in accordo con una teoria completamente formulata, finita e, nei limiti delle capacità tecniche attuali, calcolabile, che prende il nome di Modello Standard (MS). Il MS descrive le interazioni forti, elettromagnetiche e deboli, alle quali tutti i fenomeni microscopici possono essere ricondotti. Per esempio, le forze che tengono insieme i nuclei atomici sono dovute alle interazioni forti, il legame al nucleo degli elettroni atomici o degli atomi nelle molecole è dovuto alle interazioni elettromagnetiche, mentre l'energia del sole e delle altre stelle è prodotta da reazioni di fusioni termonucleari che coinvolgono decadimenti che avvengono a mezzo di interazioni deboli. Le forze gravitazionali andrebbero in linea di principio anche aggiunte, ma il loro impatto nei processi tra particelle fondamentali alle energie accessibili è assolutamente trascurabile.

Come modello teorico, vedremo, il MS non è altro che una generalizzazione dell'elettrodinamica quantistica (QED¹) nel senso che si basa su una simmetria locale che estende l'invarianza di gauge dell'elettrodinamica ad una serie di cariche, le cariche forti (dette di colore) ed elettrodeboli (che includono in particolare la carica elettrica) che formano un gruppo di simmetria molto più grande:

$$SU(3)_{col} \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

dove $SU(3)_{col}$ rappresenta il gruppo di simmetria non-Abeliano che descrive l'interazione forte; i mediatori di questa interazione sono otto particelle con carica di colore e prive di massa chiamate gluoni le quali interagiscono e si accoppiano in base alla teoria della cromodinamica quantistica (QCD²). $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ è invece la simmetria che descrive l'interazione elettrodebole, meglio conosciuta anche come teoria di Glashow-Weinberg-Salam (GWS) [2] [3] [4]. Nella sezione (1.2.4) vedremo che al gruppo di simmetria $SU(2)_L$, collegato all'isospin elettrodebole, sono associati tre campi di gauge W, mentre al gruppo

¹ *Quantum Electrodynamics*, vedi sezione 1.2.1

² *Quantum Chromodynamics*, vedi sezione 1.2.2

$U(1)_Y$, legato all'ipercarica Y , è associato un solo campo di gauge B . Partendo da questi gruppi verranno definiti i bosoni mediatori di gauge W^+ , W^- e Z per le interazioni deboli ed il γ per le interazioni elettromagnetiche.

Tuttavia il meccanismo attraverso cui i mediatori delle interazioni tra particelle fondamentali acquisiscono una massa, la *rottura spontanea di simmetria*³, prevede l'introduzione di un campo scalare neutro associato ad una particella massiva: il cosiddetto bosone di Higgs; di questa particella non è stata ancora fornita un'evidenza sperimentale. La difficoltà nel rivelare il bosone di Higgs risiede nel fatto che la sua massa, all'interno del MS, è un parametro della teoria stessa; dunque non può essere individuato un preciso valore di energia da indagare. A tutt'oggi le previsioni teoriche possono fornire solamente un limite superiore alla sua massa.

In particolare, in questo capitolo⁴, verranno esposti i concetti fondamentali della teoria dell'unificazione elettrodebole, con una descrizione generale della lagrangiana per le interazioni tra le particelle elementari, e verranno descritti gli aspetti fondamentali che sono alla base dell'esistenza del bosone di Higgs, attraverso lo studio del meccanismo di *rottura spontanea di simmetria*.

1.1 Le particelle elementari: gli ingredienti del MS

Negli ultimi vent'anni sono stati compiuti notevoli progressi nell'identificazione dei costituenti fondamentali della materia e delle forze fondamentali attraverso le quali questi costituenti interagiscono. Secondo il MS dei processi elementari, tutta la materia è costituita di quark e di leptoni (e dalle loro antiparticelle), le cui reciproche interazioni sono mediate dallo scambio delle cosiddette particelle di gauge. I sei quark e i sei leptoni sono raggruppati in tre generazioni⁵ (vedi anche figura 1.1), a ognuna delle quali viene assegnata una coppia di quark e una di leptoni:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

³vedi sezione 1.3

⁴In tutto il lavoro di tesi faremo riferimento alle cosiddette *unità di misura naturali* in cui $c = \hbar = 1$ laddove i valori di queste costanti sono $\hbar \equiv h/2\pi = 6.58211889(26) \times 10^{-22} \text{ MeVs}$ e $c = 299792458 \text{ m s}^{-1}$.

⁵Nessuna indicazione sperimentale è stata fornita fino ad oggi che provi l'esistenza di una quarta generazione. Tutti gli esperimenti, infatti, hanno confermato i risultati ottenuti nell'esperimento DELPHI [24] che ha assicurato l'esistenza di al massimo 3 generazioni diverse, tramite la misura della ampiezza di decadimento Γ_Z che aggiunge 166.5 MeV per ogni possibile decadimento $z \rightarrow \bar{\nu}\nu$, ovvero per ogni nuova possibile generazione di leptoni.

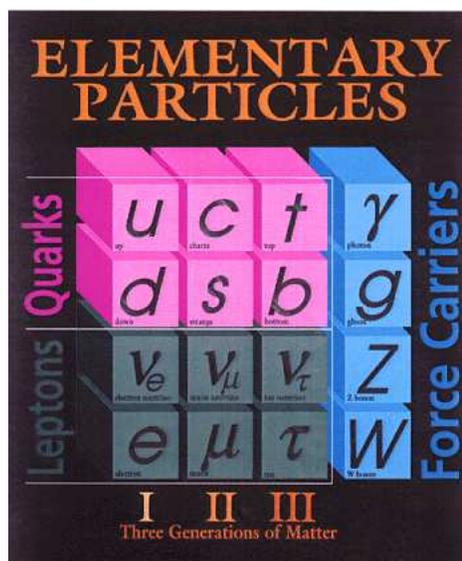


Figura 1.1: Le tre generazioni delle particelle fondamentali.

La materia fino ad oggi osservata può essere suddivisa in leptoni e adroni, questi ultimi possono essere a loro volta suddivisi in mesoni (particelle formate da un quark e un anti-quark) e barioni (particelle formate dalla combinazione di tre quark).

Uno schema riassuntivo che raccoglie le quattro forze fondamentali, o interazioni fondamentali, e i rispettivi mediatori di interazione, che sono alla base degli scambi di energia e di momento tra le particelle, è riportato nella tabella 1.1:

Interazione	Bosone Intermediario	simbolo
Elettromagnetica	fotone	γ
Debole	3 BVI	W^+, W^-, Z
Forte	8 gluoni	g
Gravitazionale	gravitone	G

Tabella 1.1: Le interazioni fondamentali

1.2 Le teorie di Gauge: la ricetta del MS

L'importanza per la fisica delle teorie di gauge nasce dall'enorme successo di questo formalismo matematico nel descrivere, in un solo quadro teorico unificato, le teorie di

campo quantistico dell'elettromagnetismo, dell'interazione nucleare debole e dell'interazione nucleare forte. In sostanza tutte queste interazioni ammettono una descrizione unitaria, in termini di una più generale teoria di gauge del gruppo $SU(3)_{col} \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, fondamento del MS, e più precisamente sono tutte derivabili dal principio introdotto nel 1929 da Weyl[5]: *principio di gauge*.

Punto centrale delle teorie di gauge è la nozione di simmetria. Nasce una simmetria in senso matematico quando le soluzioni di un insieme di equazioni restano inalterate anche se è stata modificata una proprietà del sistema che esse descrivono. Se una teoria resta valida quando una proprietà del sistema viene modificata di una stessa entità in tutti i punti dello spazio, si può dire che le sue equazioni presentano una simmetria globale rispetto a quella proprietà. Se invece si può modificare la proprietà indipendentemente in ogni punto dello spazio e la teoria è ancora valida, le equazioni presentano una simmetria locale rispetto alla proprietà.

La maggior parte delle teorie della fisica sono descritte da lagrangiane che sono invarianti sotto certe trasformazioni di gruppo che sono eseguite identicamente in ogni punto dello spazio-tempo (si dice quindi che presentano *simmetrie globali*). Il concetto alla base delle teorie di gauge è di postulare che le lagrangiane debbano possedere anche simmetrie locali, cioè che debba essere possibile effettuare queste trasformazioni di simmetria solo in una particolare e limitata regione dello spazio-tempo senza interessare il resto dell'universo[6].

Oggi, in particolare, si ritiene che ciascuna delle quattro forze fondamentali derivi dall'invarianza di una legge di natura rispetto a un'operazione di simmetria locale in cui venga alterato un certo parametro indipendentemente in ogni punto dello spazio. Nelle teorie di gauge le forze fondamentali sono quindi le inevitabili conseguenze di operazioni di simmetria locali e sono indispensabili per mantenere la simmetria stessa.

Nelle prossime sezioni vedremo come viene applicato il *principio di gauge* nel caso delle diverse interazioni fondamentali e come, in particolare, questo principio è all'origine stessa della forza che dà luogo alla generica interazione.

1.2.1 Le interazioni Elettromagnetiche: QED

L'Elettrodinamica Quantistica è la teoria dei campi che descrive tutti i fenomeni che coinvolgono particelle elettricamente cariche interagenti per mezzo della forza elettromagnetica (e.m.). I prodromi della teoria si ebbero allorché tutti gli studi per le interazioni di campo elettrico e magnetico furono raccolti e unificati da Maxwell [7] nelle celebri equazioni che portano il suo nome. Oggi quelle equazioni, riviste in chiave quantistica e relativistica, confluiscono nel primo modello di teoria di gauge: la QED (Quantum Electrodynamics). Secondo la QED, il comportamento di una particella carica fermionica (*campo ψ*), interagente con un campo di Maxwell, è descritto dalla densità

lagrangiana relativisticamente invariante⁶:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\partial - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{\lambda}{2}(\partial_\mu A^\mu)^2 \quad (1.1)$$

Il primo termine della (1.1) è ovviamente il termine di lagrangiana di Dirac che descrive un fermione ψ libero, mentre i restanti due pezzi si riferiscono rispettivamente al termine di lagrangiana per il campo A e.m. libero (dove il tensore $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$) e al termine di *gauge fixing*⁷ necessario per la corretta quantizzazione della teoria [8]. A questi termini manca ovviamente il termine di interazione \mathcal{L}_{int} tra particella e campo e.m. che possiamo ottenere applicando il principio di gauge (1.2) al gruppo di trasformazioni di fasi U(1):

$$\psi \rightarrow \psi' = \exp[-i\alpha]\psi \quad \text{con } \alpha \text{ parametro reale} \quad (1.2)$$

E' infatti banale verificare che la (1.1) non è invariante sotto la trasformazione locale di gauge (vedi la 1.2 quando $\alpha = \alpha(x)$, ovvero quando α è funzione della generica posizione x). Per ottenere la necessaria invarianza locale per la densità lagrangiana, è possibile dimostrare [8] che il principio di gauge si riduce ad una semplice trasformazione di operatori differenziali:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \quad (1.3)$$

dove D_μ prende il nome di “derivata covariante”. Applicando la (1.3) alla (1.1) è facile verificare che la densità lagrangiana QED può essere scritta come:

$$\mathcal{L}_{QED} = \mathcal{L} + \mathcal{L}_{int} \quad (1.4)$$

dove il termine di interazione col campo vale:

$$\mathcal{L}_{int} = -j^\mu A_\mu = -q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \quad (1.5)$$

Appare dunque evidente che il *principio di gauge* conduce, in modo naturale, all'introduzione dell'interazione con il campo. In qualche modo dunque, la richiesta di *localizzazione* dell'invarianza costituisce l'origine stessa della forza di interazione mediante l'introduzione di un bosone vettoriale privo di massa, chiamato “bosone di gauge”. Più in generale

⁶ $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma_0$. Le γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) sono le matrici di Dirac definite dalla relazione di anti-commutazione $\{\gamma^\mu; \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$, dove $g^{\mu\nu}$ è il tensore metrico di Minkowski $g^{\mu\nu} = \text{diag}\{1; -1, -1, -1\}$, e dalla proprietà di hermitianità (per γ^0) o anti-hermitianità (per le $\gamma^i, i = 1, 2, 3$): $(\gamma^\mu)^\dagger = \gamma_\mu = g_{\mu\nu}\gamma^\nu$. Si noti che secondo la notazione di Dirac $\partial = \gamma_\mu\partial^\mu$.

⁷Talvolta, nella quantizzazione di una teoria, accade che il propagatore deputato a descrivere l'azione di campo del mediatore di interazione, non sia una soluzione univoca come funzione di Green dell'equazione del moto associata alla teoria stessa. Ciò è essenzialmente dovuto al fatto che le infinite possibili soluzioni di quest'equazione sono legate tra loro da una ulteriore trasformazione di gauge. Il meccanismo di gauge fixing non fa altro che eliminare questa residuità di gauge, inserendo un opportuno parametro λ che permette di fare una scelta di gauge nella quale la quantizzazione della teoria restituisce un unico propagatore di interazione.

vedremo che per ogni generatore di un gruppo locale di trasformazioni a cui è richiesta l'invarianza, verrà introdotto un corrispettivo bosone di gauge. Nel caso della QED, dove c'è solo un generatore per $U(1)$, ovviamente ci ritroviamo un'unica particella bosonica priva di massa, che regola le interazioni e.m.: il fotone A .

1.2.2 Le interazioni Forti: QCD

La Cromodinamica Quantistica (QCD) è la teoria quantistica di gauge che descrive le interazioni forti negli adroni tra quark e gluoni. Il punto di partenza della teoria consiste nell'osservare che lo spinore ψ , rappresentante il generico quark, ha 3 componenti, come tre sono gli "stati di colore"⁸ e che dunque i quark si trasformano come un tripletto della rappresentazione del gruppo $SU(3)_{col}$, caratterizzato da matrici 3x3 unitarie e unimodulari [9]. Caratteristica di questa teoria di gauge è che, essendo $SU(3)_{col}$ un gruppo non commutativo, la *gaugeizzazione* della teoria passa attraverso un modello di richiesta di invarianza di gauge non-Abeliano. Partendo nuovamente dalla lagrangiana di Dirac (i quark sono anch'essi fermioni) e applicando il principio di gauge mediante la (1.3) per il gruppo $SU(3)$, si perviene alla:

$$\mathcal{L}_D + \mathcal{L}_{int} = \bar{\psi}^\alpha (i\not{D}^{\alpha\beta} - m\delta^{\alpha\beta})\psi^\beta \quad (1.6)$$

dove $D^{\alpha\beta}$ è la derivata covariante in rappresentazione fondamentale⁹ del gruppo $SU(3)_{col}$ pari a:

$$D_\mu^{\alpha\beta} = \delta^{\alpha\beta}\partial_\mu + igA_{\mu a}(T^a)^{\alpha\beta} \quad (1.7)$$

dove T^a è il generico degli 8 generatori di $SU(3)$, $\delta^{\alpha\beta}$ il simbolo di Kroneker, g la costante di accoppiamento della QCD e A_μ è il propagatore gluonico che regola le interazioni forti. Si capisce subito che, come la QED, la QCD postula portatori di forza che mediano le interazioni. I quark colorati interagiscono scambiandosi le entità chiamate gluoni, allo stesso modo in cui le particelle cariche si scambiano i fotoni. Però, mentre la QED ammette soltanto un tipo di fotone, la QCD ammette otto tipi di gluoni, tanti quanti i generatori associati al gruppo $SU(3)_{col}$. Anche in questo caso è ovviamente possibile introdurre un termine di accoppiamento per i bosoni intermediari di interazione forte, del tutto analogo a quello della QED:

$$-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^{(a)}F^{\mu\nu(a)} \quad (1.8)$$

L'unica significativa differenza col termine puramente bosonico visto nella QED, è che questa volta sono presenti anche termini di potenza 3 e 4 dovuti al fatto che in QCD, per coerenza di rappresentazione del gruppo, la definizione di $F_{\mu\nu}$ cambia notevolmente:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + ig[A_\mu, A_\nu] \quad (1.9)$$

⁸Il colore è il numero quantico introdotto da Dalitz (1965) per spiegare il carattere antisimmetrico della particella Δ^{++} . Vedi anche [21].

⁹Ogni matrice $V \in SU(3)$ è rappresentata da sé stessa.

Questo comporta che a differenza del fotone (mediatore di interazione tra cariche elettriche ma privo di tale carica) il gluone (mediatore di interazione tra cariche di colore ma anch'esso dotato della stessa carica) è soggetto a forme di interazione con sé stesso. In altre parole il campo di gauge delle interazioni forti è “autointeragente”. Continuando sul modello di quanto visto per la QED, si arriva a provare che in definitiva:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{\psi}_q^\alpha (i\mathcal{D}^{\alpha\beta} - m\delta^{\alpha\beta})\psi_q^\beta - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^{(a)}F^{\mu\nu(a)} - \frac{\lambda}{2}(\partial_\mu A^\mu)^2 \quad (1.10)$$

avendo sommato su tutti i sapori dei quark (indice q) e introdotto il consueto termine di *gauge fixing*. Infine utilizzando la quantizzazione di Yang-Mills, secondo il formalismo del *path integral*¹⁰, è possibile dimostrare la necessità dell'introduzione di un ulteriore termine \mathcal{L}_{ghost} nella (1.10) che tiene conto dell'esistenza di nuove particelle-fantasma (“ghosts”¹¹) associate ai bosoni di gauge, le quali, essendo presenti solo nei *loop* e non negli stati iniziali o finali, non possono essere considerate a tutti gli effetti delle “particelle fisiche”, cioè sperimentalmente rilevabili. Costituiscono in sostanza dei termini di correzione all'interno del più generale formalismo di *gauge fixing*.

1.2.3 Le interazioni Deboli

L'interazione debole è quella che ha luogo tra tutti i fermioni fondamentali (quark e leptoni), ma spesso è così debole che, per l'energia che coinvolge, viene completamente oscurata dall'interazione forte ed e.m. Generalmente, quindi, i processi deboli osservabili sono quelli che coinvolgono neutrini (dato che i ν non portano né carica elettrica né di colore) o quelli che comportano transizioni tra quark con cambiamento di sapore (come ad esempio nel decadimento $\beta : n \mapsto p + e + \bar{\nu}_e$). I dati sperimentali fino ad ora raccolti dai vari esperimenti, su una vasta gamma di interazioni leptoniche e semileptoniche, sono coerenti con l'assunzione che il campo leptonico (ψ_l) interagisce secondo una corrente debole del tipo¹²:

$$J_\alpha(x) = \sum_l \bar{\psi}_l(x)\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\psi_{l\alpha}(x) \quad (1.11)$$

La corrente (1.11) è anche conosciuta come corrente V-A (Vettoriale-Assiale), in quanto è formata da due termini, uno di corrente vettoriale

$$J_{\alpha V}(x) = \sum_l \bar{\psi}_l(x)\gamma_\alpha\psi_{l\alpha}(x) \quad (1.12)$$

¹⁰Feynman dimostrò che il generatore delle funzioni di Green Z , che restituiscono i propagatori dell'interazione, può essere descritto come l'integrale su tutti i “campi permessi” A_μ . In particolare $Z = N \int e^{iS(A)}[dA_\mu]$, dove S è l'azione classica tale che $S = \int \mathcal{L}d^4x$.

¹¹Vedi ad esempio [10]

¹²L'operatore γ_5 è definito come $\gamma_5 = \gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. Le proprietà di hermitianità e unitarietà di γ^5 sono riassunte in $\{\gamma^5; \gamma^\mu\} = 0$; $\gamma_5^\dagger = \gamma_5$; $(\gamma^5)^2 = 1$.

e l'altro di corrente assiale

$$J_{\alpha A}(x) = \sum_l \bar{\psi}_l(x) \gamma_\alpha \gamma_5 \psi_{lA}(x) \quad (1.13)$$

Sotto la trasformazione di parità \widehat{P} ¹³, $J_{\alpha V}$ cambia di segno mentre $J_{\alpha A}$ no, quindi nelle interazioni deboli la parità non viene conservata, e questa violazione è stata osservata anche sperimentalmente. Questo fenomeno ha importanti implicazioni per i neutrini. Infatti, per le particelle prive di massa, l'operatore $\frac{(1-\gamma_5)}{2}$ ¹⁴, che entra nella corrente V-A, è il proiettore dello stato di elicità¹⁵ negativa:

$$\psi^L(x) = \frac{(1-\gamma_5)}{2} \psi(x) \equiv P_L \psi(x) \quad (1.14)$$

Anche se sono tutt'ora in corso studi sulla misura della massa dei neutrini¹⁶, l'operatore $\frac{(1-\gamma_5)}{2}$, quando si opera in regimi di $E \gg m$, è comunque un autostato dell'elicità. Dalle ultime osservazioni [11] la massa dei neutrini è $\simeq 0.25$ eV, e quindi si possono considerare sempre in regime ultrarelativistico. Questo fa sì che i neutrini di elicità positiva e gli antineutrini di elicità negativa non interagiscono in maniera debole. In particolare, poiché abbiamo visto che le interazioni deboli violano la parità \widehat{P} , e conseguentemente non sono simmetriche sotto lo scambio di fermioni di elicità sinistrorsa e destrorsa, conviene suddividere ogni famiglia fermionica in un doppietto sinistrorso (Ψ_L) o "left-handed" e un singoletto destrorso (Ψ_R) o "right-handed".

$$\Psi_L(x) \equiv \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L = \frac{(1-\gamma_5)}{2} \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix} = P_L \psi(x) \quad (1.15)$$

$$\Psi_R(x) \equiv (l)_R = \frac{(1+\gamma_5)}{2} (l) = P_R \psi(x) \quad (1.16)$$

con la caratteristica che $\Psi(x) = \Psi_L(x) + \Psi_R(x)$. Poiché dunque le interazioni deboli sono osservate solo tra fermioni left-handed, possiamo considerare un *isospin debole* $SU(2)$,

¹³La trasformazione di parità \widehat{P} inverte il segno delle coordinate spaziali, $(\vec{x}; t) \mapsto (-\vec{x}; t)$

¹⁴ $P_L = \frac{(1-\gamma_5)}{2}$ e $P_R = \frac{(1+\gamma_5)}{2}$ tale che $P_L P_L = P_L$, $P_R P_R = P_R$ e $P_L P_R = 0$

¹⁵I valori di elicità $\varepsilon = \pm 1$ sono gli autovalori della matrice $\Lambda = \begin{pmatrix} \vec{\tau} \cdot \vec{p} / |\vec{p}| & 0 \\ 0 & \vec{\tau} \cdot \vec{p} / |\vec{p}| \end{pmatrix}$ dove

\vec{p} è la quantità di moto e $\vec{\tau}$ sono le matrici di Pauli.

¹⁶Recenti studi hanno posto dei limiti sulla massa dei neutrini o meglio sulla somma delle loro masse. In particolare gli esperimenti WMAP e SDSS [11] hanno posto rispettivamente i seguenti limiti, $\sum m_{\nu i} \leq 0.7 - 2eV$ e $\sum m_{\nu i} \leq 1.6eV$. Ulteriori informazioni sullo studio delle oscillazioni dei neutrini e della loro massa sono arrivati nel 1998 dall'esperimento *Super-Kamiokande* e *SNO* (vedi <http://www.roma1.infn.it/workshop/2003/ludovici.pdf>)

sotto il quale i leptoni left-handed si trasformano come un doppietto $\begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L$ di SU(2), mentre i leptoni right-handed ne costituiscono lo stato di singoletto. Ovviamente nella teoria non viene considerato il singoletto destrorso del neutrino ν_l per quanto precedentemente detto.

In generale la suddivisione in fermioni left-handed e fermioni right-handed ha importanti conseguenze. Nella *gaugeizzazione* della teoria infatti, quando si impone la sostituzione della derivata covariante D rispetto al gruppo SU(2) secondo la (1.3), è facile osservare che il termine lagrangiano di Dirac che descrive il generico leptone diverrà della forma: $\mathcal{L}_D = \bar{\Psi}(i\not{D} - m)\Psi$. Emergeranno dunque dei termini del tipo:

- $\bar{\Psi}(x)\not{\partial}\Psi(x) = \bar{\Psi}_L(x)\not{\partial}\Psi_L(x) + \bar{\Psi}_R(x)\not{\partial}\Psi_R(x)$
- $\bar{\Psi}(x)\not{A}\Psi(x) = \bar{\Psi}_L(x)\not{A}\Psi_L(x) + \bar{\Psi}_R(x)\not{A}\Psi_R(x)$
- $m\bar{\Psi}(x)\Psi(x) = m\bar{\Psi}_L(x)\Psi_R(x) + m\bar{\Psi}_R(x)\Psi_L(x)$

Come si vede, i primi due termini coinvolgono una sola elicità mentre il terzo termine massivo mescola le elicità left-handed con le right-handed. In accordo con la teoria V-A delle interazioni deboli, secondo la quale non è previsto il mescolamento di stati di elicità differenti, occorre quindi assumere inizialmente che i leptoni siano privi di massa nel limite esatto di SU(2), per poi recuperare tali masse attraverso il meccanismo di rottura spontanea di simmetria (vedi sezione 1.3.1) nel termine di Yukawa.

1.2.4 La prima unificazione: la teoria Elettrodebole nel modello GWS

La prima idea in cui l'interazione elettromagnetica e debole non apparivano come fenomeni distinti ma piuttosto come due diverse manifestazioni di un'unica interazione elettrodebole, si ebbe grazie a Glashow nel 1961 [2]. Andando oltre le idee di Fermi che, nella celebre teoria che porta il suo nome, aveva ipotizzato di trattare l'interazione debole al pari di quella e.m., Glashow pensò infatti di descrivere l'interazione debole utilizzando mediatori di interazione come accadeva per la QED. In particolare, con correnti del tipo (1.11), l'interazione debole poteva essere descritta attraverso un'Hamiltoniana della forma:

$$H(x) = g_W J^{\alpha\dagger}(x)W_\alpha(x) + g_W J^\alpha(x)W_\alpha^\dagger(x) \quad (1.17)$$

dove g_W rappresenta una costante di accoppiamento adimensionale e il campo $W_\alpha(x)$ descrive i bosoni (W) vettoriali mediatori della forza debole. Poco più tardi l'unificazione delle due teorie fu ottenuta indipendentemente da Weinberg nel 1967 [3] e da Salam nel 1968 [4], che spiegarono le interazioni deboli introducendo una lagrangiana invariante per trasformazioni di gauge SU(2) di isospin debole T e per trasformazioni U(1) di ipercarica

debole Y . Queste due grandezze sono legate fra loro e con la carica elettrica Q_{em} dalla relazione:

$$Y = 2(Q_{em} - T_3) \quad (1.18)$$

dove T_3 è la terza componente dell'isospin debole. Nella teoria GWS i fermioni si raggruppano dunque in differenti multipletti di isospin debole, dove i fermioni Ψ_L formano un doppietto mentre quelli Ψ_R formano un singoletto (vedi tabella 1.2).

Fermioni	Q_{em}	T_3	Y
$(\nu_l)_L$	0	$+\frac{1}{2}$	-1
$(l)_L$	-1	$-\frac{1}{2}$	-1
$(l)_R$	-1	0	-2
$(u)_L$	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$
$(d)_L$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$
$(u)_R$	$+\frac{2}{3}$	0	$+\frac{4}{3}$
$(d)_R$	$-\frac{1}{3}$	0	$-\frac{2}{3}$

Tabella 1.2: Multipletti fermionici e loro numeri quantici

La densità lagrangiana che permette di descrivere il campo dei bosoni a massa nulla può essere allora scritta come somma del campo scalare di gauge U(1), B_μ , e dei tre campi vettoriali SU(2), W_μ^i con $i = 1, 2, 3$. Si ottiene così:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}F_{W\mu\nu}^{(i)}F_W^{\mu\nu(i)} - \frac{1}{4}F_{B\mu\nu}F_B^{\mu\nu} \quad (1.19)$$

dove al solito i tensori di campo sono definiti come:

$$F_{W\mu\nu}^{(i)} = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_{j\mu}W_{k\nu} \quad (1.20)$$

$$F_{B\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.21)$$

Nel Modello Standard gli stati \vec{W} si combinano per formare uno stato di tripletto:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{2}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad (1.22)$$

mentre la parte neutra W_μ^3 si combina con il campo B per formare il campo fotonico A_μ e il bosone Z_μ :

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_w + W_\mu^3 \sin \theta_w \quad Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_w + W_\mu^3 \cos \theta_w \quad (1.23)$$

dove θ_w è il cosiddetto angolo di Weinberg¹⁷, legato alle costanti di accoppiamento g e g' delle interazioni elettromagnetica e debole dalla relazione:

$$\tan \theta_w = \frac{g'}{g} \quad (1.24)$$

¹⁷il cui valore sperimentale è $\sin^2(\theta_w) = 0.23108 \pm 0.00005$, secondo lo schema del MS minimale [81].

Quindi, in termini del tensore non Hermitiano $F_{W\mu\nu}$, la lagrangiana di gauge diviene:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{2}F_{W\mu\nu}^\dagger F_W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \quad (1.25)$$

dove, al solito, $Z_{\mu\nu} = \partial_\nu Z_\mu - \partial_\mu Z_\nu$

Al fine di ottenere un'espressione invariante sotto trasformazioni di gauge $SU(2) \otimes U(1)$ è necessario sostituire alle derivate parziali le rispettive derivate covarianti (vedi 1.2), che nella forma più generale hanno la seguente espressione:

$$D_\mu = \partial_\mu + iY\frac{g'}{2}B_\mu + ig\frac{\tau^i}{2}W_\mu^i \quad (1.26)$$

dove Y è l'ipercarica e τ^i sono le matrici di Pauli, con $\vec{\tau} = 2\vec{T}$.

Tenendo allora conto del termine lagrangiano di Dirac per fermioni privi di massa (secondo l'assunzione della sezione 1.2.3):

$$\mathcal{L}_D = \bar{\Psi}(x)i\partial\Psi(x) \quad (1.27)$$

la lagrangiana invariante $SU(2) \otimes U(1)$ può essere quindi descritta come:

$$\mathcal{L}_{fermioni} = i[\bar{\Psi}_L(\not{\partial} + ig\frac{\tau^i}{2}\gamma^\mu W_\mu^i + i\frac{g'}{2}Y\gamma^\mu B_\mu)\Psi_L + \bar{\Psi}_R(\not{\partial} + i\frac{g'}{2}Y\gamma^\mu B_\mu)\Psi_R] \quad (1.28)$$

Possiamo allora dire, per il momento, che la densità lagrangiana elettrodebole che descrive bosoni e fermioni a massa nulla vale:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{fermioni} \quad (1.29)$$

Per ottenere la forma completa della \mathcal{L}_{EW} dobbiamo ancora considerare i due termini che tengono conto delle masse dei bosoni e dei fermioni: \mathcal{L}_{higgs} e \mathcal{L}_{yukawa} .

1.3 Meccanismo di Higgs: la rottura spontanea di simmetria

Fino ad ora abbiamo visto che nelle teorie di gauge i bosoni (come i fotoni della QED o i gluoni della QCD) devono essere privi di massa. Se ora volessimo descrivere le interazioni deboli in termini di una teoria di gauge, e contemporaneamente tener conto della realtà sperimentale che vuole bosoni, leptoni e quark delle tre generazioni dotati di massa¹⁸, dovremmo immaginare che da qualche parte questa simmetria sia rotta. Del

¹⁸Siccome la teoria elettrodebole descrive un'interazione a *corto range*, ci si aspettava che ovviamente i mediatori dell'interazione fossero dotati di massa. La conferma venne dagli esperimenti UA1 e UA2 al Cern (1983) [27] e [27]. In particolare da UA1: $M_Z = 93.0 \pm 1.4(stat) \pm 3.2(syst)$ GeV e $M_W = 83.5 \pm 1.1(stat) \pm 2.8(syst)$ GeV.

resto se volessimo introdurre “a mano” termini massivi del tipo

$$M_W^2 W_\mu W^\mu; \quad M_Z^2 Z_\mu Z^\mu; \quad -M_l \bar{l}l \quad (1.30)$$

l’invarianza locale di gauge $SU_L(2) \otimes U(1)_Y$ non sarebbe più rispettata, come facilmente si può verificare. L’unica possibilità di preservare l’invarianza di gauge, ed assicurare così la rinormalizzabilità della teoria elettrodebole, è quella di introdurre siffatti termini massivi attraverso un meccanismo che preveda al suo interno una sorta di *rottura spontanea della simmetria di gauge* e che preservi al contempo l’invarianza sotto il set di trasformazioni locali di gauge: il cosiddetto *meccanismo di Higgs* [12]. Seguendo questo meccanismo dobbiamo dotare di massa i bosoni vettoriali delle interazioni deboli, mantenendo però il fotone, mediatore delle interazioni elettromagnetiche, privo di massa; quindi le simmetrie da rompere sono $SU(2)$ e $U(1)$, conservando la simmetria locale $U(1)_{em}$.

Più in generale, per spiegare come sia possibile ottenere questa rottura “spontanea”, consideriamo un sistema la cui lagrangiana \mathcal{L} possieda una particolare simmetria. Nel classificare i livelli energetici di questo sistema si presentano due casi. Se un dato livello energetico è non degenere, il corrispondente autostato dell’energia sarà unico e invariante per le simmetrie di \mathcal{L} . Se invece il livello energetico è degenere, i corrispondenti autostati non sono invarianti per le simmetrie di \mathcal{L} , ma si trasformano fra di loro per trasformazioni di simmetria. Consideriamo in particolare lo stato di energia più bassa del sistema: *ground state*. Se il ground state non è degenere, lo stato fondamentale sarà unico e possiederà le simmetrie della lagrangiana, altrimenti, nel caso degenere, non ci sarà un solo autostato a rappresentare lo stato fondamentale. Se nel caso degenere noi ne scegliamo arbitrariamente uno, allora lo stesso stato non godrà più delle simmetrie di \mathcal{L} . Questo modo di ottenere uno stato asimmetrico è noto sotto il nome di *rottura spontanea della simmetria*. Si capisce subito, dunque, che l’asimmetria non è dovuta all’aggiunta di un termine non invariante nella lagrangiana (come per i termini della 1.30), ma alla scelta arbitraria di uno degli stati degeneri.

Nella teoria dei campi lo stato con la più bassa energia è il vuoto. Applicare quindi la *rottura spontanea di simmetria* a questo sistema significa ammettere che lo stato di vuoto non è unico e che esiste un potenziale che crea tale degenerazione. La tipica forma del potenziale, per un siffatto meccanismo di rottura della simmetria, è la seguente:

$$V(\phi) = \mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 = \mu^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4 \quad (1.31)$$

dove ϕ è un campo scalare complesso della forma:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) + i\phi_2(x)) \quad (1.32)$$

mentre μ e λ sono due parametri reali arbitrari, con $\lambda > 0$. In particolare $V(\phi)$, nel caso in cui $\mu^2 < 0$, ha un andamento del tipo in figura 1.2:

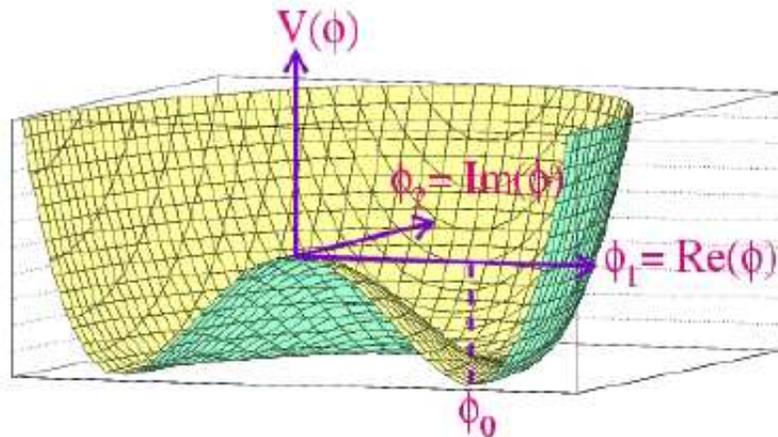


Figura 1.2: Potenziale nel meccanismo di rottura spontanea di simmetria quando $\mu^2 < 0$.

Per un generico gruppo di trasformazioni accade infatti che, a differenza del caso in cui $\mu^2 > 0$, dove l'andamento del potenziale è quello di un paraboloide con un minimo assoluto unico per $\phi(x) = 0$, per $\mu^2 < 0$ la superficie dell'energia potenziale ha un andamento a sombrero, ovvero ha un massimo relativo per $\phi(x) = 0$ e un intero circolo di minimi assoluti a:

$$\phi(x) = \phi_0 \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} e^{i\theta} \quad \text{con} \quad 0 < \theta < 2\pi \quad \text{e} \quad \phi_0 \text{ costante} \quad (1.33)$$

dove la fase identifica una direzione nel piano complesso ϕ . In questo caso lo stato fondamentale non è unico e la rottura spontanea della simmetria avviene con la scelta di una particolare direzione ϕ per rappresentare lo stato di vuoto. Per semplicità si può ad esempio scegliere $\theta = 0$ così che:

$$\phi_0 \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} v \quad (1.34)$$

Applichiamo in particolare il meccanismo di Higgs al gruppo $SU(2) \otimes U(1)$. Definiamo un doppietto complesso di $SU(2)$ di ipercarica $Y = +1$ caratterizzato dal termine up di isospin $+\frac{1}{2}$ e quello down di isospin $-\frac{1}{2}$:

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

dove ϕ^+ e ϕ^0 sono definiti a partire da 4 campi reali ϕ_i con $i = 1 \dots 4$

$$\phi^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) + i\phi_2(x)) \quad \phi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_3(x) + i\phi_4(x)) \quad (1.36)$$

e inseriamolo nella densità lagrangiana di Higgs della forma:

$$\mathcal{L}_{higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\phi) + \mathcal{L}_{gauge} \quad (1.37)$$

dove D_μ coincide con la (1.26). Effettuiamo quindi la scelta per il ground state del tipo:

$$|\Phi_0|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} \quad (1.38)$$

così che si possono scegliere i 4 campi in maniera tale che lo spinore Φ valga

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_3(x) + i\phi_4(x) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

In questo modo abbiamo fatto uso della cosiddetta *unitary gauge* per il gruppo $SU(2) \otimes U(1)$, cioè sopravvive solamente il campo $\phi_3 = v + h(x)$ con $T_3 = -\frac{1}{2}$, mentre abbiamo annullato i rimanenti campi ϕ_i . La simmetria è quindi rotta “spontaneamente”, ovvero $\Phi(x)$, nello stato di ground Φ_0 , rompe la $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ gauge invarianza per \mathcal{L}_{higgs} .

Si osservi inoltre che la scelta dello stato di ground, effettuata con la (1.38), ha una importanza notevole. Essa è infatti tale da mantenere l’invarianza di $U_{em}(1)$ come desideravamo:

$$\Phi(x) \xrightarrow{U_{em}(1)} \Phi'(x) = e^{i\alpha(x)Q_{em}} \Phi(x) \quad (1.40)$$

dove ricordando la (1.18) si trova facilmente che per $T_3 = -\frac{1}{2}$ e $Y = +1$ la $Q_{em} = 0$ e quindi:

$$\Phi(x) \xrightarrow{U_{em}(1)} \Phi'(x) = e^0 \Phi(x) = \Phi(x) \quad (1.41)$$

Sostituendo infine la (1.39) nella (1.37) otteniamo per la parte cinetica:

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) = \frac{1}{2} \partial_\mu h(x) \partial^\mu h(x) + \left(\frac{1}{2}vg\right)^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}\right)^2 Z_\mu Z^\mu + \dots \quad (1.42)$$

mentre la parte di potenziale ci dà:

$$V(\phi) = -\lambda v^2 h^2(x) - \lambda v h^3(x) - \frac{1}{4} h^4(x) = -\frac{1}{2} M_H h^2(x) \dots \quad (1.43)$$

Così facendo possiamo definire la massa dei bosoni:

$$M_W \equiv \frac{1}{2}vg \quad M_Z \equiv \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad (1.44)$$

Inoltre poiché nella (1.42) non compare un termine proporzionale ad $A_\mu A_\mu$ possiamo concludere che:

$$M_\gamma \equiv 0 \quad (1.45)$$

mentre dalla (1.43) possiamo definire la massa del bosone di Higgs:

$$M_H \equiv \sqrt{2\lambda v^2} \quad (1.46)$$

I termini tralasciati nella (1.42) e (1.43) descrivono le interazioni del bosone di Higgs con i campi di gauge e con sé stesso.

1.3.1 La massa dei fermioni: il termine di Yukawa

Nel paragrafo (1.2.3) abbiamo sottolineato il fatto che il gruppo di gauge $SU_L(2)$ agisce solo sulle componenti left-handed dei campi fermionici, costringendoci a lavorare su una densità lagrangiana che non accoppia termini right e left, e quindi sull'assunzione che i fermioni siano considerati privi di massa. In particolare nel paragrafo (1.3) abbiamo anche visto che l'introduzione di termini massivi (vedi 1.30), per così dire "a mano", rompe la locale gauge invarianza costruita per il gruppo di gauge $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$.

Un modo che consente di attribuire la massa a tutti i fermioni (leptoni e quark) all'interno dell'intero modello GWS, senza violare la simmetria di gauge richiesta, consiste nell'introdurre queste masse all'interno di un termine (detto di Yukawa) di accoppiamento invariante con il campo di Higgs. L'accoppiamento di Yukawa non è altro che un termine che descrive, per ogni fermione f , l'interazione tra il doppietto left-handed Ψ_L^f , il singoletto di isospin right-handed Ψ_R^f e il doppietto scalare di Higgs Φ tramite una costante di accoppiamento g^f . In particolare il termine lagrangiano di Yukawa assume la forma di:

$$\mathcal{L}_{yukawa}^f = -g^f [\bar{\Psi}_L^f \Phi \Psi_R^f + \bar{\Psi}_R^f \Phi^\dagger \Psi_L^f] \quad (1.47)$$

Limitandosi in particolare al solo generico leptone l e considerando le definizioni per i campi (1.39), (1.15) e (1.16), si ottiene facilmente:

$$\mathcal{L}_{yukawa}^l = -\frac{g^l v}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_L^l \psi_R^l + \bar{\psi}_R^l \psi_L^l) - \frac{g^l}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_L^l \psi_R^l + \bar{\psi}_R^l \psi_L^l) h(x) = -M^l \bar{\Psi}^l \Psi^l - \frac{g^l}{\sqrt{2}} \bar{\Psi}^l \Psi^l h(x) \quad (1.48)$$

dove in particolare dal primo termine è immediata l'identificazione della massa del leptone con il termine:

$$M^l = \frac{g^l v}{\sqrt{2}} \quad (1.49)$$

Osserviamo in generale che il secondo termine della (1.48) è il termine che descrive l'interazione tra il bosone di Higgs $h(x)$ e qualsiasi coppia fermione-antifermione $f - \bar{f}$ e che sfruttando la (1.44), restituisce un fattore di vertice del tipo:

$$H f \bar{f} \rightarrow -\frac{1}{2} i g \frac{M^f}{M_W} \quad (1.50)$$

Questo fattore, che prova che l'accoppiamento dell'Higgs con i fermioni è proporzionale alle loro masse, rende evidente non solo il fatto che sono favorite le interazioni con i fermioni più pesanti, ma anche che questa previsione teorica costituisce una delle possibili verifiche del MS quando, e se, la particella di Higgs sarà osservata.

Per quanto riguarda i quark, il termine di Yukawa è ovviamente lo stesso, anche se va ricordato che le interazioni deboli comportano un mescolamento degli stati di sapore dei quark, vale a dire che gli autostati di interazione debole non coincidono con gli autostati di massa. Perciò la lagrangiana della massa per le tre famiglie di quark deve essere scritta nella forma:

$$\mathcal{L}_{yukawa}^q = -(g^d)_{ij} (\bar{u}_i \quad \bar{d}'_i)_L \Phi (d_j)_R - (g^u)_{ij} (\bar{u}_i \quad \bar{d}'_i)_L \Phi^\dagger (u_j)_R + h.c. \quad (1.51)$$

dove u_i e d'_i rappresentano i generici autostati di interazione debole¹⁹ per le tre famiglie di quark.

1.3.2 I parametri del meccanismo di Higgs

Nella teoria GWS i parametri g e g' sono legati alla costante di accoppiamento elettromagnetica e tramite l'angolo di Weinberg θ_w dalla relazione:

$$e = g \sin \theta_w = g' \cos \theta_w \quad (1.52)$$

Si ricava quindi facilmente che:

$$\cos \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \sin \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.53)$$

Utilizzando quindi la (1.44) possiamo scrivere una relazione che lega le masse del Z e del W in funzione del solo angolo di Weinberg θ_w

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_w \quad (1.54)$$

E' facile comprendere l'importanza di quest'ultima relazione dal punto di vista sperimentale, in quanto lega il parametro della teoria θ_w alle due grandezze misurabili M_Z e M_W^\pm . La possibilità di misurare l'angolo di Weinberg θ_w rende infatti possibile una verifica diretta della teoria GWS. In particolare siccome le masse misurate del W e del Z sono diverse, e quindi $\theta_w \neq 0$, si vede subito che (tenendo conto della 1.23) la possibilità di disporre di un angolo θ_w non nullo assicura l'esistenza del mescolamento tra i campi W_μ^3 e B_μ . In altre parole l'angolo di Weinberg costituisce il parametro fondamentale

¹⁹ $d'_i = \sum_{n=1}^N M_{in} d_n$ dove N è il numero di quark ($N = 3$), M_{in} è la matrice di mixing Cabibbo-Kobayashi-Maskawa[15] e d_n con $n = 1, 2, 3$ rispettivamente i quark d, s e b

della teoria del MS e la sua osservazione sperimentale rappresenta la verifica della sua coerenza interna come modello unificante.

Un altro importante parametro sperimentale fin qui non discusso è la costante di accoppiamento di Fermi G_F ²⁰. Nella teoria *Intermediate Vector Boson* (IVB)[16], dove per la prima volta compare l'idea di descrivere le interazioni deboli, di costante di accoppiamento g , a mezzo di opportuni propagatori bosonici intermediari, si definisce:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{(2\sqrt{2})^2} \cdot \frac{1}{M_W^2} \quad (1.55)$$

che permette, con la (1.44), di fissare il parametro v che compare nel ground state del campo di Higgs

$$v^2 = \frac{1}{\sqrt{2}G_F} \simeq (246 \text{ GeV})^2 \quad (1.56)$$

Considerando infine la costante di struttura fine²¹ $\alpha = e^2/4\pi$, si ha l'importante risultato:

$$M_W = \left(\frac{\alpha\pi}{G_F\sqrt{2}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{\sin\theta_w} \quad M_Z = \left(\frac{\alpha\pi}{G_F\sqrt{2}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{2}{\sin 2\theta_w} \quad (1.57)$$

Queste osservazioni permisero di effettuare una prima attendibile previsione del *range* di energia entro il quale andare a cercare i due bosoni vettoriali intermedi. In particolare, ragionando all'inverso di quanto visto in precedenza sul θ_w , con la (1.57) fu possibile relazionare le masse dei bosoni a tre parametri sperimentali ben conosciuti prima ancora della diretta osservazione del W^\pm e Z nel 1983:

- $\alpha = \frac{1}{137.04}$
- $G_F = (1.16632 \pm 0.00002) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ calcolato da esperimenti sulla vita media del μ .
- $\sin^2\theta_w = 0.227 \pm 0.014$, da scattering elastico neutrino-elettrone.

Così l'attesa sperimentale per le masse dei bosoni W e Z era:

$$M_W = 78.3 \begin{pmatrix} +2.5 \\ -2.3 \end{pmatrix} \quad e \quad M_Z = 89.0 \begin{pmatrix} +2.1 \\ -1.8 \end{pmatrix} \quad (1.58)$$

in effettivo accordo con i risultati degli esperimenti UA1 e UA2 del Cern.

²⁰La costante di Fermi, il cui valore è $G_F = 1.16639(1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, fu utilizzata dallo stesso come costante di accoppiamento del vertice di interazione debole nella teoria che prevedeva un'interazione puntuale e non mediata dai bosoni intermedi

²¹La costante di struttura fine è definita come il rapporto tra la velocità dell'elettrone nell'orbita di Bohr dell'atomo di idrogeno con momento angolare $L=1$ e la velocità della luce c .

Purtroppo tale ragionamento non può essere ripetuto per il bosone di Higgs poiché λ della (1.46) rimane un parametro libero della teoria GWS e così la massa dell'Higgs non può essere predetta. Tuttavia, come vedremo nella successiva sezione, è possibile calcolare un limite superiore ed inferiore per la massa di questo bosone.

Più semplice è invece la previsione per l'accoppiamento di Yukawa. Per i leptoni ad esempio, noto che sia il valore di v dalla (1.56) e calcolate sperimentalmente le masse dei fermioni leptonici, è possibile risalire dalla (1.49) al valore di g^l . Discorso analogo per la costante del accoppiamento di Yukawa per i neutrini g^{ν} e per la generica g^q per i quark sia di tipo d sia di tipo u .

1.3.3 Vertici di interazione nel settore dell'Higgs

Analizziamo in maggior dettaglio il settore di Higgs nella lagrangiana della teoria elettrodebole GWS del MS:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{fermioni} + \mathcal{L}_{yukawa} + \mathcal{L}_{higgs} \quad (1.59)$$

Abbiamo già visto cosa succede per il vertice di interazione tra l'Higgs e la coppia $f - \bar{f}$ nella (1.50). Indichiamo ora i fattori di vertice di maggior interesse, provenienti direttamente dai termini della (1.42):

$$HW^+W^- \rightarrow igM_W \quad (1.60)$$

$$HHW^+W^- \rightarrow \frac{1}{4}ig^2 \quad (1.61)$$

$$HZZ \rightarrow \frac{1}{2} \frac{ig}{\cos \theta_W} M_Z \quad (1.62)$$

$$HHZZ \rightarrow \frac{1}{8} \frac{ig^2}{\cos^2 \theta_W} M_Z \quad (1.63)$$

Troveremo utili questi termini quando andremo a calcolare le ampiezze invarianti attraverso i diagrammi di Feynman e quindi le relative sezioni d'urto.

1.4 La massa dell'Higgs

Abbiamo visto che il problema principale nella determinazione di una previsione teorica su quello che può essere il valore della massa dell'Higgs risiede essenzialmente nell'impossibilità di esprimere almeno dei due parametri λ o μ in funzione di grandezze misurabili sperimentalmente (cosa che invece accade per v , ma che non è sufficiente a determinare M_H). Nonostante questo, altri argomenti ci danno informazioni sull'intervallo di masse possibili.

1.4.1 Limiti teorici

La costante λ , che determina M_H noto che sia il valore di v , è indeterminata all'interno del MS, ma come tutte le costanti di accoppiamento in una teoria rinormalizzabile, anch'essa varia al variare della scala di energia coinvolta nell'interazione. Limiti più stringenti sul suo valore si possono quindi ottenere in funzione della scala di energia Λ cui si vuole estendere il Modello Standard[17].

Se Λ è grande, cioè se abbiamo un bosone di Higgs massivo, la richiesta che la costante rimanga finita fino a tale scala, ci dà un limite superiore alla massa dell'Higgs.

Ad esempio, studiando le condizioni di rinormalizzazione della teoria, con vertici di Feynman per ordini successivi al primo, e limitandosi allo studio delle correzioni ad un loop, si trova che [16] l'accoppiamento quadruplo del bosone di Higgs viene corretto da due diagrammi di Feynman (vedi figura 1.3). Il secondo e terzo diagramma introducono la

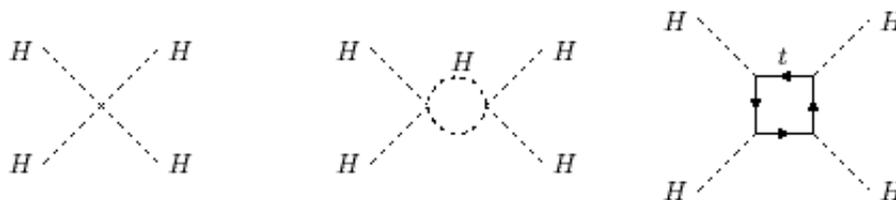


Figura 1.3: Correzioni ad un loop per l'accoppiamento quadruplo del bosone di Higgs.

costante di accoppiamento λ , che diventa funzione della scala di energia Λ . In particolare il loop di Higgs fa aumentare indefinitamente $\lambda(\Lambda)$, mentre il loop di top spinge $\lambda(\Lambda)$ a piccoli valori. In particolare per il loop di Higgs si trova che:

$$\lambda(\Lambda) = \frac{\lambda(v)}{1 - \frac{3\lambda(v)}{8\pi^2}} \ln\left(\frac{\Lambda}{v}\right) \quad (1.64)$$

Da questa relazione appare dunque evidente che questa teoria, come la QED, non è “asintoticamente libera”, nel senso che l'accoppiamento cresce con la scala di energia. Infatti la teoria raggiunge il limite “non-perturbativo” (al quale non possiamo applicare le tecniche della teoria dello sviluppo perturbativo) ad un valore Λ^* tale che (vedi [21])

$$\Lambda^* \sim v \cdot \exp\left(\frac{8\pi^2}{3\lambda(v)}\right) \quad (1.65)$$

Se allora vogliamo conservare il regime perturbativo fino ad una generica scala di energia Λ , dobbiamo allora richiedere che la M_H nella (1.46), non superi il valore limite:

$$M_H < v \left[\frac{4\pi^2}{3 \ln\left(\frac{\Lambda}{v}\right)} \right] \quad (1.66)$$

In maniera diversa il limite inferiore alla M_H può essere determinato richiedendo che si abbia effettivamente la rottura spontanea della simmetria, vale a dire che λ rimanga positiva a tutte le scale di energia; infatti se λ diventasse negativa il potenziale di Higgs non sarebbe limitato inferiormente e non si avrebbero stati di minimo di energia. Questa richiesta impone la cosiddetta *stabilità del vuoto*. E' possibile provare che nelle vicinanze di tale limite diventano importanti le correzioni radiative dovute al loop di top del terzo diagramma di figura 1.3. Come detto, questo loop induce λ verso valori piccoli; addirittura al crescere della massa del top questi valori diventerebbero negativi. Quindi, fissata la massa del top, per evitare tale *instabilità* la massa dell'Higgs deve eccedere un valore minimo. Anche questo limite comunque è funzione della scala di energia Λ . Supponendo di voler estendere il Modello Standard ad energie di almeno 1 TeV, si ottiene [19]:

$$M_H > \frac{3v}{32\pi^2} (16g_t^4 - g^4 - 2g'^2 \cdot g^2 - 3g'^4) \log\left(\frac{\Lambda}{M_H}\right) \quad (1.67)$$

con g_t associata all'accoppiamento del quark top. Tutti i risultati fin qui discussi si riassumono in figura 1.4

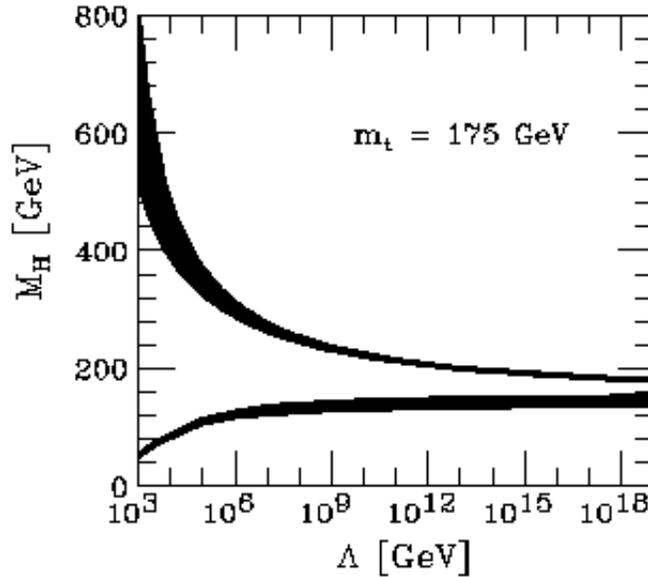


Figura 1.4: Limiti teorici superiore (curva in alto) ed inferiore (curva in basso) della massa del bosone di Higgs in funzione della scala di energia Λ , alla quale il Modello Standard resta ancora valido.

Tuttavia, non è esclusa a priori la scoperta di un bosone di Higgs con massa al di fuori di questi valori, ma in questo caso si avrebbe un segnale evidente della necessità di una nuova teoria superate certe scale di energia.

1.4.2 Limiti sperimentali

Maggiori informazioni, relative al *range* nel quale individuare la massa del bosone di Higgs, vengono dalle ricerche sperimentali. La ricerca del bosone di Higgs, e quindi del suo valore di massa M_H , può avvenire attraverso due approcci differenti: una ***ricerca diretta*** nei collisionatori leptonici e adronici oppure una ***ricerca indiretta***, che può avvalersi anche delle misure di molti parametri al fine di poter controllare la coerenza del modello.

Dal punto di vista della ***ricerca indiretta*** è possibile determinare un limite fenomenologico per la massa dell'Higgs da precise misure di fit elettrodeboli. Oggi sappiamo infatti che, conosciuta la massa del top, i parametri del MS, che abbiamo introdotto nella sezione 1.3.2, sono dipendenti solamente dalla massa dell'Higgs, unico parametro libero della teoria. La precisione raggiunta nelle misure agli acceleratori LEP e SLC[24] ha dimostrato anche che tutti gli n_i parametri elettrodeboli, al primo ordine, hanno al massimo una dipendenza logaritmica²² da M_H [22]:

$$n_i = f(\log M_H) \quad (1.68)$$

Invertendo questa relazione e fissando i valori sperimentali di tutti gli altri parametri escluso l' i -esimo, possiamo ricavare M_H in funzione di n_i . Intersecando poi con il valore sperimentale di n_i è possibile quindi ricavare il valore atteso per M_H .

Utilizzando i dati raccolti da tutti gli esperimenti, e principalmente quelli del LEP, è possibile effettuare un fit globale, lasciando la massa dell'Higgs come parametro da determinare, ottenendo il valore:

$$M_H = 96 \begin{pmatrix} +60 \\ -38 \end{pmatrix} \text{ GeV}/c^2 \quad (1.69)$$

In ultima analisi si può costruire un χ^2 utilizzando tutti i suddetti parametri:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(n_i^{teor} - n_i^{sper})^2}{(\sigma_n)^2} \quad (1.70)$$

dove occorre prestare comunque attenzione alle correlazioni che intercorrono tra essi. I risultati sono visibili in figura 1.5 dove viene mostrato il $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ in funzione di M_H , laddove le bande colorate rappresentano l'incertezza nel calcolo, dovuta al fatto che si sono trascurate correzioni ad ordini superiori al primo. Inserendo quindi il valore sperimentale per la massa del top e del W e minimizzando il χ^2 , il valore atteso per la massa dell'Higgs risulta essere limitato superiormente dalla condizione[26]:

$$M_H < 251 \text{ GeV} \quad \text{con un livello di confidenza del 95\%} \quad (1.71)$$

²²Si veda in particolare lo *screening theorem* [23]

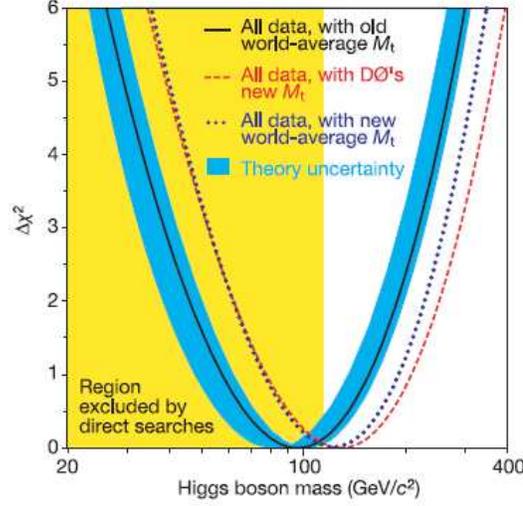


Figura 1.5: $\Delta\chi^2$ in funzione di M_H dal fit globale dei dati elettrodeboli. La linea nera corrisponde ai risultati trovati per il precedente valore, universalmente accettato, della massa del top $M_{top} = 174.3 \pm 5.1 GeV/c^2$. La linea blu indica un range di incertezza teorica ai risultati precedenti. La linea tratteggiata in scuro indica gli stessi risultati per il nuovo valore, universalmente accettato, per la massa del top $M_{top} = 178.0 \pm 4.3 GeV/c^2$. La linea tratteggiata rossa indica invece la curva per il valore di massa del top trovato dalla *collaborazione D0*, corrispondente a $M_{top} = 179.0 \pm 5.1 GeV/c^2$. L'area gialla sulla sinistra indica la regione della M_H esclusa dagli esperimenti (vedi la 1.73). Maggiori dettagli nella[26].

Il limite inferiore risulta invece notevolmente aumentato dai limiti forniti dalla **ricerca diretta** avvenuta al LEP. Questo limite si ottiene sfruttando i dati raccolti dai quattro esperimenti ALEPH, DELPHI, L3 e OPAL [24] che durante il funzionamento del LEP hanno raccolto dati di collisioni e^+e^- con un energia nel centro di massa \sqrt{s} compresa fra 189 e 209 GeV per una luminosità integrata pari a $2461 pb^{-1}$. In particolare al LEP si aspettava che il bosone di Higgs venisse prodotto in associazione con il bosone Z , attraverso il processo detto di *Higgsstrahlung*. In accordo con la figura 1.6, il canale di decadimento dominante è quello in una coppia di $b\bar{b}$, con stati finali del tipo:

$$HZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q} \quad HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu} \quad HZ \rightarrow b\bar{b}l^+l^- \quad HZ \rightarrow b\bar{b}\tau^+\tau^- \quad (1.72)$$

Questi quattro canali sono stati combinati insieme e per loro è stata definita una variabile sensibile al rapporto “segnale/fondo”: $-2 \ln(Q)$ (test statistico della *likelihood*[24]).

Le misure effettuate con il test statistico sono funzione di M_H e le curve aspettate per il solo fondo e per il segnale+fondo sono raffigurate in figura 1.7. Si osserva in modo particolare una regione di minimo, $115 GeV/c^2 \leq M_H \leq 118 GeV/c^2$, che viene

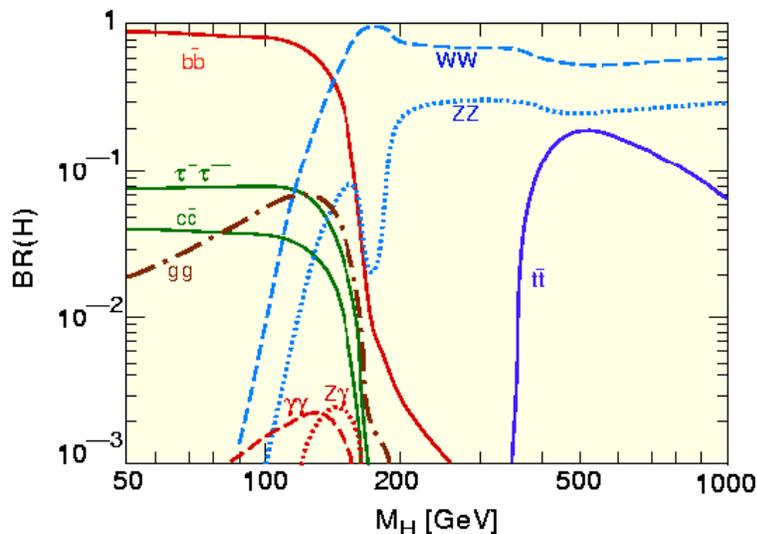


Figura 1.6: Frazioni di decadimento (BR, ovvero *Branching ratios*) dell'Higgs in funzione di M_H per l'intervallo di massa accessibile all'Higgs nel MS.

intersecata dalla curva di aspettazione del segnale+fondo a $M_H \simeq 116 \text{ GeV}/c^2$. Il limite per la massa del bosone di Higgs viene fissato al valore:

$$M_H > 114.4 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{con un livello di confidenza del 95\%} \quad (1.73)$$

In conclusione possiamo affermare che il MS preferisce un bosone di Higgs "leggero". Per questo motivo è necessario uno studio sistematico dei canali di fisica che hanno una maggior sezione d'urto per tali valori di M_H e che possono essere separati dall'elevato livello di *background* che si produce negli acceleratori adronici.

1.5 Il programma di fisica ad LHC

Fino ad ora abbiamo sottolineato l'importanza della ricerca del bosone di Higgs nel progetto LHC, mettendo in evidenza la capacità della macchina acceleratrice di sondare l'intero *range* di massa M_H previsto dalla teoria.

In realtà LHC offre la possibilità di effettuare un più vasto programma di ricerca fisica, i cui obiettivi principali sono riassunti come segue:

- fisica del MS;
- fisica dei mesoni B ;
- fisica del quark t ;

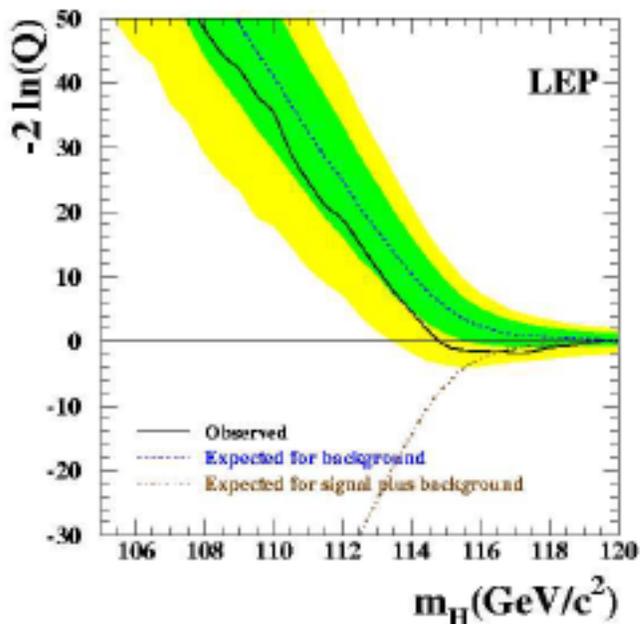


Figura 1.7: Andamenti ottenuti ed aspettati del test statistico $-2\ln(Q)$ in funzione della massa M_H , ottenuti combinando i dati dei quattro esperimenti del LEP. La linea continua rappresenta l'andamento osservato, la linea tratteggiata rappresenta l'andamento del test nell'ipotesi di solo fondo, quella di tratto-punto nell'ipotesi di segnale+fondo. Le due aree colorate invece rappresentano il limite del 68% e del 95% di probabilità attorno al valor medio di aspettazione del fondo.

- studi delle interazioni tra ioni pesanti;
- ricerca di nuova fisica, con particolare attenzione allo studio della teoria supersimmetrica;

Diamo ora alcuni cenni sulla fisica ad LHC analizzando i diversi aspetti sopra elencati.

1.5.1 Fisica del MS

Come abbiamo ampiamente visto, l'obiettivo del MS è quello di fornire una descrizione unitaria di almeno tre delle quattro interazioni fondamentali conosciute fino ad oggi. I risultati sperimentali sino ad ora ottenuti sembrano corroborare la sua struttura e coerenza teorica. In particolare, le previsioni del settore elettrodebole del MS sono state verificate sperimentalmente in processi che avvengono in un ampio spettro di energia, dai pochi GeV dei decadimenti deboli alle energie del polo del bosone Z e del quark

t. Il settore delle interazioni forti appare anch'esso ben descritto dalla QCD, anche se i problemi derivanti dalla natura fortemente non perturbativa dei processi che coinvolgono interazioni forti a bassa energia rendono più arduo, rispetto al caso elettrodebole, il confronto tra dati sperimentali e predizioni della teoria.

Malgrado il grande successo sperimentale del MS rimane, però, ancora completamente aperto il problema del settore di Higgs della teoria elettrodebole. La presenza di campi scalari fondamentali nella teoria determina una sostanziale instabilità rispetto alle correzioni quantistiche che crescono come il quadrato dell'energia. Questo problema rende poco plausibile che il MS possa essere valido per energie molto al di sopra della scala delle interazioni deboli²³, e quindi ci si aspetta qualche forma di nuova fisica nella regione del TeV. Come analizzeremo meglio nella sezione 1.5.5, un modo interessante per raccogliere in un modello teorico questa nuova fisica è la **Teoria Supersimmetrica**[25], che se verificata, potrebbe costituire un'alternativa al semplice meccanismo di Higgs per spiegare l'origine della sua massa.

Accanto a ciò va osservato che LHC, grazie agli elevati valori di luminosità che raggiungerà poco dopo i primi anni dalla sua accensione, sarà in grado di produrre un numero copioso di bosoni vettori W e Z , al punto che è plausibile immaginare che l'accuratezza nelle misure di precisione delle corrispondenti masse possa essere maggiormente limitata dalla sistematica più che dagli errori statistici [13]. La possibilità di avere una stima molto precisa sui valori di M_W , M_{top} e dell'angolo di Weinberg θ_w costituisce un'importante risorsa anche nella definizione dello stesso settore dell'Higgs: utilizzando infatti la relazione 1.57 per la M_W , e considerando il termine correttivo ΔR (che dipende dalle correzioni radiative dovute a ordini superiori dello sviluppo perturbativo QED [13]), possiamo riscrivere:

$$M_W = \left(\frac{\alpha\pi}{G_F\sqrt{2}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{\sin\theta_w \cdot \sqrt{1 - \Delta R}} \quad (1.74)$$

Siccome il valore ΔR è fortemente dipendente da quello delle masse del quark top e dell'Higgs²⁴, l'equazione 1.74 può essere adoperata per porre dei limiti alla massa M_H all'interno del MS. In particolare, essendo α e G_F conosciuti con alta precisione [14], il *constraint* sulla massa M_H può essere migliorato misurando M_W , M_Z e θ_w ad alta precisione. Le stime su questa accuratezza lasciano presupporre la possibilità di determinare un *constraint* dell'Higgs entro il 30% del valore nominale fissato nella equazione 1.74 [13].

1.5.2 Fisica dei mesoni B

Lo studio sulla fisica dei mesoni B rappresenta uno dei maggiori punti di forza del programma di ricerca di LHC, a cui è dedicato interamente una parte dell'esperimento (LHCb [34]). Si stima che, durante il periodo di bassa luminosità ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), ad

²³che è di 250 GeV [19]

²⁴ $\Delta R \sim M_t^2$ e $\Delta R \sim \log(M_H)$ [13].

LHC saranno prodotte circa 10^{12} coppie $b\bar{b}$ per un anno di presa dati (a bassa luminosità $\sigma_{b\bar{b}} \sim 500\mu b$, come si può estrapolare dalla figura 2.4 per una luminosità di $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$), ovvero una statistica molto maggiore rispetto a quella degli esperimenti fino ad ora condotti dai precedenti collisionatori (ad esempio negli studi effettuati dall'esperimento CDF [36] al Fermilab).

In particolare, partendo dall'esperienza fatta dall'esperimento CDF sullo studio dei modi di decadimento esclusivi per i mesoni B , LHCb studierà i differenti *rate* di decadimento del B^0 per ricercare la violazione della simmetria CP ²⁵. In generale esistono diversi modi in cui è possibile evidenziare questa violazione di simmetria nel settore del B . Ad esempio è possibile valutare il *rate* di decadimento del mesone B^0 , verificando che $\Gamma(B^0 \rightarrow f) \neq \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f})$, con f generico stato finale di decadimento. Le previsioni teoriche sono affidabili e vincolanti solo per una particolare classe di questi decadimenti, ovvero quando la asimmetria A delle frequenze di decadimento dipende solo dagli angoli del triangolo di unitarietà²⁶ [37]:

$$A = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f})} \propto \sin(2\phi) \quad (1.75)$$

In tal senso un canale di particolare interesse è rappresentato dal processo $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$ seguito dai decadimenti $J/\Psi \rightarrow l^+l^-$ (con $l = e, \mu$) e $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, dal momento che è sperimentalmente uno dei più semplice da analizzare potendo beneficiare della segnatura della J/Ψ , dei K_s^0 e dei relativi leptoni di decadimento dotati di alto momento.

1.5.3 Fisica del quark top

Grazie agli alti valori di luminosità raggiunti, LHC si comporterà come una vera e propria t – *factory* in grado di produrre fino a diverse centinaia di milioni di coppie $t\bar{t}$ all'anno. Le misure di precisione condotte sulla massa del top costituiranno un'importante verifica del MS e delle relative correzioni quantistiche²⁷, oltre che un miglioramento della stima ottenuta al Fermilab, necessaria a restringere l'intervallo di massa M_H , come descritto nella sezione 1.5.1.

²⁵La violazione CP consiste nella violazione della simmetria per applicazione successiva degli operatori \hat{C} (Coniugazione di carica) e \hat{P} (Parità). La base teorica su cui si fonda l'ipotesi di violazione è nella struttura stessa della matrice CKM[15]. Quindi l'eventuale conferma di questa violazione rappresenta un'ulteriore riprova della coerenza di tutto il MS, all'interno del quale è prevista. Una prima verifica sperimentale della violazione CP fu data da Cronin nel 1964, attraverso lo studio dei rapporti di decadimento dei mesoni k [48].

²⁶Le informazioni sulla matrice CKM [15] sono riassunte nei termini del cosiddetto “triangolo di unitarietà”. Il nome deriva dalla proprietà di unitarietà della matrice stessa: $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$. Il triangolo di unitarietà è una rappresentazione di questa relazione nel piano complesso.

²⁷in cui la massa M_{top} compare con termini quadratici[13], come visto nel caso di ΔR nella sezione 1.5.1.

Uno dei canali che offre le migliori prestazioni in termini di precisione nella misura della massa del top è rappresentato dal processo $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow l\nu b + jjb$, indicando con j un generico quark “leggero” (u, d, s, c). sfruttando infatti la segnatura offerta dal leptone di decadimento ad alto momento trasverso, è possibile prevedere un’accuratezza nella stima della M_{top} che si avvicina a $1 \div 2 \text{ GeV}/c^2$ [30] e [33].

1.5.4 Fisica degli ioni pesanti

Nell’esperimento ALICE [35] di LHC potranno essere studiate collisioni di ioni piombo ad un’energia nel centro di massa di 6.3 TeV ad una luminosità di $1.8 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In collisioni centrali potrebbero essere raggiunte densità di energie di $4 \div 8 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ che si accompagneranno ad una elevata molteplicità di particelle (fino a 25000) nello stato finale che inevitabilmente richiederà prestazioni di rivelazione notevolmente più elevate rispetto al passato. A queste densità di energie uniche potrebbe formarsi una nuova forma di materia adronica deconfinata, il cosiddetto plasma di quark e gluoni.

Il *quark-gluon plasma* (QGP), consiste nella formazione di coppie di quark-antiquark, raccolte in condensati di materia originati dalla violazione della simmetria *chirale*. Questa rottura di simmetria è simile a quella che si osserva nei ferromagneti o in alcuni stati solidi, in cui le molecole si aggregano tra di loro e assumono delle direzioni privilegiate. E similmente a questi, le condensazioni di quark possono venire rotte all’aumentare della temperatura e della densità. In questo nuovo stato la simmetria chirale viene ristabilita e la materia nucleare cambia profondamente le sue proprietà. Quark e gluoni non interagiscono più a formare adroni ma possono venir trattati separatamente come componenti del QGP, che è il nome dato a questo nuovo stato nucleare. Calcoli teorici della QCD indicano questa transizione a circa 150 MeV , ovvero a temperature dell’ordine di 10^{12} K , che possono essere state raggiunte solo nei primi istanti (circa $10 \mu\text{s}$) dopo il big bang[50] [51].

Uno dei segnali più indiziati a manifestare la formazione di QGP ad ALICE, sarà l’osservazione di anomalie nella velocità di produzione di stati legati di quark pesanti: J/Ψ , Ψ' , e la famiglia dei mesoni Y .

1.5.5 Supersimmetria

la Supersimmetria (SUSY) rappresenta il modello teorico più accreditato per una estensione del MS.

In un mondo supersimmetrico ogni particella, compreso il bosone di Higgs, ha un partner identico in tutto e per tutto, eccetto che nello spin. In questo mondo, a ogni fermione comune corrisponde un bosone supersimmetrico privo di spin; per esempio, l’elettrone e il quark, entrambi con spin $1/2$, hanno come partner a spin nullo rispettivamente il selettrone e lo squark. Inoltre, a ogni bosone comune corrisponde un fermione supersimmetrico con spin $1/2$; per esempio, il partner supersimmetrico del fotone con

spin 1 è il fotino con spin 1/2, quello del gluone con spin 1 è il gluino con spin 1/2 e quello del bosone di Higgs con spin nullo è l'higgsino con spin 1/2. Se le particelle supersimmetriche esistessero in natura come copie esatte delle loro controparti, fatta eccezione per lo spin, la maggior parte di esse si sarebbe già dovuta osservare in abbondanza. Nonostante le numerose ricerche eseguite, però, non si è trovata alcuna traccia dei partner supersimmetrici. Si potrebbe perciò supporre che essa potrebbe essere, nel nostro mondo, una simmetria rotta, allo stesso modo della simmetria elettrodebole. Una supersimmetria rotta potrebbe dare origine a particelle supersimmetriche che sono notevolmente più pesanti dei loro partner comuni. Nessuno sa esattamente quale sia la sensibilità della massa alla rottura della simmetria. Per esempio, si sa già sperimentalmente che la massa del seletttrone, se esiste, deve essere almeno 40 000 volte maggiore di quella dell'eletttrone. Questo rapporto implica che la supersimmetria debba rompersi *violentemente*. Se la supersimmetria risultasse vera, questo implicherebbe un nuovo mondo di particelle, la maggior parte delle quali dovrebbe essere molto pesante.

Allo stesso modo è presumibile l'esistenza di bosoni di Higgs fondamentali ma le fluttuazioni quantistiche sono soppresse dalla validità approssimata della supersimmetria (cioè con differenze di massa tra i partners supersimmetrici dell'ordine del TeV/c^2). Oppure non esistono scalari fondamentali e il bosone di Higgs è un composto o un condensato di fermioni, ma ciò richiede una forza legante molto intensa (*modelli technicolor*). Esisterebbero allora, nella regione del TeV, tutto uno spettro di nuovi adroni, stati legati di questa superforza.

Poiché non si conosce la corretta estensione teorica del Modello Standard alle altissime energie, non si può descrivere l'esatta natura dei nuovi fenomeni fisici. Se il bosone di Higgs è pesante, una possibilità è che l'interazione elettrodebole diventi forte. Invece, se esso risulta leggero, la sua piccola massa potrebbe essere bene giustificata con la supersimmetria. In questo caso, nell'intervallo energetico di qualche TeV vi sarebbe abbondanza di partner supersimmetrici di particelle note. La capacità di esplorare quell'intervallo energetico costituisce quindi un obiettivo estremamente importante per la conoscenza fondamentale della materia.

Oltre la teoria supersimmetrica, nessuno è finora riuscito a formulare una teoria realistica di questo tipo. In ogni caso ci si aspettano tante nuove particelle con masse dell'ordine del TeV/c^2 . Alla chiarificazione del reale meccanismo fisico che rompe la simmetria elettrodebole e alla ricerca di nuove particelle nella regione del TeV, è interamente dedicato il programma futuro del CERN con la macchina protone-protone LHC.

Capitolo 2

Il collisore LHC e il rivelatore CMS

Il *Large Hadron Collider* (**LHC**) [38] è un acceleratore adronico, in fase di costruzione presso il CERN di Ginevra, nel quale sarà possibile far collidere tra loro fasci di protoni ad un'energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 14$ TeV, la più alta mai raggiunta da un collisore. La possibilità di sfruttare le collisioni protone-protone, anziché la classica interazione particella-antiparticella, è garantita dall'alta energia raggiungibile in LHC¹ che rende la distribuzione in impulso degli antiquark sufficiente ad ottenere eventi fisici di alta energia necessari per verificare l'attendibilità del MS nonché la validità di altre teorie come la Supersimmetria.

Nella prima parte di questo capitolo è descritto l'acceleratore LHC e sono spiegate le ragioni che hanno determinato alcuni dei suoi parametri di costruzione e funzionamento. Nella seconda parte viene presentato il rivelatore CMS con tutti i sottorivelatori che lo compongono, con qualche accenno al sistema di trigger per la selezione degli eventi. Infine sono analizzate le attuali previsioni delle prestazioni del rivelatore CMS sui canali di fisica più rilevanti ad LHC.

2.1 Il collisore pp LHC

Una volta terminato, **LHC** sarà l'acceleratore di particelle con la più alta energia disponibile nel sistema del centro di massa (14 TeV) ed il collisore adronico con uno dei più grandi valori di luminosità² mai ottenuti ($\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ in una prima fase,

¹La scelta di una collisione protone-antiprotone avrebbe inoltre reso impossibile il raggiungimento di alte luminosità, a causa della limitata efficienza di produzione degli antiprotoni.

²La luminosità istantanea è definita a partire dalla relazione $R = \sigma \cdot \mathcal{L}$ dove R è la frequenza di eventi (*Rate*) e σ la sezione d'urto di interazione in un collisionatore. \mathcal{L} è dunque una delle caratteristiche critiche di un collisore, in quanto determina la frequenza con cui avviene un qualsiasi evento di fisica all'interno dell'acceleratore. In particolare per LHC, essa è legata alle caratteristiche della macchina tramite la relazione: $\mathcal{L} = N_p^2 f k / 4\pi\rho^2$ dove N_p è il numero di protoni per *bunch* (1.1×10^{11}), f è la frequenza di rivoluzione dei pacchetti nell'anello ($1.1 \times 10^4 \text{ Hz}$), k è il numero di pacchetti che circolano

e $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ successivamente). Per raggiungere tali luminosità ogni fascio sarà costituito da 2835 pacchetti (*bunches*), composti a loro volta di circa 1.1×10^{11} protoni, che corrisponde ad una frequenza di incidenza di 40 MHz ed una corrente continua di fascio di circa 0.5 A. Una luminosità così elevata, necessaria per studiare eventi rari³, pone tuttavia stringenti richieste a livello di trigger per la soppressione dei fondi.

Inoltre, dato che la separazione temporale fra due successivi incroci del fascio è pari a 25 ns, ci si aspetta che, ad alta luminosità, una collisione di bunches corrisponda alla sovrapposizione di 25 eventi⁴. I rivelatori sono quindi progettati in modo da avere una risposta molto veloce, per non sovrapporre eventi provenienti da collisioni di diversi pacchetti, con un'elevata granularità e resistenti alle radiazioni, al fine di avere una elevata precisione nelle misure.

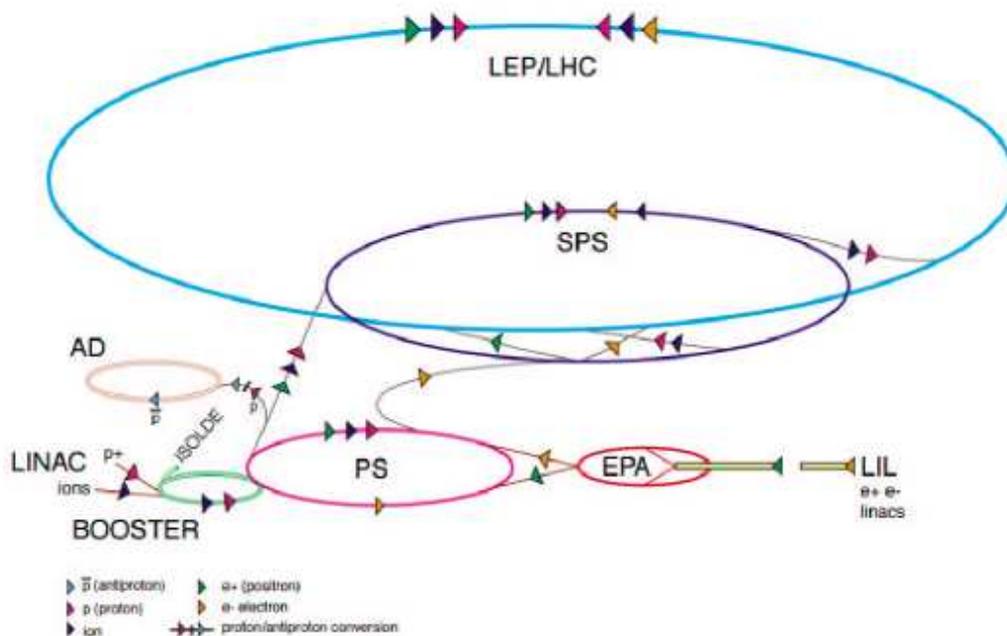


Figura 2.1: Sistema di preaccelerazione e iniezione nell'anello del LEP.

contemporaneamente (2835) e ρ è il raggio quadratico medio della distribuzione spaziale dei protoni nel piano ortogonale alla direzione del fascio ($16 \mu\text{m}$).

³La necessità di raggiungere alti valori di luminosità, nasce dal fatto che σ (ovvero la probabilità che avvenga un certo evento) decresce con l'inverso del quadrato della massa della particella che si vuole rivelare (ad esempio si pensi all'andamento della funzione *Breit-Wigner*[10]). Quindi, quanto più grande è il *range* di massa che si vuole esplorare, tanto più è necessario ottenere alti valori di \mathcal{L} , al fine di disporre di un *Rate R* di eventi ragionevole per le analisi sperimentali.

⁴Ad alta luminosità si ipotizza un Rate di $7 \cdot 10^8$ eventi/s (vedi sezione 2.1.1) ovvero $\simeq 10^9$ eventi/s. Per cui, essendoci una collisione ogni 25 ns, ci sono 10^9 eventi/s \times $25 \cdot 10^{-9}$ s/collisione = 25 eventi per collisione.

Per ottenere l'energia del centro di massa di 14 TeV è stato scelto di utilizzare l'anello del LEP, il più grande mai scavato per un esperimento di fisica delle alte energie (dotato di una circonferenza di quasi 27 Km!).

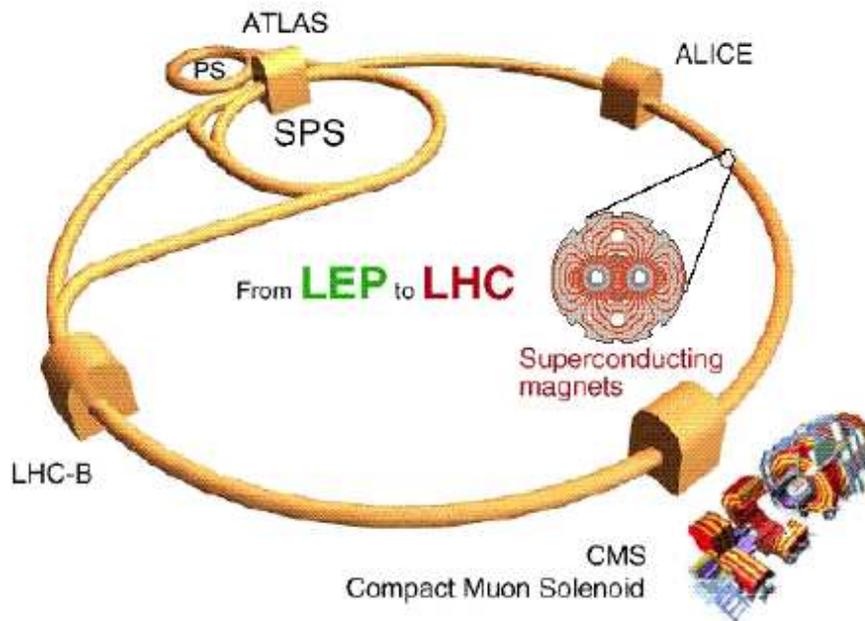


Figura 2.2: I 4 esperimenti di LHC.

I protoni saranno iniettati nell'anello di LHC dopo tre stadi di preaccelerazione (figura 2.1): prima verrà usato un acceleratore lineare (LINAC), in grado di accelerare i protoni fino a 50 MeV, poi un ProtoSincrotrone (PS) fino a 26 GeV, e infine un SuperProtoSincrotrone (SPS) fino a 450 GeV. I due fasci poi saranno forzati a percorrere una traiettoria circolare per mezzo di magneti superconduttori e verranno ancora accelerati per mezzo di cavità risonanti. Una volta raggiunta l'energia finale, i fasci verranno fatti interagire nei quattro punti in cui saranno installati i quattro rivelatori previsti dal progetto di LHC (figura 2.2): **CMS** (*Compact Muon Solenoid* [39]), **ATLAS** (*A Toroidal LHC ApparatuS* [40]), **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment* [35]) e **LHCb** (*the Large Hadron Collider Beauty experiment* [34]). I primi due rivelatori sono stati progettati per la ricerca di nuova fisica, in particolare per la ricerca dei bosoni di Higgs e di evidenze di supersimmetria; gli altri due studieranno fenomeni più specifici, in particolare ALICE si occuperà dell'interazione tra ioni pesanti e LHCb della fisica del quark b (beauty) con particolare rilievo alla violazione di CP.

L'elevata energia del fascio, combinata con l'alta luminosità, produrrà una elevatissima radiazione di fondo. Il numero di particelle che subiscono urti anelastici nei punti d'interazione è trascurabile rispetto al numero di particelle presenti nei pacchetti. Ogni

volta che i pacchetti si incontrano, però, le particelle del fascio subiscono forti interazioni con i campi elettromagnetici dei protoni dell'altro pacchetto. Le interazioni sono tanto maggiori quanto più denso è il fascio e, accumulate giro dopo giro, possono causare perdita di particelle all'interno dei pacchetti. Questo effetto è noto come effetto "fascio-fascio" (*beam-beam*) e pone un limite alla vita dello stesso. I pacchetti dovranno rimanere all'interno dell'acceleratore per circa 10 ore. L'effetto fascio-fascio ed altri effetti provocati dai campi magnetici guida degradano, quindi, il numero di particelle presenti nei pacchetti, provocando una continua diminuzione della luminosità istantanea all'interno di questo periodo di tempo. L'energia persa per radiazione di sincrotrone ad LHC è solo una piccola frazione dell'energia del fascio⁵ ed è in prima approssimazione trascurabile. Tuttavia la potenza totale emessa (circa 3.7 kW) non può essere trascurata in quanto viene assorbita dal tubo a vuoto all'interno del quale passa il fascio (*beam pipe*). Il tubo si trova a diretto contatto con i magneti che devono essere tenuti a temperatura criogenica; pertanto questo assorbimento di calore pone rischi di perdita temporanea di superconduttività (*quenching*) dei magneti e incrementa i costi di raffreddamento. Una tabella che riassume tutti i più importanti parametri di LHC è rappresentata in figura 2.3.

2.1.1 Le collisioni pp a LHC

Analizziamo ora alcuni elementi propri della produzione di eventi fisici in LHC. La sezione d'urto totale dell'interazione protone-protone (vedi figura 2.4) può essere stimata utilizzando i risultati di precedenti esperimenti⁶, *UA4*, *UA5* ed *E710*[41]:

$$\sigma_{tot} = (110 \pm 20)mb \quad (2.1)$$

In questo valore sono comprese anche le interazioni puramente elastiche, che non danno luogo alla produzione di particelle. Ipotizzando una luminosità di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, i restanti 70 *mb* corrisponderanno dunque a circa $7 \cdot 10^8$ eventi/s. Questi ultimi eventi possono essere suddivisi in due classi:

- **Interazioni a grande distanza tra protoni con piccolo impulso trasferito.**

In questo caso le particelle nello stato finale avranno un grande momento longitudinale ed un piccolo momento trasverso ($\langle p_T \rangle \simeq 500 \text{ MeV}$), e quindi un angolo di diffusione molto piccolo. Di conseguenza gran parte delle particelle finali sarà contenuta all'interno della *beam pipe*. Questi eventi vengono detti di *minimum bias* e non presentano caratteristiche fisiche di particolare interesse, ma possono contribuire a deteriorare significativamente segnali fisicamente rilevanti.

⁵Ricordiamo a tale proposito che la potenza irradiata per radiazione di sincrotrone è direttamente proporzionale ad $e^2\gamma^4$ dove γ è il fattore di Lorentz ed e la carica delle particelle in orbita circolare.

⁶Per questi esperimenti la sezione d'urto ($\sigma_{p\bar{p}}$) è valutata per collisioni $p\bar{p}$. In realtà a grandi energie il rapporto $\sigma_{p\bar{p}}/\sigma_{pp}$ tende asintoticamente ad 1. E' quindi possibile estrapolare dalla figura 2.4, per esperimenti a collisioni $p\bar{p}$, la sezione d'urto σ_{pp} di LHC.

Parametri generali di LHC	
Energia alla collisione	7 TeV
Energia di iniezione	450 GeV
Campo di dipolo a 7 TeV	8.33 T
Diametro interno degli avvolgimenti	56 mm
Luminosità	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Parametro di fascio-fascio	$3.6 \cdot 10^{-3}$
Corrente continua del fascio	0.5 A
Spaziatura tra i pacchetti	7.5 m
Separazione tra i pacchetti	25 ns
Numero di particelle per pacchetto	10^{11}
Angolo di incrocio	$300 \mu\text{rad}$
Vita della luminosità	10 h
Energia persa per giro (per protone)	7 keV
Potenza totale irradiata dal fascio	3.7 kW

Figura 2.3: Parametri generali del collisore LHC.

- **Interazioni a breve distanza tra i costituenti dei protoni (quark e gluoni).** Sono interazioni caratterizzate da un grande impulso trasferito e danno origine a particelle negli stati finali a grandi angoli di diffusione, finendo dunque nelle zone sensibili del detector, e ad alto impulso trasverso. Sono queste le interazioni più interessanti da studiare, ma hanno un *Rate* molto minore rispetto agli eventi di *minimum bias*: ad esempio, la produzione del bosone W , attraverso il processo di annichilazione quark-antiquark, ha una sezione d'urto circa 10^5 volte inferiore a quella totale inelastica.

Lo schema generico di un'interazione ad alto momento trasferito tra protoni è visibile in figura 2.5. Il protone, a causa delle alte energie in gioco, può essere schematizzato a tutti gli effetti come un fascio di partoni, ognuno dei quali trasporta una frazione x dell'impulso totale del protone; le distribuzioni rispetto a x dei partoni vengono chiamate *funzioni di distribuzione partoniche* (**PDF**). Le PDF dipendono dal quadrimpulso scambiato nell'interazione (Q^2): a grandi Q^2 , infatti, vi è la possibilità di risolvere la struttura interna del protone, spostando le PDF verso piccoli valori di x . Viceversa a piccoli Q^2 il contributo maggiore deriva principalmente dai quark di valenza, con valori più elevati di x . Nella figura 2.6 si trovano due esempi di PDF per il protone a $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ e $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$. La determinazione della dipendenza delle funzioni di distri-

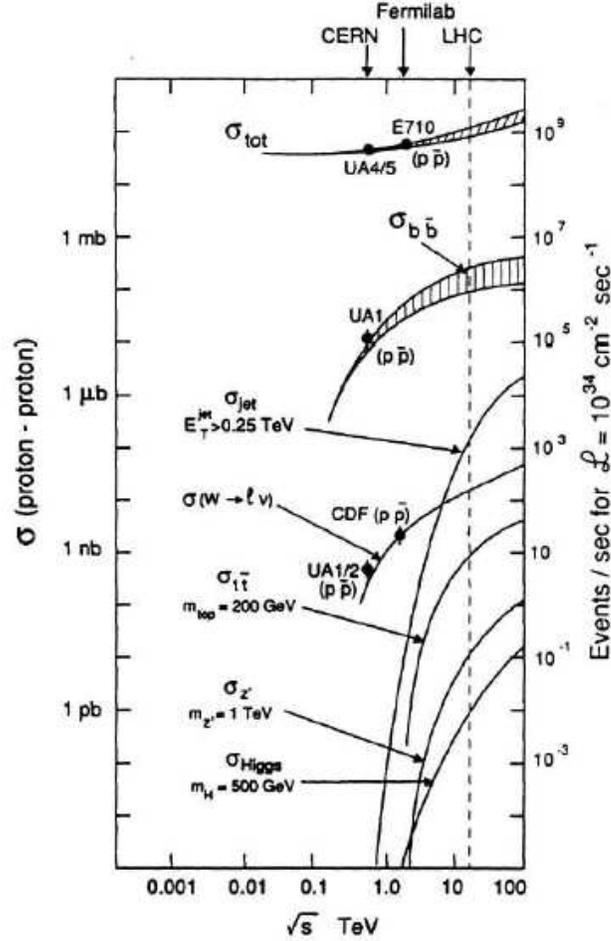


Figura 2.4: sezioni d'urto per collisioni pp , ad alta luminosità ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) in funzione dell'energia dei protoni nel centro di massa. Per alcuni esperimenti la sezione d'urto si riferisce a collisioni $p\bar{p}$.

buzione dal Q^2 scambiato è tanto più difficile quanto più il Q^2 diminuisce, in quanto l'approssimazione perturbativa è sempre meno vera. Tale incertezza costituisce uno dei maggiori limiti delle odierne simulazioni di eventi fisici.

Da quanto detto segue che l'interazione avviene non tra i due protoni, ma tra due partoni che costituiscono il protone. Si può legare l'energia nel centro di massa effettiva ($\sqrt{\hat{s}}$) all'energia nel centro di massa nominale della macchina (\sqrt{s}) tramite la relazione:

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_a x_b s} \quad (2.2)$$

dove x_a e x_b sono le frazioni dell'impulso dei due protoni trasportate dai partoni coinvolti nell'interazione. La sezione d'urto di una generica interazione ad alto momento trasferito

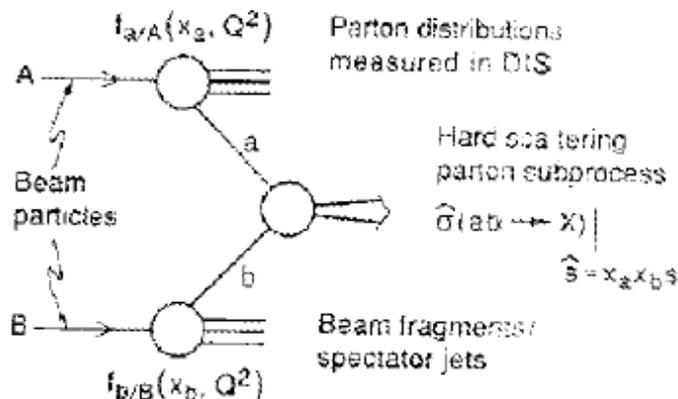


Figura 2.5: Schema di una generica interazione pp ad alto momento trasferito.

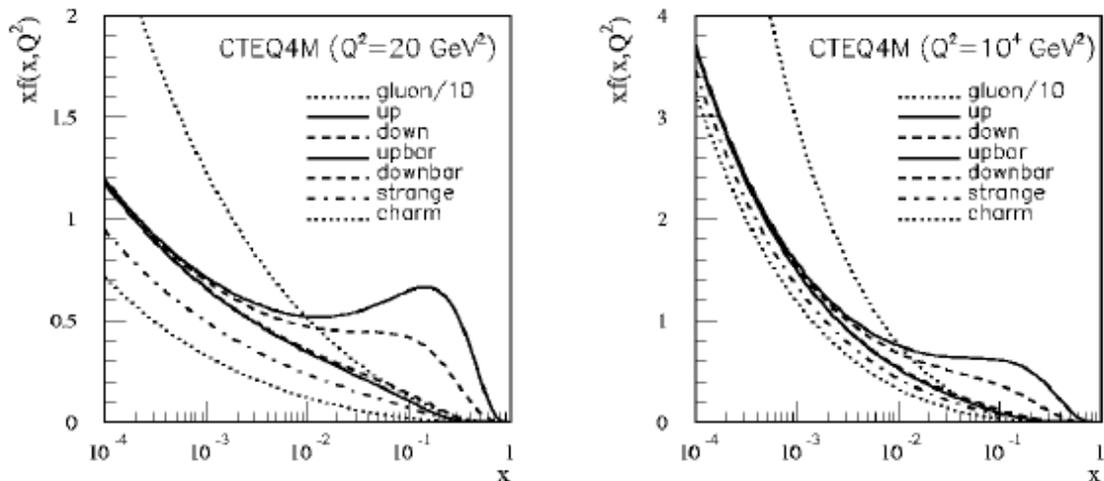


Figura 2.6: Funzioni di distribuzione partoniche CTEQ4M[42] per (sinistra) $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ e per (destra) $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$. La funzione di distribuzione per il gluone è stata ridotta di un fattore 10.

puó essere scritta come[21]:

$$\sigma = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_a(x_a, Q^2) f_b(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{ab}(x_a, x_b) \quad (2.3)$$

dove $\widehat{\sigma}_{ab}$ è la sezione d'urto dell'interazione elementare tra i partoni a e b , mentre $f_a(x_a, Q^2)$ e $f_b(x_b, Q^2)$ rappresentano le PDF per tali partoni. Nella tabella in figura 2.7 si riporta la frequenza prevista a LHC a bassa luminosità per alcuni importanti processi.

Processo	Eventi/s	Eventi/anno
$W \rightarrow e\nu$	15	$5 \cdot 10^8$
$Z \rightarrow l^+l^-$	1.5	$5 \cdot 10^7$
$t\bar{t}$	0.8	$3 \cdot 10^7$
$b\bar{b}$	10^5	$3 \cdot 10^{12}$
H ($M_H \simeq 800$ GeV)	0.001	$3 \cdot 10^4$
QCD jet ($p_T > 200$ GeV)	10^2	$3 \cdot 10^9$

Figura 2.7: Frequenze aspettate ad LHC per alcuni processi a bassa luminosità [41].

L'elevato numero di eventi prodotti è reso possibile dall'alta luminosità prevista in LHC, che permetterà di ottenere, quindi, errori statistici piccoli rispetto agli errori sistematici. Limitazioni alla minimizzazione di tale errore sono imposte principalmente da due fenomeni: il cosiddetto *pile-up*, ossia la sovrapposizione di eventi *minimum bias* alle collisioni ad alto Q^2 , ed il fondo di QCD dovuto alla produzione di jet ad alto p_T . Ad alta luminosità avvengono circa 20 interazioni *minimum bias* ad ogni *bunch crossing*, dando origine, ogni 25 ns, a circa 1000 particelle cariche nella regione di *pseudorapidità*⁷ $|\eta| < 2.5$. Tale fenomeno rende dunque possibile che nello stesso elemento di rivelatore il segnale misurato sia il risultato della sovrapposizione di segnali dovuti ad eventi diversi, provocando quindi errori nella misura delle quantità fisiche volute. Per quanto concerne invece il cosiddetto fondo di QCD, si può notare che la frequenza di eventi ad alto impulso trasverso è dominata in LHC dalla produzione di jet associata ad interazioni di QCD, cosa che rende del tutto impossibile l'analisi di eventi fisici aventi stati finali esclusivamente adronici, in quanto non separabili dal fondo; si preferisce utilizzare, quindi, stati finali in cui vi sia almeno un leptone, i quali di solito presentano un *branching ratio*⁸ inferiore rispetto ai decadimenti in quarks. Gli obiettivi di ricerca di LHC non riguardano soltanto il bosone di Higgs, che verrà discusso in dettaglio nel prossimo capitolo, ma spaziano in molti degli attuali campi di ricerca della fisica delle particelle. La ricerca verrà infatti indirizzata anche sulla verifica della teoria Supersimmetrica (vedi sezione 1.5) e sulla rilevazione delle particelle che da tale teoria sono previste, sulla misura di

⁷La pseudorapidità η è definita come $\eta = -\ln \tan \theta/2$, dove θ è l'angolo polare rispetto alla linea di intersezione dei fasci.

⁸Frazione di decadimento.

precisione di alcune grandezze fisiche di grande interesse, come la massa dei quark, sullo studio della violazione di CP.

2.2 Il rivelatore CMS

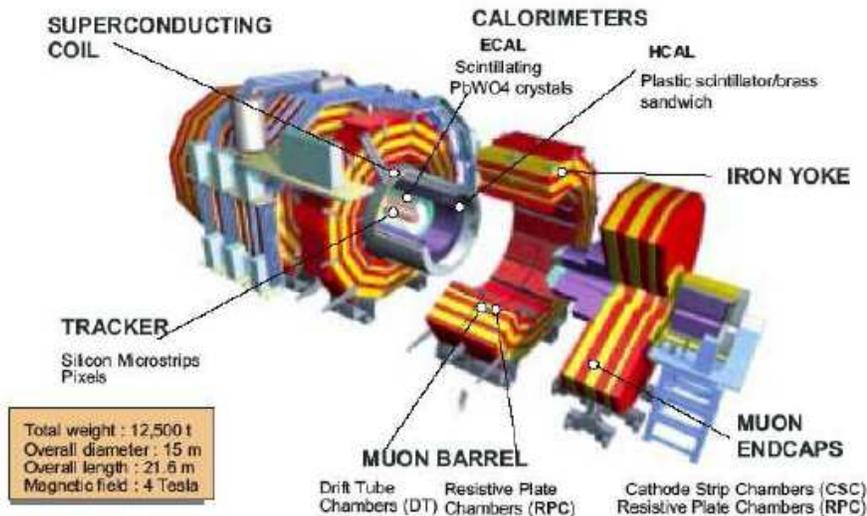


Figura 2.8: Vista tridimensionale del rivelatore CMS con tutti i suoi principali sottorivelatori.

La grande molteplicità di particelle prodotte, il breve intervallo temporale tra gli eventi e un'intensa radiazione di fondo sono le caratteristiche fondamentali su cui si basano le scelte progettuali di qualsiasi esperimento ad LHC; l'esperimento CMS (*Compact Muon Solenoid* in figura 2.8) è stato sviluppato come un rivelatore multifunzionale in grado di rispondere a tali requisiti ottimizzando ogni singolo sottoelemento per sfruttare a pieno le potenzialità offerte da LHC. Le scelte progettuali in tale direzione hanno condotto alla definizione delle seguenti caratteristiche per il rivelatore:

- **alta granularità** (cioè elementi sensibili di piccole dimensioni), per ottenere un'efficiente ricostruzione delle tracce e individuare con elevata precisione le coordinate del punto di passaggio delle particelle;
- **un'elettronica di lettura molto veloce**, per evitare la sovrapposizione dei segnali relativi a eventi provenienti da diversi *bunches*;

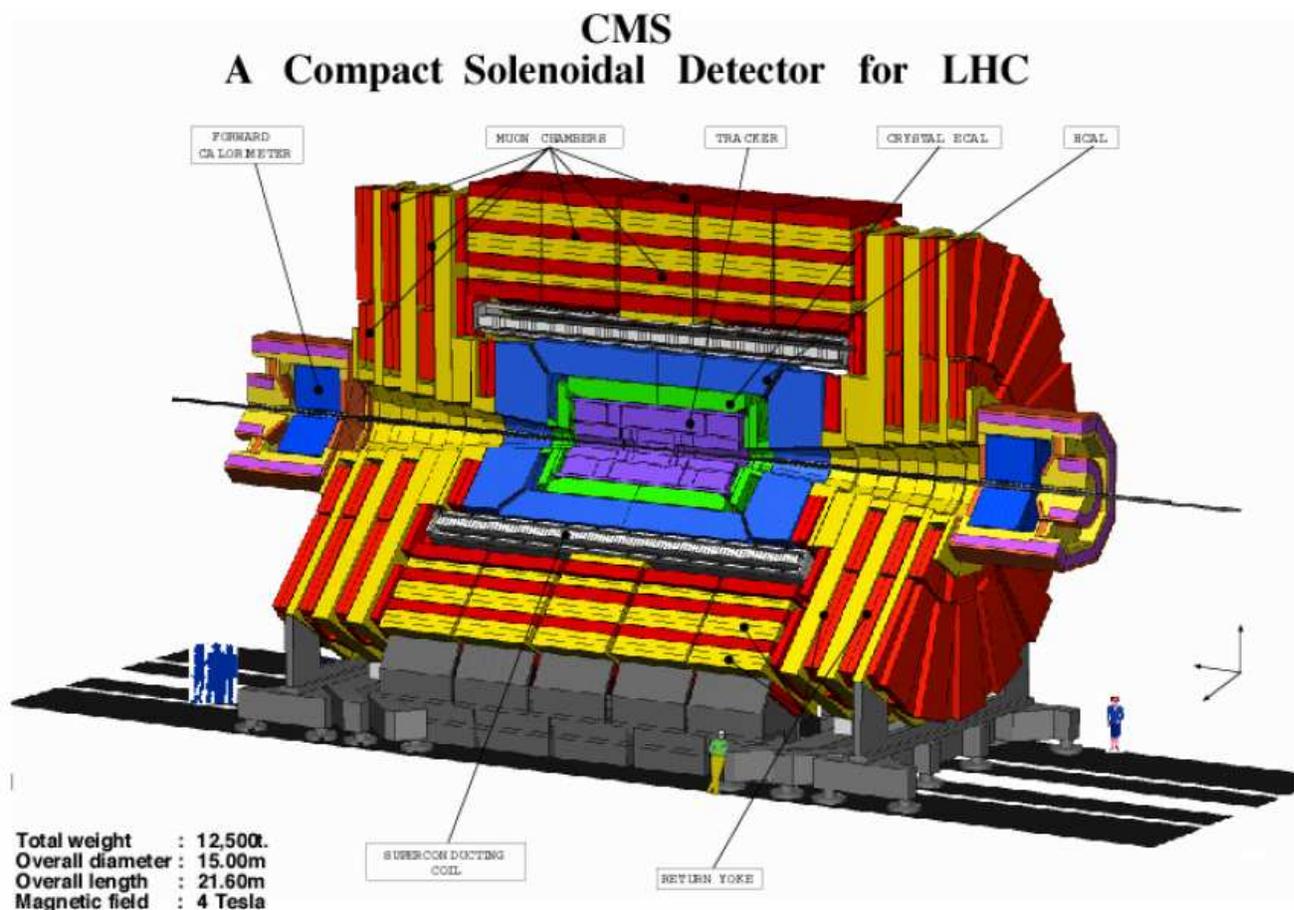


Figura 2.9: Vista prospettica di CMS.

- **alta resistenza alle radiazioni**, in quanto l'alta energia del fascio, combinata con l'elevata luminosità, creerà un ambiente con un tasso di radiazione particolarmente elevato, soprattutto per i rivelatori più interni.

L'intera struttura è composta da un sezione cilindrica longitudinale centrata sul punto di incrocio dei fasci (*barrel*) di lunghezza 21.6 m e 15 m di raggio, chiusa lateralmente da due dischi (*endcap*) (figura 2.9), per un peso totale di 12000 tonnellate. L'elemento principale del rivelatore è un solenoide superconduttore lungo circa 13 m, di 3 m di raggio, capace di creare all'interno un campo magnetico di 4T (Tesla), tenuto uniforme da un giogo di ferro per il ritorno del flusso del campo magnetico⁹. L'uso di un campo magnetico di tale intensità assicura una precisa determinazione del momento dei muoni,

⁹E' il cosiddetto *Return Yoke*. In figura 2.11 è indicato come YB, YE a secondo se ci si trova nel barrel o nel endcap.

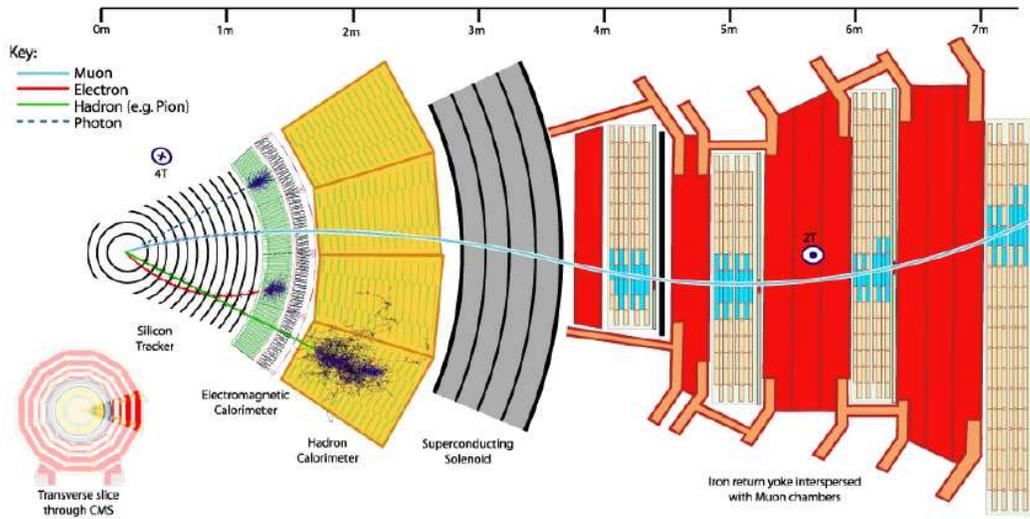


Figura 2.10: Vista trasversale di CMS.

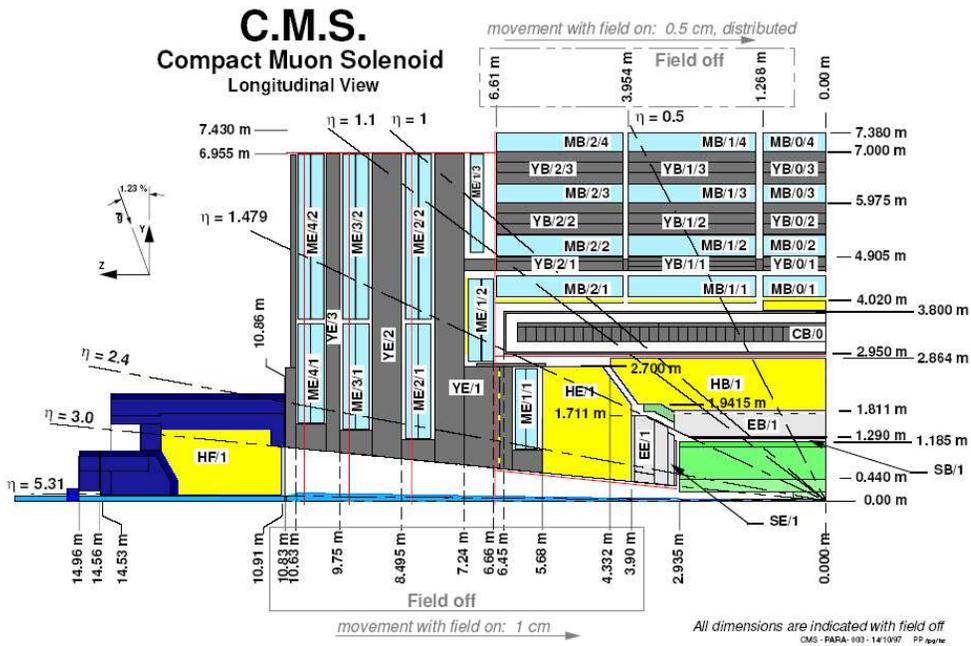


Figura 2.11: Vista longitudinale di un quarto di CMS.

sia per il sistema di tracciamento esterno che interno, aumentando la spiralizzazione delle tracce. All'interno del solenoide sono collocati (vedi anche figura 2.10), sotto forma di cilindri coassiali, il sistema di tracciamento, il calorimetro elettromagnetico e quello adronico; all'esterno, interposte nella struttura in ferro del giogo, sono presenti le stazioni muoniche costituite, nel barrel, da RPC (*Resistive Plate Chambers*) e DT (*Drift Tube*), negli endcap da RPC e CSC (*Cathode Strip Chambers*). Il rivelatore, per assicurare l'ermeticità della struttura è chiuso longitudinalmente da due calorimetri adronici in avanti (*Forward Calorimeter* vedi figura 2.9) molto vicini alla linea dei fasci, che coprono la regione pari a $3 \leq |\eta| \leq 5$, come si vede anche in figura 2.11 .

Il rivelatore è riferito ad un sistema di coordinate ortogonali centrato rispetto al punto di interazione (figura 2.12): l'asse del fascio coincide con l'asse z , mentre gli assi x e y diretti rispettivamente verso il centro dell'anello e verso l'alto completano il sistema destrorso di riferimento. Alternativamente può essere interessante utilizzare un sistema di riferimento cilindrico che segua la geometria del rivelatore in cui oltre alle coordinate r e ϕ nel piano ortogonale al fascio, si introduce la coordinata nel piano rz definita "pseudorapidità", $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$, con θ angolo rispetto all'asse z . Il vantaggio di utilizzare tale sistema di riferimento risiede nel fatto che la molteplicità media della particelle prodotte è uniforme rispetto a η ($dn/d\eta = cost$). Nei prossimi paragrafi si descriveranno brevemente le caratteristiche dei singoli componenti che costituiscono il rivelatore CMS (vedi figura 2.8) e, in particolare, ci soffermeremo sulle previsioni delle loro prestazioni.

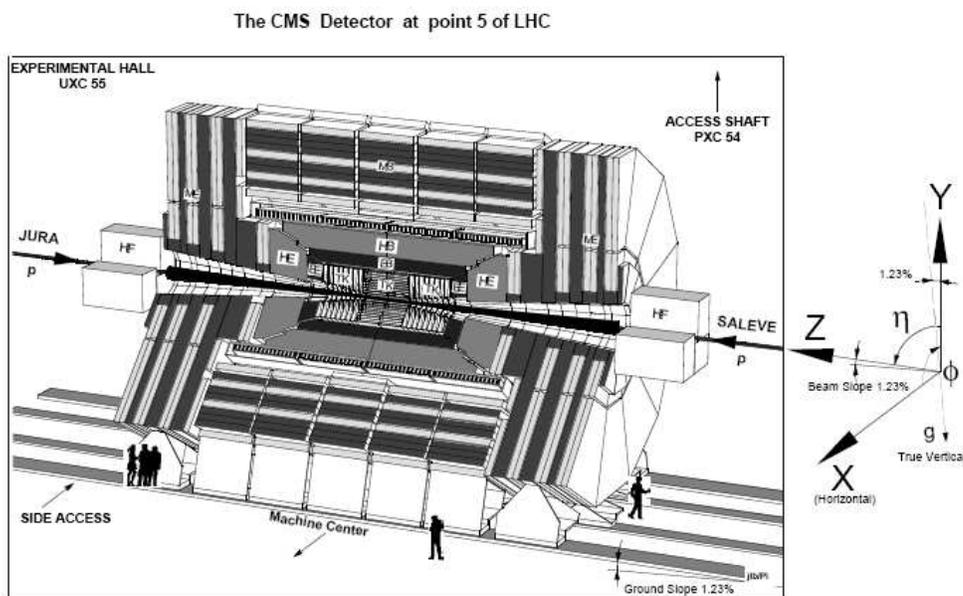


Figura 2.12: Sistema di riferimento per il rivelatore CMS di LHC.

2.2.1 Il sistema muonico e la scelta del campo magnetico

Considerata l'importanza che i muoni rivestono nella ricerca dell'Higgs e degli altri canali di fisica presi in esame da CMS, e vista la necessità di triggerare su numerosi eventi contenenti questi leptoni, è stato deciso di dotare CMS di un sistema complesso per la rivelazione dei muoni, articolato su diversi sistemi di trigger. In particolare il sistema muonico è organizzato in un *barrel* che copre la regione $|\eta| < 1.3$ e in due *endcap* che coprono la regione da $0.9 < |\eta| < 2.4$. Sia il barrel che gli endcap sono dotati di quattro stazioni muoniche intervallate da strati di ferro utilizzati per il ritorno del campo magnetico, ma che servono anche da assorbitori. Ogni stazione muonica consiste di molti piani di camere a deriva (*Drift Tubes*) progettate per fornire una risoluzione nella determinazione della posizione di $100\mu\text{m}$ e meglio di 1 mrad per la direzione. Le quattro stazioni muoniche includono anche dei piani di trigger (il cosiddetto μ -trigger) che selezionano eventi in coincidenza con l'incrocio dei *bunches* e identificano muoni ad alto impulso trasverso.

Per raggiungere la precisione richiesta di $\approx 100\mu\text{m}$ sui segmenti di traccia sono state utilizzate differenti tecnologie nelle diverse regioni. Nel barrel, dove è attesa una densità di particelle al secondo di 10 Hz/cm^2 e un campo magnetico non molto intenso, è stato scelto un sistema di 240 camere di drift tubes (DTs) disposte in quattro stazioni concentriche (MB i/1, MB i/2, MB i/3, MB i/4 con $i = 1\dots 5$. Vedi figura 2.13). Il barrel è diviso in 5 ruote, ognuna formata da 12 spicchi da 30° . Ogni modulo DT è formato da dodici strati piani di celle di drift: otto strati paralleli organizzati in due *SuperLayers* di quattro strati che provvedono alla misura della coordinata ϕ , e quattro strati perpendicolari alla linea del fascio che formano un *SuperLayers* per la misura della coordinata z . Le stazioni MB i/1 e MB i/2 sono disposte in modo che un muone interagisca sempre con una di loro, e MB i/3 e MB i/4 assicurano che il muone nel suo passaggio nel barrel venga visto in totale da almeno tre stazioni. Nella regione dell'endcap sono state scelte *Cathod Strip Chambers* (CSCs) per la loro capacità di funzionare in una zona ad alto campo magnetico non uniforme. Anche le CSCs sono organizzate in quattro stazioni (ME 1/i, ME 2/i, ME 3/i, ME 4/i. Vedi figura 2.13), ognuna contiene sei strati di fili inseriti tra pannelli di catodo: quindi ogni CSC fornisce sei misure in ϕ (dalle strip) e sei misure in r (dai fili). Come nel barrel le stazioni sono disposte in modo tale che un muone intersechi almeno tre stazioni. Sia il barrel che l'endcap sono dotati di *Resistive Plate Chambers* (RPCs) con una funzione essenzialmente di trigger.

Il Solenoide di CMS

Visto che la scelta della configurazione del campo magnetico influenza fortemente il progetto del resto del rivelatore, è naturale iniziare ottimizzando il sistema muonico[43].

La richiesta di una buona risoluzione d'impulso porta spontaneamente alla scelta di

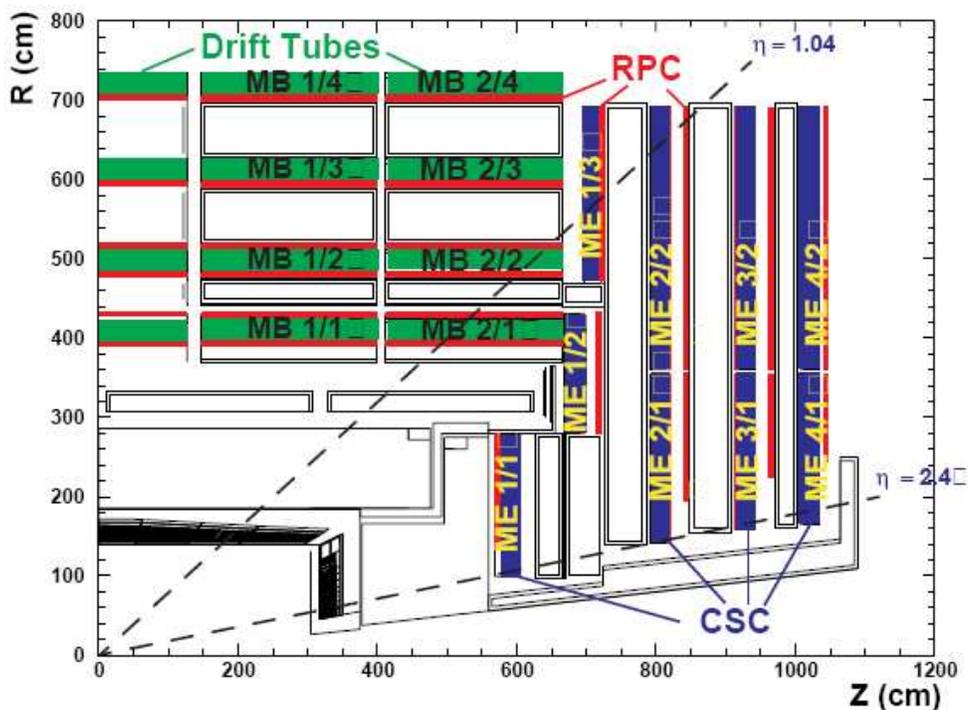


Figura 2.13: Vista laterale della sezione di un quadrante del sistema di rivelazione dei muoni di CMS. Questo è composto da tre differenti tipi di rivelatori, i Drift Tubes, le Resistive Plate Chambers e le Cathode Strip Chambers.

un campo magnetico intenso¹⁰. Sono stati considerati sia un campo toroidale sia uno solenoidale. E' stato preferito un solenoide ad un toroide per le seguenti ragioni:

- con il campo parallelo ai fasci, la curvatura della traccia di un muone è nel piano trasverso. In questo piano le piccole dimensioni dei fasci determinano la posizione trasversale del vertice fino ad un'accuratezza migliore di $20 \mu m$. La forte curvatura delle tracce nel piano trasverso facilita il compito dei *trigger* basati sulla posizione del vertice;
- la misura dell'impulso in un solenoide parte a $r = 0$, mentre per un toroide parte dopo l'assorbitore, tipicamente a $r > 3m$. Quindi la misura di un solenoide migliora in risoluzione la stima dell'impulso (avendo una L maggiore. Vedi nota 10 a piè pagina) rispetto a quella tipica di un toroide;

¹⁰Come dimostrato in [20] $\frac{\delta p}{p} = \delta S \cdot \frac{8p}{0.3BL^2}$ dove δS è l'errore sulla *sagitta*, L la lunghezza del volume magnetico e B l'intensità del campo magnetico.

- esiste un'ampia esperienza nella costruzione di grandi magneti solenoidali per esperimenti di fisica delle particelle, ad esempio Aleph, Delphi, del LEP[24].

In particolare si è scelto un lungo solenoide (di lunghezza 13m) con un raggio interno di 3m e un campo magnetico uniforme di 4T. Le favorevoli dimensioni del solenoide permettono di rivelare efficientemente i muoni e di fare misure fino a $\eta = 2.5$, rendendo inutili toroidi in avanti. Lo spettrometro muonico quindi consiste di un solo magnete. La spira più interna è abbastanza larga per accogliere il tracciatore interno ed i calorimetri. Il flusso magnetico ritorna tramite il *Yoke* di ferro dello spessore di 1.8m, dotato di camere muoniche.

Il campo centrale di 4T, insieme con un'efficiente tracciatura, produce una buona risoluzione d'impulso, anche per momenti elevati. L'impulso dei muoni è misurato tre volte: nel *Yoke* di ritorno del flusso, dopo la spira, e dentro il volume tracciante interno. Queste misure, approssimativamente indipendenti, rendono molto solido il sistema d'identificazione dei muoni. Partendo dal vertice primario, i muoni prodotti al centro sono misurati prima nel tracciatore interno nel campo magnetico uniforme di 4T; attraversano quindi i calorimetri, ancora dentro il campo magnetico, e la spira; sono infine identificati e misurati in quattro *stazioni muoniche* identiche inserite nel ferro di ritorno.

Un'attenzione speciale deve essere usata per evitare *fessure di puntamento*¹¹ e per massimizzare l'accettanza. Il lungo solenoide permette infatti una misura efficiente dei muoni ad alta pseudorapidità η . I muoni subiscono tutto il potere curvante del solenoide fino a $\eta = 1.5$. Per l'intervallo di pseudorapidità $1.5 < \eta < 2.5$ sono ancora misurati nel tracciatore interno e nelle quattro stazioni muoniche frontali. C'è abbastanza potere curvante per mantenere una buona risoluzione fino a $\eta \simeq 2.5$. La risoluzione d'impulso combinata per i muoni è migliore del 3% a 0.4 TeV nella regione centrale $\eta < 2.5$, e peggiore fino al 5% a 2 TeV.

Andiamo brevemente ad analizzare i tre differenti rivelatori che caratterizzano l'intero sistema muonico.

- **Drift Tubes (DT)**. Nella zona del *barrel*, dove la superficie da coprire è elevata e la frequenza di acquisizione dei muoni è bassa ($< 10Hz/cm^2$ considerando un *rate* complessivo di muoni e rumore), verranno utilizzati dei DT. Questa scelta è stata effettuata anche in virtù del fatto che non c'è un campo magnetico apprezzabile nelle vicinanze della maggior parte delle stazioni muoniche, in quanto è presente solo all'interno dei gioghi di ferro. La disposizione dei DT segue da vicino quella del dispositivo di ritorno del campo magnetico: ci sono 4 cilindri concentrici (le quattro *stazioni*) la cui superficie è divisa in 12 parti, per cui ogni rivelatore (detto *camera*) coprirà approssimativamente 30° . In totale vi sono 12 piani di rivelazione per ogni

¹¹Per evitare che il muone attraversi inosservato il rivelatore, passando per le fessure di incontro dei piani di rivelazione (fessure di puntamento), si è organizzata l'intera struttura di rivelazione come un grande solenoide intorno al quale si sviluppano superfici sovrapposte di rivelazione (vedi figura 2.14)

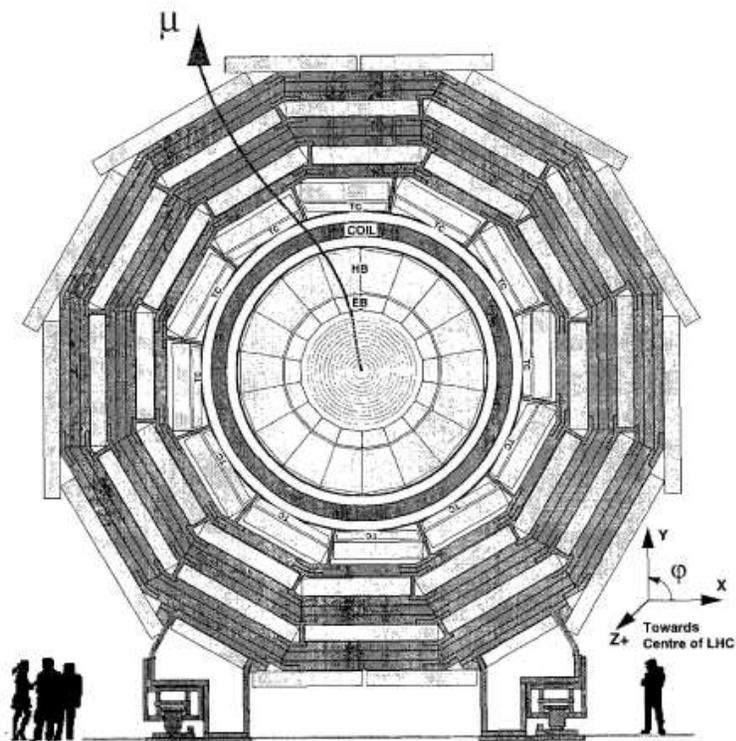


Figura 2.14: Sezione dell'esperimento CMS con la tipica traccia di un muone.

camera, 8 per la misura della coordinata $r\phi$ e 4 per la misura della coordinata rz . I due tipi di misura sono effettuati orientando opportunamente il filo che funziona da anodo all'interno del DT. Ad esempio, per misurare le coordinate $r\phi$, il filo sarà parallelo all'asse del fascio. Oltre a ciò, è possibile avere una precisa informazione temporale, permettendo una corretta identificazione della collisione fra i *bunches*.

- **Cathode Strip Chambers (CSC).** Nella regione degli *endcap* verranno utilizzate delle CSC per la loro capacità di funzionare in un campo magnetico altamente non uniforme. Le CSC sono camere proporzionali multifilo, capaci di dare precise informazioni spaziali e temporali. Il rivelatore base è composto da due catodi piani, uno dei quali segmentato in *strip*. Nel mezzo a questi è presente l'insieme dei fili che costituiscono gli anodi immersi in una miscela gassosa. Il segnale viene raccolto da più *strip* ed un'interpolazione della carica raccolta dalle varie strip permette una precisa misura spaziale. La misura del segnale all'anodo ci permette di determinare anche l'altra coordinata, anche se con una precisione molto inferiore ($\simeq 50\mu m$ e

$\simeq 0.5\text{cm}$ per la misura rispettivamente con le *strip* e con i fili). La breve distanza fra i fili permette alla camera di fornire una risposta veloce. Anche in questo caso la disposizione dei rivelatori segue da vicino lo schema del dispositivo di ritorno del flusso del campo magnetico. In particolare, vi sono 4 dischi per ogni *endcap* intervallati dai dischi di ferro. La stazione più interna è costituita da 3 anelli, mentre le altre stazioni da 2, senza sovrapposizione in r . Ogni anello contiene 18 o 36 camere trapezoidali che si sovrappongono in ϕ per evitare aree morte. Le *strip* sono disposte radialmente e misurano la coordinata ϕ ; i fili, perpendicolari alle strip, misurano la coordinata r . Le camere dell'anello più interno della prima stazione sono costrette a lavorare in condizioni molto diverse rispetto alle altre. Infatti sono immerse in un campo magnetico molto elevato (fino a 3T) e sono soggette ad un'alta dose di radiazione. Per compensare la deviazione della deriva dei portatori di carica nel gas, dovuta al campo magnetico, i fili sono ruotati di 25° e inoltre le *strip* sono divise in due parti per limitare l'occupazione dei rivelatori. Per quanto riguarda la risposta temporale, questa ha un errore maggiore di 25 ns, rendendo impossibile l'uso diretto per la corretta assegnazione alla collisione dei *bunches*.

- **Resistive Plate Chamber (RPC)**. Come sistema di trigger addizionale è stato aggiunto un terzo rivelatore, sia nel *barrel* che negli *endcap*, basato sulla tecnologia delle RPC. Queste sono dei rivelatori a gas a facce parallele con una discreta risoluzione spaziale e una risoluzione temporale paragonabile a quella degli scintillatori (pochi ns). Nel barrel vengono usate 6 piani di RPC, due per ogni lato di ogni DT nelle prime due stazioni, una per le altre due. Questo dovrebbe permettere di avere 4 RPC attraversati anche dai muoni di più basso impulso trasverso, che si fermano negli intermezzi di ferro. Nella regione in avanti sono utilizzate solo 4 superfici fino a $|\eta| = 2.1$.

In definitiva, le prestazioni che il sistema per muoni sarà in grado di fornire possono essere riassunte in:

1. corretta assegnazione di carica con un livello di confidenza del 99% per muoni con impulso fino a 7 TeV;
2. corretta determinazione della posizione del muone con risoluzione di $100\mu\text{m}$, a mezzo delle DT;
3. risoluzione sulla misura del momento trasverso nella zona $0 < |\eta| < 2$ (effettuata non avvalendosi del contributo di altri rivelatori) pari a: $\delta p_T/p_T \simeq 5 - 15\%$ per un $p_T = 10$ GeV, $10 - 20\%$ per $p_T = 100$ GeV e $15 - 35\%$ per $p_T = 1$ TeV, come si può notare in figura 2.15;

4. identificazione del bunch crossing con selezioni di eventi (μ -trigger) con 1 o 2 muoni con momento trasverso sopra una certa soglia e misura del momento anche *standalone*¹².

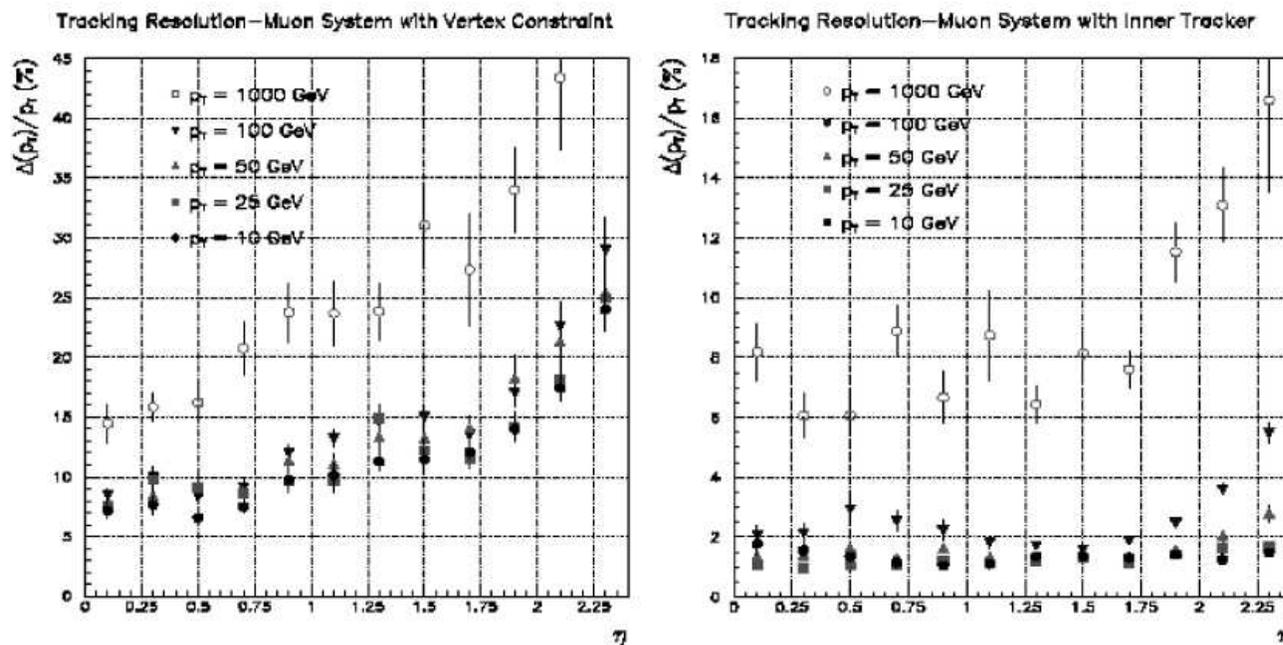


Figura 2.15: Risoluzione sul momento per tracce di muoni simulate, ottenuta (sinistra) esclusivamente con il sistema per muoni e (destra) combinando i risultati con quelli provenienti dal sistema di tracciamento interno [43].

In figura 2.15 è riportato l'andamento della risoluzione sulla misura del momento dei muoni rispetto alla pseudorapidità, effettuata esclusivamente tramite il sistema per muoni o combinando i risultati con quelli provenienti dal sistema di tracciamento interno. Tale risultato è stato ottenuto tramite una simulazione dettagliata del rivelatore.

2.2.2 La calorimetria

Una delle richieste più stringenti nelle scelte progettuali di CMS è stata la presenza di un sistema calorimetrico (in figura 2.16) efficiente e ad alta risoluzione per la misura della posizione e dell'energia di elettroni, fotoni e jet. Il sistema calorimetrico scelto è costituito da un calorimetro elettromagnetico (ECAL)[44] che racchiude la struttura del *tracker*

¹²Misura del momento ottenuta esclusivamente con l'ausilio del sistema muonico, senza avvalersi dei risultati corrispondenti del tracker. Vedi ad esempio figura 2.15

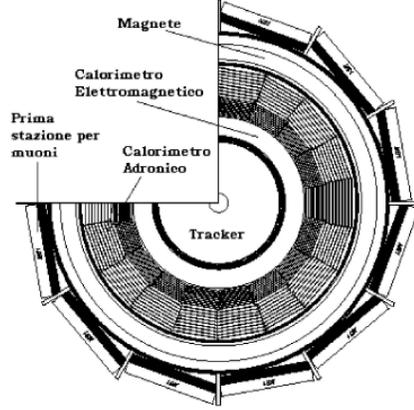


Figura 2.16: Schema della struttura calorimetrica all'interno del rivelatore CMS.

(che copre fino a $|\eta| < 2.5$) e da un calorimetro adronico (HCAL)[45] posto esternamente a questo; l'ermeticità dell'intero sistema è assicurata dalla presenza di ulteriori calorimetri adronici posti a 11m dal punto di interazione che coprono la regione $3.0 < |\eta| < 5.0$.

Il calorimetro elettromagnetico (ECAL)

La funzione primaria del calorimetro elettromagnetico è quella di misurare con precisione elettroni e fotoni. Il calorimetro elettromagnetico si estende fino a valori di pseudorapidità $|\eta| < 3.0$ (figura 2.17). La sua funzione è quella di assicurare una buona ermeticità del rivelatore e permettere una buona risoluzione nella misura dell'energia trasversa mancante.

La geometria del calorimetro elettromagnetico può essere suddivisa in tre strutture distinte: Il **Barrel**, che ricopre valori di pseudorapidità per i quali $|\eta| < 1.4979$, i due **Endcap**, che coprono l'intervallo di pseudorapidità $1.48 < |\eta| < 3.0$ e i due **Preshower** i quali, posti davanti agli Endcap, ne integrano le funzionalità.

- Il **Barrel** è costituito da 61200 cristalli di tungstato di piombo ($PbWO_4$), disposti in una struttura cilindrica di raggio 1.29 metri. Essi sono caratterizzati da una breve lunghezza di radiazione ($X_0 = 0.9$ cm) e da un raggio di Moliere¹³ di 2.2 cm che consentono di contenere le dimensioni del calorimetro, una veloce formazione¹⁴ e propagazione del segnale ed un'alta resistenza alle radiazioni. La granularità del rivelatore è di 360 cristalli in ϕ e di 2×85 cristalli in η .

¹³Il cosiddetto *raggio di Moliere* R_M dà una misura della larghezza dello sciame di particelle presenti nel calorimetro. Esso è definito dalla relazione $R_M = 21(MeV) \cdot \frac{X_0}{E_c} g/cm^2$, dove E_c è il *valore critico di energia* a cui la cascata prodotta da *bremstrahlung* viene contaminata dalle prime perdite di energia per *ionizzazione*, accompagnata da effetti *Compton* e *Fotoelettrico*.

¹⁴La costante di tempo di decadimento è $\simeq 10$ ns.

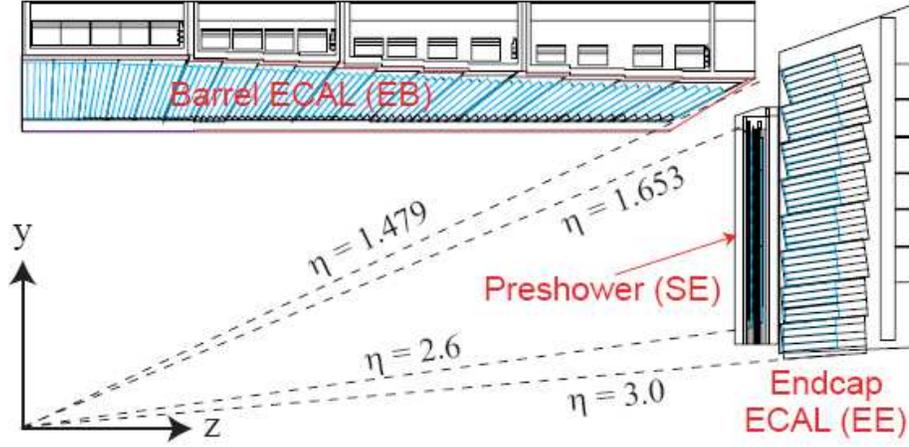


Figura 2.17: Copertura in η del calorimetro elettromagnetico.

Per la raccolta e la propagazione del segnale ogni singolo cristallo è collegato ad un sistema di amplificazione e di raccolta del segnale formato da fotodiodi a valanga (APDs) nel barrel e da fototriodi a vuoto (VPTs) nell'endcap che rispetto ai primi assicurano una minore corrente di perdita indotta dalla radiazione.

- I due **Endcap** coprono l'intervallo di pseudorapidità $1.4979 < |\eta| < 3.0$; è composto da 7324 cristalli di $PbWO_4$, tutti uguali tra loro, di dimensioni $28.6 \times 28.6 mm^2$ per la faccia anteriore, $30.0 \times 30.0 mm^2$ per la faccia posteriore e $220 mm^2$ di lunghezza, posizionati su una superficie verticale distante circa $3.2 m$ dal punto d'interazione. I cristalli dell'Endcap, raggruppati in moduli di 5×5 , detti supercristalli, sono leggermente più corti rispetto a quelli del Barrel a causa della presenza del Preshower, che assorbe parte dell'energia.

Ogni Endcap è composto da 268 supercristalli identici completi e da 64 supercristalli non completi, utilizzati per realizzare le parti più interne e più esterne. I supercristalli sono disposti nell'Endcap seguendo una griglia ortogonale che semplifica le procedure di ricostruzione degli eventi (gli angoli e gli spigoli dei cristalli sono allineati) e di realizzazione del rivelatore (consentendo l'utilizzo di cristalli tutti uguali tra loro). Questa disposizione consente anche di posizionare i cristalli con l'asse longitudinale spostato di un angolo compreso tra 2 e 8 gradi rispetto al raggio che punta al centro della zona di interazione.

- Nella regione in avanti viene utilizzato anche un **Preshower**, che ricopre l'intervallo di pseudorapidità compreso tra $\eta = 1.65$ ed $\eta = 2.61$. La sua funzione principale è la separazione dei fotoni dai π^0 : ad alte energie, infatti, il pione neutro decade

in due fotoni molto vicini tra di loro, il cui segnale può risultare indistinguibile da quello di un fotone singolo. L'alta granularità del detector permette invece di ottenere la separazione dei due depositi originati dal π^0 . Il Preshower in avanti ha una struttura a corona circolare di raggio interno pari a 457 mm e raggio esterno pari a 1230 mm, per uno spessore totale di 190 mm.

La **risoluzione in energia** in ECAL La risoluzione attesa nel barrel e nell'endcap rispettivamente è pari a :

$$\frac{\sigma^{EB}}{E(\text{GeV})} = \frac{2.7\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus \frac{0.210}{E(\text{GeV})} \oplus 0.55\%$$

$$\frac{\sigma^{EE}}{E(\text{GeV})} = \frac{5.7\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus \frac{0.245}{E(\text{GeV})} \oplus 0.55\%$$

somma in quadratura di termini dipendenti rispettivamente dal numero di processi elementari prodotti e da fluttuazioni fotostatistiche, dal rumore dovuto al *pile-up* e all'elettronica di lettura, e dal processo di intercalibrazione e alla non uniformità dei cristalli. La figura 2.18 mostra, in particolare, la risoluzione del calorimetro elettromagnetico nel barrel, prevista nei primi anni di presa dati di CMS (regime di bassa luminosità).

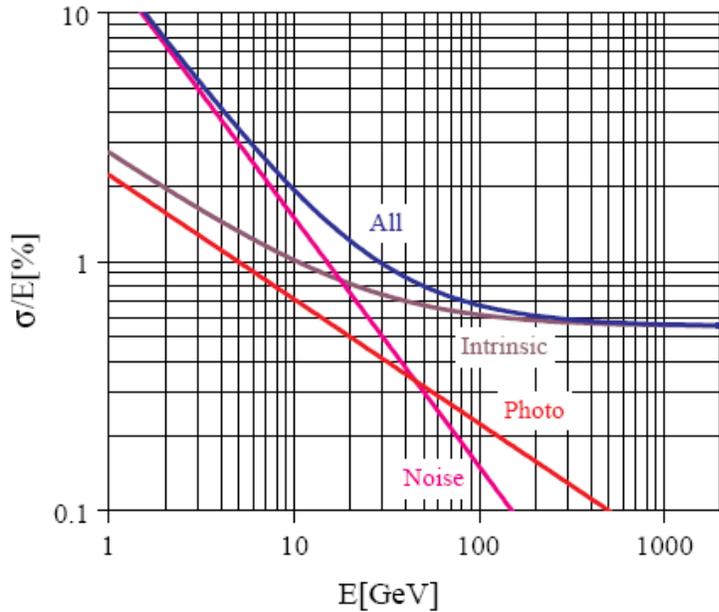


Figura 2.18: Risoluzione del calorimetro elettromagnetico nel barrel a bassa luminosità.

I calorimetri adronici (HCAL)

Il compito principale del calorimetro adronico consiste nel misurare l'energia e la direzione dei jet adronici e nello stimare l'energia trasversa mancante dell'evento, unico parametro utile per l'identificazione dei neutrini; a tal scopo è fondamentale l'ermeticità della struttura assicurata dalla geometria scelta.

L'HCAL è suddiviso in una parte centrale, con simmetria cilindrica intorno alla direzione dei fasci, che ricopre la regione con $|\eta| < 1.3$, indicata nella figura 2.11 con HB, ed in due parti poste a chiudere tale struttura fino ad una pseudorapidità $|\eta| = 3$, indicate con HE; il fatto che il calorimetro sia posizionato interamente all'interno del magnete solenoidale rende necessario che esso sia realizzato con materiale non magnetico.

In particolare il calorimetro adronico di CMS è un calorimetro a campionamento costituito da lastre di assorbimento di rame intervallate da lastre di scintillatore plastico come elemento attivo. Il valore di circa $6.5 \lambda_I$ (*lunghezze di interazione nucleare*, l'analogo di X_0 per la calorimetria adronica) dello spessore del barrel rende necessario l'aggiunta di un ulteriore stadio del calorimetro per assicurare il completo contenimento degli sciami adronici; quest'ulteriore elemento per le code, posto fuori dal magnete, incrementa la profondità fino a $10 \lambda_I$ nella zona per $|\eta| < 1.74$. Una buona risoluzione spaziale per la separazione dei jet e per la misurazione dell'energia è assicurata da una risoluzione spaziale pari a $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$. L'ermeticità dell'apparato è assicurata grazie all'utilizzo di due ulteriori calorimetri (HB) posti lateralmente alla struttura che assicurano la completezza nella regione fino a $|\eta| = 5$. L'ambiente di lavoro in tale configurazione è soggetto ad una dose di radiazione più alta che non permette l'uso degli stessi materiali del calorimetro centrale; per ovviare a tale inconveniente la struttura è costituita da rame e fibre di quarzo come mezzo attivo che, colpite da alcune componenti dello sciame adronico, producono luce per effetto Cherenkov¹⁵.

Un calorimetro adronico così realizzato permette di soddisfare le richieste fondamentali: buona ermeticità, granularità, sufficiente profondità per il contenimento degli sciami adronici e adeguata risoluzione in energia. Test su fascio hanno mostrato[45] che è possibile ottenere una risoluzione in energia pari a:

$$\frac{\sigma^{HCAL}}{E(\text{GeV})} = \frac{100\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 4.5\%$$

nell'intervallo compreso tra 30 GeV ed 1 TeV. Si sono effettuate, inoltre, simulazioni dettagliate per quantificare la risoluzione sulla E_T dei jet e su quella mancante. Ad esempio, un bosone W proveniente da un Higgs di 800 GeV che decade in due jet ($H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$) può essere ricostruito con una risoluzione sulla massa di 12 GeV in presenza di eventi di *pileup* (8 GeV senza *pileup*); la stessa risoluzione può essere

¹⁵E' un effetto che si produce allorchando una particella carica attraversa un mezzo dielettrico con una velocità maggiore di quella della luce nel mezzo, con conseguente emissione di radiazione luminosa *Cherenkov*.

ottenuta per un bosone W della catena di decadimento di un quark top ($t \rightarrow Wb \rightarrow jjb$).

Geometria delle torri calorimetriche di trigger

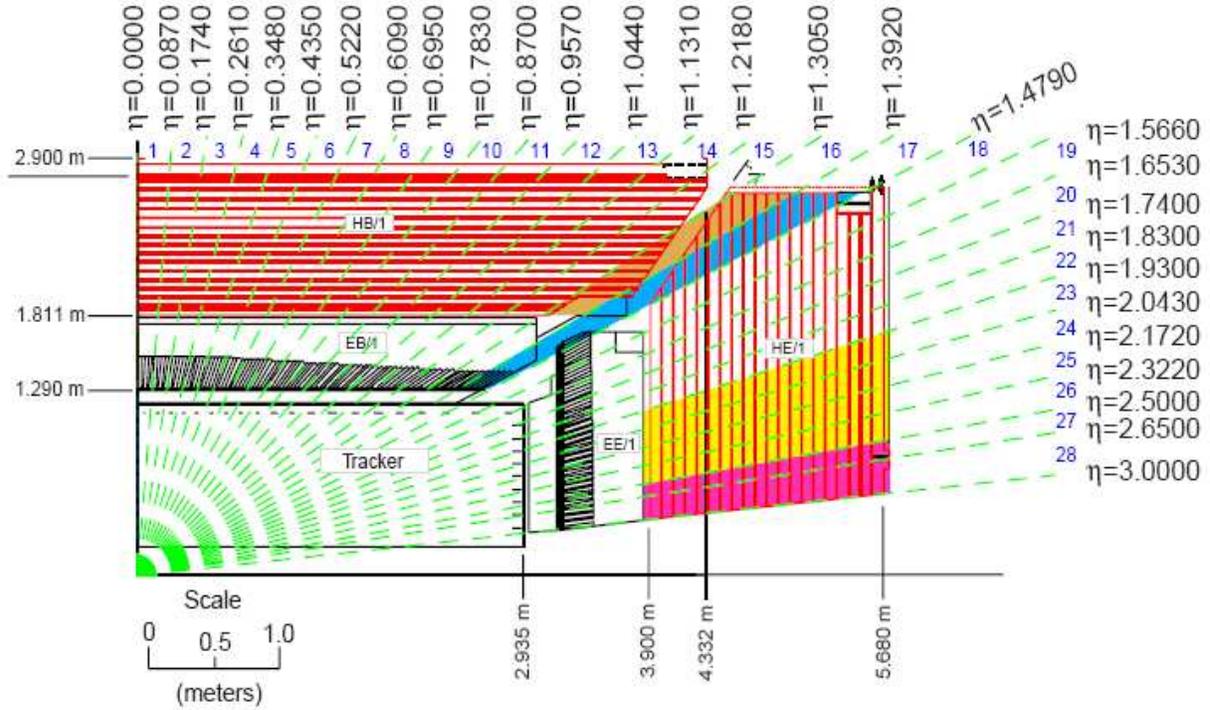


Figura 2.19: Descrizione delle torri calorimetriche di trigger nella proiezione $r - z$.

Le torri di trigger nella dimensione (η, ϕ) vengono organizzate facendo un compromesso tra il rate del trigger di elettroni e fotoni, che cresce con la grandezza delle celle e il numero di canali di trigger, il quale deve essere tanto piccolo quanto possibile per ragioni di costo. In totale il trigger calorimetrico di CMS è organizzato in 4176 torri, 2448 si trovano nel barrel, 1584 nell'endcap e 144 nel calorimetro adronico *forward* (vedi figura 2.19).

Ogni mezzo barrel del calorimetro elettromagnetico è diviso in 17 torri in η e 72 torri in ϕ . Nel barrel la torre è formata da 5×5 cristalli e ognuna di queste torri è divisa in strip, le quali contengono un cristallo lungo η e cinque lungo ϕ (figura 2.20). Nel barrel e nell'endcap le torri di trigger del calorimetro adronico seguono le dimensioni di quelle del calorimetro elettromagnetico nello spazio (η, ϕ) eccetto per $|\eta| > 1.74$ dove le torri dell'HCAL sono in ϕ due volte le dimensioni di quelle dell'ECAL. Tutte le torri di trigger

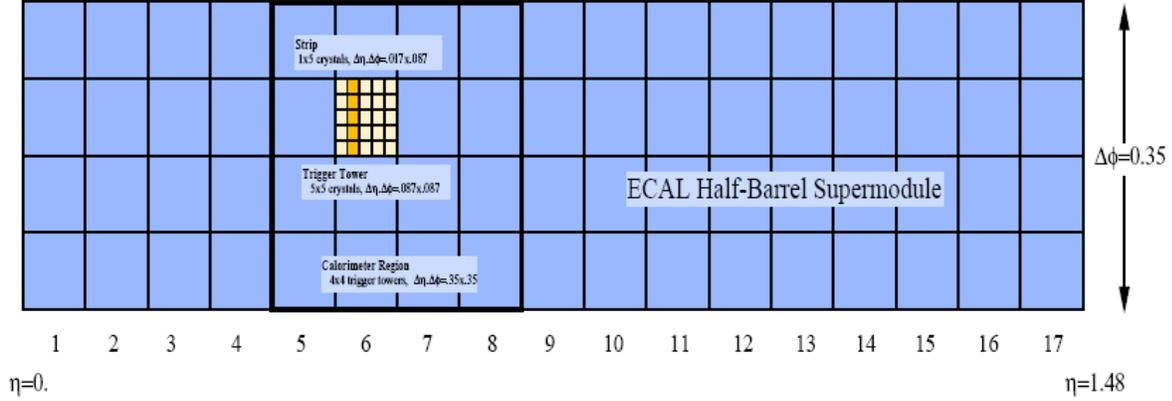


Figura 2.20: Descrizione delle torri calorimetriche di trigger nella proiezione $\eta - \phi$.

sono organizzate in regioni calorimetriche composte da 4×4 torri, quest'ultime formano il punto di partenza per la ricostruzione dell'energia e la direzione dei jet.

2.2.3 Il tracciatore

Il sistema di tracciamento (*Tracker*) [46] [47] è il rivelatore più interno che consente, sfruttando il campo magnetico generato dal solenoide, di ricostruire le tracce delle particelle cariche, di misurarne il momento e di ricostruirne i vertici di decadimento primari e secondari, nella regione di $|\eta| < 2.5$. Combinando le informazioni ottenute con quelle dei calorimetri e del sistema muonico è possibile identificare il passaggio di elettroni, fotoni e muoni e ricostruirne i vertici con una grande efficienza e alta risoluzione grazie alla sua granularità.

Particolare attenzione nella scelta progettuale del tracker è stata fatta sulle caratteristiche del materiale utilizzato e della sua geometria; infatti oltre agli ingombri meccanici, è importante sviluppare una struttura che limiti le perturbazioni sulle particelle prodotte dall'interazione col rivelatore stesso (*multiple scattering* e *bremstrahlung*¹⁶) che possono deteriorare la qualità della misura prodotta dal rivelatore. La struttura scelta ha una forma cilindrica (*barrel*) in cui i vari strati di rivelatori al silicio sono posizionati coassiali con la direzione dei fasci di particelle di LHC chiusa lateralmente da dischi (*endcap*) che coprono la restante zona in pseudorapidità.

Abbiamo già accennato che ad una luminosità di $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ gli eventi interessanti dal punto di vista fisico saranno mescolati a circa 1000 tracce cariche derivanti dai 25 eventi di *minimum bias* che si hanno nella stessa collisione dei pacchetti. Per risolvere

¹⁶Quando un elettrone, ad esempio, frena all'interno della materia subisce una decelerazione. In questa fase di frenamento (dal tedesco *bremesen*) l'interazione tra il leptone incidente e il campo coulombiano del nucleo che lo decelera, provoca una emissione di radiazione (dal tedesco *strahlung*).

questo problema, ad alta luminosità, si richiede una bassa occupazione dei vari rivelatori e una elevata ridondanza per il segnale di ogni particella. La bassa occupazione può essere ottenuta mediante la suddetta elevata granularità, mentre la ridondanza richiede il maggior numero possibile di punti misurati per traccia (*hit*). Il campo magnetico estremamente elevato di CMS condiziona la topologia degli eventi, confinando le tracce delle particelle cariche di basso p_T a piccolo raggio. In assenza di campo magnetico, la densità delle tracce cariche diminuirebbe semplicemente come $1/r^2$. Sotto l'effetto del campo di 4T, la diminuzione è inizialmente minore e poi significativamente maggiore di $1/r^2$. Tutto ciò ha una importante implicazione per l'architettura del tracciatore di CMS, per cui sono state scelte due diverse tipologie per i rivelatori. Nella zona più interna, il tracciatore sarà composto da *rivelatori a pixel* di Silicio (figura 2.21), mentre nella zona esterna da *microstrip* di Silicio (figura 2.23), che a loro volta sono divise in una parte interna ed in una esterna. Tutto l'insieme del tracciatore occupa un cilindro lungo 6 m con un diametro esterno di 2.6 m. Anche per il tracciatore i dispositivi seguono la divisione in barrel e endcap, già vista per le altre componenti di CMS. La struttura è ottimizzata per ottenere in media 12-14 hit per traccia carica, in modo da assicurare sia una elevata efficienza sia una bassa frequenza di tracce *fantasma*¹⁷.

Il problema forse più critico riguarda la funzionalità a lungo termine sotto l'influenza di un pesante irraggiamento. Il livello di irraggiamento, principalmente dovuto alle interazioni primarie, sarà estremamente elevato intorno alla regione di collisione. In aggiunta, nella regione del tracciatore, sarà presente un elevato flusso di neutroni dovuto al *backscattering*¹⁸ di quelli evaporati dalle reazioni nucleari nel materiale del calorimetro elettromagnetico. Per poter funzionare correttamente, sottoposti alla elevata radiazione, i rivelatori al Silicio avranno bisogno di essere raffreddati. Per questa ragione, l'intero volume del tracciatore sarà mantenuto permanentemente ad una temperatura di circa 10°C durante la presa dati e solo per limitati periodi di tempo raggiungerà la temperatura di 0°C per la manutenzione. Un altro stringente limite imposto al tracciatore è la quantità di materiale usato per la sua costruzione che non deve essere eccessiva per permettere una buona misura dell'energia nei calorimetri, situati all'esterno del sistema tracciante. Queste costrizioni limitano il numero di strati attivi per la rivelazione ed il cablaggio per la lettura.

Il rivelatore a pixel

Il rivelatore a pixel è composto da circa 45 milioni di pixel e la struttura base è formata da un quadrato di materiale di dimensione 150 x 150 μm^2 ottenuti impiantando zone di tipo n^+ in un substrato di tipo n (per maggiori dettagli vedi [47]). Grazie al campo

¹⁷Si definisce *fantasma* una traccia ricostruita per errore e che in realtà non corrisponde a nessuna delle tracce delle particelle che hanno interagito all'interno del rivelatore.

¹⁸E' un processo di scattering nel quale si ha un angolo di deflessione rispetto alla direzione iniziale del moto $> 90^\circ$.

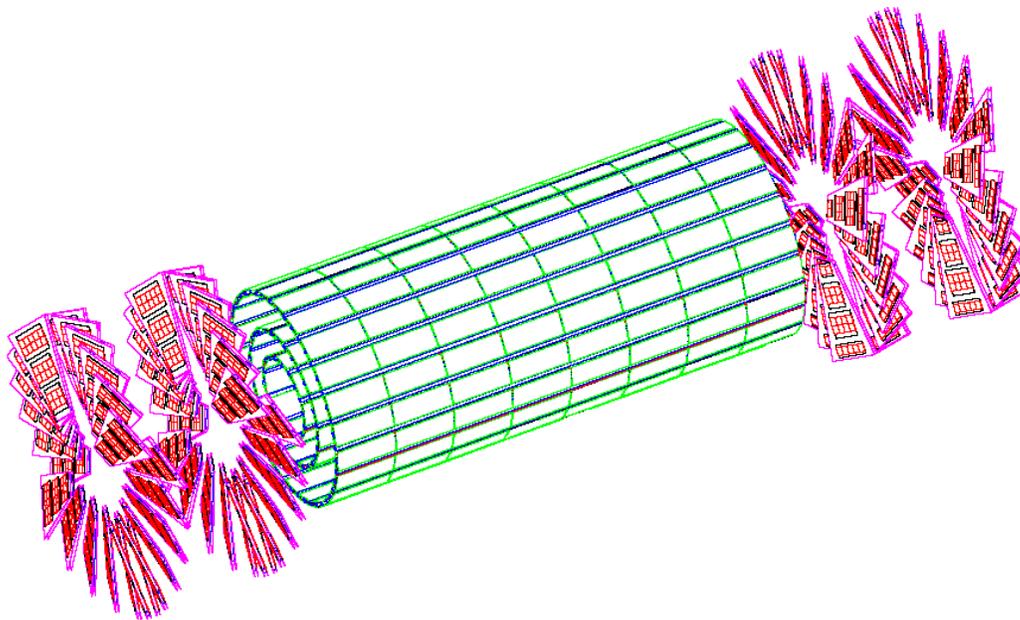


Figura 2.21: Vista tridimensionale del sistema di tracciamento a Pixel.

magnetico e all' ampio angolo di deflessione di Lorentz da esso prodotto sulle particelle, è possibile ottenere per interpolazione di carica su pixel adiacenti, una risoluzione nel barrel di $10 \mu\text{m}$ lungo ϕ e $15 \mu\text{m}$ lungo z . Il primo strato del barrel è stato posto ad una distanza di 4.3 cm dal punto di interazione del fascio, a cui si succedono altri due strati di rivelatori a pixel posti ad una distanza di 7.2 e 11.0 cm rispettivamente; la struttura è chiusa ermeticamente da ambo i lati da due dischi a pixel posti ad una distanza di 32.5 cm e di 46.5 cm dal centro di interazione dei fasci e ortogonalmente rispetto all'asse z in modo da assicurare l'interazione delle particelle prodotte con $|\eta| < 2.5$ in almeno due punti (fig. 2.21).

Il rivelatore a microstrip di silicio

Globalmente il tracker è formato da ~ 15000 rivelatori a microstrip per un totale di oltre 10 milioni di canali di lettura e con una superficie totale ricoperta di oltre 300 m^2 . La struttura geometrica di tale rivelatore ricalca la filosofia di progettazione del rivelatore a pixel: tale struttura è composta da una serie di strati (10) formati da moduli a microstrisce di silicio di spessore differente (vedi figura 2.22) : gli strati 4-7 di spessore $320 \mu\text{m}$ compongono il TIB (*Tracker Inner Barrel*) e gli strati 8-13 di spessore $500 \mu\text{m}$ formano il TOB (*Tracker Outer Barrel*). La struttura dell'endcap è invece formata da ambo i lati da 12 layer a microstrisce di silicio (3 TID, *Tracker Inner Disks* + 9 TEC, *Tracker End*

Caps) posti ortogonalmente all'asse z in modo tale che le particelle prodotte con $|\eta| < 2.5$ siano rivelabili. Le strip di silicio sono poste a distanza variabili l'una dall'altra (tra 80 e 180 μm nel barrel e tra 80 e 205 μm nell'encap) e leggermente sovrapposte rispetto al punto di interazione tra strati differenti per ridurre le zone morte e facilitarne l'allineamento. I primi due strati interni del TIB e del TOB, i primi due anelli del TID e gli

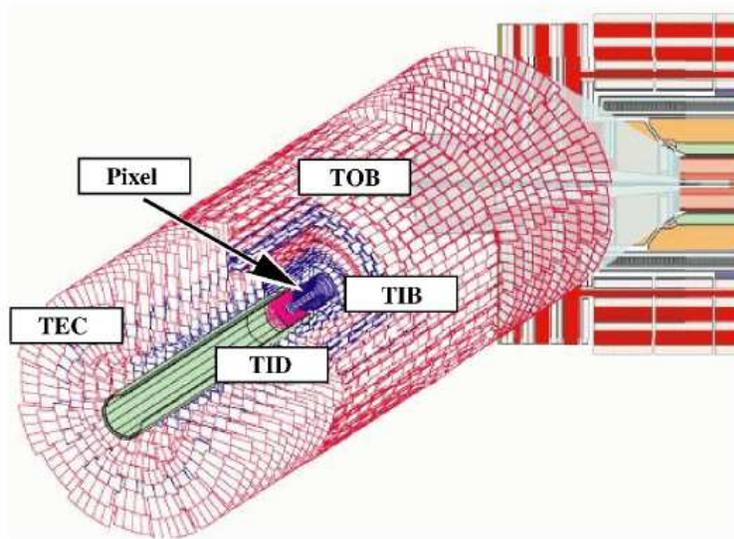


Figura 2.22: Il rivelatore a microstrisce di silicio.

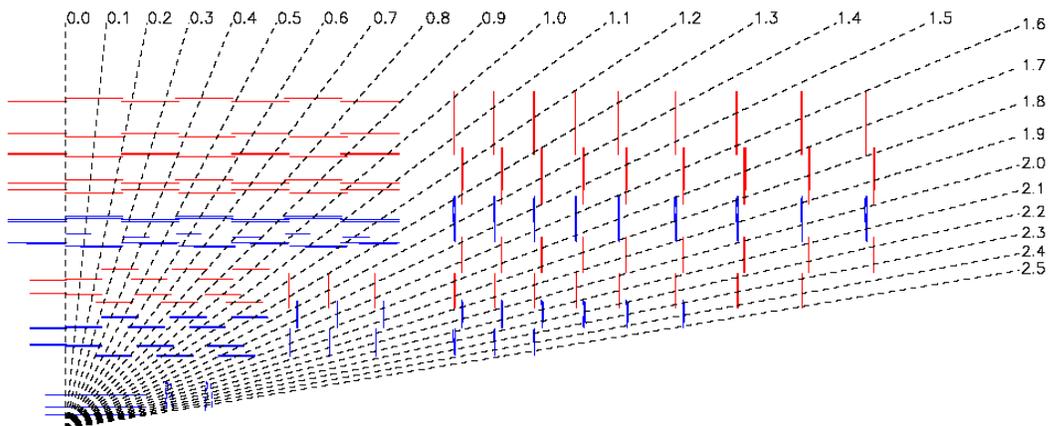


Figura 2.23: Vista longitudinale di un quarto del sistema di tracciamento a strip di silicio.

anelli 1, 2 e 5 del TEC sono sviluppati mediante moduli a doppia faccia. I moduli a microstrip hanno gli elettrodi di lettura disposti lungo l'asse dei fasci fornendo una misura in $r\phi$ con una risoluzione spaziale variabile tra i 20 e 50 μm a seconda del piano di lettura.

Le prestazioni del *Tracker* nel rivelatore CMS

La robusta tracciatura e la dettagliata ricostruzione di vertice giocano un ruolo essenziale in un esperimento progettato per indirizzarsi a tutto lo spettro di fisica che può essere plausibilmente esplorato al LHC. Il sistema tracciante centrale diventa quindi un punto nevralgico per ottimizzare i risultati dell'intero rivelatore alle energie previste. In particolare, le richieste descritte nelle sezioni precedenti hanno portato al progetto di un tracciatore per CMS con le seguenti prestazioni:

- le tracce isolate ad alto p_T sono ricostruite con una risoluzione dell'impulso trasverso migliore di $\delta p_T/p_T \approx (15 \cdot p_T \oplus 0.5)\%$, con p_T in TeV, nella regione centrale con $\eta < 1.6$, che progressivamente si degrada a $\delta p_T/p_T \approx (60 \cdot p_T \oplus 0.5)\%$, con p_T in TeV, all'avvicinarsi di η a 2.5. Questa risoluzione è adeguata alla ricostruzione di stati stretti¹⁹ che decadono in particelle cariche, ed è sufficiente ad assicurare un affidabile assegnamento di carica per muoni ed elettroni fino ai massimi impulsi cinematicamente accessibili.
- In combinazione con il sistema di camere muoniche esterno, la risoluzione dell'impulso dei muoni sopra approssimativamente 100 GeV, può essere parametrizzata come $\delta p/p \approx (4.5 \cdot \sqrt{p})\%$, con p in TeV, per pseudorapidità che si estendono fino a $\eta = 2$. Questo risulta in una risoluzione d'impulso migliore del 10% anche a 4 TeV.
- In ambienti densi di jet, gli adroni carichi con p_T sopra 10 GeV sono ricostruiti con un'efficienza migliore del 85%. L'efficienza di ricostruzione per i muoni è migliore del 98% su tutto l'intervallo di pseudorapidità, anche per valori di p_T di solo 1 GeV. Gli elettroni molto energetici sono ricostruiti con un'efficienza sopra il 90%.
- Nella regione centrale di pseudorapidità possono essere ottenute efficienze di identificazione del 50% o migliori per jet b con E_T da 50 GeV a 200 GeV, con una probabilità di errata identificazione circa dall'1% al 2%. Nella regione ad alta pseudorapidità, per un'uguale probabilità di cattiva identificazione, l'efficienza di identificazione resta attorno al 40%.

2.3 Il sistema di Trigger in CMS

Il sistema di Trigger e Acquisizione Dati (**TriDAS**, *Trigger and Data Acquisition System*) è stato progettato per leggere il rivelatore alla piena frequenza di collisione dei

¹⁹Stati cioè che hanno una vita media lunga e quindi una ampiezza di decadimento "stretta"

protoni (40 MHz) e per selezionare non più di 100 “eventi interessanti” al secondo, da registrare su nastro. Il fattore di reiezione 10^5 è troppo grande per essere ottenuto in un singolo processo di filtro, soprattutto se si desidera mantenere una buona efficienza di selezione per il programma di fisica di CMS. Il processo completo di selezione è stato suddiviso in due passaggi: il primo è svolto da un sistema hardware ed ha il compito di accettare eventi con un *rate* che non superi i 100 KHz (*Trigger di livello 1*); il secondo è svolto una batteria di CPU commerciali su cui gireranno un insieme di algoritmi dedicati all’ulteriore schermatura degli eventi forniti dal trigger di livello 1 e che costituiscono l’HLT (*High Level Trigger*). Il *rate* finale di eventi selezionati deve essere inferiore a 100 Hz, la frequenza con cui si registrano definitivamente gli eventi su nastro. Nel seguito descriveremo nel dettaglio l’implementazione dei due sistemi.

2.3.1 Il Trigger Hardware o di Livello 1

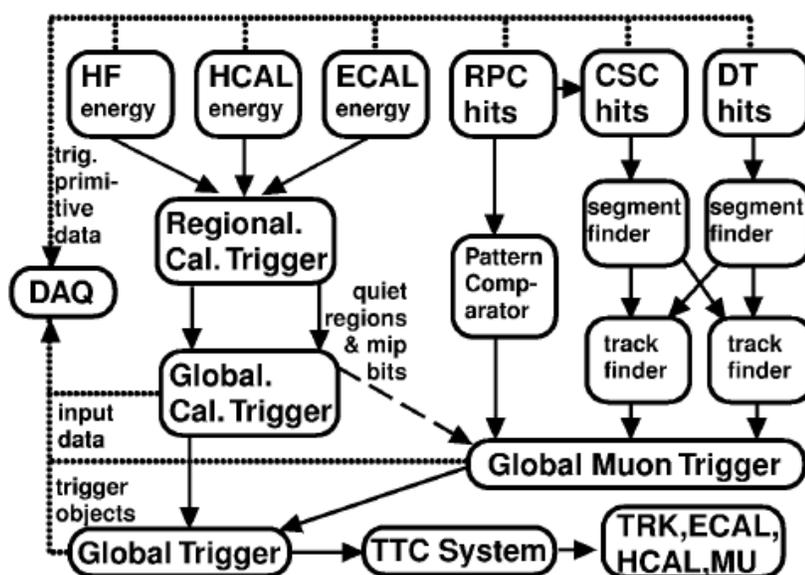


Figura 2.24: Struttura del trigger di primo livello.

Dal momento che la frequenza di interazione dei fasci di protoni ad LHC è, come abbiamo visto, di circa 40 MHz, ovvero un bunch crossing ogni 25 ns, il trigger di primo livello[52] (vedi figura 2.24) deve analizzare eventi ogni 25 ns; questo intervallo di tempo è troppo breve per leggere dal rivelatore tutta l’informazione completa sull’evento e fornire la decisione del trigger. Pertanto i dati sono immagazzinati in *pipe-line* presenti sull’elettronica di *front-end* per i 3.2 μ s successivi all’incrocio dei fasci e solo le infor-

mazioni fornite dai sottorivelatori più veloci sono analizzate dall'elettronica di Trigger. Tuttavia $2 \mu s$ sono spesi solo per trasmettere questi dati al L1-Trigger (localizzato in una stanza attigua alla caverna di CMS) e per comunicare indietro ai sottorivelatori il segnale di avvenuta o mancata accettazione dell'evento: il tempo effettivamente disponibile per effettuare i calcoli del Trigger di primo livello è pertanto inferiore a $1 \mu s$ e quindi è possibile analizzare i dati forniti solamente da alcuni gruppi di sottorivelatori: i calorimetri e le camere a muoni. Infine, per evitare quanto più possibile il *tempo morto* del rivelatore, l'elettronica di FrontEnd è a sua volta organizzata in pipe-line così da consentire la lettura dei dati ogni $25 ns$. Facendo quindi una stima del tempo necessario per processare i dati al trigger L1 e quello necessario allo scambio delle informazioni, ci si aspetta che il trigger L1 arrivi ad un fattore di riduzione del *bunch crossing* di 400, e quindi ad accettare un *rate* di 100 KHz. Questi vincoli impongono l'utilizzo di algoritmi di selezione molto semplici²⁰.

Il sistema L1-Trigger è diviso in tre sottosistemi: L1-Trigger del calorimetro, L1-Trigger dei muoni e L1-Trigger globale (*Global Trigger*).

Il trigger dei muoni è organizzato in 3 sottoinsiemi legati ai differenti rivelatori di muoni (DT Trigger, CSC Trigger, RPC Trigger) e in *Global Muon Trigger* (GMT) che combina le informazioni dei sottosistemi precedenti e comunica con l'L1-Trigger globale. Ciascuno dei sistemi (DT, CSC, RPC Trigger) ricostruisce le tracce dei muoni nelle zone di competenza ed invia al GMT i parametri delle tracce con p_T maggiore di una certa soglia. Il GMT confronta le tracce ricostruite indipendentemente dai tre sistemi, analizzando la prossimità dei candidati nello spazio $\phi - \eta$: se due tracce sono sufficientemente vicine, i loro parametri vengono combinati per aumentarne la precisione. Se una traccia è ricostruita solo da uno dei tre trigger, ad esempio solo dal DT Trigger, viene conservata o rigettata in base ad alcuni fattori di qualità, come, per citarne uno, il numero di *hit* formati. Le 4 tracce con p_T maggiore sono inviate al Global Trigger.

Il trigger del calorimetro legge i depositi di energia che superano una certa soglia, dei calorimetri ECAL e HCAL, utilizzando una granularità più bassa di quella possibile in modo da limitare il numero di canali di trigger: i cristalli nell'ECAL sono uniti in *torri* 5×5 nel *barrel* e in blocchi contenenti tra i 25 e 100 cristalli negli *endcap* (in modo da accordarsi con il profilo delle torri dell'HCAL); sono letti solo i primi due segmenti longitudinali dell'HCAL nel *barrel* e negli *endcap*, simile segmentazione è applicata al calorimetro avanzato (*Forward Calorimeter*); le *torri* così definite sono raggruppate in regioni 4×4 che formano le basi del trigger su jets e candidati elettroni/fotoni²¹.

Il trigger del calorimetro trova i candidati elettroni/fotoni (isolati e non), i jets da τ , i jets centrali e quelli in avanti: individuati i "migliori" di ogni tipo, invia la posizione (ϕ, η) ed il p_T all'L1-Trigger Globale. Altri compiti sono il calcolo del vettore energia

²⁰Il fatto che ogni pezzo del processo di selezione non duri più di $25 ns$ preclude la possibilità di usare algoritmi iterativi.

²¹I candidati elettroni vengono separati dai candidati fotoni solo dopo il livello di trigger 2.5 (descritto nel seguito) che fa uso di parte dell'informazione fornita dal tracciatore.

mancante, inviato sempre all’L1-Trigger Globale, e la comunicazione al GMT delle regioni silenziose, utilizzate per stabilire l’isolamento dei muoni.

Complessivamente il Global Trigger riceve i parametri di 4 muoni, 4 e/γ non isolati, 4 e/γ isolati, 4 jets frontali e 4 centrali, 4 jets da τ e il vettore energia mancante. Con questi valori vengono calcolate le “condizioni Particella” e le “condizioni Delta”: le prime sono condizioni su particelle dello stesso tipo, come ad esempio il numero di muoni sopra una certa soglia o e/γ all’interno di una certa finestra in η e in ϕ ; le seconde sono relazioni spaziali tra particelle di tipo diverso. Diverse condizioni Particella e Delta sono combinate attraverso una semplice logica AND e OR per fornire quello che viene chiamato un algoritmo: fino a 128 algoritmi distinti sono previsti per il trigger di CMS. L’ultimo passaggio consiste nel fare un OR di tutti gli algoritmi per generare il segnale di accettazione dell’L1-Trigger.

2.3.2 Il Trigger Software o di Alto Livello

Il trigger di alto livello passa eventi all’HLT[53] con una frequenza massima di 100 KHz, cioè un evento ogni $10\mu s$: questo tempo è sufficiente a leggere i dati dall’elettronica di *Front-End* di tutti i sottorivelatori e scrivere le informazioni su memoria RAM commerciale. Per abbassare il *rate* di eventi dell’ulteriore fattore 1000 richiesto, mantenendo un’alta efficienza di selezione per i canali più interessanti per il programma di fisica, è necessario (e possibile) utilizzare tutte le informazioni del rivelatore, compreso il tracciatore, con la massima risoluzione e granularità ed utilizzare algoritmi di selezione sofisticati quasi quanto quelli dell’analisi offline. Da una stima della velocità dei processori che saranno disponibili al momento dell’installazione dell’HLT, si ritiene che siano in media necessari 40 *ms* per analizzare un evento con punte di 1 *s*: questo implica una significativa capacità di *buffering*.

Le caratteristiche più importanti dell’HLT di CMS, che racchiude in sé quelli che in altri esperimenti²² di fisica delle alte energie sono indicati come trigger di livello 2 e 3 (vedi figura 2.25), sono:

- **flessibilità**: il fatto di utilizzare l’ambiente completamente programmabile di una CPU permette in ogni momento di modificare, o addirittura riscrivere completamente, gli algoritmi utilizzati, risolvendo così problemi dovuti a fondi imprevisti o ad avverse condizioni sperimentali.

²²In un normale esperimento di fisica delle alte energie il sistema di trigger è generalmente suddiviso in tre livelli successivi. Nell’ultimo livello di trigger prima della scrittura dell’evento, si usano processori commerciali standard, mentre i primi due step sono parti ancora prevalentemente collegate all’hardware del rivelatore. Visto il notevole sviluppo dei processori, avvenuto negli ultimi anni, la collaborazione CMS ha deciso di inglobare in un unico passo i livelli successivi al primo, in modo da poter sfruttare la facilità di programmazione dei processori.

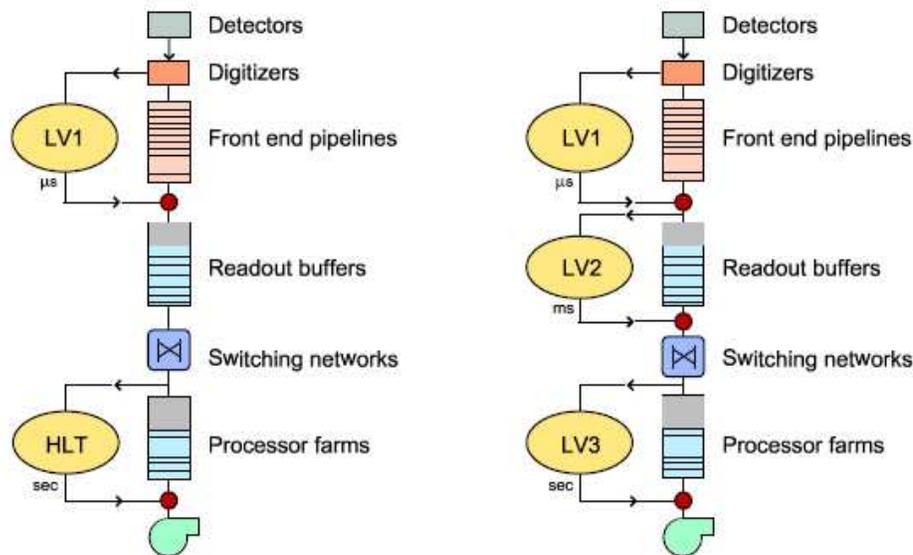


Figura 2.25: Diagramma a blocchi del sistema di trigger e acquisizione dati, a sinistra la scelta di CMS con un'unica struttura dopo la scelta di Livello 1, a destra schema tradizionale di trigger con almeno altri due livelli dopo il primo.

- **utilizzo di standard industriali e componenti commerciali**, sia a livello software che hardware, che riduce il costo di sviluppo e produzione e garantisce supporto e manutenzione da parte di terzi.
- **scalabilità**, che permette all'HLT di essere aggiornato e potenziato, senza stravolgimenti, di pari passo con l'evoluzione dell'acceleratore, dell'esperimento e del programma di fisica.

Pur essendo una singola entità l'HLT di CMS utilizza un approccio basato su più passaggi e gradi di analisi progressivamente più approfonditi; dopo ciascun passaggio, alcuni criteri di selezione possono rigettare una significativa frazione di eventi accettati dal passaggio precedente; in questo modo il *rate* di eventi che deve essere processato dagli algoritmi rimanenti è ridotto e si ha un conseguente risparmio di CPU. I vari passaggi indicati precedentemente vengono convenzionalmente chiamati livelli di trigger (anche se questa distinzione non fa riferimento a sistemi di trigger fisicamente separati):

- il **livello 2** è costituito dagli algoritmi che utilizzano informazioni solo dai calorimetri e dalle camere a muoni: come il trigger di primo livello, ma questa volta con piena granularità e risoluzione.
- il **livello 2.5** utilizza un'informazione parziale del tracciatore, come ad esempio

gli *hit* negli strati a pixel per una veloce discriminazione tra candidati elettroni e candidati fotoni.

- il **livello 3** utilizza la piena informazione da tutto CMS.

La strategia esposta può essere etichettata come “*Reconstruction on demand*”: viene raffinata la ricostruzione degli oggetti solo se necessario e quando il livello di ricostruzione precedente non ha già rigettato l’evento. Un altro perno su cui si basa l’analisi dell’HLT è la “*Partial Reconstruction*”: la ricostruzione delle tracce nel tracciatore e nelle camere a muoni o dei cluster nei calorimetri avviene solo in limitate regioni del rivelatore, come ad esempio quelle in cui è indicata la presenza di particelle importanti dal Trigger di primo livello. Tutto questo garantisce un elevato risparmio di CPU, ma può portare in alcuni casi alla perdita di eventi contenenti “oggetti interessanti” sfuggiti all’L1-Trigger.

Capitolo 3

La fisica dell'Higgs e il canale ttH

In questo capitolo viene presentata la fisica dell'Higgs ad LHC illustrando i possibili meccanismi di produzione del bosone in collisioni pp con energia del centro di massa di 14 TeV e le possibili strategie di ricerca per differenti ipotesi di massa. Vista l'elevata molteplicità degli eventi, dovuta alle interazioni multiple, alla radiazione di stato iniziale (ISR) e alla radiazione di stato finale (FSR)¹, che costituiscono i cosiddetti *underlying events*², il bosone di Higgs verrà cercato anche nel caso in cui venga prodotto insieme ad altre particelle. Infatti la produzione di Higgs in associazione con altre particelle ne favorisce l'identificazione, qualora i decadimenti di tali particelle permettano una marcata segnatura degli eventi.

3.1 Processi di produzione del bosone di Higgs

Al fine di poter definire strategie efficaci per la scoperta, è indispensabile avere una precisa conoscenza di quelle che sono le sezioni d'urto di produzione del bosone di Higgs in collisioni pp, con un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 14$ TeV. Infatti non esiste un singolo meccanismo di produzione dominante in tutto lo spettro di possibili masse lasciato libero dalle previsioni teoriche e dai limiti sperimentali (vedi sezioni 1.4.1 e 1.4.2) ma, a seconda dell'ipotesi di massa (M_H) che si prende in considerazione, esistono diversi scenari.

Fissata la massa dell'Higgs, gli accoppiamenti con le altre particelle elementari sono determinati. Da questi accoppiamenti è possibile calcolare le sezioni d'urto di produzio-

¹La ISR sta per *Initial State Radiation*, ovvero la radiazione di gluoni nello stato iniziale. Discorso analogo vale per la FSR, ovvero la *Final State Radiation* nello stato finale. La presenza di gluoni "aggiuntivi" nello stato iniziale o finale comporta l'introduzione di nuovi termini correttivi QCD, necessari a garantire la conservazione del quadrimomento del generico processo preso in esame.

²In una interazione adrone-adrone ogni adrone che interagisce contiene al suo interno una moltitudine di partoni e, quindi, la probabilità di interazioni multiple in una stessa collisione, con conseguente formazione di eventi secondari (*underlying events*), non è trascurabile. Vedi anche sezione 3.4.

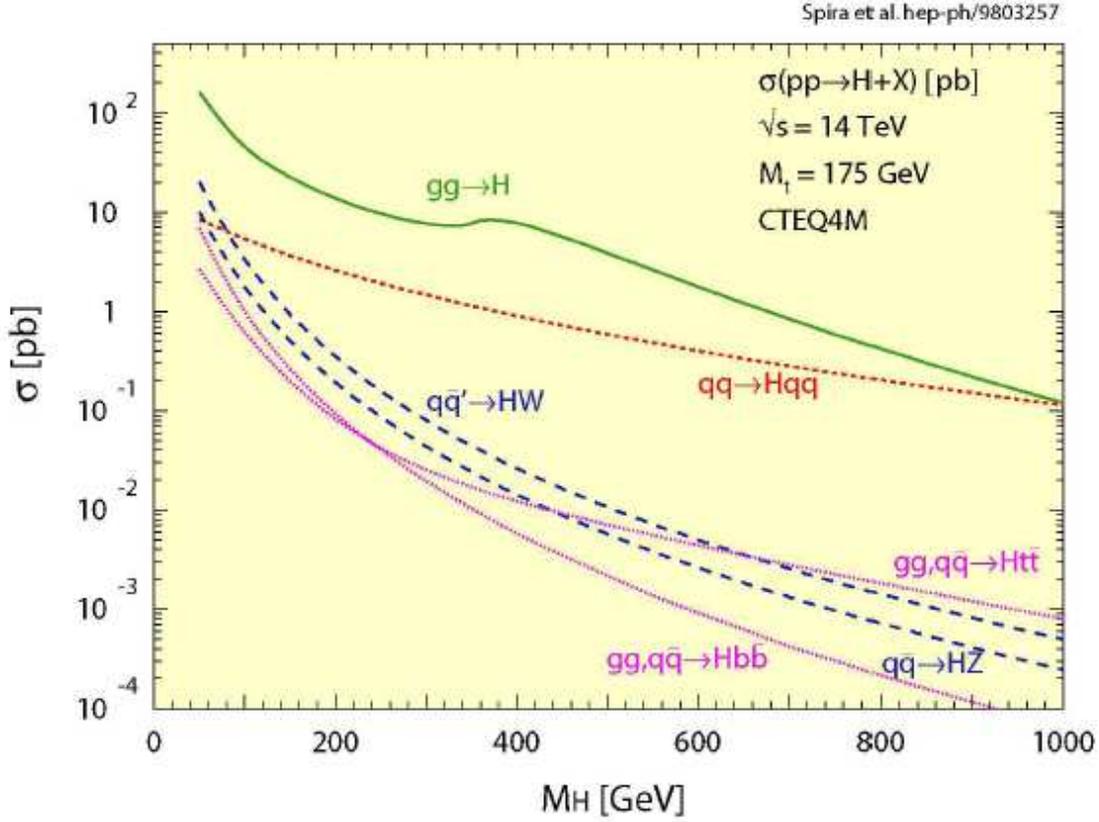


Figura 3.1: Sezioni d'urto di produzione per l'Higgs del Modello Standard in funzione della massa, per collisioni pp con un energia di $\sqrt{s} = 14$ TeV: fusione di gluoni $gg \rightarrow H$, fusione di bosoni vettori $qq \rightarrow qqVV \rightarrow qqH$ ($V = W, Z$) e produzione associata $W^\pm H$, ZH , $t\bar{t}H$ e $b\bar{b}H$.

ne dell'Higgs per vari processi e per vari valori dell'energia delle particelle interagenti. Tuttavia abbiamo già osservato (vedi sezione 2.1.1) che le interazioni fondamentali in un collisore adronico come LHC non avvengono tra le particelle direttamente accelerate (i protoni), ma tra i quark, gli antiquark e i gluoni contenuti al loro interno. Pertanto l'energia disponibile in ogni interazione non ha un valore fissato solo dall'energia della macchina, ma segue la distribuzione legata alle funzioni di struttura dei protoni (si veda ad esempio l'equazione 2.3). La necessità di pesare le sezioni d'urto di produzione con opportune parametrizzazioni delle funzioni di struttura porta ad una incertezza aggiuntiva nel calcolo delle sezioni d'urto. Illustriamo di seguito i più importanti processi di produzione del bosone di Higgs, cercando di valutare, caso per caso, le sezioni d'urto previste per i vari canali di produzione (con le relative correzioni per i diversi ordini dello sviluppo perturbativo) e prestando particolare attenzione al processo di fusione di

gluoni che, all'energia di LHC, presenta la sezione d'urto più elevata in tutto il range di massa dell'Higgs investigabile (si veda in proposito la figura 3.1).

3.1.1 Fusione di gluoni: $gg \rightarrow H$

L'accoppiamento tra i gluoni (senza massa) e l'Higgs avviene tramite un loop triangolare di quark, prevalentemente quark pesanti bottom e top. Il diagramma di Feynman al primo ordine diverso da zero (nel seguito del testo LO, *Leading-Order*) è presentato in figura 3.2 e il calcolo completo è esposto in [54].

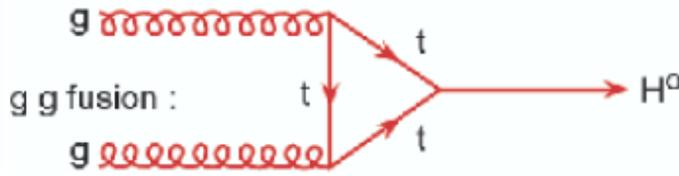


Figura 3.2: Diagramma di Feynman al LO per il processo di fusione di gluoni.

Per ottenere delle sezioni d'urto realistiche è tuttavia necessario calcolare le correzioni QCD all'ordine successivo (indicato come NLO, *Next-to-Leading-Order*). Queste comprendono sia correzioni cosiddette virtuali, cioè dovute a diagrammi caratterizzati da due gluoni iniziali e da un solo Higgs nello stato finale e quindi “virtualmente” uguali al diagramma LO, sia correzioni reali associate alla presenza di partoni aggiuntivi negli stati finali ($gg \rightarrow Hg, qg \rightarrow Hq, q\bar{q} \rightarrow Hg$) [55], come descritto dai diagrammi di figura 3.4. Il contributo totale delle correzioni NLO è positivo e grande: la sezione d'urto di produzione dell'Higgs aumenta per un fattore che oscilla tra il 60% e il 90% in funzione della massa M_H . In figura 3.3 è riportato il k -factor³ per le singole correzioni e per la correzione totale al NLO [56], dove le quantità K_{tot} e K_j (“k-factor”) sono definite come:

$$K_{tot} = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}} \quad K_j = \frac{\Delta_j}{\sigma_{LO}} \quad (3.1)$$

Possiamo quindi scrivere che:

$$\sigma_{NLO} = \sigma_{LO} + \Delta_{virt} + \Delta_{gg \rightarrow Hg} + \Delta_{qg \rightarrow Hq} + \Delta_{q\bar{q} \rightarrow Hg} \quad (3.2)$$

dove σ_{LO} è la sezione d'urto calcolata al LO e le Δ sono i contributi alla sezione d'urto σ_{NLO} dovuti alle varie correzioni.

³Il contributo principale alle sezioni d'urto è quello proveniente dal LO, che rappresenta il contributo proveniente dai termini di interazione della Lagrangiana di QCD. Alcuni processi hanno inoltre dei contributi significativi al *next to leading order*; queste correzioni possono essere incluse moltiplicando le sezioni d'urto al LO per un semplice fattore, il cosiddetto fattore $K = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$.

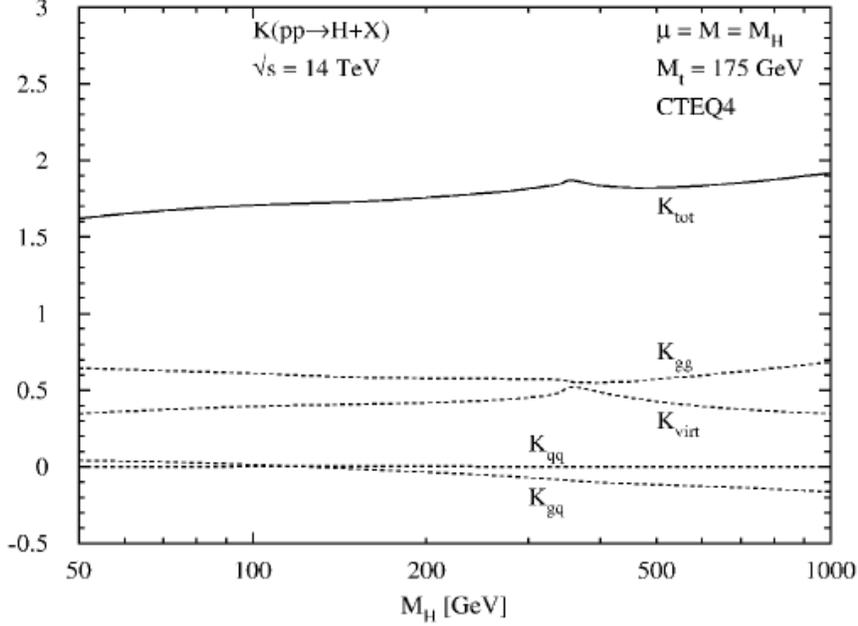


Figura 3.3: Grafico del k -factor per le correzioni al NLO in funzione della massa dell'Higgs per il processo di fusione di gluoni.

3.1.2 Fusione di Bosoni Vettore: $qq \rightarrow VV^*qq \rightarrow Hqq$

Per Higgs leggeri il processo di produzione tramite fusione di bosoni W e Z ($V = W, Z$) ha una sezione d'urto un ordine di grandezza inferiore a quella della fusione di gluoni (vedi ancora figura 3.1); le due sezioni d'urto si avvicinano al crescere della M_H e sono paragonabili per $M_H \simeq 1\text{TeV}$ [57] [58]. Il diagramma al LO non contiene loop ed è mostrato in figura 3.5. Le correzioni QCD sono comprese tra l'8% e il 10%, come è mostrato in figura 3.6.

La caratteristica di questo processo di produzione è la presenza di due jet in avanti che possono essere utilizzati per identificare eventi di questo tipo e separarli dal fondo.

3.1.3 Higgs-strahlung: $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$

L'annichilazione di una coppia quark-antiquark può portare alla produzione di un bosone vettore W o Z *off-shell*⁴ che irraggia un Higgs. Il processo al LO è esposto

⁴Per bosone *off-shell* si intende un bosone che non verifica la cosiddetta condizione di *mass shell*. Per una particella libera di quadrimomento $P \equiv (E; \vec{P})$ è sempre infatti verificata la $p^2 = m^2$ (*mass shell condition*), dove m è la massa della particella. Nel caso di particelle intermedie, che cioè non ritroviamo nello stato finale né in quello iniziale di un processo, questa condizione non è detto che sia vera, e si

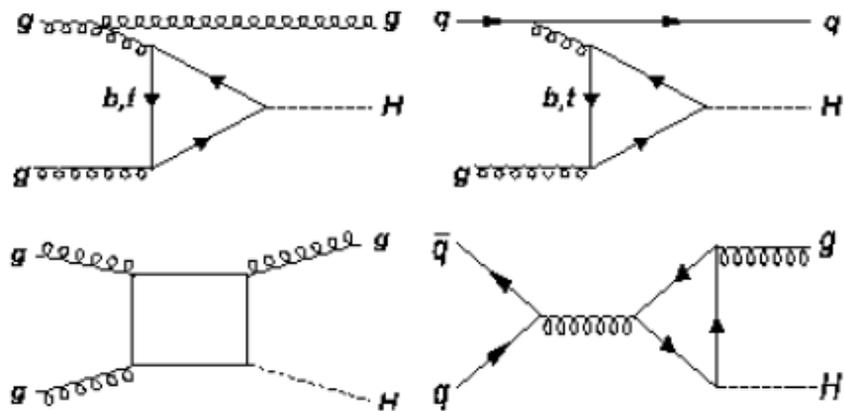


Figura 3.4: Alcuni diagrammi al NLO per il processo di fusione dei gluoni.

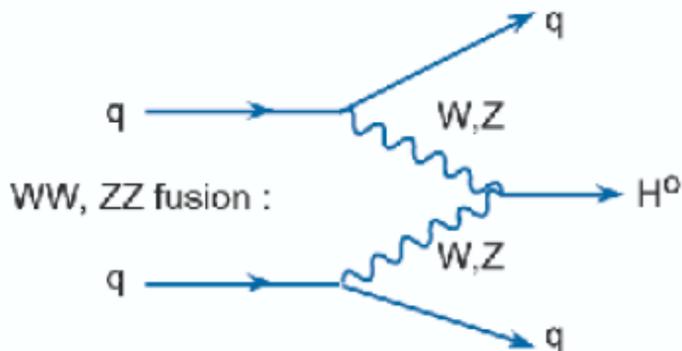


Figura 3.5: Diagramma di Feynman al LO per il processo di fusione di bosoni vettoriali.

in figura 3.7 La sezione d'urto per questo meccanismo di produzione è 1-2 ordini di grandezza inferiore a quella della fusione di gluoni e perde di importanza al crescere della M_H [59]. Le correzioni QCD sono importanti e variano tra il 25% e il 40% come si vede da figura 3.8.

3.1.4 Produzione associata con coppie di quark pesanti

Per questo processo di produzione due diagrammi distinti contribuiscono al LO come si vede in figura 3.9 e la sezione d'urto al LO calcolata per quark bottom e top coinvolti

dice, in questo caso, che sono particelle fuori la condizione di *mass shell*, ovvero sono particelle *off-shell* o virtuali.

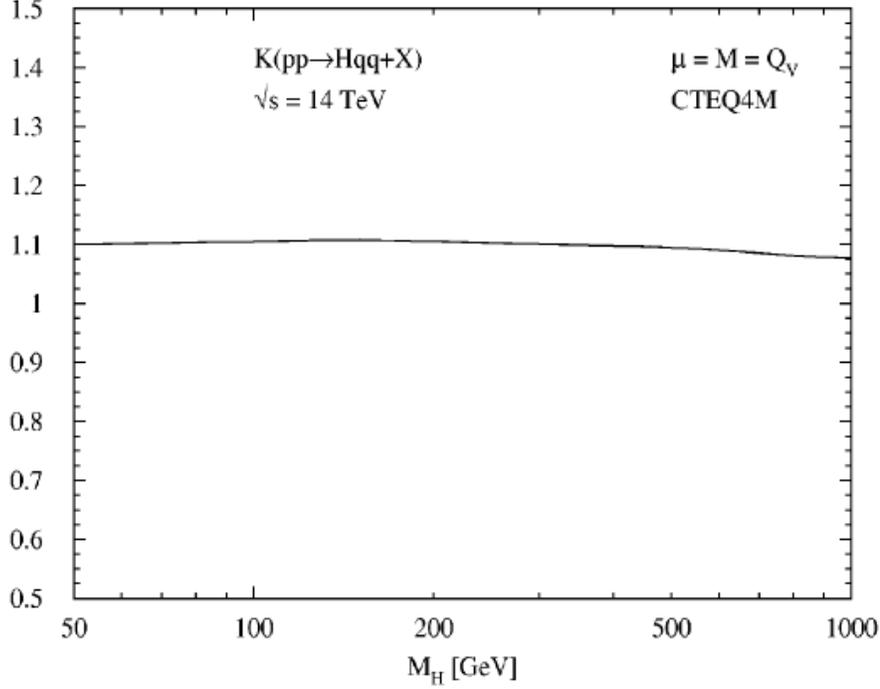


Figura 3.6: Grafico del k -factor per le correzioni al NLO in funzione della massa dell'Higgs per il processo di fusione di bosoni vettoriali.

negli stati finali è paragonabile a quella dell'Higgs-strahlung.

Questo canale è importante per la rivelazione di Higgs leggeri nel canale $H \rightarrow b\bar{b}$: ad esempio nel caso in cui i due quark pesanti siano due top si può sfruttare la presenza dei $t\bar{t}$, prodotta in associazione all'Higgs, per isolare gli eventi di segnale dal fondo di eventi QCD. Nelle prossime sezioni analizzeremo meglio questo aspetto.

3.1.5 Sezione d'urto per la produzione dell'Higgs ad LHC

Abbiamo già visto che il diagramma in figura 3.1 riporta la sezione d'urto per tutti i vari processi analizzati nelle precedenti sezioni. I valori sono ottenuti facendo uso di tutte le correzioni QCD e QED conosciute[56].

Per Higgs di massa intermedia⁵, la sezione d'urto è dell'ordine di 20 pb. Il funzionamento iniziale prevede, come sappiamo, un periodo di bassa luminosità ($\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} = 2 \text{nb}^{-1} \text{s}^{-1}$). Supponendo che la macchina funzioni a questa luminosità per 100 giorni l'anno, in media ci si aspetta di raccogliere una luminosità integrata di

⁵Vedremo che normalmente si considera di massa intermedia un Higgs con massa compresa tra $130 \text{GeV}/c^2$ e 2 volte la massa dello Z .



Figura 3.7: Diagramma di Feynman al LO per il processo di Higgs-strahlung.

$20fb^{-1}$ all'anno. Questo comporta che, per una M_H compresa tra 120 e 180 GeV/c^2 , saranno prodotti circa $2 \cdot 10^5$ bosoni di Higgs ogni anno. Come vedremo nel seguito, solo una piccolissima frazione di questi eventi sarà rilevabile a causa non soltanto dell'accettanza e dell'efficienza finita delle varie componenti di CMS ma anche dell'inevitabile presenza di fondo fisico ed elettronico che può coprire il segnale.

3.2 Canali di decadimento dell'Higgs

Le costanti di accoppiamento del bosone di Higgs con i bosoni di gauge W e Z sono proporzionali alle rispettive masse quadrate di W e Z ; gli accoppiamenti con i fermioni invece dipendono solo linearmente dalle masse dei fermioni stessi (vedi sezione 1.3.1). In particolare:

$$g_{VVH} = 2\sqrt{\sqrt{2} \cdot G_F \cdot M_V^2} \quad g_{f\bar{f}H} = \sqrt{\sqrt{2} \cdot G_F \cdot m_f} \quad (3.3)$$

Questi accoppiamenti entrano nel calcolo delle sezioni d'urto analizzate precedentemente e in quello delle ampiezze di decadimento: poiché gli accoppiamenti crescono al crescere della massa delle particelle con cui l'Higgs si accoppia, il bosone scalare tende a decadere nella coppia di particelle più pesanti compatibile con i limiti di conservazione dell'energia.

3.2.1 Decadimento in coppie di leptoni

All'ordine più basso, l'ampiezza parziale di decadimento dell'Higgs in una coppia di leptoni di massa m_l è data da [60]:

$$\Gamma(H \rightarrow l\bar{l}) = \frac{G_F}{4\pi\sqrt{2}} \cdot M_H \cdot m_l^2 \cdot \beta^3 \quad \text{con} \quad \beta = \left(1 - \frac{4m_l^2}{M_H^2}\right)^{1/2} \quad (3.4)$$

dove β è la velocità dei leptoni nel sistema di riferimento dell'Higgs. Data la dipendenza dalla massa del leptone, il canale con il BR più alto è quello in cui l'Higgs decade nelle

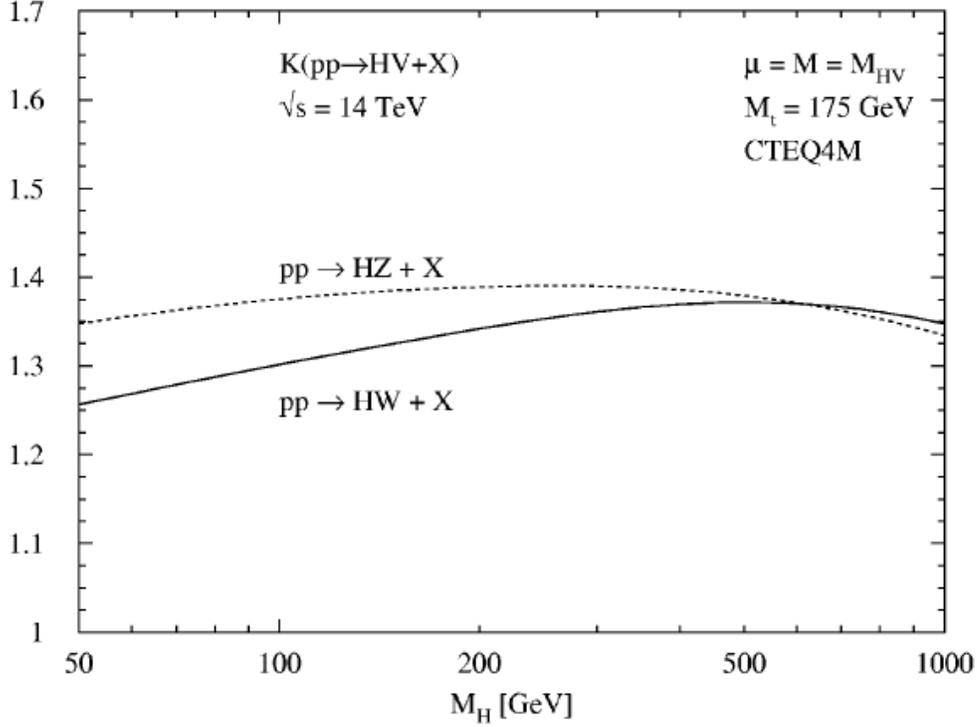


Figura 3.8: Grafico del k -factor per le correzioni al NLO in funzione della massa dell'Higgs per il processo di Higgs-strahlung.

coppie di leptoni più pesanti, cioè $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$. In questo caso, per un Higgs di massa intermedia, il BR può raggiungere il 10%. Il decadimento muonico ha un BR al più di 10^{-4} e tutti gli altri canali leptonici non sono fenomenologicamente importanti.

3.2.2 Decadimento in coppie quark-antiquark

L'espressione della larghezza parziale di decadimento è uguale a quella per il decadimento in coppie di leptoni, salvo che adesso è presente un fattore di colore uguale a 3 ed un termine contenente correzioni di QCD [60]:

$$\Gamma(H \rightarrow q\bar{q}) = \left[\frac{G_F}{4\pi\sqrt{2}} \cdot M_H \cdot m_q^2 \cdot \beta^3 \right] \cdot \left(1 + \frac{4\alpha_s}{3\pi} \cdot \Delta_H^{QCD} \right) \quad (3.5)$$

Le correzioni di QCD sono importanti e non possono essere trascurate: per $M_H = 100 \text{ GeV}/c^2$, il BR per il decadimento in $b\bar{b}$ diminuisce di un fattore 2 includendo le correzioni

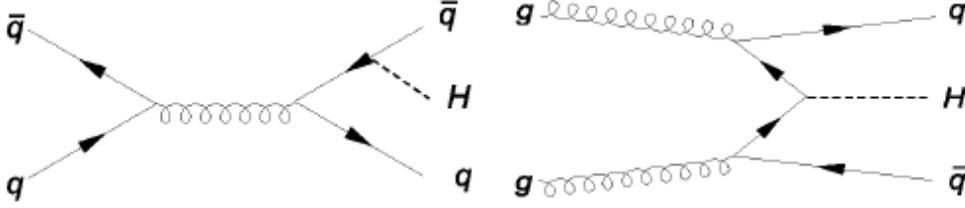


Figura 3.9: Diagrammi per la produzione dell'Higgs associato a coppie di quark pesanti.

QCD di ordine α_S^6 .

3.2.3 Decadimento in coppie di bosoni di gauge W e Z

Per un Higgs di massa superiore alla soglia di $2 M_V$, il decadimento in coppie di bosoni di gauge diventa dominante. L'ampiezza parziale è stata studiata in [62] ed è data da:

$$\Gamma(H \rightarrow V\bar{V}) = \delta_V \cdot \frac{G_F \cdot M_H^3}{16\pi\sqrt{2}} \cdot \beta \cdot (1 - 4x + 12x^2) \quad (3.6)$$

dove $\delta_W = 2$, $\delta_Z = 1$ e $x = (M_V/M_H)^2$. Sotto le soglie $2M_V$ sono possibili decadimenti in coppie costituite da un bosone di gauge reale (on-shell) ed uno virtuale (off-shell)[63] oppure entrambi virtuali [64].

3.2.4 Larghezza di decadimento dell'Higgs

In figura 3.10 è riportata la larghezza totale di decadimento del bosone di Higgs. Per una M_H inferiore a 200 GeV, tale larghezza è ben al di sotto di 1 GeV e pertanto la larghezza della massa ricostruita sarà dominata dalla risoluzione del rivelatore CMS. Per masse sopra i 200 GeV, la larghezza cresce monotonamente con la massa dell'Higgs, seguendo approssimativamente la relazione $\Gamma[H] = 0.5 TeV \cdot M_H^3$ con M_H in TeV . E' suggestivo notare che per un valore di M_H superiore a 1TeV, la larghezza dello stato bosonico di Higgs diventa comparabile con la sua stessa massa.

⁶La carica forte α_S è la costante di accoppiamento della QCD, ovvero l'analogia della carica elettrica per la QED

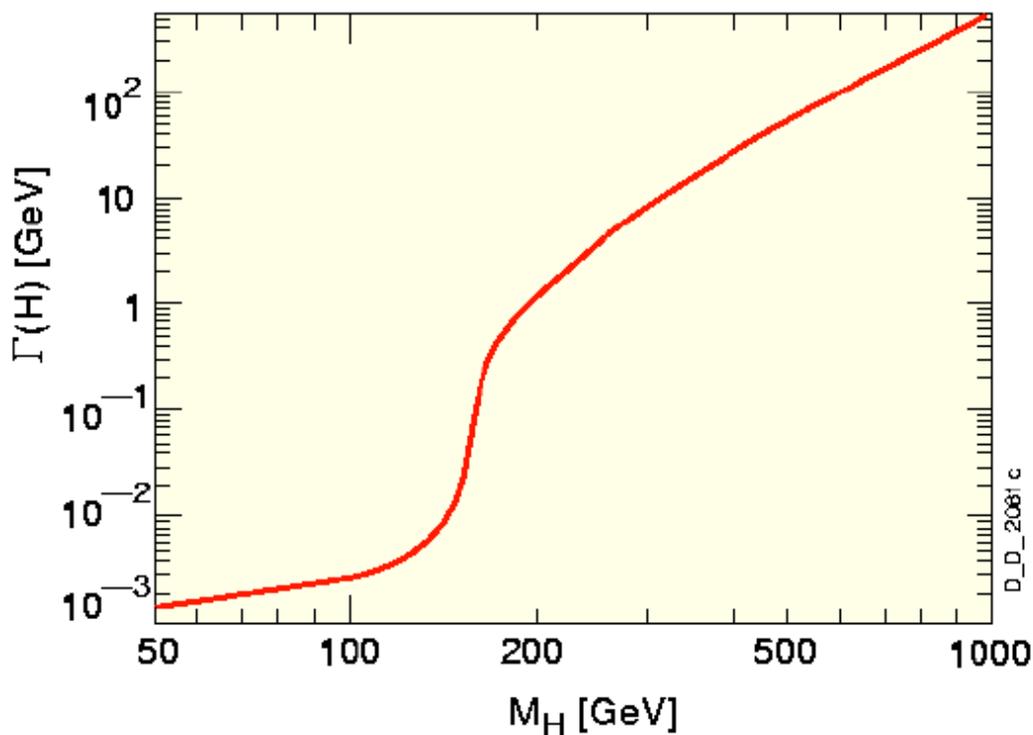


Figura 3.10: Larghezza totale di decadimento in funzione della massa dell'Higgs.

3.3 Strategie di ricerca

Le differenti strategie di ricerca dipendono molto dallo spettro di massa che si vuole sondare. Osservando il grafico che descrive gli andamenti delle curve di decadimento del bosone di Higgs (riportato in figura 1.6), si possono definire tre regioni:

1. **Regione di massa piccola** ($M_H \leq 130 \text{ GeV}/c^2$) dominata dal decadimento in una coppia di $b\bar{b}$.
2. **Regione di massa intermedia** ($130 \text{ GeV}/c^2 \leq M_H \leq 2M_Z$) in cui il decadimento in una coppia di $b\bar{b}$ decresce e contemporaneamente aumenta il BR di $H \rightarrow VV^*$, con i bosoni vettori entrambi reali e non. I bosoni vettori non sono direttamente rilevabili e quindi, considerando l'ampiezza di decadimento di W e Z in particelle osservabili⁷ e studiando i processi di fondo, risulta che il canale $H \rightarrow \gamma\gamma$ è compe-

⁷ad esempio BR ($ZZ \rightarrow 4l \approx 3 \cdot 10^{-3}$)

titivo per la ricerca di un Higgs di massa intermedia, a dispetto del basso valore del BR.

3. **Regione di massa grande** ($M_H \geq 2M_Z$) in cui l'Higgs decade principalmente in una coppia di W^+W^- o ZZ on-shell, ovvero per Higgs pesanti dominano i canali di decadimento in coppie reali di bosoni vettoriali.

Nei prossimi paragrafi vengono descritte brevemente quali sono le scelte effettuate dalla collaborazione CMS per la ricerca in queste tre regioni di massa.

3.3.1 Regione di massa piccola

Questa regione di massa è quella con maggiori probabilità di scoperta, come indicato dai limiti teorici e sperimentali (sezioni 1.4.2 e 1.4.1). La produzione diretta $gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$ è il processo con la sezione d'urto più alta (28 pb per $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$), ma è anche quello più difficile da studiare ad LHC. Per valori di massa piccoli ($< 130 \text{ GeV}/c^2$) l'Higgs decade preferibilmente in $b\bar{b}$ ($B.R. = 65\%$ [65] con $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$). Tuttavia, la segnatura dei due quark b provenienti dall'Higgs è praticamente impossibile da isolare dal fondo QCD, in quanto la sezione d'urto totale di produzione di $b\bar{b}$ ad LHC è di circa sei ordini di grandezza maggiore. Questa è la ragione per cui, in questa regione di massa, vengono considerate le produzioni associate di $t\bar{t}H$, $W^\pm H$, o ZH con $H \rightarrow b\bar{b}$. Inoltre se si ha la presenza di almeno un leptone nello stato finale si può aumentare il potere di reiezione rispetto ai processi di fondo dominanti.

Per un bosone di Higgs di $120 \text{ GeV}/c^2$ la sezione d'urto del $t\bar{t}H$ è di circa 0.540 pb^8 . Questo tipo di evento può essere isolato in maniera piuttosto efficace dal fondo QCD grazie all'identificazione di un leptone isolato proveniente da uno dei due W provenienti dai decadimenti dei top.

In questo settore di massa un altro canale che viene considerato per una possibile scoperta è $H \rightarrow \gamma\gamma$. Questo canale è caratterizzato dall'aver una segnatura molto particolare, malgrado la sua sezione d'urto sia piccola. Infatti, se consideriamo un'ipotesi di massa di $120 \text{ GeV}/c^2$, si ha $\sigma_{H \rightarrow \gamma\gamma} = \sigma_{gg \rightarrow H} \cdot BR(H \rightarrow \gamma\gamma) = 38.1 \text{ pb} \cdot 0.2 \times 10^{-2} = 76 \text{ fb}$. Il canale di decadimento dell'Higgs in due fotoni può essere studiato anche nelle produzioni associate $t\bar{t}$ e W^\pm con stato finale semileptonico, rendendone molto più facile l'identificazione.

3.3.2 Regione di massa intermedia

In questa regione i canali più promettenti sono $gg \rightarrow H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+\nu_l l'^-\bar{\nu}_{l'}$ o $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ con $l = e$ o μ . I prodotti di decadimento del WW^* sono

⁸Valore stimato con il simulatore Montecarlo *AlpGen* [66].

isolati dai principali fondi che sono la produzione diretta di $qq \rightarrow WW$ e le produzioni associate $t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$ e $W^\pm t$.

Il decadimento totalmente leptonic del $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ ha indubbiamente la segnatura più evidente, in modo particolare nel canale a quattro muoni. La selezione del segnale è basata sull'identificazione di due leptoni di carica opposta, provenienti dallo stesso vertice con la massa invariante di una coppia vicina a M_Z . In questo caso i fondi più importanti sono la produzione diretta di ZZ^* insieme a $t\bar{t} \rightarrow 4l + X$ e $Zb\bar{b} \rightarrow 4l + X$.

3.3.3 Regione di massa grande

I canali di decadimento predominanti sono $H \rightarrow W^+W^-$ e $H \rightarrow ZZ$ con entrambi i bosoni vettori *on-shell*. Il fondo del canale $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, come nella regione intermedia, è principalmente dovuto a $q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Invece, per masse molto grandi ($M_H > 600 \text{ GeV}/c^2$), vengono presi in considerazione anche altri stati finali, poiché la sezione d'urto decresce significativamente e la larghezza della risonanza dei 4 leptoni diventa troppo larga ($\Gamma_H = 665 \text{ GeV}$ per $M_H = 1 \text{ TeV}/c^2$). Gli stati finali che vengono aggiunti alla ricerca in questo caso sono: $H \rightarrow Z(\rightarrow l^+l^-)Z(\rightarrow \nu_l\bar{\nu}_l)$, $H \rightarrow Z(\rightarrow l^+l^-)Z(\rightarrow q\bar{q})$ e $H \rightarrow W(\rightarrow l\nu_l)Z(\rightarrow qq)$. Per stati finali con neutrini, la presenza di un ammontare rilevante di energia trasversa mancante è una segnatura dell'evento.

3.4 Ambiente adronico nelle collisioni pp : problematiche connesse

Come abbiamo visto nella sezione 2.1.1, diversamente dai leptoni, i protoni non sono particelle elementari, ma a loro volta sono formate da partoni: tre quark di valenza immersi in un "mare" di quark e gluoni.

3.4. AMBIENTE ADRONICO NELLE COLLISIONI PP: PROBLEMATICHE CONNESSE79

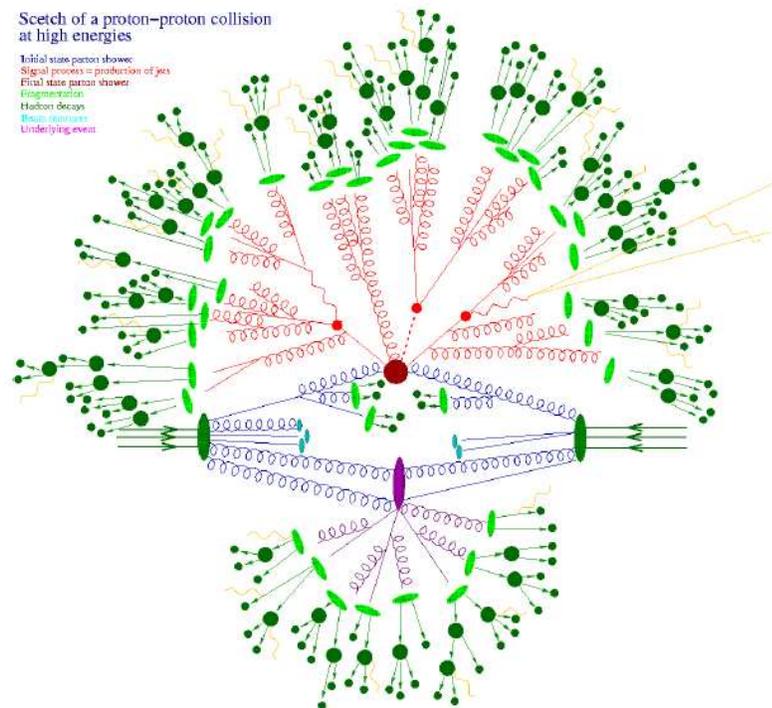


Figura 3.11: Schematizzazione di un' interazione pp . Le linee in blu rappresentano i partoni che fanno parte dello sciame iniziale dell'evento. Questi si possono separare in tre famiglie distinte: a) i partoni che restano spettatori dell'evento *beam remnant*, identificati con ovali celesti, b) i partoni che danno luogo all'*underlying event* e che sono raccordati con un ovale viola e c) i partoni che danno origine all'evento principale dell'interazione, raccordati con un cerchio rosso e che, come si vede, prima di interagire emettono delle particelle. Ciò che accade dopo l'interazione è diviso in tre step distinti: la fase di evoluzione dell'evento e formazione dello stato partonico finale, indicato con linee rosse (viola nel caso dell'*underlying event*), la successiva fase di frammentazione con la formazione di stringhe (ovalini verde chiaro) a cui, segue, l'adronizzazione delle particelle e quindi la creazione dei jet adronici (linee verde scuro).

Nella figura 3.11 è rappresentata un'interazione pp . L'interazione principale avviene tra un partone del primo protone ed un partone del secondo protone, dando luogo a stati finali partonici eventualmente caratterizzati da alto impulso trasverso. Per tale motivo l'interazione è comunemente rivista come quella responsabile della generazione del “segnale”, ovvero della produzione di particelle di alto impulso trasverso o di massa considerevole (produzione di beauty, top, Z , W , Higgs, etc.). Oltre all'interazione principale, diverse altre interazioni possono verificarsi tra i costituenti dei due protoni. Queste ultime, unitamente alla radiazione di gluoni nello stato iniziale e nello stato finale contribuiscono a formare il cosiddetto *underlying event*. Un'ulteriore complicazione delle collisioni pp è, come abbiamo visto nella sezione 2.1.1, l'impossibilità di definire a priori l'energia di interazione del centro di massa. Come si può ben vedere dalla figura 3.11 solo una frazione dell'impulso totale dei protoni è trasportato dai due partoni che interagiscono. La relazione che lega l'energia nel centro di massa effettiva all'energia nel centro di massa nominale dell'acceleratore è data dall'equazione 2.2.

Un'altra problematica che si incontra nell'analisi dei processi di produzione e decadimento dell'Higgs nell'ambiente adronico connesso, è la valutazione della sezione d'urto protone protone ad LHC. Abbiamo già visto che sfruttando l'equazione 2.2 è possibile risalire ad una stima di tale sezione d'urto (vedi l'equazione 2.3), sfruttando le funzioni di distribuzione partoniche (PDF) e la sezione d'urto dell'interazione elementare tra i partoni. La sezione d'urto totale comprende i contributi dovuti alla parte elastica (σ_{elas}) e alla parte anelastica (σ_{anelas}) del processo [67].

Il contributo di quest'ultima può essere a sua volta suddiviso in una parte dovuta a scattering diffrattivo (σ_{dif}) ed una parte dovuta a scattering profondamente anelastico (σ_{deep}).

La sezione d'urto profondamente anelastica descrive tutti quei processi in cui ad interagire sono i partoni dei protoni e tiene conto anche di quelle che sono le interazioni multiple.

La sezione d'urto diffrattiva descrive in generale interazioni di sistemi anche più complessi dei due soli partoni, ma sono di solito interazioni a basso impulso trasverso (anche se non sono escluse a priori interazioni ad alto impulso trasverso). Il ruolo di questo tipo di eventi non è affatto trascurabile nelle interazioni multiple, in quanto si può avere una topologia di interazioni complessa con alcuni partoni ad alto p_T ed altri a basso p_T .

La sezione d'urto elastica invece descrive tutte quelle interazioni in cui si ha una piccola frazione di impulso scambiato ed in cui la quantità e la qualità delle particelle uscenti sono uguali a quelle delle particelle entranti.

La sezione d'urto elastica contribuisce al totale per circa il 20%, la parte diffrattiva per circa il 25% e lo scattering profondamente anelastico per il restante 55%. L'incertezza relativa sulle sezioni d'urto elastica e diffrattiva varia tra il 20% ed il 30%, mentre quella per la sezione d'urto profondamente anelastica varia solo tra il 5% ed il 10%.

In dettaglio si ha:

$$\begin{aligned}\sigma_{elas} &= 22.2mb & \text{con} & \quad \sigma(\sigma_{elas})/\sigma_{elas} = 20 - 30\% \\ \sigma_{dif} &= 24.1mb & \text{con} & \quad \sigma(\sigma_{dif})/\sigma_{dif} = 20 - 30\% \\ \sigma_{deep} &= 55.2mb & \text{con} & \quad \sigma(\sigma_{deep})/\sigma_{deep} = 5 - 10\%\end{aligned}$$

La predizione del valore di della sezione d'urto totale, si aggira attorno a 100 mb, come si può vedere nel grafico in figura 3.12.

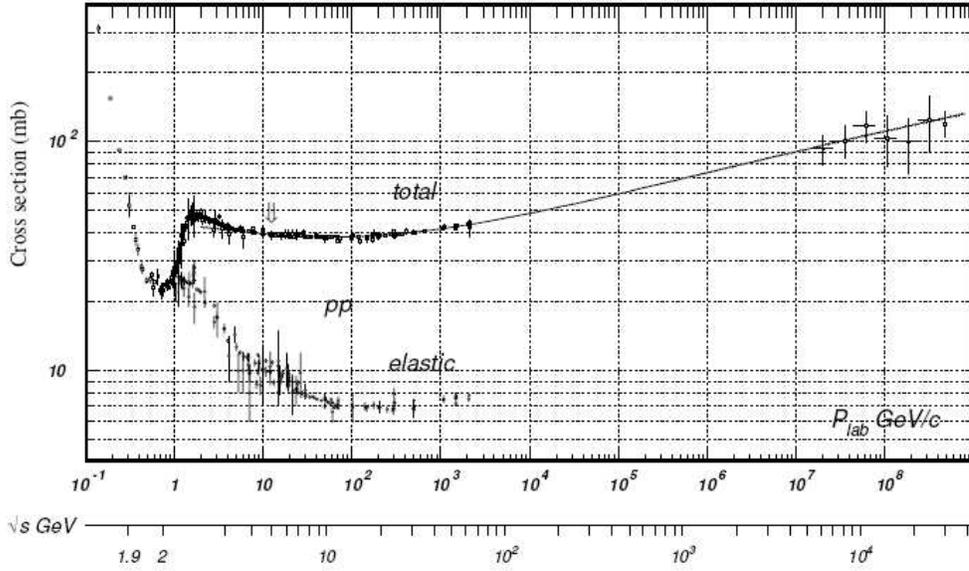


Figura 3.12: Sezione d'urto totale ed elastica per interazioni pp in funzione dell'impulso del protone nel sistema del laboratorio e in funzione dell'energia del centro di massa [71].

Una corretta valutazione delle sezione d'urto è molto importante al fine di avere una stima di quante interazioni si avranno per ogni *bunch crossing*. Il numero medio n di interazioni per ogni intersezione dei fasci dipende, come sappiamo, dalla luminosità istantanea della macchina acceleratrice (\mathcal{L}), dalla frequenza (f) delle intersezioni dei fasci e dalla sezione d'urto pp (σ_{pp}), secondo la seguente relazione:

$$n = \frac{\mathcal{L}}{f} \cdot \sigma_{pp} \quad (3.7)$$

Nel caso di LHC le interazioni che si considerano sono solo quelle dovute alla componente diffrattiva e profondamente inelastiche della sezione d'urto totale, che nella maggior parte dei casi saranno interazioni pp con basso impulso trasferito⁹ (vedi sezione 2.1.1).

⁹Questo tipo di interazioni prendono il nome di eventi di *minimum bias* e formano l'insieme degli

Il contributo delle interazioni elastiche viene trascurato in quanto CMS non riesce a rivelarle. Infatti alle energie di LHC, nelle collisioni elastiche protone-protone le particelle uscenti avranno preferibilmente valori di η superiore a 10 come mostrato nella figura 3.13, che è ben oltre l'accettanza massima del rivelatore in η pari a circa 7.5.

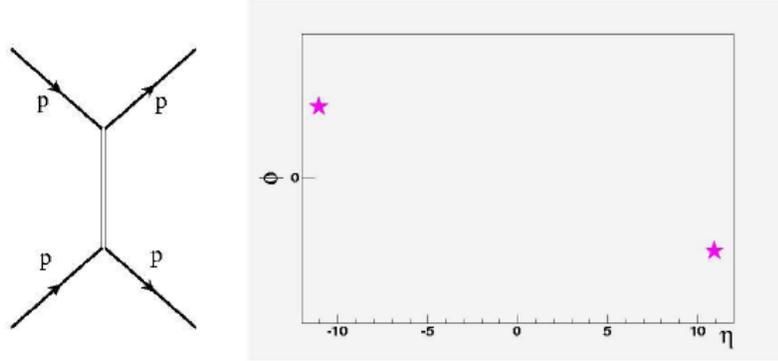


Figura 3.13: Diagramma di Feynman per la diffusione elastica pp , e posizione più probabile nel piano $\eta - \phi$ dei due protoni uscenti.

Quindi se si considera un sezione d'urto per le interazioni pp di 79.3 mb (diffrattiva e *minimum bias*) e considerando la frequenza di funzionamento di LHC che sarà di 40 MHz, nei primi tre anni di funzionamento della macchina in cui si avrà una luminosità istantanea di $2 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, il numero medio di interazioni per ogni bunch crossing sarà $n = 3.96$.

La probabilità quindi di avere k interazioni pp in una intersezione dei fasci segue una distribuzione poissoniana che è descritta dalla seguente funzione di probabilità:

$$P(k; n) = \frac{e^{-n} n^k}{k!} \quad (3.8)$$

Ora se consideriamo $P(k; n)$ la probabilità di avere k interazioni pp in un *bunch crossing*, e g la probabilità di avere almeno un evento “interessante” in un'interazione pp , la probabilità di avere un evento “interessante” in k interazioni pp è data dalla seguente espressione:

$$B(k) = [1 - (1 - g)^k] \cdot P(k; n) \quad (3.9)$$

In considerazione del fatto che $g < \sigma_{segnale}/\sigma_{pp} \ll 1$ e che ad LHC $n = 3.96$, si ha che $g \cdot n \ll 1 \Rightarrow g \cdot k \ll 1$ e si ottiene quindi per il limite poissoniano che:

$$B(k) = gk \cdot P(k; n) = gn \cdot P(k - 1; n) \quad (3.10)$$

eventi di *pile-up*, ovvero eventi presenti in ogni intersezione dei fasci, ma che non contengono nessuna informazione interessante e non vengono quindi classificati come possibili eventi di segnale.

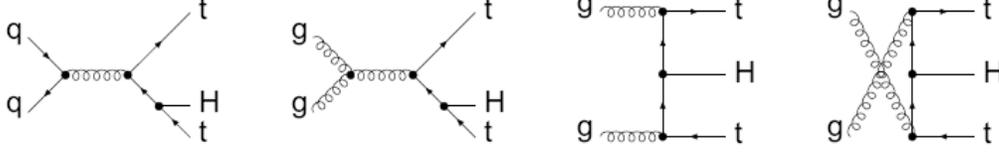


Figura 3.14: Diagrammi di Feynman LO per la produzione $t\bar{t}H$ ad LHC.

Da cui si ricava che il numero medio di interazioni pp in un bunch crossing per avere almeno un evento di segnale, sapendo che $\sum_k B(k) = gn$, è uguale a:

$$\frac{\sum_k \cdot k B(k)}{\sum_k B(k)} = n + 1 \quad (3.11)$$

3.5 Il canale $t\bar{t}H$

La produzione del bosone di Higgs associata a coppie di quark top è molto importante nel caso di un Higgs particolarmente leggero. Per $M_H < 140 \text{ GeV}/c^2$ l'Higgs decade principalmente in una coppia $b\bar{b}$ (vedi figura 1.6) e la produzione associata di top aiuta notevolmente a separare il segnale dall'elevata produzione di fondo QCD, grazie ad una completa ricostruzione di tutto lo stato finale del canale¹⁰. Lo studio del decadimento inclusivo $H \rightarrow b\bar{b}$, infatti, è impossibile da osservare essendo la sezione d'urto prevista per la produzione $b\bar{b}$ nella QCD compresa tra $165 \mu b$ e $864 \mu b$, quindi ~ 7 ordini di grandezza maggiore di quella del segnale. Uno schema più dettagliato dei diagrammi di Feynman che caratterizzano il canale $t\bar{t}H$, nei suoi ordini più bassi (LO), è offerto in figura 3.14.

In particolare è interessante valutare la sezione d'urto totale $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}H)$ del canale, nelle approssimazioni LO e NLO e in funzione dei valori previsti di M_H , nella figura 3.15. Si evince che, a causa dell'andamento decrescente della $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}H)$ e del BR del processo $H \rightarrow b\bar{b}$ (vedi figura 1.6) all'aumentare della massa dell'Higgs, il canale $t\bar{t}H$ risulta particolarmente interessante per valori di M_H inferiori a $140 \text{ GeV}/c^2$. Per valori superiori di M_H i canali $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow 4l$ offrono maggiori potenzialità di scoperta [68].

In particolare ciascuno dei due quark t , prodotti in associazione all'Higgs, decade nella coppia Wb . In conseguenza, quindi, del successivo decadimento dei due bosoni W , è possibile distinguere tra un canale $t\bar{t}H$ "adronico" (dove $WW \rightarrow 4jet$) ed uno "leptonico" (dove $WW \rightarrow l\nu l'\nu'$), come vedremo in maniera più approfondita nelle successive sezioni.

¹⁰Si veda in proposito il successivo capitolo

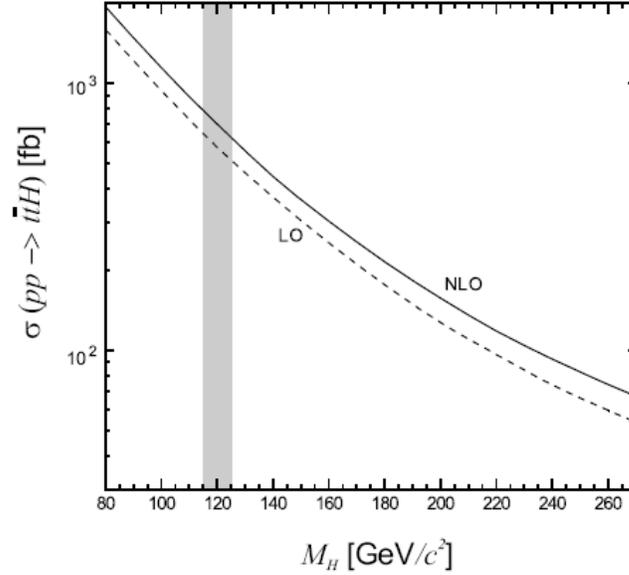


Figura 3.15: Sezione d'urto totale per $pp \rightarrow t\bar{t}H + X$ ad LHC, nelle due approssimazioni LO e NLO, al variare della massa dell'Higgs [31].

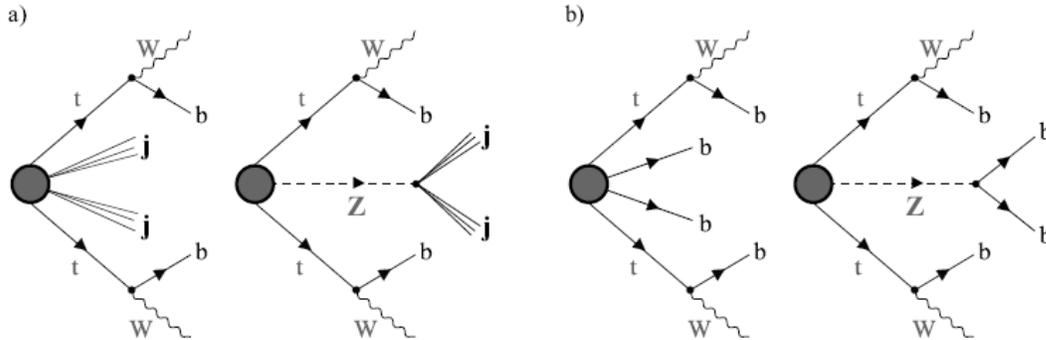


Figura 3.16: a) Visione schematica dei principali fondi del canale $t\bar{t}H$. b) Schema dei corrispettivi canali “irriducibili” quando $j = b$.

I fondi principali previsti ad LHC per il canale $t\bar{t}H$ sono essenzialmente $t\bar{t}jj$ ¹¹ e $t\bar{t}Z$ con $Z \rightarrow jj$, come mostrato in figura 3.16 a) e 3.16 b). In particolare nella figura 3.16 a), sono rappresentati i due fondi riducibili per b -tagging¹², mentre nella 3.16 b), con i

¹¹D'ora in avanti indicheremo il generico jet con “j”, specificando quando necessario, se si tratta di un jet proveniente dall'adronizzazione di un quark bottom (b -jet o semplicemente b) o di un jet originato da un quark più leggero, u, d, s, c (più genericamente q)

¹²Ovvero attraverso una selezione dei jet originati dai bottom (b) rispetto a quelli originati da quark

Ref.	LO X-section [pb]	NLO X-section [pb]	int. luminosity [fb ⁻¹]	exp. number of events
$t\bar{t}H$ [31]	0.5773	0.7015	60	42,090
$t\bar{t}Z$ [32]	0.65	-	60	39,000
$t\bar{t}b\bar{b}$ [32]	3.28	-	60	196,800
$t\bar{t}j\bar{j}$ [32]	507	-	60	30,468,000

Figura 3.17: Sezioni d’urto di produzione del canale $t\bar{t}H$ agli ordini LO e NLO, per segnale e fondi principali, e numero atteso di eventi per una luminosità integrata di $60fb^{-1}$, corrispondente a tre anni di presa dati a basso regime di luminosità. I valori delle sezioni d’urto sono calcolati per $M_H = 120GeV/c^2$ [31] [32].

$4b - jet$, i corrispettivi fondi irriducibili.

Nella tabella di figura 3.17 è mostrato un confronto delle sezioni d’urto e del numero atteso di eventi per il segnale e i fondi principali, dopo tre anni di presa dati a bassa luminosità ad LHC (corrispondente al valore integrato di $60fb^{-1}$).

Si capisce dalla tabella che i contributi dominanti di fondo sono quelli originati dai processi $t\bar{t}j\bar{j}$ (riducibili) e $t\bar{t}b\bar{b}$ (irriducibili). A causa del basso rate di produzione e dell’ampio spettro di decadimento del bosone Z , è atteso solo un piccolo contributo di $t\bar{t}Z$.

3.5.1 Il $t\bar{t}H$ adronico

Dalla figura 3.18 si vede che il $t\bar{t}H$ adronico è caratterizzato da entrambi i W che decadono in una coppia $q\bar{q}$, cioè di jet associati a quark leggeri (essenzialmente u e d), con il bosone H che al solito decade in $b\bar{b}$. Di questa topologia del canale bisogna ovviamente tener conto nel calcolo della sezione d’urto[69], che deve essere quindi moltiplicata per i vari rapporti di decadimento, come mostrato nella tabella 3.19.

Ogni partone dello stato finale può adronizzare portando così alla formazione di un jet. Poiché abbiamo 8 partoni ci dovremmo aspettare lo stesso numero di jet. Purtroppo ci sono due fattori che complicano notevolmente l’analisi: il primo è che molto spesso i jet non vengono ricostruiti dal rivelatore perché o troppo soffici, o sovrapposti in angolo solido; il secondo è che l’emissione di gluoni, sia nello stato iniziale (ISR) che nello stato finale (FSR), portano alla formazione di possibili jet aggiuntivi, ad esempio provenienti da *gluon splitting*, che aumentano il numero di combinazioni sbagliate nella ricostruzione delle masse invarianti. Ulteriori informazioni sulla topologia e soprattutto sulle strategie

più leggeri q . Ad esempio nel caso di $t\bar{t}j\bar{j}$ il fattore di riduzione atteso per b-tagging è nel range che va da 10^2 fino a 10^3 .

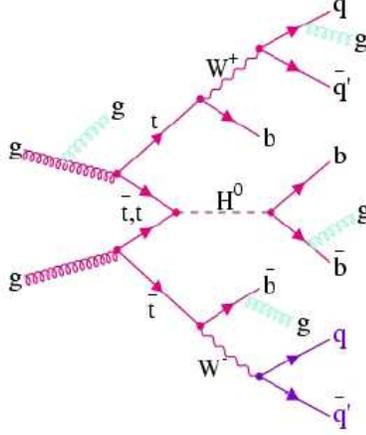


Figura 3.18: $t\bar{t}H$ nello stato finale completamente adronico.

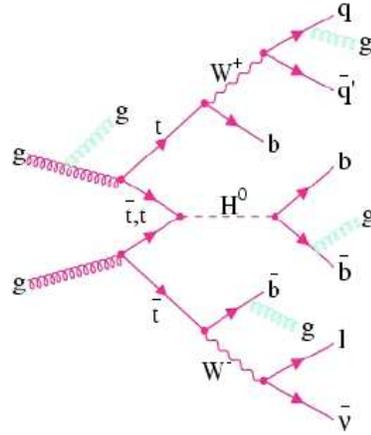
Rapporti di decadimento	
$W \rightarrow q\bar{q}$	67.6 %
$H (120 \text{ GeV}) \rightarrow b\bar{b}$	71.3 %
Totale adronico	32.6 %
$\sigma(pb)$	
ttH (LO)	0.5773
ttH (NLO)	0.7015
ttH <i>adronico</i> (LO)	0.1881
ttH <i>adronico</i> (NLO)	0.2286

Figura 3.19: Rapporti di decadimento e sezione d'urto del $t\bar{t}H$ con stato finale adronico [31] [32].

più performanti per l'analisi del canale $t\bar{t}H$ completamente adronico, sono riportate in [70].

3.5.2 Il $t\bar{t}H$ leptonic

Come si vede in figura 3.20 il canale $t\bar{t}H$ leptonic è caratterizzato da uno stato finale con sei jet di cui quattro sono b-jet, un leptone isolato ad alto impulso trasverso ed energia mancante dovuta alla presenza del neutrino. Due dei quattro b-jet provengono

Figura 3.20: $t\bar{t}H$ nello stato finale leptonic.

Rapporti di decadimento	
$W \rightarrow q\bar{q}$	67.6 %
$W \rightarrow l\nu$	32.4 %
$H (120 \text{ GeV}) \rightarrow b\bar{b}$	71.3 %
Totale semileptonico	31.2 %
$\sigma(pb)$	
ttH (LO)	0.5773
ttH (NLO)	0.7015
ttH <i>semileptonico</i> (LO)	0.1803
ttH <i>semileptonico</i> (NLO)	0.2191

Figura 3.21: Rapporti di decadimento e sezione d'urto del $t\bar{t}H$ con stato finale leptonic [31] [32].

dai decadimenti dei quark top che decadono in un bosone W ed un quark b e gli altri due b-jet provengono dal decadimento del bosone di Higgs. I due jet provenienti da quark leggeri vengono dal decadimento di uno dei due W . Il leptone isolato e l'ammontare di energia mancante invece sono dovuti al decadimento in $W \rightarrow l\nu$ ¹³ dell'altro bosone di gauge.

Nella tabella 3.21 sono indicati i rapporti di decadimento e le sezioni d'urto per il $t\bar{t}H$ leptonic. Dalle tabelle 3.19 e 3.21 si vede che i rapporti di decadimento totali del canale adronico e semileptonico hanno un valore molto simile, quindi entrambi sono

¹³Dove il leptone $l = e, \mu, \tau$.

molto importanti nello studio generale del $t\bar{t}H$. Dei due però, il canale $t\bar{t}H$ con stato finale leptonic è in grado di offrire le maggiori prestazioni in termini di selezione e studi efficienza/fondo, dal momento che il decadimento di uno dei due W in $l\nu$ diminuisce notevolmente il numero di combinazioni necessarie per trovare i jet provenienti dai top. Infatti vedremo che è possibile ricostruire un W dal leptone e dall'energia mancante mentre l'altro dai jet considerati non provenienti dai quark b . In questo modo risulta più facile anche trovare i due jet che provengono dall'Higgs. Avendo inoltre sei jet nello stato finale e non otto diminuisce la probabilità di sovrapposizione in angolo solido e quindi aumenta il numero di eventi in cui riusciamo a distinguere tutti i jet dello stato finale.

Nei prossimi capitoli ci soffermeremo in particolare nello studio del canale $t\bar{t}H$ leptonic, affrontando lo studio degli algoritmi di ricostruzione di tutte le particelle che compongono lo stato finale dell'evento, e soffermandoci sulle possibili strategie di analisi dei tagli di selezione: studio del b-tagging, isolamento del leptone, valutazione della *Missing Energy* e conseguentemente determinazione delle componenti longitudinali e trasversali del momento del neutrino che accompagna il leptone, e strategia di reiezione dei possibili fondi previsti per il canale stesso.

In particolare ci soffermeremo sullo studio della selezione di eventi $t\bar{t}H$ quando il leptone interessato è l'elettrone.

Capitolo 4

Ricostruzione e selezione degli eventi di segnale

In questo capitolo verranno esposte le scelte che ho adottato per l'analisi degli eventi di segnale $t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}q\bar{q}'e\nu$ utilizzando il software di ricostruzione di CMS. In particolare, dopo aver analizzato brevemente le caratteristiche del software di CMS e della catena di analisi per la simulazione e la ricostruzione degli eventi, ci soffermeremo sulla scelta degli algoritmi di ricostruzione e sulle possibili tecniche di selezione del canale $t\bar{t}H$ semi-leptonico con l'elettrone nello stato finale. Nel prossimo capitolo analizzeremo invece in maniera più dettagliata la scelta delle variabili di selezione e le tecniche di reiezione dei fondi fisici attesi per questo canale.

4.1 La catena di analisi: generazione, simulazione, digitizzazione e ricostruzione

Al fine di definire un algoritmo efficiente per la selezione di eventi di segnale $t\bar{t}H$ con un elettrone nello stato finale e per la reiezione dei fondi associati, ho implementato per il lavoro di tesi un modulo software scritto in linguaggio C++ che utilizza gli strumenti ufficiali di calcolo della collaborazione CMS per la simulazione, ricostruzione e analisi degli eventi. Attraverso tali strumenti è possibile infatti effettuare la generazione Monte Carlo di eventi fisici di segnale o fondo e di simulare la risposta del rivelatore in termini di segnali elettronici. Tale risposta costituisce quindi l'informazione di input per il software di ricostruzione degli eventi **ORCA**, scritto in linguaggio C++ e che utilizza il paradigma di programmazione ad oggetti, allo scopo di garantire una maggiore robustezza, estensibilità e manutenzione del codice. I prodotti della ricostruzione (come tracce, cluster nei calorimetri, jets, tracce nei rivelatori dei μ) costituiscono l'input del programma di analisi che ho sviluppato, il cui codice sorgente è stato rilasciato in un pacchetto software di ORCA.

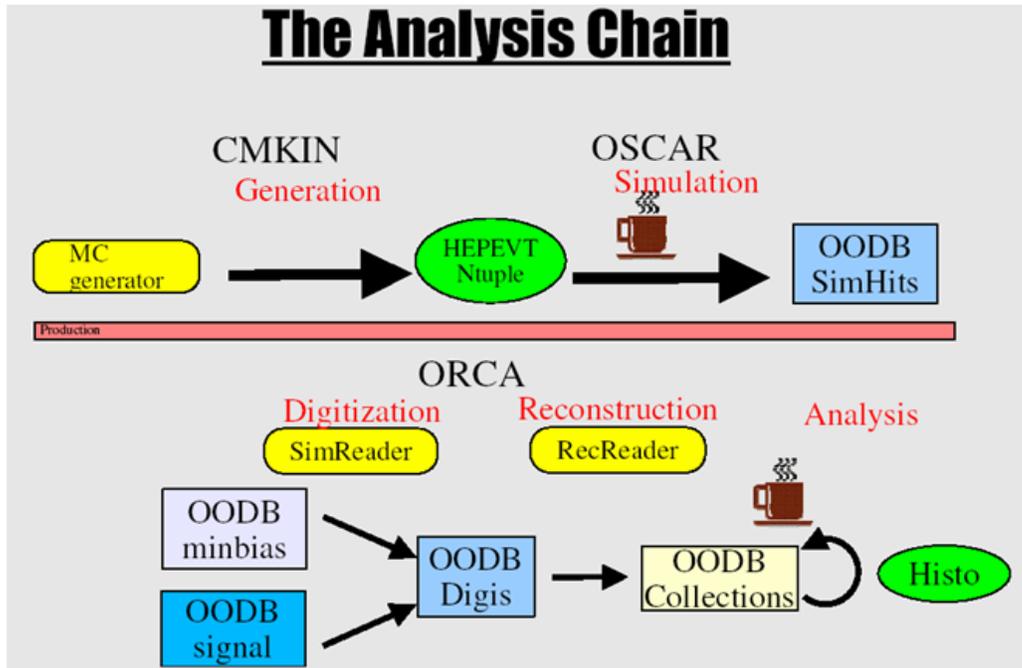


Figura 4.1: La catena di analisi nel software di CMS: dalle Ntuples del Monte Carlo alle collezioni ricostruite.

A questo punto può essere interessante ripercorrere brevemente le tappe principali che costituiscono la cosiddetta *catena di analisi* (vedi figura 4.1), soffermandoci in particolare sui programmi gestiti dal *framework*¹ di analisi del software di CMS utilizzati per la produzione dei campioni (*samples*) di eventi analizzati nel presente lavoro.

Il primo stadio della *catena* è la cosiddetta *generazione* di ntuple Monte Carlo (*MC ntuples*), che consiste sostanzialmente nella produzione di eventi simulati attraverso l'uso dei generatori Monte Carlo ufficiali di CMS. Fra questi **Pythia** [73] è probabilmente il programma più usato. Ideato da Torbjorn Sjostrand dell'università di Lund, in Svezia, Pythia permette di generare eventi prodotti in collisioni tra particelle di varia natura, elementari o dotate di struttura interna. L'evoluzione dell'evento è basata su teoria e modelli che tengono conto di numerosi aspetti fisici, come interazioni forti e deboli, distribuzioni partoniche, interazioni multiple, frammentazioni. Il suo funzionamento avviene tramite la definizione di un certo numero di parametri, che fissano le caratteristiche dell'evento fisico da simulare, e di grandezze fisiche, che permettono di modificare i canali di fisica in gioco a discrezione dell'utente. Degno di nota è l'uso del codice standard

¹Un framework è un sistema che realizza un'architettura; è essenzialmente un codice che invoca delle procedure (classi) che lavorano secondo un preciso ordine.

4.1. LA CATENA DI ANALISI: GENERAZIONE, SIMULAZIONE, DIGITIZZAZIONE E RICOSTRUZIONE

HEPEVT per la memorizzazione delle particelle generate che, oltre a restituire le caratteristiche cinematiche (angoli, energie, impulsi) permette, per ognuna di esse, di risalire alle “particelle madri” da cui è stata originata ed eventualmente a quelle in cui è decaduta. In particolare, nel lavoro di questa tesi, tutti gli eventi simulati sono stati generati con CMKIN, il programma che costituisce l’interfaccia di PYTHIA per gli utenti di CMS.

Lo stadio successivo è rappresentato dalla *simulazione* dell’interazione delle particelle generate con il rivelatore utilizzando il software **OSCAR** (**O**bject oriented **S**imulation for **C**ms **A**nalysis and **R**econstruction [76]). La simulazione degli eventi di fisica presuppone sia la conoscenza della geometria del rivelatore sia la capacità di simulare l’interazione delle particelle con il materiale che forma il detector stesso: per definire questi aspetti OSCAR utilizza **GEANT** [74]), programma utilizzato fin dagli anni ’70 in numerosi esperimenti di fisica delle alte energie. La versione utilizzata è GEANT4 [75] scritta interamente in C++, essendo tale linguaggio il migliore per raggiungere i livelli di astrazione richiesti nella simulazione di un ambiente complesso come CMS. Nella catena di simulazione OSCAR acquisisce i dati prodotti da Pythia sotto forma di *MC ntuples* e restituisce in uscita i cosiddetti *SimHits*² ovvero quadrivettori contenenti informazioni come: il tipo di particella, la direzione, il quadrimomento, le coordinate all’interno del detector, l’energia depositata, il tempo di volo ecc. Infine i *OODB SimHits* (oggetti OO del DataBase), risultato dell’elaborazione di OSCAR, memorizzati in maniera persistente, fungono da input per il software di *digitizzazione* e *ricostruzione* ORCA.

ORCA (**O**bject oriented **R**econstruction for **C**ms **A**nalysis) [77] è l’ultimo anello della catena di analisi, ovvero il software che si occupa della *digitizzazione*, cioè della simulazione della risposta elettronica del rivelatore, restituendo in uscita i cosiddetti *Digis*³, e della *ricostruzione*, dove i dati acquisiti vengono ricostruiti sotto forma di strutture più complesse (cluster calorimetrici, jet, tracce) e che sono rese disponibili per l’analisi fisica sotto forma di *OODB Collections*.

Anche ORCA è scritto in C++ al fine di riprodurre ogni aspetto della complessa topologia degli eventi da ricostruire attraverso la tipica struttura per classi propria di tale linguaggio. All’interno di ORCA, inoltre, è possibile introdurre il proprio codice di analisi, anch’esso scritto in C++, ed eventualmente modificare, in fase di ricostruzione, i parametri standard di CMS. La versione di ORCA che ho utilizzato nel presente lavoro è la 8.7.3 .

²I *SimHits* sono letteralmente “gli *hits* simulati”, ovvero le informazioni basilari tratte dai singoli *subdetector* che sono stati interessati dal passaggio di una particella, e che successivamente il software di ricostruzione elabora in termini sia di risposta elettronica (*digitizzazione*) che di vera e propria ricostruzione “fisica”.

³In particolare durante la fase di *digitizzazione* ORCA aggiunge eventi di *pile-up* al segnale originale avuto in input. I *Digis* dunque sono la somma del segnale e di eventi di *minimum bias*, come si vede chiaramente nella figura 4.1

4.2 I *data samples* utilizzati nell'analisi

Il passaggio dai Digis prodotti da ORCA fino alle collezioni di oggetti ricostruiti (*OODB Collections*), che consentono di risalire all'identificazione e a tutte le informazioni cinematiche associate alle particelle coinvolte nell'evento, è un'operazione che inevitabilmente risulta essere molto dispendiosa in termini di tempo macchina (*CPU time*). Questo costituisce un problema non solo in termini di utilizzazione dei pacchetti di ricostruzione del software ma soprattutto può rappresentare un limite notevole anche alla capacità di analisi durante l'effettiva fase di acquisizione dati. Per questo motivo occorre non soltanto disporre di algoritmi di ricostruzione e selezione molto veloci, che non facciano superare i limiti temporali a disposizione per analizzare il maggior numero possibile di eventi, ma occorre anche un'organizzazione ottimale delle informazioni raccolte, in termini di collezioni compatte ed essenziali. In tal senso si preferisce organizzare il complesso delle informazioni prodotte dalla ricostruzione per ogni evento (tracce, vertici, muoni, elettroni, jets, b-jets e relative quantità cinematiche e di posizione) in un formato compatto, che costituisce le cosiddette collezioni di *DST*⁴ sulle quali vengono applicati gli algoritmi di analisi. Nell'analisi ho studiato le seguenti collezioni di *DST* prodotte al CNAF⁵ di Bologna:

- DST di segnale: *bt03 – ttH120 – 6j1l*
- DST di fondo *ttZ*: *bt03 – ttZ – ttH*
- DST di fondo *ttjj*: *bt03 – ttjj – ttH*
- DST di fondo *tbb*: *bt03 – tbb – ttH*

Tutti i campioni prodotti dal CNAF sono stati generati con *Pile-up*, assumendo una luminosità simulata di $2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In particolare la statistica che ho considerato per ciascun campione è di 200000 eventi, eccetto che per la collezione di fondo *ttZ* dove ho processato solo 100000 eventi, essendo questo il numero di eventi prodotti dai generatori MC ufficiali per questo canale. Da notare infine che il segnale preso in esame considera eventi $t\bar{t}H$ semileptonici ($l = e, \mu \text{ o } \tau$) con un'ipotesi di massa per il bosone di Higgs di $120 \text{ GeV}/c^2$.

E' stato possibile accedere ai DST utilizzando CRAB (**C**ms **R**emote **A**nalysis **B**uilder) [78], il software nato per semplificare il processo di creazione e sottomissione di *jobs* di analisi per CMS all'interno dell'ambiente GRID⁶.

⁴*Data Summary Tape.*

⁵Il CNAF è il Centro Nazionale per la Ricerca e Sviluppo nelle Tecnologie Informatiche e Telematiche dell'INFN

⁶GRID [79] è un sistema di calcolo distribuito che consente di condividere, selezionare e aggregare in maniera dinamica e autonoma risorse di calcolo in tutto il mondo. Attraverso tale sistema è possibile condividere database e risorse dei più famosi ed importanti centri di calcolo ed elaborazione (come ad esempio il CERN, CNAF, FNAL ecc.).

Infine vale la pena menzionare che ho salvato il risultato intermedio dell'elaborazioni sotto forma di files ROOT⁷, avendo così a disposizione in locale tutte le informazioni necessarie per poter sviluppare e ottimizzare l'analisi finale attraverso l'uso di opportune macro di Root, senza essere costretto, ad ogni modifica dell'algoritmo di analisi, a dover rieseguire il *job* all'interno di ORCA richiedendo ripetutamente la ricostruzione dell'evento e l'accesso ai dati remoti.

4.3 Ricostruzione dei jet

Tra i possibili algoritmi di ricostruzione e definizione dei jet i più usati sono i cosiddetti algoritmi di tipo "cono" o detti anche *Snowmass*.

Partendo da una definizione di jet molto intuitiva, come di *flusso collimato di particelle*, ovvero di un insieme di particelle a bassa divergenza angolare, l'idea di base di questi algoritmi è quella di massimizzare la quantità di energia raccolta nelle celle calorimetriche in un cono di dimensioni fissate (come in figura 4.2). Gli algoritmi in questione

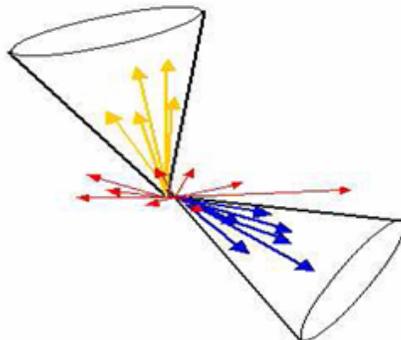


Figura 4.2: Algoritmo dei coni. Le frecce colorate rappresentano le particelle costituenti un jet che provengono da un punto di interazione; in particolare le frecce in rosso indicano le particelle provenienti da eventi di scarso interesse e pertanto quelle che vengono scartate dall'algoritmo.

possono prendere come input sia i quadrimpulso delle particelle, nel caso vengano usati a livello partonico, sia le celle calorimetriche attivate dalle particelle che le colpiscono, qualora si usino, come nel nostro caso, per la ricostruzione di eventi.

⁷ROOT è un framework di analisi interamente sviluppato in C++, che fornisce un insieme di classi utili per l'analisi statistica dei dati e per la elaborazione di istogrammi e grafici [72].

Poiché nel calorimetro adronico è presente del rumore di fondo è importante definire un'energia di attivazione delle torri calorimetriche (sezione 2.2.2), ovvero l'energia minima per la quale si decide che una torre ha collezionato dell'energia rilevante per poter definire un jet. Il secondo parametro è rappresentato dall'energia minima della torre con la quale si decide di iniziare la ricostruzione (*seed*⁸) e infine va definita l'apertura del cono ΔR_{cono} , nello spazio delle fasi (η, ϕ) , nel quale si cercheranno altre torri calorimetriche attivate:

$$\Delta R_{cono} \geq \sqrt{(\eta_i - \eta_s)^2 + (\phi_i - \phi_s)^2} \quad (4.1)$$

dove η_s e ϕ_s sono le coordinate nello spazio (η, ϕ) del *seed* e η_i e ϕ_i sono le coordinate nello spazio (η, ϕ) delle torri adiacenti al *seed*.

La definizione della larghezza di questo cono è un parametro molto delicato perché determina la quantità di energia raccolta intorno ad ogni *seed*, ed il suo valore ottimale varia a seconda di quella che è la topologia degli eventi che si stanno analizzando. Per eventi con molti jet si preferisce utilizzare dimensioni del cono piccole ($\Delta R_{cono} \sim 0.2-0.5$) per evitare il problema della sovrapposizione dei jet, come ad esempio può accadere per il canale $t\bar{t}H$ con stato finale completamente adronico. Una maggiore larghezza del cono ($\Delta R_{cono} \sim 0.8 - 1$) è importante invece soprattutto per quegli eventi caratterizzati da jet molto “soffici” ($\sim 15 - 20$ GeV), laddove un cono di ricostruzione eccessivamente “stretto” rischierebbe di escludere un certo numero di tracce cariche deviate dal campo magnetico, portando così ad una sottostima dell'energia del jet. L'ultimo parametro di cui si deve tenere conto è l'energia minima con cui si decide se l'agglomerato di particelle sia o meno da considerarsi un jet.

Nel lavoro di tesi ho in particolare adoperato il cosiddetto “Algoritmo iterativo di tipo cono” che, partendo dalle celle (considerate *seed*) più energetiche, raccoglie l'energia di quelle che si trovano all'interno di un cono di apertura ΔR_{cono} fissata. Le celle utilizzate vengono quindi rimosse dalla lista di celle disponibili. La procedura si ripete finché non sono state considerate tutte le celle attivate. In dettaglio:

1. si parte fissando un valore di soglia $E_T(seed)$ di energia trasversa per una cella $E_T(cell)$ e si considerano come *seed* solo le celle con $E_T(cell) > E_T(seed)$.
2. Per ogni *seed* i si considerano le celle “attive” entro ΔR_{cono} e si calcolano l'energia trasversa, l' η ed il ϕ dei “protojet” J come segue:

$$E_{TJ} = \sum_{i \in J} E_{Ti} \quad (4.2)$$

$$\eta_J = \frac{1}{E_{TJ}} \sum_{i \in J} E_{Ti} \eta_i \quad (4.3)$$

⁸I *seed* rappresentano i punti di partenza da cui viene iniziata la ricostruzione di oggetti fisici quali jet, tracce ecc.

$$\phi_J = \frac{1}{E_{TJ}} \sum_{i \in J} E_{Ti} \phi_i \quad (4.4)$$

3. Se la direzione del “protojet” e del seed non sono uguali si individua un nuovo seed e si riparte dal punto 2.
4. Se due “protojet” hanno più del 75% di E_T in comune vengono uniti in un unico “protojet”.
5. Se la parte condivisa è minore del 75%, l' E_T delle celle in comune viene assegnata al “protojet” più vicino in (η, ϕ) , e si ricalcola l'energia come in eq. 4.2, 4.3 e 4.4.
6. I “protojet” sono identificati come jet finali.

In particolare ho effettuato nel il codice di analisi le seguenti scelte per i parametri dell'algoritmo:

- $\Delta R_{cono} = 0.5$
- $E_T(seed) = 2.0 \text{ GeV}$

I risultati della ricostruzione dei jets sono evidenziati nelle figure 4.3, 4.4, 4.5 e 4.6 dove sono mostrate alcune delle variabili più importanti associate ai jets ricostruiti nell'evento di segnale.

Va infine notato che la determinazione del numero di jet e della loro energia è spesso non sufficiente per l'analisi di canali, come il $t\bar{t}H$, con stato finale caratterizzato da jet originati da quark di diverso sapore. Risulta fondamentale, in questi casi, poter disporre di uno strumento che consenta anche di identificare il sapore del partone che ha generato il jet (per esempio nello studio dei jet provenienti dal top secondo il decadimento $t \rightarrow bW$). In tal senso diventa di fondamentale importanza lo studio dei metodi di *b-tagging*.

4.4 *b-tagging*

Considerata la topologia dell'evento, caratterizzata da ben 6 jets nello stato finale (di cui 4 sono b-jets e 2 jets sono originati dall'adronizzazione di quark più leggeri), la capacità di identificare un jet proveniente da un quark *b* (*b-tagging*), per discriminarlo da quelli provenienti dall'adronizzazione di quark più leggeri (u, d, s, c) e gluoni, è di fondamentale importanza. In generale esistono diversi algoritmi per effettuare questa discriminazione [82]. Tali tecniche si basano essenzialmente sul fatto che gli adroni contenenti quark *b* hanno una vita media relativamente lunga rispetto a quella degli adroni contenenti unicamente quark leggeri e quindi i primi decadono tipicamente molto lontano dalla regione nella quale decadono i secondi. Tra le tecniche più diffuse per lo studio della *b-tagging* ricordiamo:

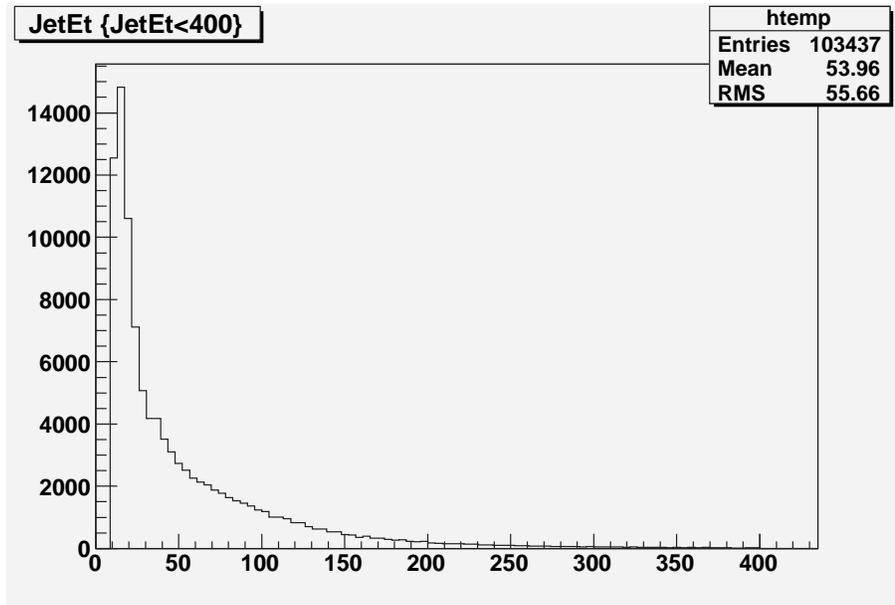


Figura 4.3: Distribuzione della energia trasversa (in GeV) per i jets ricostruiti nell'evento di segnale.

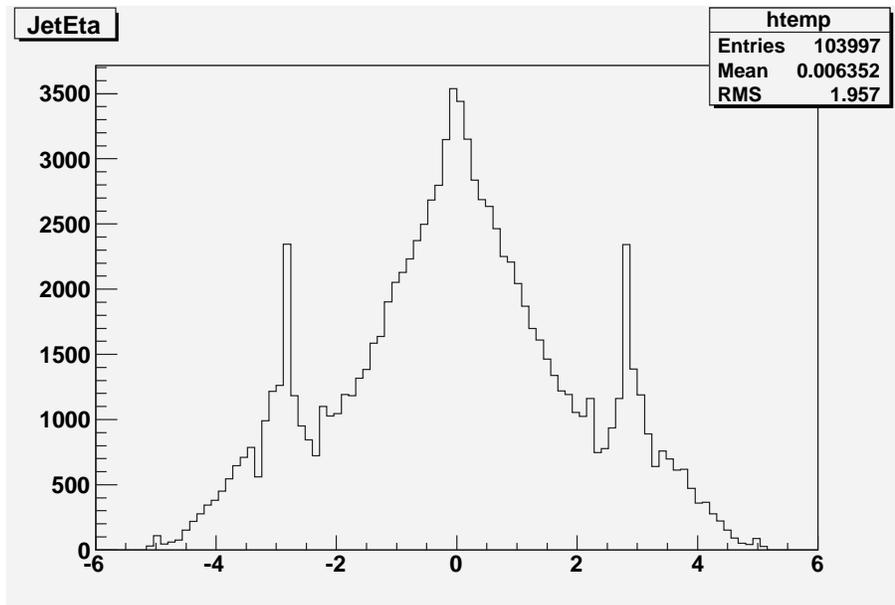


Figura 4.4: Distribuzione dei valori di pseudorapidità per i jets ricostruiti nell'evento di segnale. Come si può notare ritroviamo due “picchi di bordo” in corrispondenza dei valori limite dell'accettazione calorimetrica ($|\eta| \sim 3.0$).

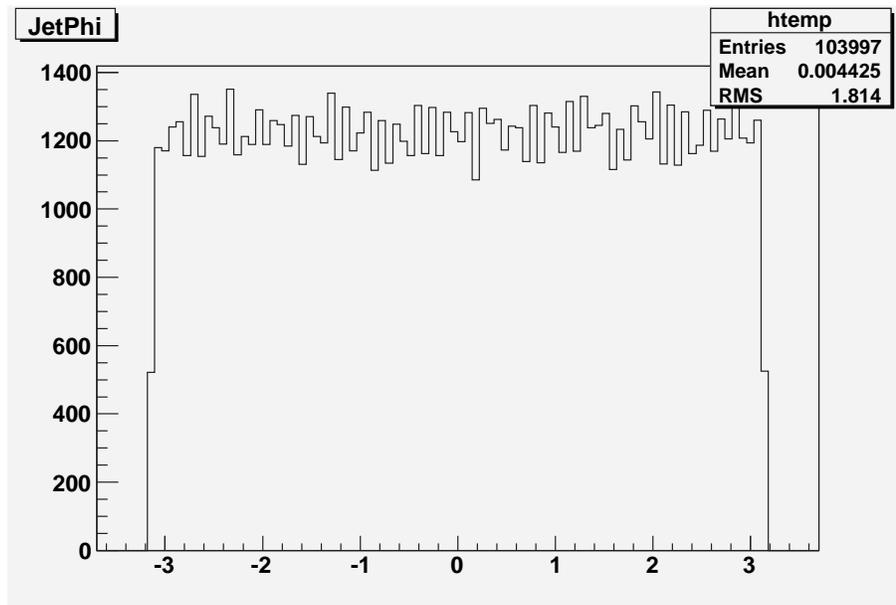


Figura 4.5: Distribuzione della variabile angolare ϕ per i jets ricostruiti nell'evento di segnale, simmetrica rispetto ai valori estremi corrispondenti a $\phi = \pm\pi$.

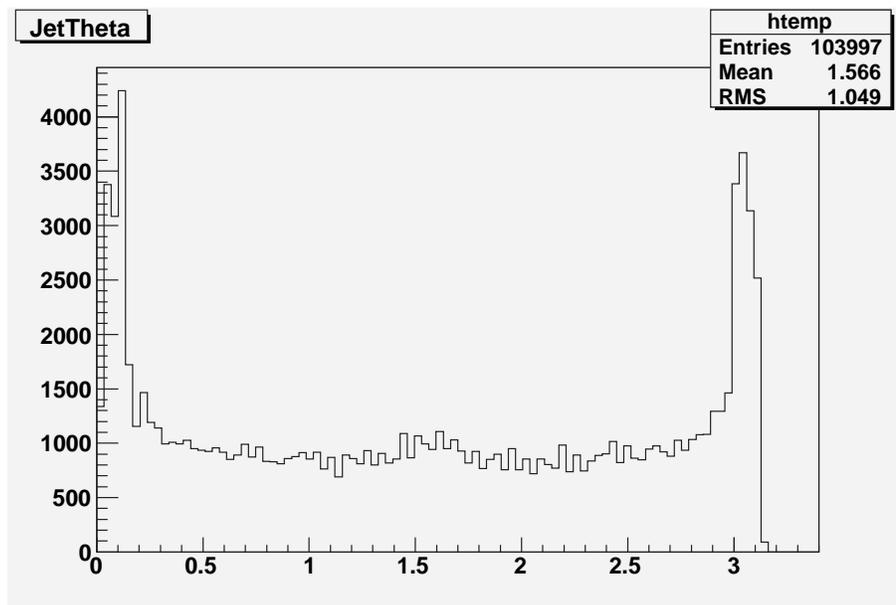


Figura 4.6: Distribuzione della variabile angolare θ per i jets ricostruiti nell'evento di segnale, da cui si ricava quella in pseudorapidità mostrata nella figura 4.4.

1. *b-tagging* con parametro d’impatto.
2. *b-tagging* con lunghezza di decadimento.

4.4.1 *b-tagging* con parametro d’impatto

Per definire il parametro d’impatto (ip) di una traccia è necessario che nell’evento siano preliminarmente ricostruiti il vertice primario (PV) e i jets. Per ciascuna traccia quindi è necessario operare un’associazione con uno dei jets. Questa associazione è normalmente effettuata considerando la minima distanza della traccia rispetto all’asse del jet nello spazio “azimuth-rapidità”. A questo punto il modulo del ip è definito a partire dalla distanza di massimo avvicinamento (DCA) della traccia (opportunamente linearizzata nella regione del CA, *Closest Approach*) dal PV, mentre il suo segno dipende dalla posizione, rispetto al PV, dell’intersezione tra la traccia e l’asse di direzione del jet ad essa associato. Orientando il jet nel verso dell’impulso della particella che lo ha originato, se quest’intersezione precede il PV, il segno del ip è negativo, in caso contrario è positivo (vedi figura 4.7). In questo modo la distribuzione del ip per i jets provenienti

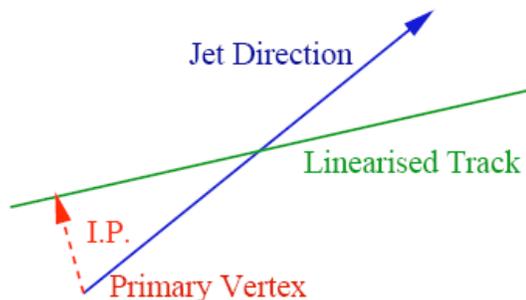


Figura 4.7: Parametro d’impatto. In questo caso il segno del modulo del ip è positivo essendo l’intersezione tra la traccia e l’asse di direzione del jet successiva alla posizione del PV.

da quark leggeri sarà ragionevolmente simmetrica intorno allo zero; al contrario i jets provenienti da quark b , dotati generalmente di una vita media più lunga, avranno una maggiore molteplicità di tracce con ip positivo.

In generale esiste più di un metodo per utilizzare le informazioni dell’ ip per l’identificazione dei jets provenienti dai quark b . Prima di tutto la misura dell’ ip può essere fatta sia nel piano trasverso alla direzione del fascio (x, y) sia nelle tre dimensioni (x, y, z). A causa della piccola larghezza trasversa del fascio di protoni di LHC, il parametro d’impatto trasverso è debolmente influenzato dalla misura del vertice primario. Siccome però la risoluzione statistica sull’ ip varia fortemente al variare del momento della particella, conviene generalmente riferirsi ad un’altra variabile che, pur conservando le informazioni

dell' ip , risulta essere indipendente dalla quantità di moto della particella presa in esame: la *significanza* S_{ip} definita come

$$S_{ip} = \frac{ip}{\Delta ip} \quad (4.5)$$

dove Δip è l'errore associato alla misura del parametro d'impatto. Una tipica distribuzione della variabile S_{ip} è visibile nella figura 4.8. Come avevamo anticipato la distribuzione

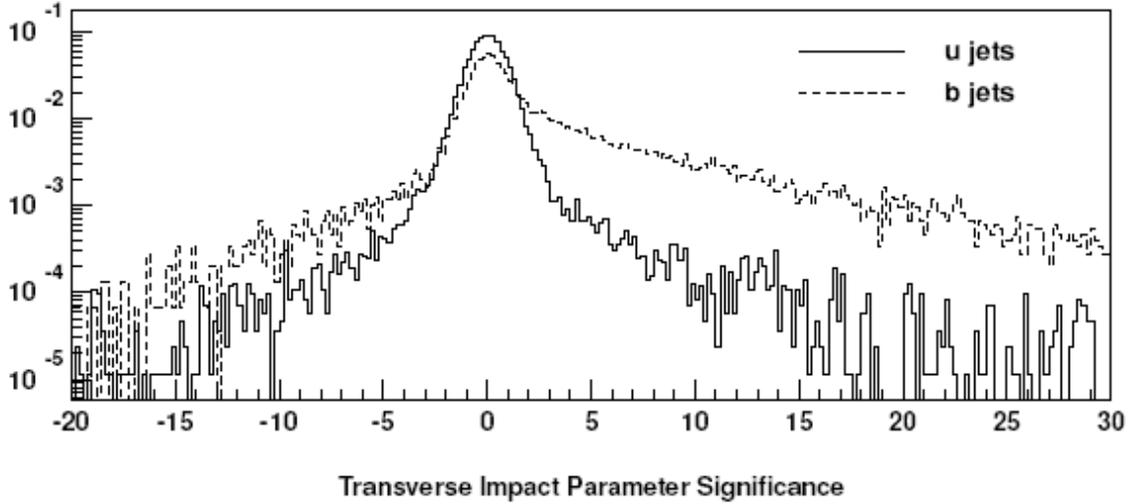


Figura 4.8: Distribuzione della significanza del parametro d'impatto S_{ip} . Con una linea continua è rappresentata la S_{ip} per le tracce nei jets originati da quark di tipo u , mentre con una linea tratteggiata ritroviamo la stessa per le tracce nei b -jets [53].

di S_{ip} risulta essere maggiormente asimmetrica (più larga verso destra) per le tracce nei jets b rispetto a quelle nei jets più leggeri.

A questo punto il b -tagging si basa su un conteggio di tracce che superano un taglio prestabilito sulla S_{ip} . Risultati comparabili con algoritmi più complessi, di natura probabilistica o di ricostruzione del vertice secondario, si possono ottenere richiedendo che vengano contate almeno due o tre tracce cariche al variare del taglio in S_{ip} . La comparazione tra gli algoritmi viene fatta come funzione di efficienza di b -tagging ad una determinata probabilità di “*mistagging*”. Con il primo termine si intende la probabilità di identificare un jet come proveniente da un quark b su un campione di eventi con stato finale di quark b , ad esempio $Z \rightarrow b\bar{b}$, mentre con il termine di *mistagging* si definisce la probabilità di selezionare un jet come proveniente da un quark b quando in realtà proviene da eventi con stato finale di quark leggeri o di gluoni.

Gli studi effettuati [82] mostrano che si ottiene un'efficienza di b -tagging di circa il 50% e una probabilità di *mistagging* sui quark u di circa lo 0.5% e sui quark c di circa il

10% (vedi figura 4.9). La motivazione della differente efficienza di *mistagging* per i quark

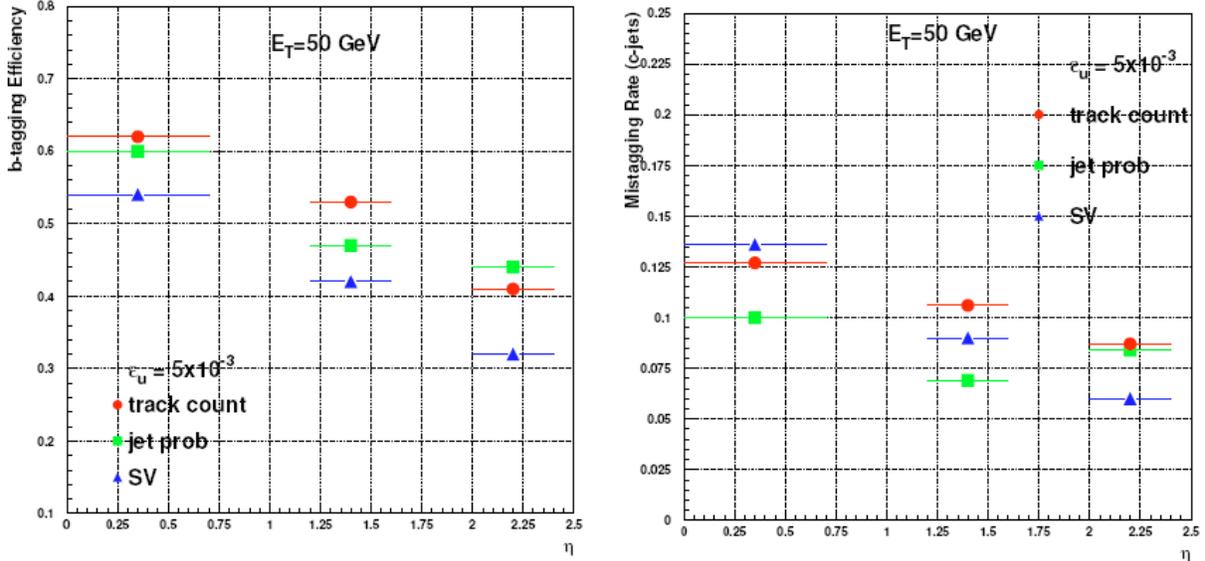


Figura 4.9: Si confronta l'efficienza di *b-tagging* e la probabilità di *mistagging* per i quark *c* al variare della pseudorapidità, fissata la probabilità di *mistagging* per i quark *u* ($\epsilon_u = 5 \cdot 10^{-3}$). Si nota come il metodo di conteggio delle tracce (in rosso) fornisce risultati simili ad algoritmi di tagging più complessi.

c è dovuta sostanzialmente alla vita media dei mesoni *D* (caratterizzati dalla presenza di un quark *c*) che è dello stesso ordine di grandezza di quella dei mesoni *B* (caratterizzati invece dalla presenza di almeno un quark *b*).

4.4.2 *b-tagging* con lunghezza di decadimento

Rispetto al caso precedente per questo algoritmo è necessaria anche la ricostruzione dei vertici secondari (SV) di decadimento. Il procedimento di ricostruzione dei SV è analogo a quello dei PV; le condizioni preliminari affinché possa avere inizio l'algoritmo sono la ricostruzione del vertice primario dell'evento e la definizione dei jets dell'evento. In particolare l'algoritmo usato è il *Global Vertex Finder* (GVF), che dopo aver fatto una preselezione della tracce, procede attraverso due fasi principali:

1. **Fase di inizializzazione**, che fornisce una stima approssimativa delle posizioni dei vertici e, per ogni vertice, la lista delle tracce assegnate e i loro parametri nel vertice. A questo stadio ogni singola traccia può essere assegnata a più vertici.

2. **Fase di ritrovamento del vertice**, che considerando tutti i vertici forniti dalla fase precedente, effettua una minimizzazione di una funzione d'approssimazione basata sia sulle posizioni dei vertici sia sui parametri delle tracce nei punti corrispondenti ai vertici.

Se vengono ritrovati sia un PV sia un SV, la distanza tra i due, con il suo errore, è definita come lunghezza di decadimento della particella (l) che ha generato il vertice d'interazione secondario (si veda in proposito la figura 4.10). A questo punto è possibile procedere come

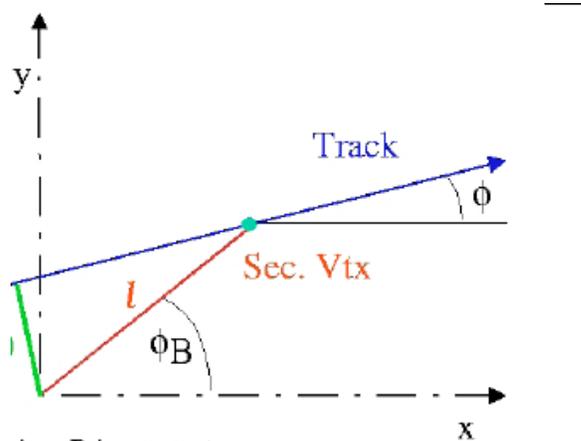


Figura 4.10: Definizione della lunghezza di decadimento l . L'origine del sistema di riferimento coincide con la posizione del vertice primario mentre ϕ e ϕ_B sono rispettivamente gli angoli che la traccia e l formano con l'asse x .

nel caso del metodo di *b-tagging* con parametro d'impatto, analizzando le distribuzioni della variabile l e ricavando la probabilità di consistenza dell'evento con un decadimento di quark leggeri tramite la definizione di una funzione di massima verosimiglianza.

Le prestazioni di questo algoritmo sono mostrate in figura 4.11

4.4.3 I metodi della classe “CombinedBTagging”

Nel corso di questo lavoro di analisi ho utilizzato la classe C++ “CombinedBTagging”, rilasciata in un pacchetto del codice ufficiale di ORCA, che si occupa di raccogliere tutte le variabili discriminanti che possono essere adoperate per selezionare la collezione di b-jets nel proprio codice di analisi.

Più in dettaglio la classe si occupa di:

- Ricostruire il PV e il SV di decadimento, secondo i metodi precedentemente illustrati.

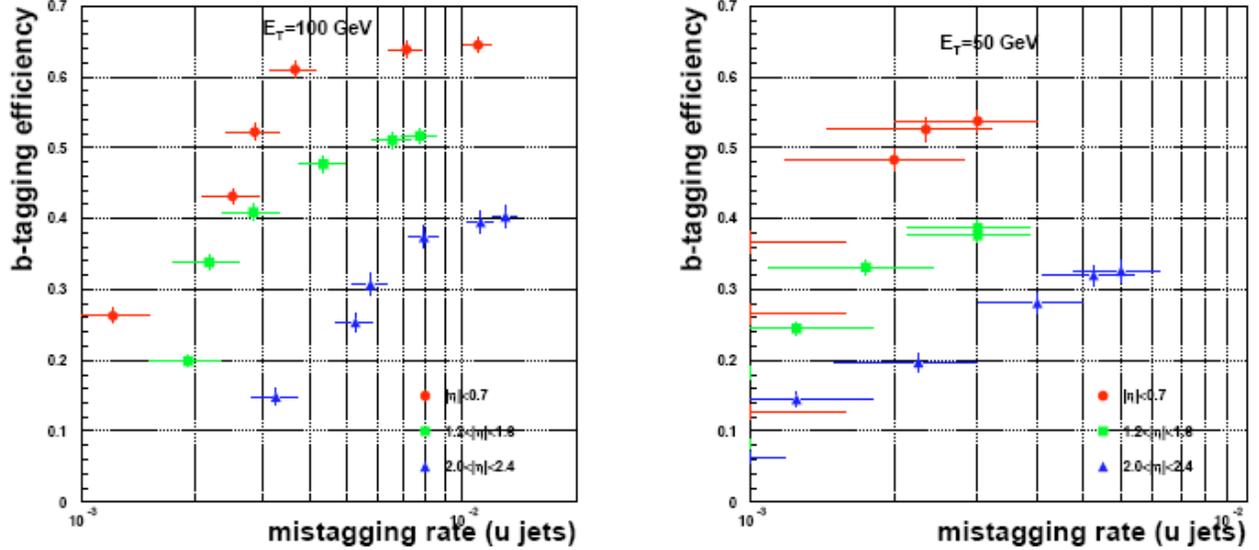


Figura 4.11: Efficienza di b -tagging in funzione del rate di $mistagging$ per adroni originati da quark di tipo u , per l’algoritmo di b -tagging con lunghezza di decadimento l . I punti mostrati corrispondono a diversi valori di pseudorapidità $|\eta|$, con $E_T = 100$ GeV nel grafico di destra e $E_T = 50$ GeV per quello di sinistra.

- Ricostruire diverse variabili cinematiche e topologiche associate ai jets e ai vertici ritrovati (ad esempio l’energia del jet, la frazione di energia rilasciata, la posizione del vertice).
- Definire una prima variabile di discriminazione, detta *variabile di categoria* α , che si basa essenzialmente su una stima di qualità della ricostruzione dei SV.
- Ordinare le tracce per valori di *significanza* S_{ip} in ordine decrescente.
- Combinare⁹ queste ed altre variabili associate ai jets in una funzione di verosimiglianza (*Likelihood*) di variabili indipendenti così definita:

$$Y = f_{BG}(c) \cdot \frac{f^b(\alpha)}{f^c(\alpha)} \cdot \prod_i \frac{f_\alpha^b(x_i)}{f_\alpha^c(x_i)} + f_{BG}(q) \cdot \frac{f^b(\alpha)}{f^q(\alpha)} \cdot \prod_i \frac{f_\alpha^b(x_i)}{f_\alpha^q(x_i)} \quad (4.6)$$

dove α denota la generica categoria di appartenenza del jet, $f_{BG}(c)$ la probabilità di un jet b di essere considerato come c , $f^q(\alpha)$ la probabilità per un jet originato da un quark di sapore q “leggero” ($q = u, d, s$, oppure g) di essere nella categoria α e $f_\alpha^q(x_i)$ è la usuale PDF di variabile x di categoria α e sapore q .

⁹Da qui il nome della classe “CombinedBTagging”.

In definitiva la classe restituisce:

1. $BDiscriminator \equiv \lg_{10}(Y)$, che è una variabile *di tagging* continua su cui si può basare la propria selezione di *b-jets* (si veda ad esempio la figura 4.12).
2. $bJetFlag$, che è una variabile contenente l'informazione del *tagging*, determinata semplicemente da un taglio di *default* sul $BDiscriminator$. Questa variabile è utile per uno studio preliminare dei tagli di selezione del segnale, dove sono stati considerati come *b-jets* quei jets cui corrisponde un valore di $bJetFlag$ pari ad 1, e come jets originati da quark leggeri quelli aventi una $bJetFlag$ pari ad 0. Ovviamente sono stati esclusi dalla analisi tutti quei jets con $bJetFlag$ pari ad -1, non disponendo per essi di alcuna informazione sul *tagging*.

In generale è evidente che per sviluppare una propria analisi di *b-tagging* è necessario effettuare uno studio sistematico sulla variabile $BDiscriminator$ e più precisamente sul valore di taglio da applicare su questa variabile per discriminare tra i jets ricostruiti nell'evento. Il range di valori assunti dal $BDiscriminator$ dipende ovviamente dal tipo di algoritmo scelto per la ricostruzione dei jets dell'evento e dalla topologia dell'evento stesso che determina, in base alla cinematica delle particelle coinvolte ed ai tagli di selezione di segnale effettuati, la sua distribuzione. Nelle figura 4.12 e 4.13 sono mostrate le distribuzioni della variabile $BDiscriminator$ e della variabile $bJetFlag$, ottenute per eventi di segnale.

Verrà illustrata meglio nel prossimo capitolo la strategia di analisi adottata per la scelta definitiva di taglio sul $BDiscriminator$, mentre va sottolineato che per un studio preliminare del codice di analisi mi sono inizialmente servito della flag $bJetFlag$ mostrata in figura 4.13.

4.5 La ricostruzione degli elettroni

Il primo passo per la ricostruzione di un elettrone è la ricostruzione del relativo deposito di energia all'interno del calorimetro. Questa operazione permette di ottenere una stima dell'energia e della posizione della particella stessa, utilizzando i depositi di energia misurati dai cristalli di $PbWO_4$. L'esposizione dei metodi di ricostruzione verrà fatta riferendosi agli elettroni, ma va ovviamente tenuto conto che quanto detto vale anche per i fotoni.

Gli elettroni viaggiano dal vertice di produzione fino alla superficie del calorimetro; all'interno dei cristalli sviluppano uno sciame elettromagnetico, che può coinvolgere un numero variabile di cristalli. I fotoni di *bremstrahlung*, emessi all'interno del materiale del tracker, producono, assieme all'elettrone iniziale (la cui traiettoria viene modificata dal campo magnetico), una distribuzione di energia, che si raccoglie con buona approssimazione lungo una stretta striscia di cristalli in ϕ . Nasce dunque la necessità di un opportuno algoritmo di ricostruzione che tenga conto di questo problema.

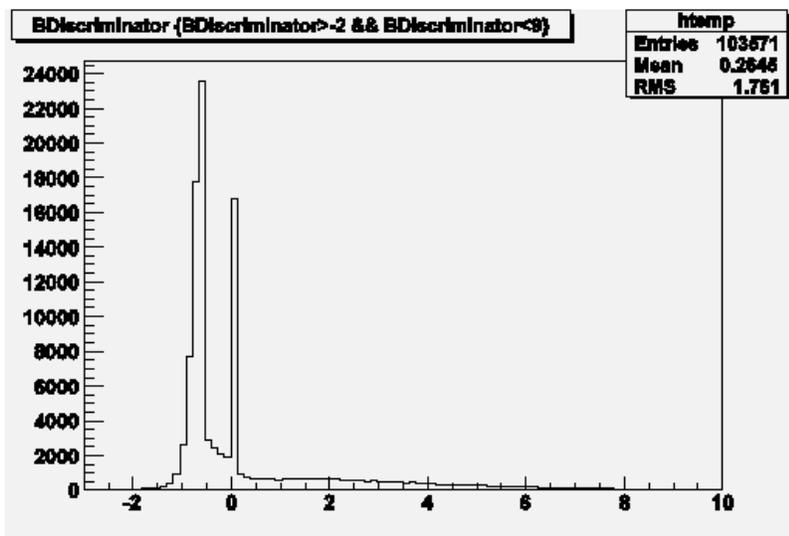


Figura 4.12: Distribuzione della variabile $BDiscriminator$ per tutti i jets ricostruiti per gli eventi di segnale. I valori positivi della distribuzione $BDiscriminator$ sono quelli a cui corrisponde un valore di $bJetFlag=1$, ovvero quelli che sono i b -jets riconosciuti, in un primo stadio dell'analisi, dall'algoritmo di b -tagging adoperato.

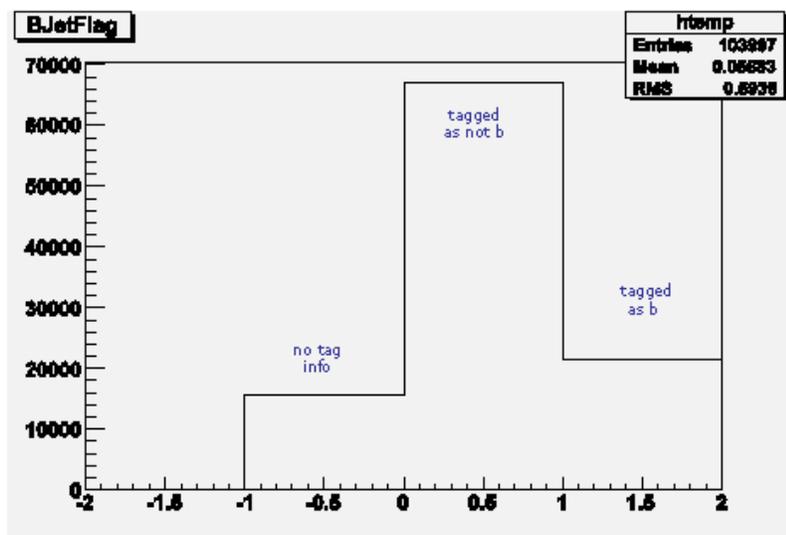


Figura 4.13: Istogramma della variabile $bJetFlag$ per tutti i jets ricostruiti negli eventi di segnale. La $flag$ assume valore 1 per un jet considerato come b -jet, 0 per un jet considerato non b e -1 per i jets che non hanno le informazioni del tagging.

Saranno di seguito discussi i due principali algoritmi usati nella ricostruzione dei depositi elettromagnetici: l'algoritmo *Island* e l'algoritmo *Hybrid*[83].

4.5.1 Algoritmo *Island*

L'algoritmo *Island* comincia con una ricerca dei *seed*, ovvero dei cristalli caratterizzati da un'energia trasversa maggiore di una soglia predefinita, pari a 0.5 GeV; tale valore rappresenta un compromesso tra la necessità di eliminare i cristalli rumorosi e quella di ricostruire il maggior numero di depositi possibile. In presenza di due *seed* adiacenti viene eliminato dalla lista quello con energia minore. A partire dal *seed* più energetico, l'algoritmo ricerca i cristalli in ϕ in entrambe le direzioni, finchè non trova una risalita in energia o un cristallo privo di segnale (che corrisponde, per il barrel, ad un'energia inferiore a 60 MeV). Si sposta poi di un cristallo in η ed effettua di nuovo la ricerca in ϕ ; lo spostamento in η si interrompe quando, analogamente a ϕ , si trova una risalita o l'assenza di segnale; si passa allora all'altra direzione in η per effettuare la stessa operazione. I cristalli inclusi in un *cluster* non possono essere assegnati ad un altro, evitando così doppi conteggi dello stesso deposito energetico. L'intero processo è schematizzato in figura 4.14. Per recuperare i fotoni emessi per *bremsstrahlung* è possibile utilizzare un algoritmo che

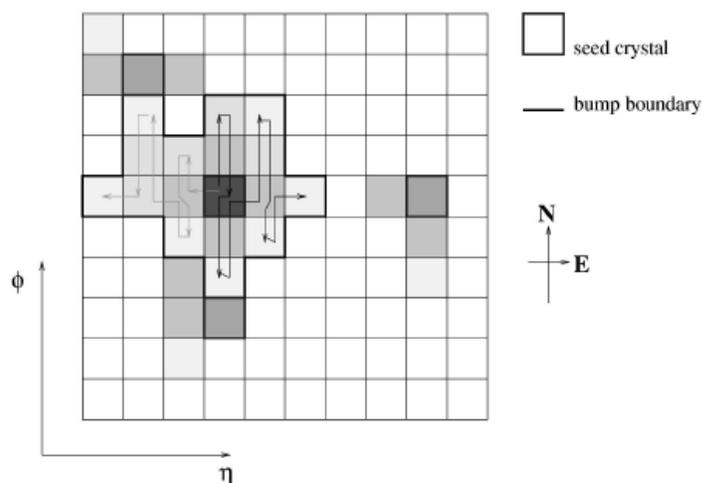
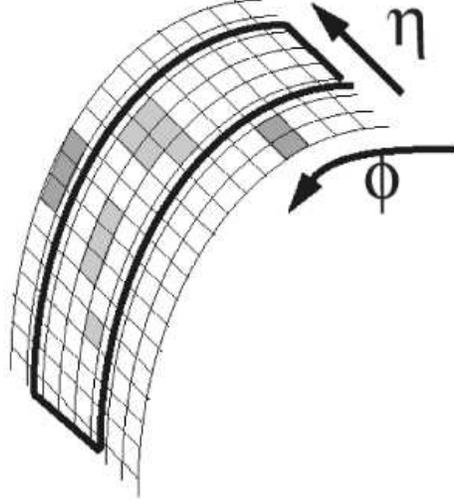


Figura 4.14: Schema dell'algoritmo di *clustering* Island.

associ più cluster vicini tra di loro: infatti i fotoni emessi, se non ricadono all'interno del cluster dell'elettrone, vanno a formare cluster indipendenti disposti lungo una linea in ϕ . Si può procedere costruendo un cluster di cluster, cioè un *supercluster*, raccogliendo, a partire dal cluster principale, tutti i cluster all'interno di una stretta finestra in η (vedi figura 4.15).

Figura 4.15: Schema di costruzione di un *SuperCluster*.

4.5.2 Algoritmo *Hybrid*

Per i depositi isolati, come quelli prodotti da fotoni non convertiti, una ricostruzione basata sull'uso di finestre fisse di cristalli sembra dare risultati migliori, in termini di risoluzione in energia, rispetto all'uso di algoritmi dinamici come l'*Island*. Si è dunque sviluppato un algoritmo che unisca l'utilizzo di finestre fisse con le proprietà dinamiche dell'algoritmo *Island*. L'algoritmo *Hybrid* utilizza *domino* fissi di 3 o 5 cristalli in η , mentre cerca dinamicamente in ϕ depositi di energia separati. Partendo da un seed con energia $E > E_T^{hybseed}$, sono creati *domino* di cristalli di dimensione 1×5 o 1×3 a seconda che l'energia del cristallo centrale sia o meno maggiore di una soglia E_{wing} . La creazione di questi raggruppamenti procede per un numero di cristalli pari a N_{step} in ogni direzione a partire dal *seed*. I *domino* con energia minore di E_{thresh} sono eliminati. Successivamente sono clusterizzati in ϕ . Ogni distinto cluster di *domino* deve avere un *seed* con energia maggiore di E_{seed} . Alla fine si ottiene un cluster di cluster, cioè un *supercluster*. In figura 4.16 è schematizzata la costruzione dei domino nell'algoritmo *Hybrid*.

4.5.3 La ricostruzione mediante *OfflineElectronReco*

Nel codice di analisi ho utilizzato la ricostruzione dei “candidati elettroni” implementata nella classe C++ di ORCA “OfflineElectronReco”. Essa si basa sulla costruzione di *SuperCluster*, secondo il modello dell'algoritmo *Island*, ricercando come *seed* di *Super-*

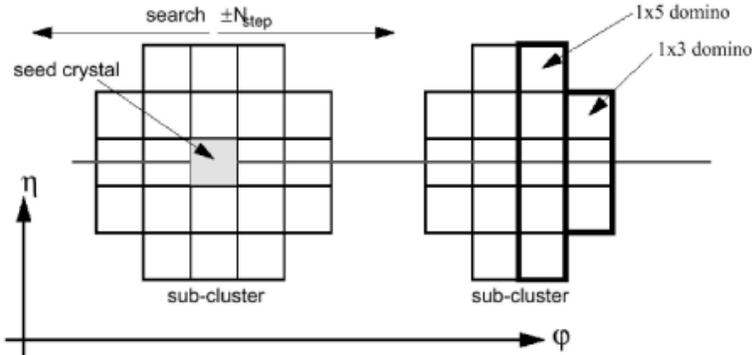


Figura 4.16: Costruzione dei *domino* per l'algoritmo *Hybrid*.

Cluster un agglomerato di cristalli caratterizzati da un'energia trasversa maggiore della soglia pari a 4 GeV.

La ricostruzione in particolare procede attraverso tre stadi successivi:

1. Ricostruzione del *cluster* calorimetrico che comprende un recupero parziale del *bremstrahlung* attraverso un *superclustering* di tipo *Hybrid* (per il barrel) e *Island* (per gli endcaps), e che utilizza correzioni alle misure di posizione e di energia.
2. Determinazione del valor medio della posizione del *SuperCluster*, mediante una media pesata dell'energia depositata nei cristalli, e quella ricavata dagli *hits* nel *pixel detector*, allo scopo di determinare quegli *hits* da utilizzare come *seed* per la ricostruzione della traccia elettronica.
3. Partendo dai *seed* di traccia (sono richiesti almeno 3 hits) si procede alla ricostruzione della traccia elettronica mediante l'algoritmo di ricostruzione del *Kalman Filter* [84].

Pertanto un candidato elettrone non è altro che un *supercluster* calorimetrico accompagnato da una traccia ricostruita a partire dalle informazioni comparate tra il pixel detector e il calorimetro.

Allo scopo di evidenziare l'effetto della *bremstrahlung*, in figura 4.17 è mostrata la risoluzione del momento trasverso degli elettroni ricostruiti, fortemente asimmetrica. Qui il momento è misurato a partire dalla traccia ricostruita nel tracciatore. La perdita in energia per *bremstrahlung* inevitabilmente conduce ad una sottostima del valore del p_T della traccia.

Per migliorare la risoluzione nella stima del p_T ho ridefinito il momento dell'elettrone a partire dalla misura dell'energia nel calorimetro, recuperando in questo modo la frazione

di energia persa per *bremsstrahlung*. Il momento dell'elettrone è allora definito come:

$$p_{ec} = \sqrt{(p_{ecX}^2 + p_{ecY}^2 + p_{ecZ}^2)} \quad (4.7)$$

dove p_{ec} è il momento calcolato secondo il *rescaling* in termini di energia rilasciata nell'ECAL:

$$p_{ecX} = p_{trX} \cdot E_{calE}/p_{tr} \quad p_{ecY} = p_{trY} \cdot E_{calE}/p_{tr} \quad p_{ecZ} = p_{trZ} \cdot E_{calE}/p_{tr}. \quad (4.8)$$

Nella 4.8, E_{calE} è l'energia rinvenuta nell'ECAL e p_{tr} il momento dell'elettrone misurato nel *tracker*:

$$p_{tr} = \sqrt{(p_{trX}^2 + p_{trY}^2 + p_{trZ}^2)} \quad (4.9)$$

Il plot di figura 4.18 mostra la risoluzione del p_T misurato con il *rescaling*, ora simmetricamente distribuita attorno allo 0.

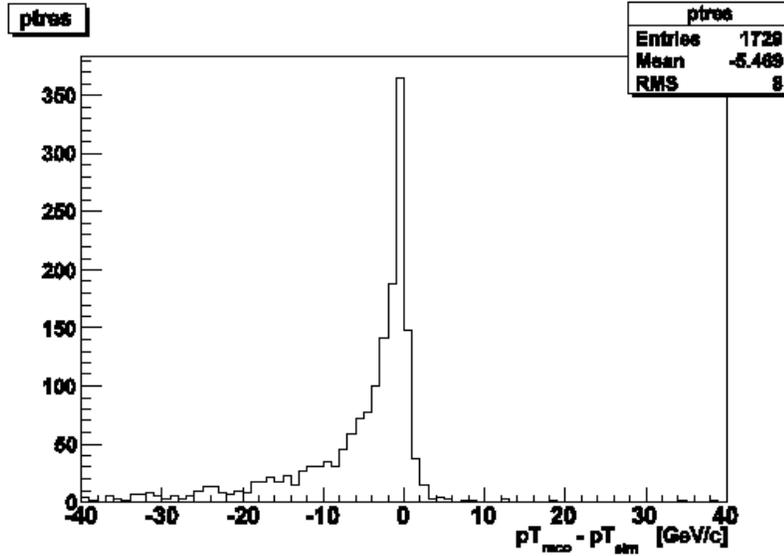


Figura 4.17: Distribuzione della differenza tra il p_T degli elettroni ricostruiti e di quello dei corrispondenti simulati. La coda di sinistra mostra una sostanziale sottostima del p_T effettivo dovuta alla perdita di energia per *bremsstrahlung*.

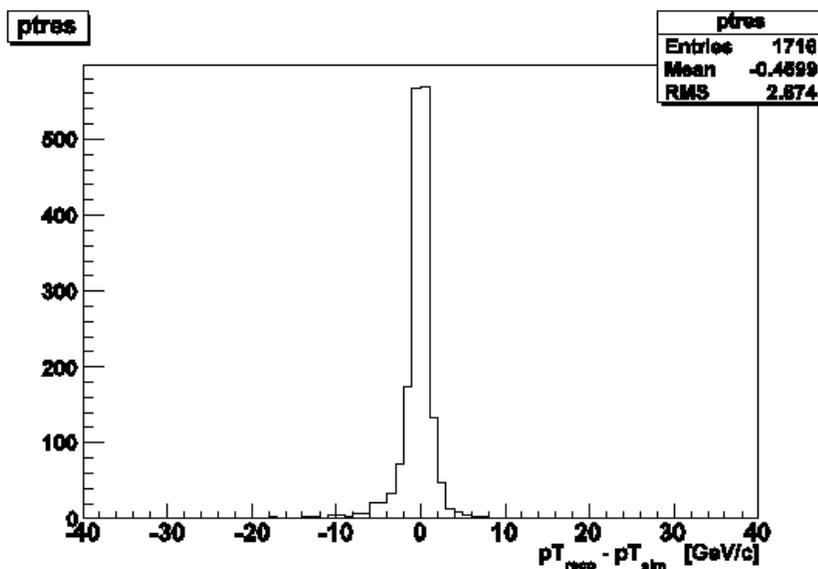


Figura 4.18: Distribuzione della differenza tra il p_T degli elettroni ricostruiti e di quello dei corrispondenti simulati tenendo conto della correzione per *bremsstrahlung*.

4.6 Algoritmo per l'isolamento degli elettroni

Di fondamentale importanza per la selezione del segnale è l'identificazione, tra i candidati elettroni, di quello proveniente dalla W . A tale scopo ho implementato un algoritmo di isolamento. In generale l'idea su cui si basa un algoritmo di isolamento è quella di andare ad analizzare la risposta del rivelatore in una regione attorno alla direzione dell'oggetto che si sta studiando, nel nostro caso un elettrone, e riconoscere in base ad alcuni criteri se l'oggetto sia isolato o meno.

In via generale esistono diverse strategie per definire un algoritmo di isolamento per un leptone, e ciascuna risulta più o meno efficace a seconda del canale preso in considerazione e del tipo di fondo fisico che incorre per quel canale:

1. *Calorimeter Isolation*: in cui si considera la somma dei depositi energetici nel calorimetro elettromagnetico in un cono descritto intorno all'elettrone, e si fissa una energia di soglia per discriminare l'elettrone di segnale dagli altri ricostruiti per lo stesso evento. Questo algoritmo ha però il difetto di essere meno efficiente quando le luminosità in gioco cominciano a diventare elevate e il *pile-up* non trascurabile.
2. *Pixel Isolation*: in cui si procede alla ricostruzione delle tracce nel detector a pixel e l'isolamento è determinato sulla somma dei momenti trasversi delle tracce all'interno di un cono attorno l'elettrone. Questo algoritmo ha il vantaggio di essere meno

sensibile agli effetti di *pile-up*¹⁰ ma si lascia preferire da altri algoritmi perché risulta molto sensibile alle inefficienze di ricostruzione, dal momento che l'algoritmo richiede come *seed* delle tracce almeno tre *hits* ricostruiti per tre differenti layers nel detector a pixel.

3. *Tracker Isolation*: in cui l'algoritmo individua gli elettroni isolati attraverso un criterio di taglio sulla somma dei momenti trasversi di tutte le altre tracce ricostruite all'interno di un cono centrato sulla traccia dell'elettrone. Questo algoritmo non solo è molto più robusto della *Pixel Isolation* ma risulta essere anche meno sensibile agli effetti di *pile-up* della *Calorimeter Isolation*.

Per questi motivi ho deciso di utilizzare l'algoritmo della *Tracker Isolation* e di implementare una classe interamente deputata allo studio dell'isolamento degli elettroni. In particolare la classe:

- definisce la geometria del cono di isolamento e un criterio di selezione di tracce in base ad alcuni parametri definiti nella regione di interesse:
 - apertura del cono di isolamento nel piano (η, ϕ) pari a $\Delta R = 0.2$;
 - impulso trasverso minimo che devono avere le tracce nel cono per essere prese in considerazione, pari a $p_T^{min} = 2.0 GeV/c$;
- calcola il numero di tracce dentro il cono di isolamento;
- calcola la somma dei moduli di tutti i momenti trasversi $\sum_{cono} p_T$ delle tracce dentro il cono, sottraendo ovviamente il momento trasverso associato al candidato elettrone.

Infine nel codice di analisi ho applicato i seguenti criteri di selezione sui candidati elettroni per determinare quelli isolati:

- taglio sul momento trasverso p_T dell'elettrone candidato: $p_T^{el} > p_T^{cut}$;
- taglio sulla differenza tra $\sum_{cono} p_T$ delle tracce dentro il cono e il p_T dell'elettrone candidato: $\sum_{cono} p_T - p_T^{el} < p_T^{IsoCut}$

Analizzando la distribuzione in p_T degli elettroni di segnale ricostruiti (tenendo conto della correzione in *bremstrahlung*) e quella dei rispettivi leptoni simulati associati, mostrata in figura 4.19 e studiando la distribuzione della differenza $\sum_{cono} p_T - p_T^{el}$ per i soli candidati associati a corrispondenti elettroni simulati di segnale in figura 4.20, si può quindi assumere:

- $p_T^{cut} = 10 GeV/c$.
- $p_T^{IsoCut} = 5 GeV/c$.

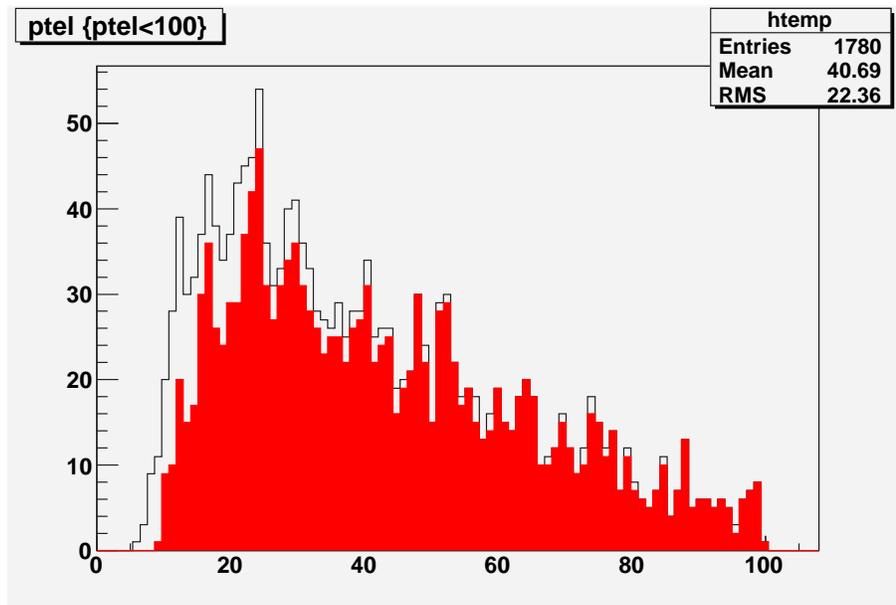


Figura 4.19: Distribuzione del momento trasverso p_T (in GeV/c) degli elettroni ricostruiti e quelli simulati (in rosso), tenendo conto del fattore di correzione dovuto alla perdita di energia per *bremstrahlung*.

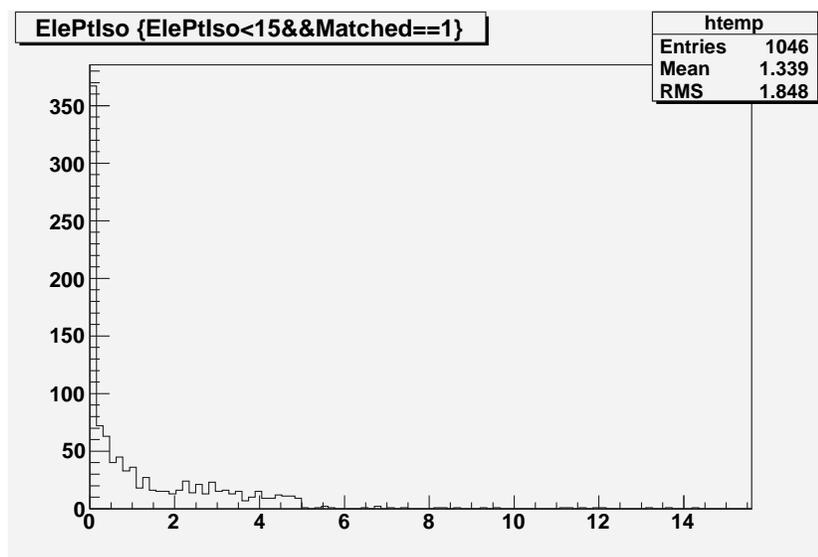


Figura 4.20: Distribuzione della differenza (in GeV/c) tra la somma di tutti i momenti trasversi $\sum_{cono} p_T$ delle tracce dentro il cono e il momento trasverso associato al candidato elettrone, per i soli candidati associati a corrispondenti elettroni simulati di segnale.

In generale la scelta dei due tagli non esclude a priori la possibilità che l'algoritmo di selezione possa ritenere isolato più di un elettrone per evento, in netto contrasto con la topologia del segnale che è caratterizzata dalla presenza di un solo leptone nello stato finale. In particolare, dalla distribuzione del numero di elettroni isolati per evento (si

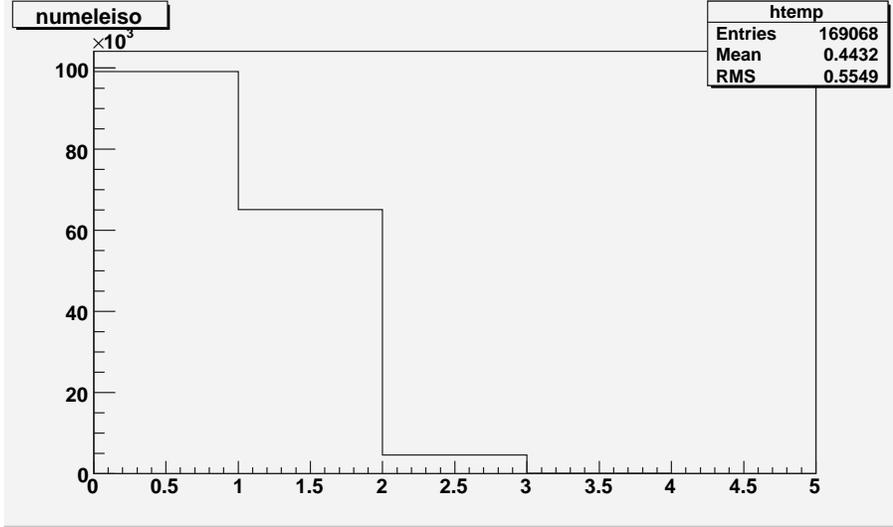


Figura 4.21: Istogramma del numero di elettroni per evento riconosciuti dall'algoritmo di isolamento come isolati.

veda figura 4.21) si evidenzia che, escludendo gli eventi in cui non sia stato rinvenuto alcun candidato isolato, nella maggior parte dei casi (circa l' 89%) i criteri di taglio adottati selezionano effettivamente un solo elettrone isolato per evento. Nel restante 11% vengono selezionati al massimo 2 elettroni isolati.

Nel caso in cui vengano riconosciuti come isolati più di un elettrone per evento, sulla base dell'esperienza raccolta nello studio dell'isolamento dei muoni per lo stesso canale $t\bar{t}H$ semileptonico [80], ho deciso di considerare come elettrone isolato di segnale quello avente il p_t più elevato.

In figura 4.22, ricavata utilizzando l'associatore Monte Carlo (vedi sezione 5.1), viene mostrato che circa nell' 87% dei casi l'elettrone di segnale ricostruito è effettivamente quello di segnale, confermando, nel caso in cui l'algoritmo abbia selezionato più di un elettrone isolato per evento, l'efficacia della scelta di considerare l'elettrone con più alto p_T come unico elettrone di segnale.

¹⁰Infatti vengono considerate le tracce raccolte nel Silicon Pixel Detector solo quando sono originate dallo stesso vertice di collisione.

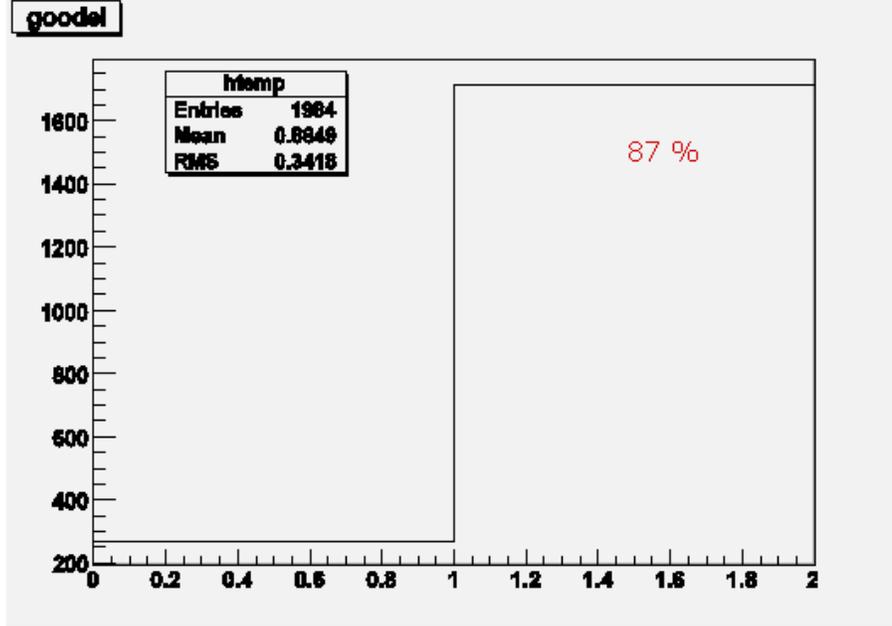


Figura 4.22: Istogramma del numero di elettroni di segnale ricostruiti che coincidono ($goodel=1$) o meno ($goodel=0$) con quelli di segnale simulati. L’istogramma è stato ottenuto utilizzando l’associatore Monte Carlo.

4.7 I fake jets

Siccome la ricostruzione dei jets è basata sul *clustering* di tutte le torri calorimetriche, ovvero ciascun jet non è altro che il risultato della somma dei depositi energetici dei cristalli di ECAL e delle celle calorimetriche di HCAL, l’algoritmo può ricostruire come un jet anche uno sciame elettromagnetico associato ad un elettrone ricostruito nell’evento.

Allo scopo di rigettare siffatti “fake jets” ho analizzato la frazione di energia (chiamata *JetEcalFraction*) rilasciata nel calorimetro elettromagnetico rispetto al totale dell’energia calcolata dal *clustering* di tutte le torri calorimetriche: $JetEcalFraction \equiv E_{ECAL}/E_{tot}$. Se risulta $JetEcalFraction > 95\%$ il jet viene considerato un “fake”, ovvero un elettrone, e quindi scartato (si veda in proposito la figura 4.24).

Analizzando la distribuzione di *JetEcalFraction* per tutti i jets ricostruiti nell’evento, mostrata in figura 4.23, si nota un picco pronunciato a zero. Provando a studiare meglio questa distribuzione per i tre possibili valori che assume la *bJetFlag* di *b-tagging* (si veda sezione 4.4.3), ci si accorge che (vedi figure 4.25, 4.26 e 4.27) per i jets che non hanno informazioni del *tagging* ($bJetFlag = -1$) il picco è manifestamente più evidente rispetto a tutti gli altri jets.

A ben vedere esiste una sostanziale correlazione di questi picchi a zero con il valore di η dei jets ricostruiti. La distribuzione mostrata infatti in figura 4.4 si traduce, per i

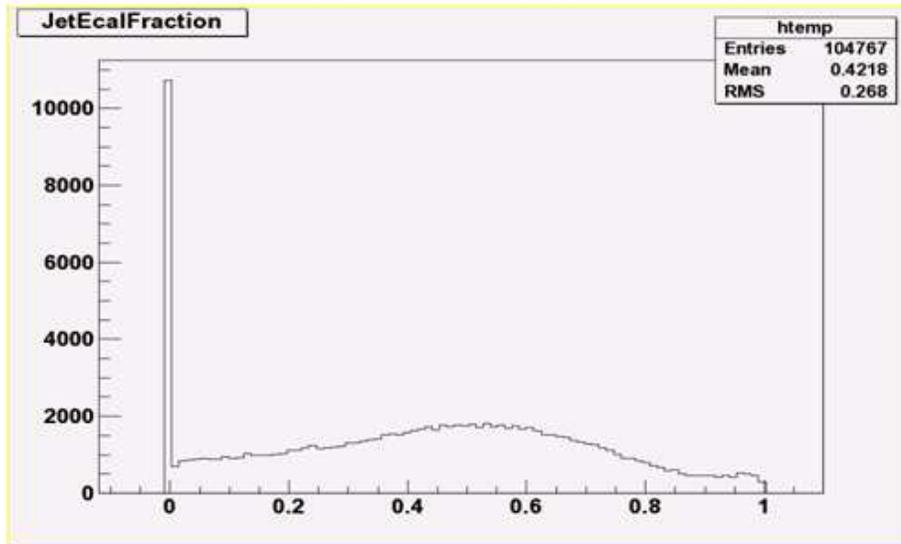


Figura 4.23: Distribuzione della frazione E_{ECAL}/E_{tot} di energia rilasciata nel calorimetro elettromagnetico rispetto al totale dell'energia calcolata dal *clustering* di tutte le torri calorimetriche, per tutti i jets ricostruiti negli eventi di segnale.

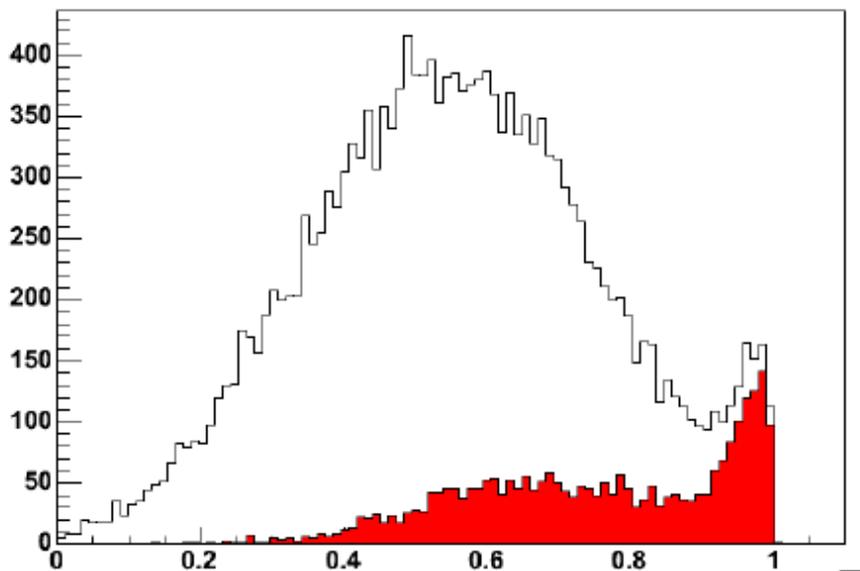


Figura 4.24: Distribuzione della frazione E_{ECAL}/E_{tot} per tutti gli elettroni ricostruiti (in nero) e per quelli simulati dal Monte Carlo (in rosso). Si vede che a partire dal valore di 0.95 le due distribuzioni sono praticamente sovrapposte.

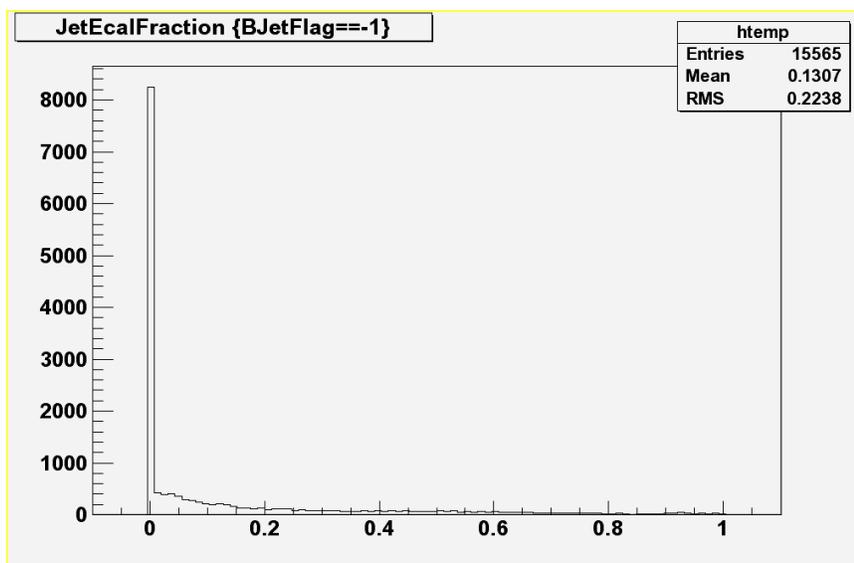


Figura 4.25: Distribuzione della frazione E_{ECAL}/E_{tot} per tutti i jets ricostruiti negli eventi di segnale che non hanno informazioni del *btagging* ($bJetFlag = -1$).

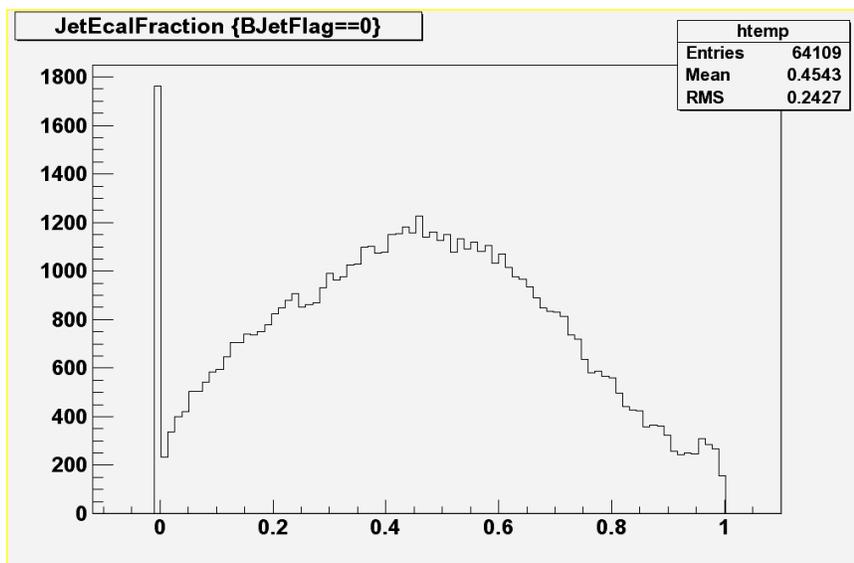


Figura 4.26: Distribuzione della frazione E_{ECAL}/E_{tot} per tutti i jets ricostruiti negli eventi di segnale che non sono stati *taggati* come *b* ($bJetFlag = 0$).

diversi jets della $bJetFlag$, negli istogrammi mostrati in figura 4.28, 4.29 e 4.30.

Ci si rende facilmente conto che per tutti i jets ricostruiti che non hanno informazioni del *tagging* ($bJetFlag = -1$) la distribuzione in η si “apre” nei valori compresi tra $\eta = \pm 3$

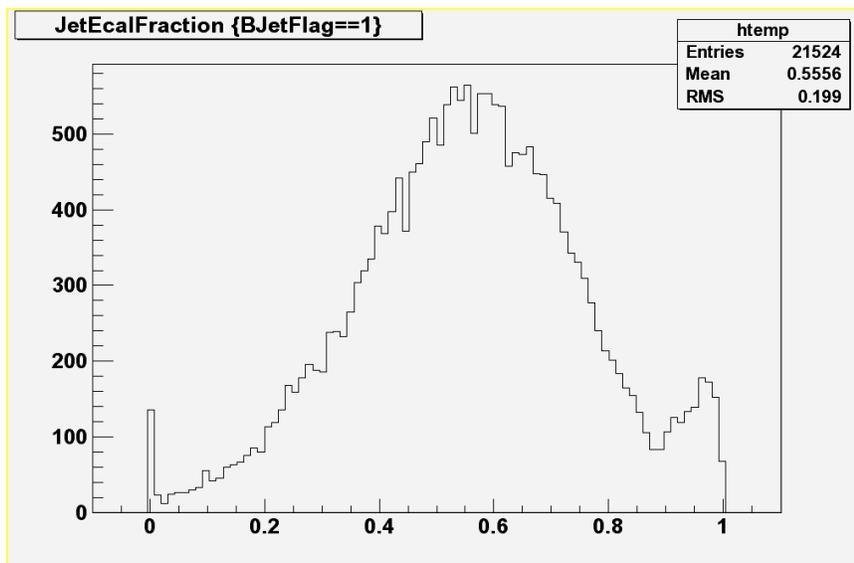


Figura 4.27: Distribuzione della frazione E_{ECAL}/E_{tot} per tutti i jets ricostruiti negli eventi di segnale che sono stati *taggati* come *b* ($bJetFlag = 1$).

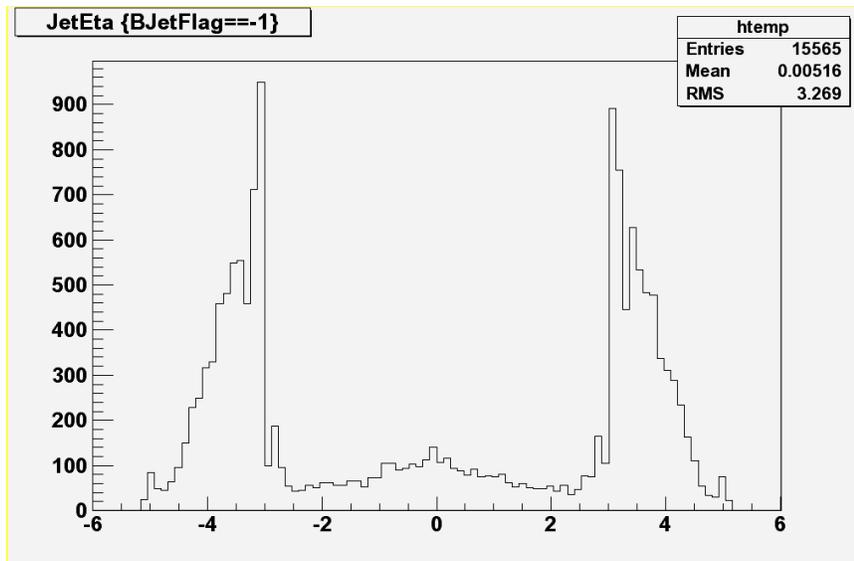


Figura 4.28: Distribuzione di η per tutti i jets ricostruiti negli eventi di segnale che non hanno informazioni del *btagging* ($bJetFlag = -1$).

per raggiungere i due massimi proprio in corrispondenza dell'accettanza calorimetrica ($|\eta| \sim 3.0$). Questo significa che i jets con $bJetFlag = -1$ sono sostanzialmente quelli ricostruiti oltre il valore di accettanza calorimetrica. Vedendo la figura 2.11 si intuisce

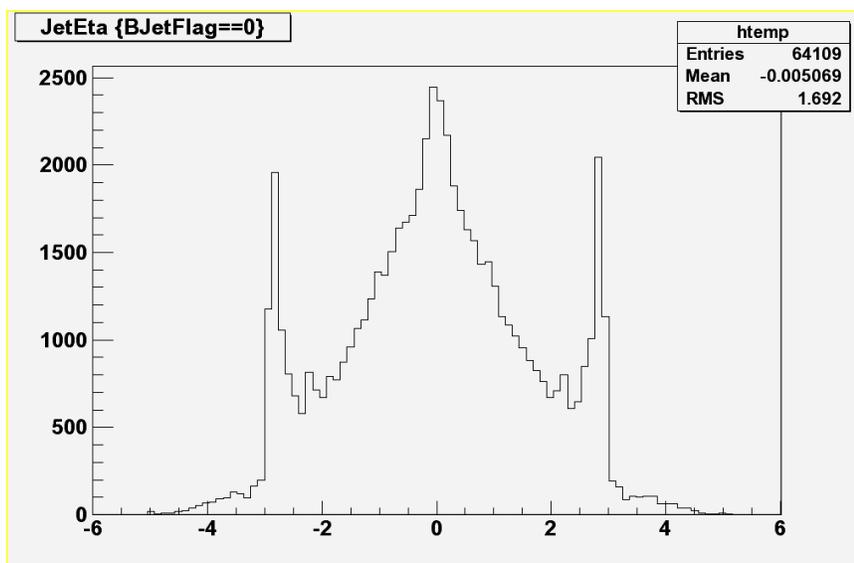


Figura 4.29: Distribuzione di η per tutti i jets ricostruiti negli eventi di segnale che non sono stati *taggati* come *b* ($bJetFlag = 0$).

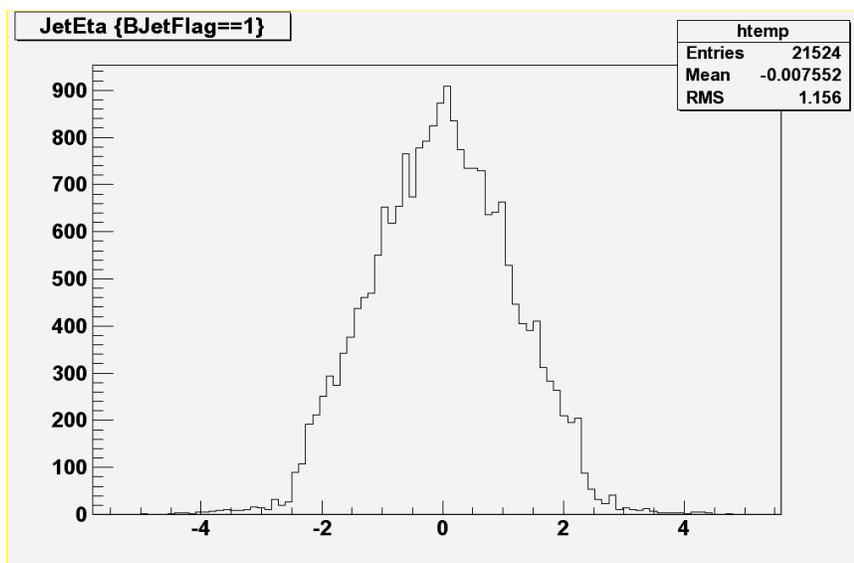


Figura 4.30: Distribuzione di η per tutti i jets ricostruiti negli eventi di segnale che sono stati *taggati* come *b* ($bJetFlag = 1$).

facilmente che questi jets rilasciano quasi tutta la loro energia nel *forward calorimeter*, che è un calorimetro adronico, giustificando la distribuzione della frazione E_{ECAL}/E_{tot} mostrata nella figura 4.25 con bassi valori ed il picco pronunciato a zero.

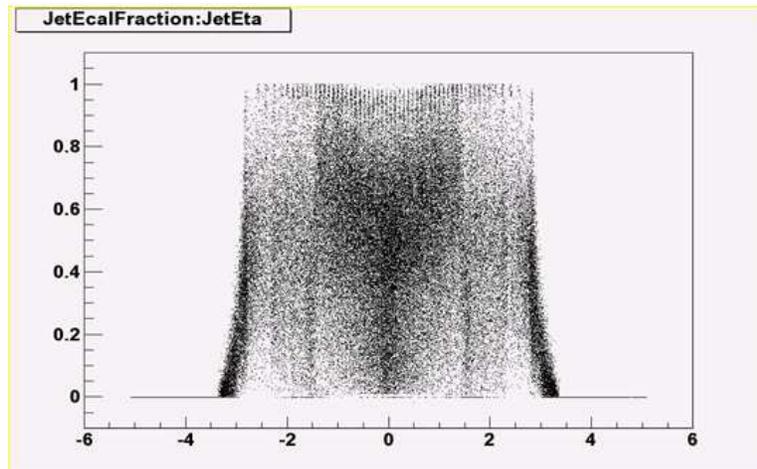


Figura 4.31: E_{ECAL}/E_{tot} in funzione di η . Si vede che per valori di η prossimi ai limiti di accettazione calorimetrica ($|\eta| \sim 3.0$), la frazione E_{ECAL}/E_{tot} assume valori prossimi allo zero.

Sulla stessa linea si interpreta la distribuzione in E_{ECAL}/E_{tot} per tutti i jets ricostruiti con $bJetFlag = 0$, essendo questi jets parzialmente ricostruiti anche per valori di η maggiori di 3.0.

Diverso è invece il caso dei b -jets dell'evento ($bJetFlag = 0$), che sono tutti ricostruiti entro l'accettazione calorimetrica (vedi figura 4.29) e che quindi hanno un picco a zero per la frazione E_{ECAL}/E_{tot} decisamente più basso rispetto ai casi precedenti.

La conferma della correlazione tra le distribuzioni in E_{ECAL}/E_{tot} e quella in η è resa ancor più manifesta nella figura 4.31.

4.8 Ricostruzione del $W \rightarrow e\nu$: la *Missing Energy*

Per avere la completa ricostruzione del decadimento leptonico di una delle due W (la cosiddetta “ W leptonica”) dell’evento $t\bar{t}H$ semileptonico, occorre determinare il momento associato al neutrino.

Le componenti x e y del momento del neutrino sono determinate in base alla energia mancante dell’evento nelle due direzioni. In particolare si può calcolare l’energia trasversa mancante tenendo conto della somma dei depositi energetici delle torri nell’E-CAL e HCAL, E^{towers} (vedi ad esempio figura 4.32), della relativa correzione in energia per i jets ricostruiti nell’evento (calibrazione¹¹), $\sum(E^{jet}(corrected))$, nonché dell’eventuale energia rilasciata da muoni dell’evento nelle relative camere di rivelazione, (vedi ad esempio figura 4.33), assumendo ovviamente che la massa del neutrino sia nulla¹² ($M_\nu = 0 \Rightarrow E_\nu = |\vec{p}_\nu|$).

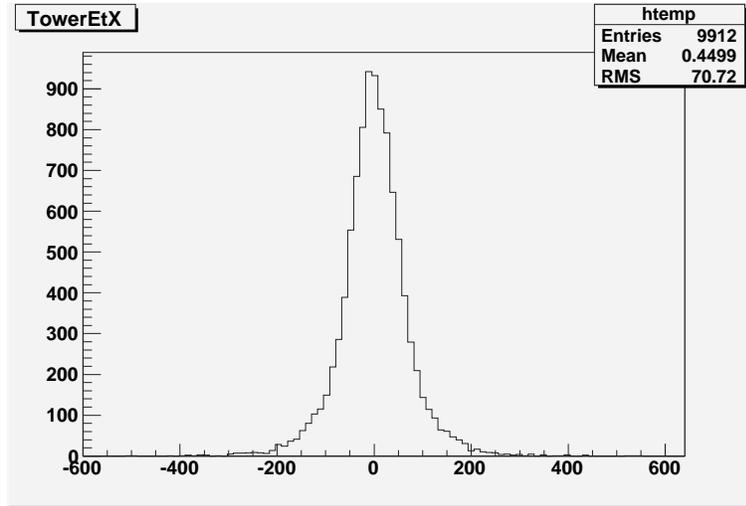


Figura 4.32: Distribuzione dell’energia trasversa E_{Tx}^{towers} (in GeV) dell’evento depositata nelle torri calorimetriche nella direzione dell’asse x . Un analogo andamento si riscontra anche per la E_{Ty}^{towers} lungo l’asse y .

In definitiva lungo le direzioni x e y si ottiene:

$$E_{Tx(y)}^{miss} = -(E_{Tx(y)}^{towers} + \sum(E_{Tx(y)}^{jet}(corrected) - E_{Tx(y)}^{jet}(raw)) + E_{Tx(y)}^{muon}) \quad (4.10)$$

¹¹Si tratta della cosiddetta “ γ -jet calibration” [86], che consiste in una correzione in termini di “energia persa” dai jets (generalmente accompagnata da emissioni fotoniche γ) dovuta a fattori sia fisici, come le radiazioni ISR e FSR o quelle associate agli *underlying events*, e sia del detector, come la diversa risposta del calorimetro per adroni carichi e neutri, il problema del rumore elettronico, delle regioni morte del rivelatore ecc.

¹²Approssimazione sempre valida per elevate energie.

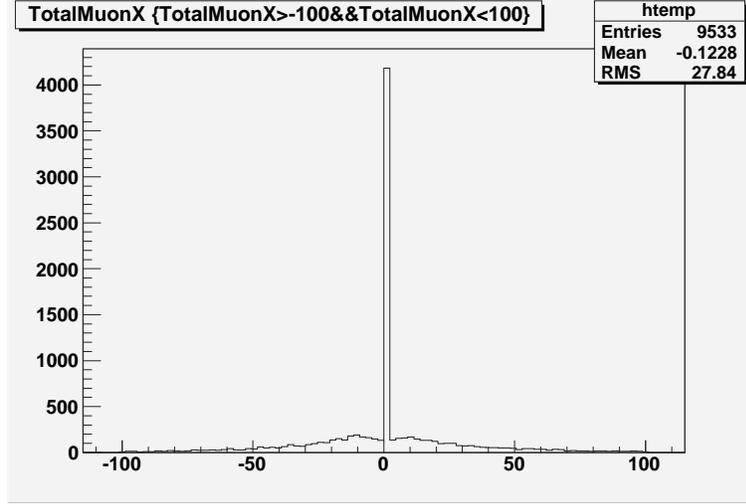


Figura 4.33: Distribuzione dell’energia trasversa E_{Tx}^{muon} (in GeV) dell’evento depositata nelle camere di rivelazione per muoni nella direzione dell’asse x . Siccome nell’analisi sono stati considerati eventi di segnale con un elettrone nello stato finale, la distribuzione di energia trasversa depositata dai muoni (originati da decadimenti secondari del segnale) tende ovviamente a piccarsi sullo zero. Un analogo andamento si riscontra anche per la E_{Ty}^{muon} lungo l’asse y .

Resta tuttavia il problema di dover determinare la componente longitudinale p_ν^z del neutrino, dal momento che una certa quantità indefinibile di momento viene comunque persa lungo la *beam pipe* e non vi è modo di risalire al suo valore mediante le informazioni raccolte dai vari componenti del rivelatore.

A ciò si aggiunge il fatto che non è possibile conoscere con esattezza la frazione di energia longitudinale dei partoni costituenti i protoni che collidono e quindi l’energia mancante longitudinale dell’evento.

La stima della componente longitudinale p_ν^z passa allora attraverso la risoluzione dell’equazione di massa invariante ottenuta a partire dalla “mass shell condition” ($p_\mu^2 = M^2$) applicata alla W leptonica:

$$M_W^2 = (E_e + E_\nu)^2 - (p_e^x + p_\nu^x)^2 - (p_e^y + p_\nu^y)^2 - (p_e^z + p_\nu^z)^2 \quad (4.11)$$

dove M_W è fissato al valore del PDG[81]: $M_W = 80.423 \pm 0.039 \text{ GeV}/c^2$.

L’equazione 4.11 ha in generale 2 o nessuna soluzione. Nel caso in cui ci siano 2 soluzioni, entrambe vengono considerate nel corso dell’analisi. La migliore delle due viene poi scelta in base a dei criteri che ottimizzano la ricostruzione degli eventi di segnale. Se non emerge nessuna soluzione analitica, allora si assume che la *missing energy* sia puramente trasversa, assegnando alla p_ν^z valore nullo.

4.9 Ricostruzione delle masse della W e dei top

La complessa topologia del canale, caratterizzata da uno stato finale con 4 b-jets, 2 jets “leggeri” (u, d, s, c o g), un elettrone isolato, energia mancante e possibili jets addizionali dovuti alla ISR e FSR, impone richieste di alte prestazioni sul detector e sugli algoritmi di ricostruzione.

Con uno stato finale di questo tipo, è evidente l’insorgere di ambiguità non semplici da risolvere. Anche se infatti tutti i prodotti dello stato finale venissero perfettamente identificati (incluso l’identificazione dei b), ben 24 differenti configurazioni possono essere possibili: l’assegnazione dei 4 b -jets ai due top e all’Higgs restituisce 12 possibili configurazioni che devono essere poi combinate con le due possibili soluzioni per la componente longitudinale del neutrino. Evidentemente la presenza di ulteriori jets nello stato finale aumenta la complessità delle possibili configurazioni consentite e quindi dell’identificazione del segnale.

Un modo per risolvere il problema delle diverse combinazioni possibili per lo stato finale del canale consiste nel determinare un algoritmo di assegnamento (*Jet pairing*) dei jets, una volta che sia stata fissata la collezione di b-jets e jets leggeri, ai rispettivi rami che caratterizzano l’albero di decadimento del $t\bar{t}H$ semileptonico. Questo algoritmo deve ovviamente non solo riconoscere quale coppia di jets debba essere assegnata ad una data particella, ma deve poi fornire gli strumenti per la determinazione della massa invariante della particella stessa, necessaria per la ricostruzione di tutto il canale. Infine l’algoritmo deve in qualche modo restituire la coppia dei b-jets non utilizzati per ricostruire i due top del segnale e utilizzarli per determinare una stima della massa invariante dell’Higgs, scopo finale dell’analisi.

In particolare, sfruttando l’esperienza raccolta dal gruppo *PRS b-tau* [1] del CERN per il $t\bar{t}H$ con un muone nello stato finale, ho deciso di utilizzare l’algoritmo che identifica la miglior assegnazione dei jets mediante la minimizzazione di una variabile χ^2 opportunamente definita. In pratica l’algoritmo:

- Ricostruisce tutti i possibili candidati $W_{had} \rightarrow q\bar{q}'$, a partire dalle coppie di jets “leggeri” dell’evento, determinandone la massa invariante. Fissato un candidato W_{had} , ricostruisce tutti i possibili candidati $t_{lep} \rightarrow W_{lep}b$ e $t_{had} \rightarrow W_{had}b$, a partire da tutte le possibili coppie di b -jets dell’evento. Anche in questo caso viene determinata la massa invariante dei candidati ricostruiti.
- Seleziona la migliore combinazione ($W_{had} \rightarrow q\bar{q}'$, $t_{lep} \rightarrow W_{lep}b$ e $t_{had} \rightarrow W_{had}b$) come quella per cui si ha il minimo valore della seguente variabile χ^2 :

$$\chi^2 = \left(\frac{M_W - M_{q\bar{q}'}}{\sigma_{q\bar{q}'}} \right)^2 + \left(\frac{M_t - M_{evb}}{\sigma_{evb}} \right)^2 + \left(\frac{M_t - M_{q\bar{q}'b}}{\sigma_{q\bar{q}'b}} \right)^2 \quad (4.12)$$

dove M_W e M_t sono i valori delle masse della W e del top come compaiono nel PDG

[81] (in particolare $M_t = 178.1 \pm 8.3 \text{ GeV}/c^2$) e $\sigma_{q\bar{q}'}$, σ_{evb} , $\sigma_{q\bar{q}'b}$ sono rispettivamente i valori delle sigma ricavati dal fit alle masse in figura 4.34, 4.35 e 4.36.

Infine i b -jets non utilizzati per i candidati t_{lep} e t_{had} vengono adoperati per ricostruire i candidati Higgs $H \rightarrow b\bar{b}$ dell'evento. Di ogni candidato viene quindi determinata la massa invariante.

In particolare, utilizzano l'algoritmo descritto per il *Jet pairing*, si ottengono le distribuzioni delle masse invarianti, per la W adronica e per i due top, mostrate nelle figure 4.34, 4.35 e 4.36.

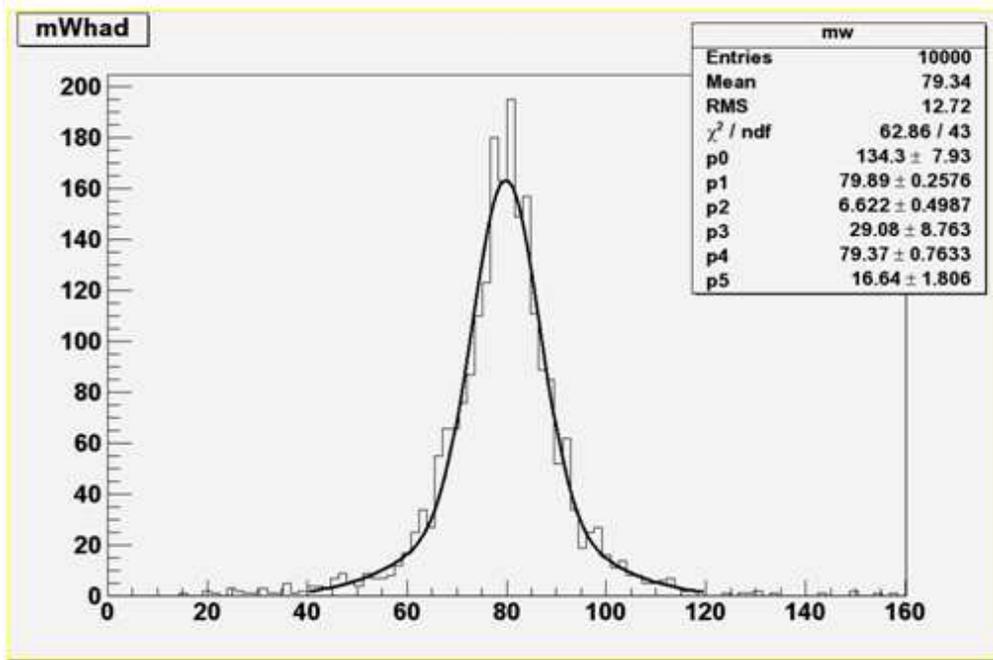


Figura 4.34: Distribuzione della massa (in GeV/c^2) della W adronica ottenuta utilizzando l'algoritmo del χ^2 per il *Jet pairing*. La distribuzione è interpolata mediante un fit alla somma di due gaussiane (“double gaussian fit”) i cui parametri sono mostrati in tabella. In particolare i parametri p0, p1 e p2 si riferiscono rispettivamente ad un termine proporzionale all'area, al valore medio e alla sigma della gaussiana “stretta”, mentre i restanti p3, p4 e p5 si riferiscono alle stesse quantità della gaussiana “larga”.

In assenza di un criterio per la scelta del “miglior” candidato Higgs dell'evento, dovuta all'impossibilità di definire un criterio basato sulla massa del bosone che costituisce, come sappiamo, un parametro libero della teoria, è possibile avere in un evento più candidati Higgs ricostruiti. Ogni combinazione che fornisce un Higgs nell'evento ricostruito, cui non è associato un corrispondente Higgs Monte Carlo (vedi in proposito il MCA della sezione 5.1), forma il cosiddetto “Combinatoriale”, che costituisce un vero e proprio

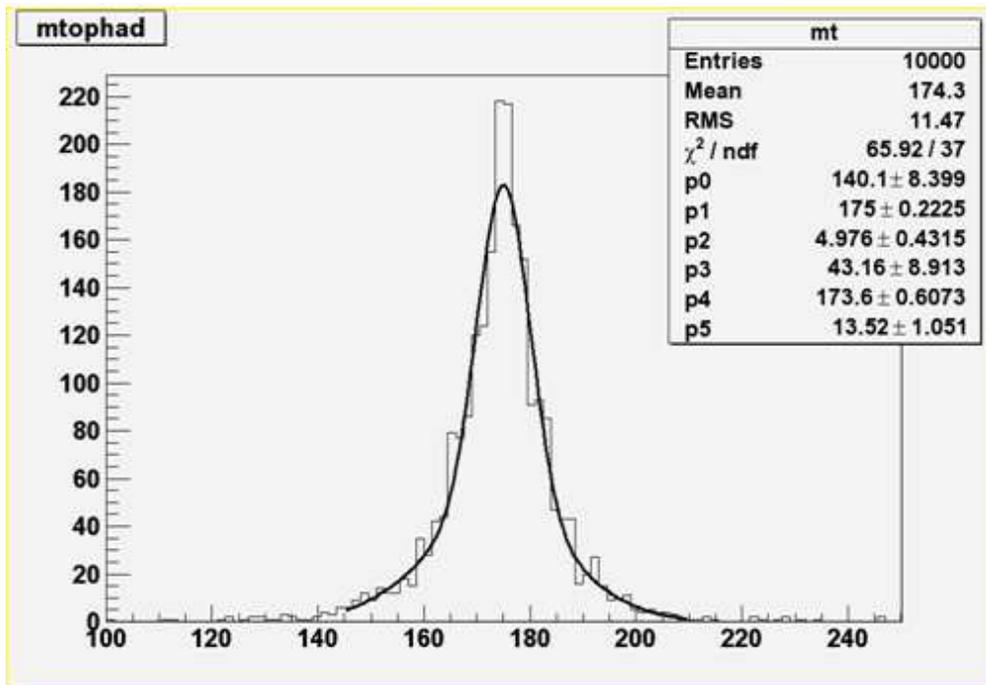


Figura 4.35: Distribuzione della massa (in GeV/c^2) del *top* adronico ottenuta utilizzando l'algoritmo del χ^2 per il *Jet pairing*. La distribuzione è interpolata mediante un fit alla somma di due gaussiane (“double gaussian fit”) i cui parametri sono mostrati in tabella. In particolare i parametri p0, p1 e p2 si riferiscono rispettivamente ad un termine proporzionale all'area, al valore medio e alla sigma della gaussiana “stretta”, mentre i restanti p3, p4 e p5 si riferiscono alle stesse quantità della gaussiana “larga”.

fondo “statistico” del segnale da aggiungere “ai fondi fisici” attesi per questo canale. Analizzeremo meglio questo aspetto nel prossimo capitolo.

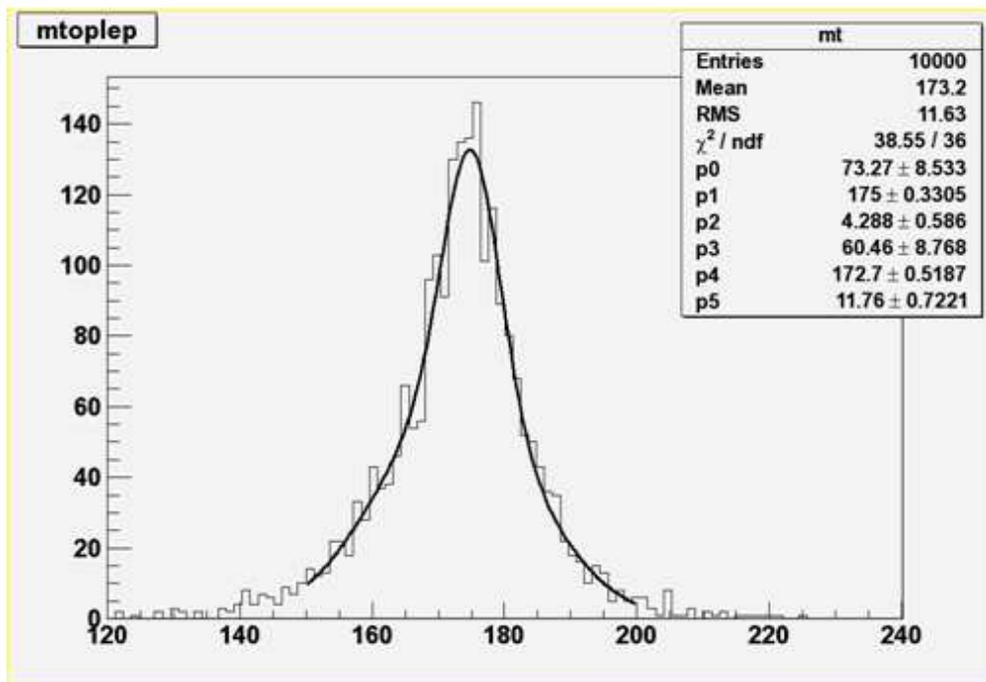


Figura 4.36: Distribuzione della massa (in GeV/c^2) del *top* leptonico ottenuta utilizzando l'algoritmo del χ^2 per il *Jet pairing*. La distribuzione è interpolata mediante un fit alla somma di due gaussiane (“double gaussian fit”) i cui parametri sono mostrati in tabella. In particolare i parametri p0, p1 e p2 si riferiscono rispettivamente ad un termine proporzionale all'area, al valore medio e alla sigma della gaussiana “stretta”, mentre i restanti p3, p4 e p5 si riferiscono alle stesse quantità della gaussiana “larga”.

Capitolo 5

Studio dei tagli di selezione e della reiezione dei fondi

In questo capitolo descriveremo la strategia di selezione degli eventi di segnale adottata soffermandoci sullo studio dei tagli sulle variabili discriminanti necessarie per rigettare i fondi previsti per il canale in esame. In particolare saranno stimati il numero atteso di eventi di segnale e di fondo, per una massa del bosone di Higgs pari a $120 \text{ GeV}/c^2$ e per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} , che superano i criteri di selezione, allo scopo di valutare le prestazioni dell'algorithm espresse in termini di efficienza della selezione e capacità di reiezione del fondo.

5.1 Associatore Monte Carlo

Per effettuare lo studio delle prestazioni dell'algorithm di analisi e della migliore scelta dei tagli di selezione, ho implementato, in una classe ausiliaria, un opportuno *Monte Carlo Associator* (MCA). La principale finalità di un MCA è quella di identificare l'albero di decadimento prodotto da un generatore Monte Carlo per un canale di fisica preso in considerazione. Nella fattispecie l'associatore che ho sviluppato è in grado di:

1. Riconoscere il tipo di evento di segnale simulato, andando a ricostruire tutti i rami che compongono l'albero di decadimento del canale $t\bar{t}H$ e il tipo di particelle simulate che vi prendono parte. Ad esempio è necessario stabilire quali eventi $t\bar{t}H$ simulati abbiano effettivamente un elettrone nello stato finale. Il risultato dell'associazione Monte Carlo è stata sintetizzata in una *flag*¹ che specifica il leptone dello stato finale e quindi l'evento di segnale analizzato. In particolare dallo studio di questa *flag* si evidenzia che per 10000 eventi di $t\bar{t}H$ semileptonico, circa il 50% è

¹In particolare analizzando il *particle id* e lo *status* associati alla particella simulata. Il primo fornisce il valore di identificazione della particella seguendo lo *Standard Hep Code* dei generatori, mentre il secondo restituisce lo stato della particella (particella presente nello stato finale, intermedio o iniziale).

caratterizzato da un elettrone nello stato finale, mentre il restante 50% è caratterizzato da leptoni (muoni o tau) diversi dall'elettrone. Il riconoscimento sistematico del leptone presente nello stato finale si rivela di particolare importanza sia nello studio dei valori di efficienza di segnale (in cui verranno considerati eventi “veri” di segnale solo quelli con un elettrone proveniente dalla W “leptonica”) sia nello studio dei cosiddetti eventi di *Cross Feed*².

2. Fornire tutte le informazioni cinematiche delle particelle simulate. Ad esempio nelle figure 5.1 e 5.2 sono mostrate rispettivamente le distribuzioni della energia trasversa per i b -jets simulati provenienti dal Higgs e del momento trasverso per gli elettroni simulati provenienti dalla W leptonica.

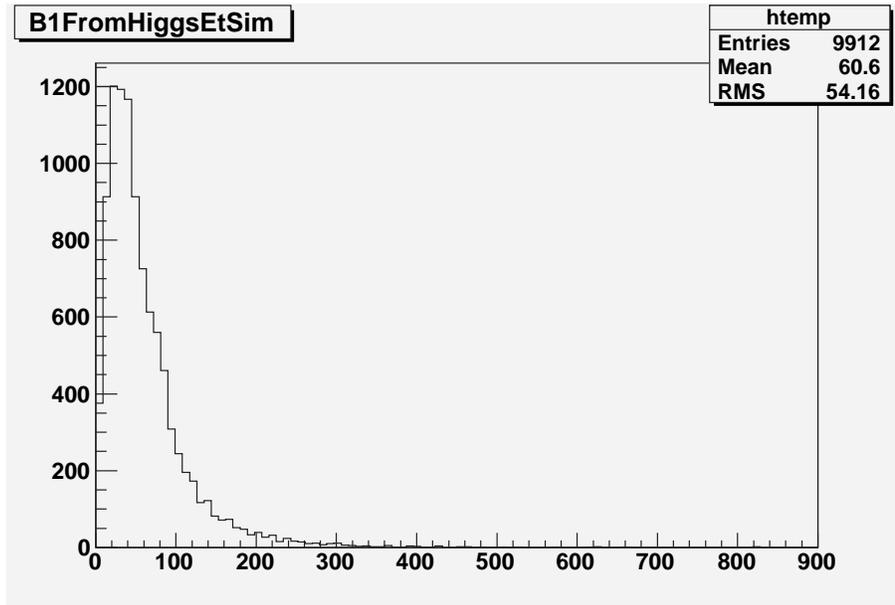


Figura 5.1: Distribuzione della energia trasversa (in GeV) per i b -jets simulati provenienti dal Higgs.

Lo studio di tali distribuzioni contribuisce, come vedremo ancor meglio più avanti, alla scelta dei tagli di selezione.

3. Associare le particelle del Monte Carlo a quelle ricostruite, mediante un algoritmo che, partendo dai valori di η_{sim} e ϕ_{sim} delle particelle simulate e η_{rec} e ϕ_{rec} di quelle

²Gli eventi di *Cross Feed* sono quegli eventi di segnale che superano i tagli di selezione del codice di analisi, e che per questo vengono considerati eventi “buoni” dall’algoritmo, ma che in realtà sono caratterizzati da uno stato finale topologicamente diverso (ad esempio, per il segnale $t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}q\bar{q}'e\nu$, un evento di *Cross Feed* è rappresentato da $t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}q\bar{q}'\mu\nu$ con un muone nello stato finale). Più avanti vedremo che gli eventi di *Cross Feed* rinvenuti nel corso dell’analisi sono comunque eventi abbastanza rari, che non influiscono nei valori di efficienza di segnale.

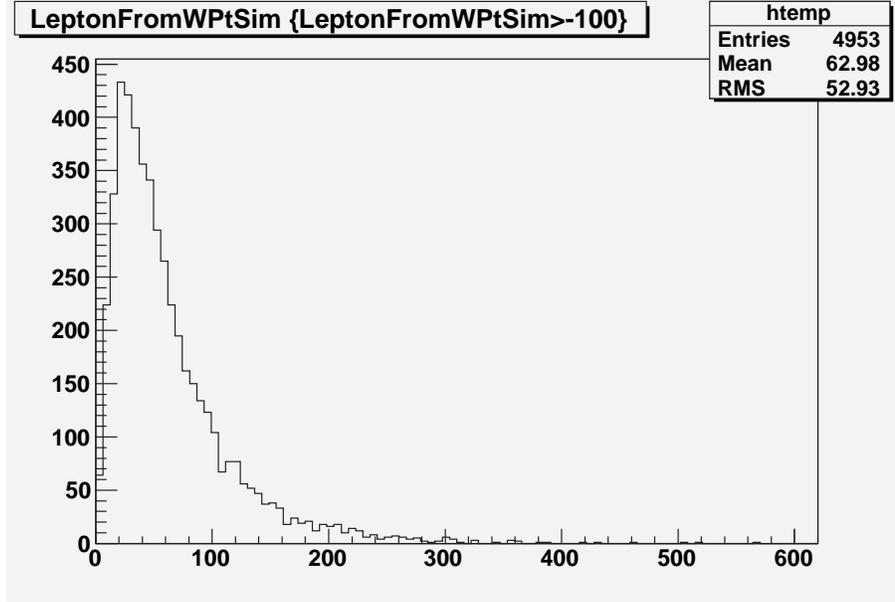


Figura 5.2: Distribuzione del momento trasverso (in GeV/c) per gli elettroni di segnale simulati.

ricostruite, definisce un cono nello spazio “azimuth-rapidità” (ϕ, η) attorno alla particella generata con apertura ΔR tale che:

$$\Delta R = \sqrt{(\delta\eta)^2 + (\delta\phi)^2} \quad (5.1)$$

dove $\delta\eta = \eta_{sim} - \eta_{rec}$ e $\delta\phi = \phi_{sim} - \phi_{rec}$. Fissato un taglio ΔR_{cut} , se $\Delta R \leq \Delta R_{cut}$ allora la particella ricostruita si trova all’interno del cono e si può quindi concludere che è “associata” alla corrispondente particella simulata. Questo tipo di studio è stato ad esempio già mostrato per la distribuzione della variabile “goodel” in figura 4.22, dove si è scelto di utilizzare un taglio $\Delta R_{cut}^{elec} = 0.1$, e quando si sono considerati gli studi di risoluzione in p_T per l’elettrone di segnale ricostruito e simulato, come mostrato in figura 4.17 e 4.18.

Allo stesso modo può essere interessante definire un analogo algoritmo per studiare l’associazione degli Higgs simulati con quelli ricostruiti nell’evento. In particolare si può pensare di descrivere cono di apertura ΔR_{higgs} , secondo la definizione della 5.1, a partire dalle informazioni relative ai b -jets provenienti dal bosone. In figura 5.3, dove è mostrata la distribuzione della variabile ΔR_{higgs} , si nota che una buona scelta di taglio può essere quella di richiedere che l’associazione sia valida solo per quelle coppie di b -jets che hanno un $\Delta R_{higgs} \leq 0.3$. Utilizzando questo taglio è possibile definire quindi una nuova *flag* per gli Higgs ricostruiti, che specifichi quando quest’ultimi sono associati ai corrispettivi simulati. Lo studio di questa

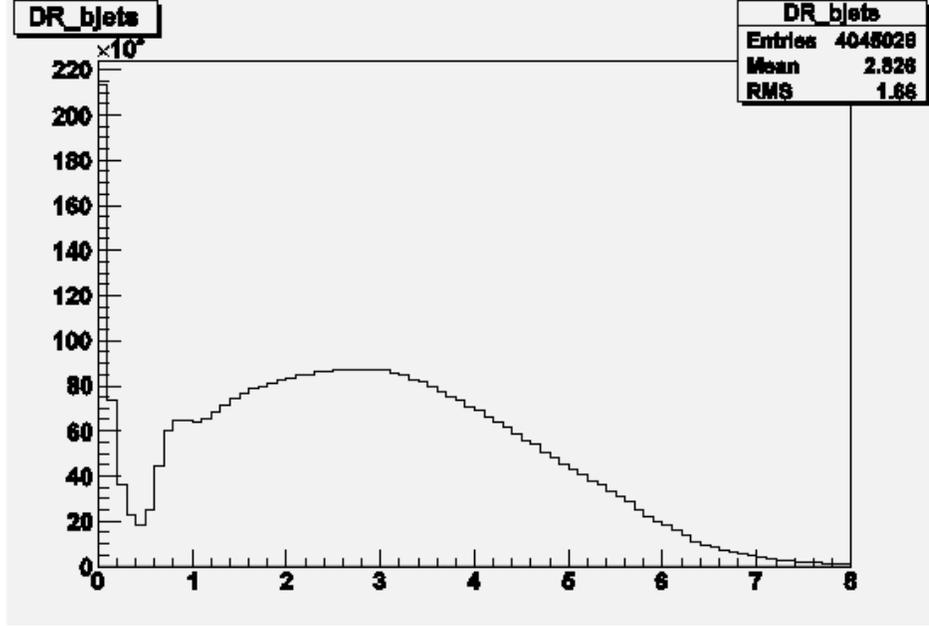


Figura 5.3: Distribuzione della variabile ΔR_{higgs} per i b -jets simulati e ricostruiti provenienti dall'Higgs. In particolare si nota una depressione della distribuzione in corrispondenza del valore minimo che assume a 0.3.

analisi rivela che circa il 30% degli Higgs selezionati è associato effettivamente ai corrispettivi del Monte Carlo.

5.2 Tagli di selezione

L'algoritmo di selezione degli eventi di segnale $t\bar{t}H$ che ho sviluppato richiede che nell'evento analizzato:

1. ci sia almeno un candidato elettrone con $|\eta| < 2.5$, secondo i valori di accettazione del tracciatore;
2. ci sia almeno un candidato elettrone che risulti isolato, dall'algoritmo di isolamento descritto nella sezione 4.6, richiedendo che $p_T^{el} > 10.0 GeV/c$ e $(\sum_{cono} p_T) - p_T^{el} < 5.0 GeV/c$;
3. nel caso ci sia più di un candidato elettrone isolato, viene selezionato per la ricostruzione degli eventi di segnale quello con p_T più elevato;
4. ci siano almeno 6 jets che abbiano:

- (a) $E_T > 30\text{GeV}$ ed $|\eta| < 3.0$, secondo i valori di accettazione del calorimetro;
 - (b) le informazioni del *b-tagging* ($bJetFlag \neq -1$);
 - (c) una frazione di energia rilasciata nell'ECAL $\frac{E_{ECAL}}{E_{tot}} < 95\%$;
5. ci siano almeno 4 jets identificati come *b-jets* e almeno 2 come jets originati da quark più leggeri, in base al valore della variabile BDiscriminator. In particolare il valore del taglio su questa variabile è stato ottimizzato allo scopo di massimizzare la significatività statistica del segnale, come descritto nella sezione 5.4;
 6. vengano ricostruite, a partire dai jets selezionati al punto precedente, tutte le possibili terne di candidati ($W_{had}; t_{had}; t_{lep}$). La migliore terna dell'evento viene quindi determinata utilizzando il metodo del χ^2 nell'algoritmo di *Jet pairing* illustrato nella sezione 4.9. Vengono quindi ricostruite le masse invarianti dei candidati della terna selezionata.
 7. venga ricostruito il momento del neutrino utilizzando la energia mancante dell'evento (come mostrato nella sezione 4.8). In particolare la sua componente longitudinale viene ricostruita a mezzo della equazione 4.11. Se la 4.11 ha due soluzioni, si sceglie quella per cui si ottiene il minimo valore del χ^2 dalla ricostruzione delle masse del W e dei top candidati;
 8. i candidati della terna selezionata al punto 6 soddisfino i seguenti tagli nelle masse invarianti:
 - $151 \leq M_{thad} \leq 198$;
 - $151 \leq M_{tlep} \leq 198$;
 - $53 \leq M_{Whad} \leq 105$;

I valori di taglio sulle masse sono stati determinati dalla definizione di una finestra di accettazione di segnale, ottenuta interpolando la distribuzione delle masse invarianti dei candidati W_{had}, t_{had} e t_{lep} mediante un opportuno fit alla somma di due gaussiane (“double gaussian fit”) e considerando un'ampiezza corrispondente a $\pm 3\sigma$ intorno al valor medio della gaussiana “stretta”. Più in dettaglio nelle figure 5.4, 5.5 e 5.6 sono mostrate le diverse regioni di accettazione per il W e i top candidati dell'evento.

A questo punto i *b-jets* non associati ai top di segnale sono combinati a due a due per ricostruire i candidati Higgs dell'evento.

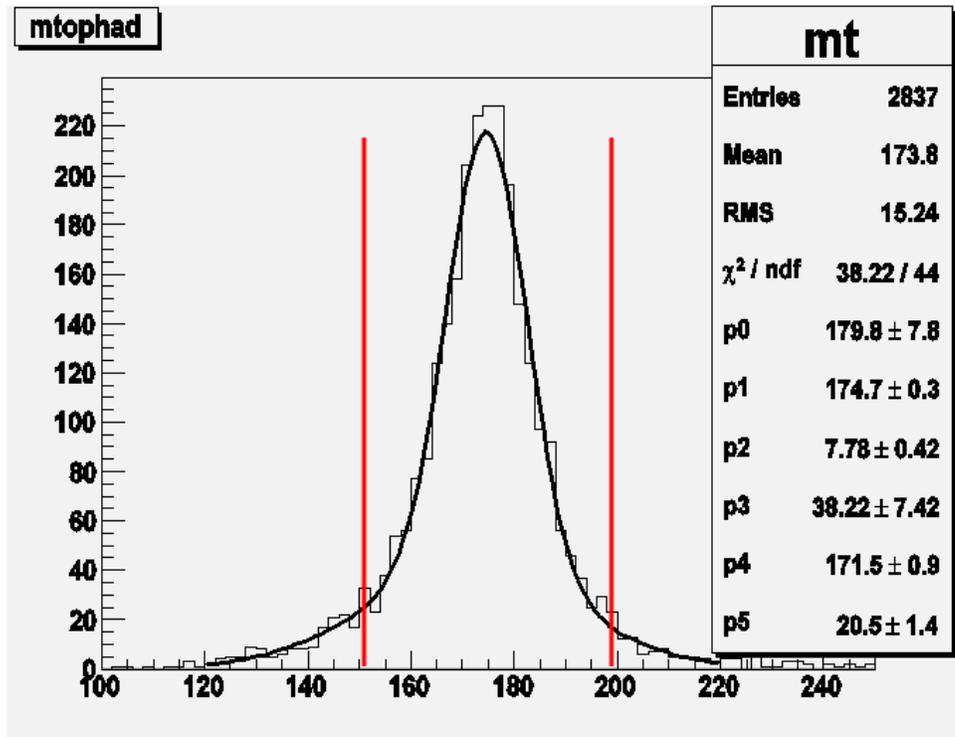


Figura 5.4: Distribuzione della massa invariante (in GeV/c^2) del top adronico interpolata con un fit alla somma di due gaussiane. Le linee rosse delimitano la finestra di accettazione definita a partire dal valor medio (174.7 ± 0.3) della gaussiana “stretta” e dalla relativa σ (7.8 ± 0.4).

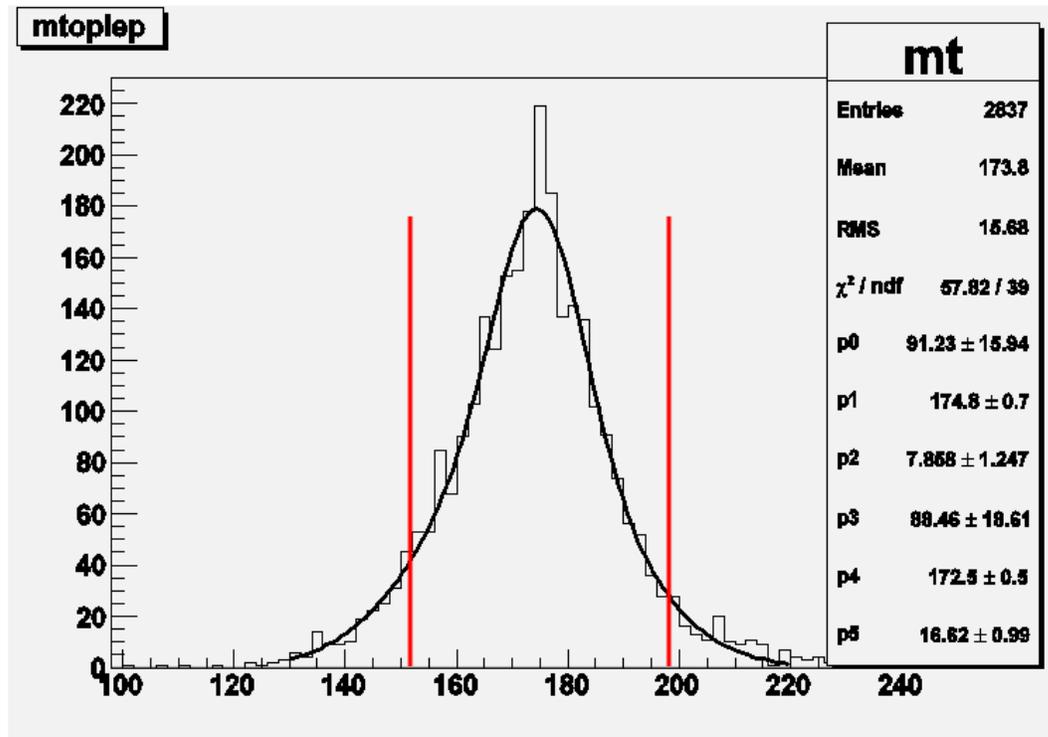


Figura 5.5: Distribuzione della massa invariante (in GeV/c^2) del top leptonico interpolata con un fit alla somma di due gaussiane. Le linee rosse delimitano la finestra di accettazione definita a partire dal valor medio (174.8 ± 0.7) della gaussiana “stretta” e dalla relativa σ (7.9 ± 1.2).

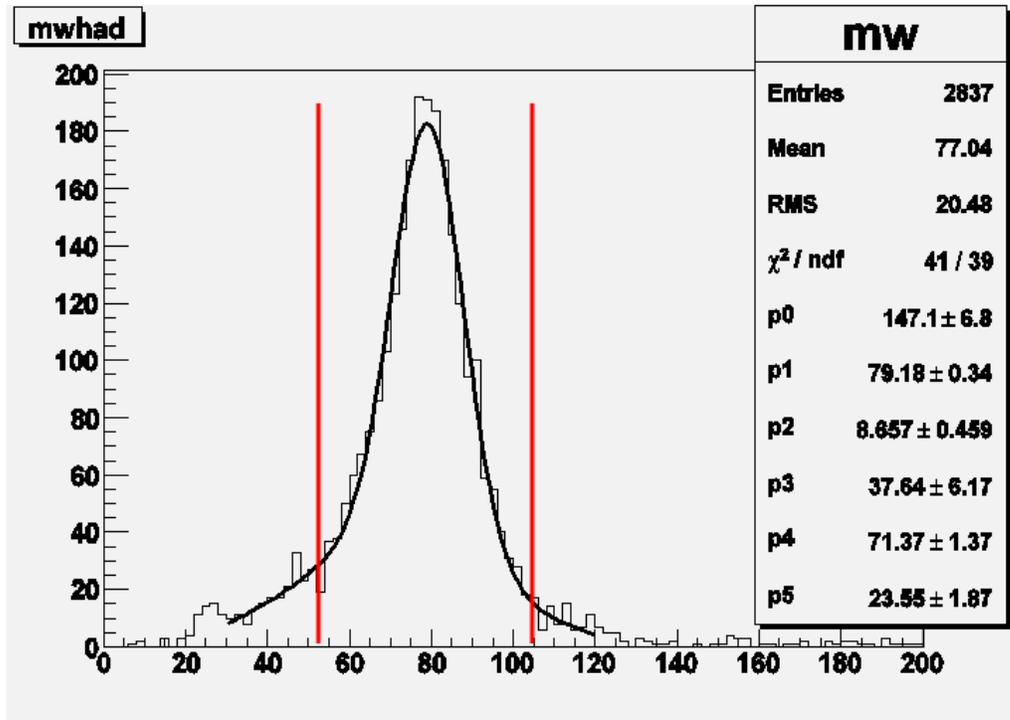


Figura 5.6: Distribuzione della massa invariante (in GeV/c^2) della W adronica interpolata con un fit alla somma di due gaussiane. Le linee rosse delimitano la finestra di accettazione definita a partire dal valor medio (79.2 ± 0.3) della gaussiana “stretta” e dalla relativa σ (8.7 ± 0.5).

Infine, per gli studi di efficienza di segnale, occorre capire quali di questi candidati ricostruiti siano da considerarsi Higgs di segnale e quali semplicemente delle combinazioni errate (combinatoriale) dell’algoritmo di *Jet pairing*. Può accadere infatti che nell’analisi vengano selezionati anche più di un Higgs ricostruito per evento, in evidente disaccordo con la topologia del canale. In realtà la frazione di eventi con un numero di Higgs maggiore di uno è decisamente bassa rispetto al totale, come si evince dalla figura 5.7.

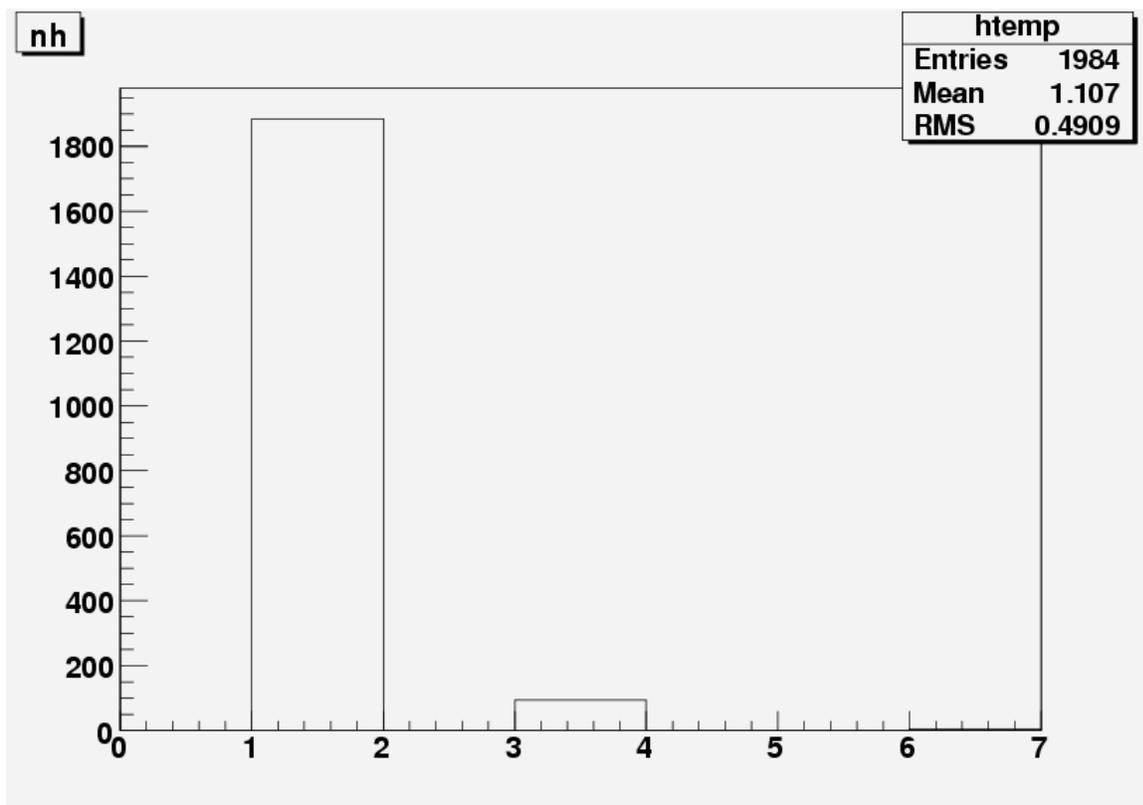


Figura 5.7: Istogramma del numero di Higgs ricostruiti per evento. In particolare si vede che circa nel 95% dei casi viene ricostruito un solo Higgs per evento, in accordo con la topologia del segnale, mentre nel restante 5% dei casi ne vengono ricostruiti 3. Una percentuale trascurabile è caratterizzata da un numero di Higgs maggiore di 3.

Non disponendo però di alcun criterio di selezione del “miglior” candidato Higgs³, non rimane altro che definire un’opportuna finestra di segnale studiando la distribuzione della massa invariante per tutti candidati Higgs ricostruiti e per quelli che sono associati a corrispondenti simulati nel Monte Carlo. In particolare, studiando le due distribuzioni

³Non è possibile ad esempio utilizzare lo stesso criterio visto nel caso delle W e top, dal momento che la massa del bosone di Higgs è un parametro libero della teoria.

in figura 5.8, ho scelto di utilizzare come finestra di segnale per i candidati Higgs quella definita dai valori di massa M_H compresi tra 60 e 150 GeV/c^2 .

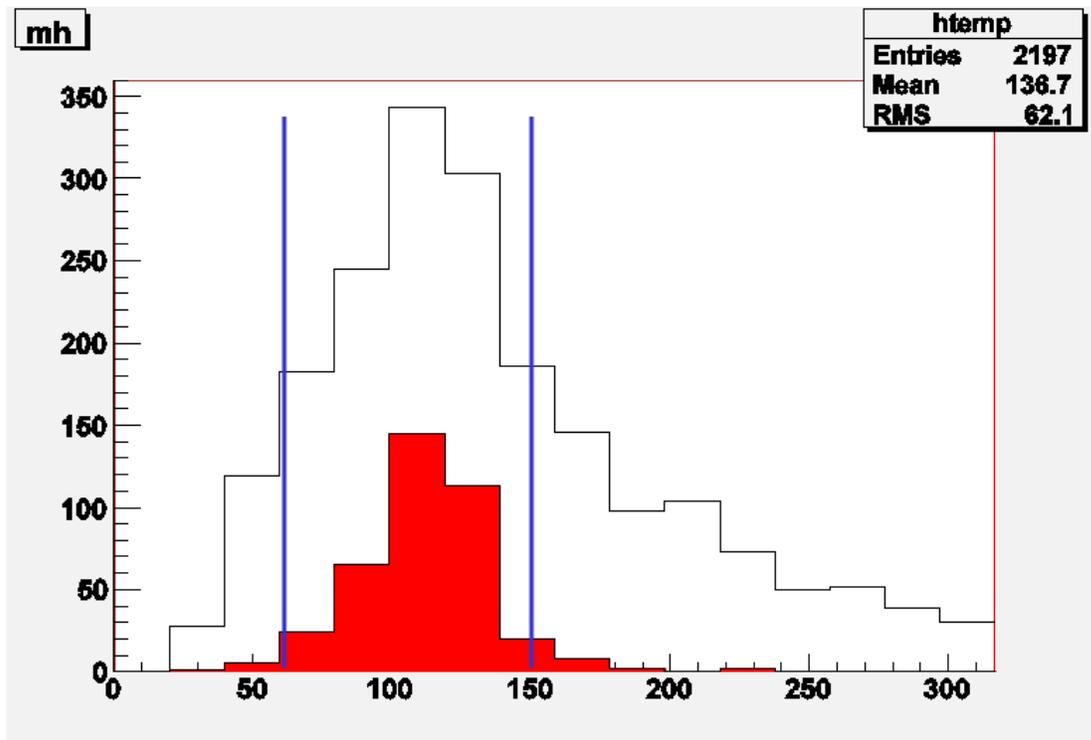


Figura 5.8: Distribuzione della massa (in GeV/c^2) degli Higgs ricostruiti nell'evento (in nero) e quelli simulati dal Monte Carlo (in rosso). Le due linee in blu delimitano la finestra di segnale per i candidati Higgs.

5.3 Efficienza e significatività statistica del segnale

Le grandezze che caratterizzano le prestazioni della selezione sono rappresentate dalla efficienza di selezione del segnale e dalla sua significatività statistica.

L'efficienza ε viene definita come il rapporto tra il numero di eventi che superano i tagli di selezione (N_{cut}) e il numero totale di eventi analizzati (N_{tot}):

$$\varepsilon = \frac{N_{cut}}{N_{tot}} \quad (5.2)$$

L'errore sull'efficienza è calcolato a partire dalla distribuzione binomiale⁴:

$$\sigma(\varepsilon) = \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot (1 - \varepsilon)}{N_{tot}}} \quad (5.3)$$

Partendo dal valore ε è possibile risalire al *rate* Γ di eventi attesi per una data luminosità dell'acceleratore \mathcal{L} e della sezione d'urto Σ del processo, mediante la relazione:

$$\Gamma = \varepsilon \times \Sigma \times \mathcal{L} \quad (5.4)$$

In linea di principio si potrebbe pensare di ottimizzare la definizione dei tagli di selezione semplicemente scegliendo quei tagli che massimizzano l'efficienza di segnale. In realtà, tenendo conto della inevitabile presenza di fondi fisici attesi per un determinato canale, occorre anche considerare la purezza della selezione, cioè capire quanti eventi di fondo superano i tagli e sono selezionati insieme al segnale. Pertanto diventa fondamentale valutare la cosiddetta significatività \mathcal{S} statistica di segnale, definita come:

$$\mathcal{S} = \frac{S}{\sqrt{B + S}} \quad (5.5)$$

dove S è il numero di eventi di segnale selezionati e B è il numero di eventi di fondo. Se poi $S \ll B$ possiamo anche scrivere:

$$\mathcal{S} = \frac{S}{\sqrt{B}} \quad (5.6)$$

che nel nostro caso si traduce in:

$$\mathcal{S} = \frac{S}{\sqrt{B_{ttjj} + B_{ttbb} + B_{ttZ}}} \quad (5.7)$$

Nel prossimo paragrafo vedremo come ottimizzare, ad esempio, la strategia di selezione per l'algoritmo di *b-tagging*, andando alla ricerca del valore di taglio che rende massima la significatività \mathcal{S} definita nella 5.7.

5.4 *b-tagging* con la variabile *BDiscriminator*

Come abbiamo già anticipato nel precedente capitolo, l'identificazione dei *b-jets* può essere resa più efficace lavorando sulla variabile continua *BDiscriminator* (vedi sezione

⁴Calcolare l'efficienza significa in sostanza valutare la probabilità di avere un numero di successi, N_{cut} , su un certo numero di prove, N_{tot} . Di conseguenza la distribuzione di probabilità dell'efficienza è quella binomiale che più in generale è descritta dalla: $B_{n,p}(\nu) = \binom{n}{\nu} p^\nu q^{n-\nu} = \frac{n!}{\nu!(n-\nu)!} p^\nu q^{n-\nu}$, dove ν sono i successi, n le prove, p la probabilità che si verifichi un determinato risultato e $q = 1 - p$ la probabilità (totale) che si verifichino tutti gli altri risultati.

4.4.3). La scelta del valore di taglio ottimale può essere effettuata studiando contemporaneamente l'efficienza e la significatività del segnale in funzione del taglio sulla variabile $BDiscriminator$, ricercando il massimo valore di \mathcal{S} . Nelle figure 5.9 e 5.10 sono mostrati i grafici relativi allo studio di \mathcal{S} e di ϵ in funzione del taglio sul $BDiscriminator$. La significatività è stata determinata utilizzando i fondi $ttjj$, tbb e ttZ e normalizzando tutti gli eventi ad una luminosità integrata di 60 fb^{-1} . Per ciascuno di tali fondi è rappresentata anche la rispettiva probabilità di selezione nelle figure 5.11, 5.12 e 5.13.

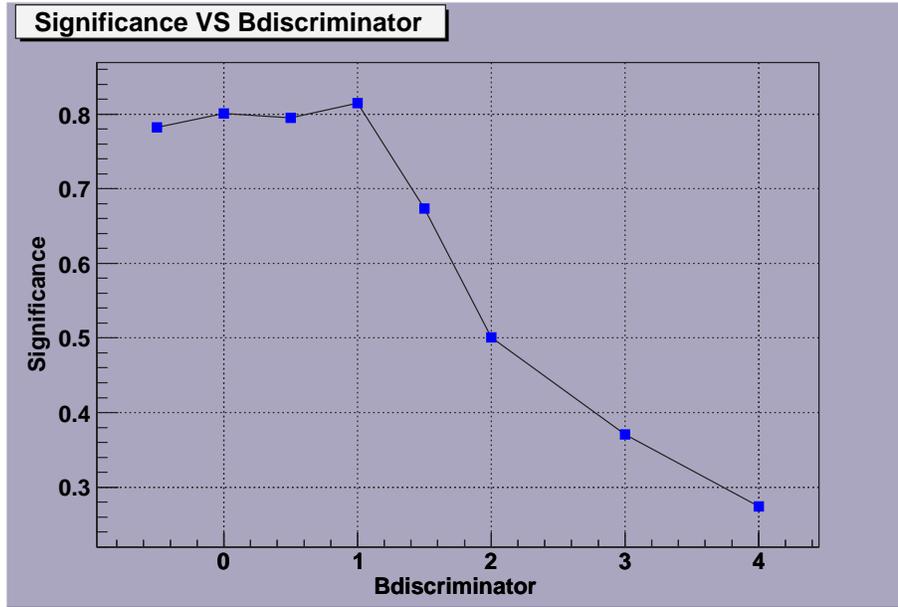


Figura 5.9: Grafico della significatività in funzione del taglio sulla variabile $BDiscriminator$. Tutti gli eventi sono stati normalizzati ad una luminosità integrata di 60 fb^{-1} , utilizzando le sezioni d'urto prodotte dal Monte Carlo secondo la tabella 3.17.

Si può infine notare dal grafico in figura 5.9 che esiste un picco in corrispondenza del valore di taglio sul $BDiscriminator = 1$ che risulta essere il taglio ottimale rispetto ad altri più “soffici”, ma caratterizzati da un eccessivo *rate* di eventi di fondo. La scelta più ragionevole per il *b-tagging* appare, dunque, quella di considerare come *b-jets* i jets ricostruiti nell'evento che hanno $BDiscriminator \geq 1$, ottenendo in corrispondenza una $\mathcal{S} = 0.8$ per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} e un'efficienza di segnale pari a $\epsilon_s = 1\%$.

5.5 Risultati dell'analisi

Utilizzando la selezione illustrata nella sezione 5.2 e considerando il valore di taglio sul $BDiscriminator$ descritto nella sezione 5.4, possiamo concludere mostrando tutti i risultati dell'analisi.

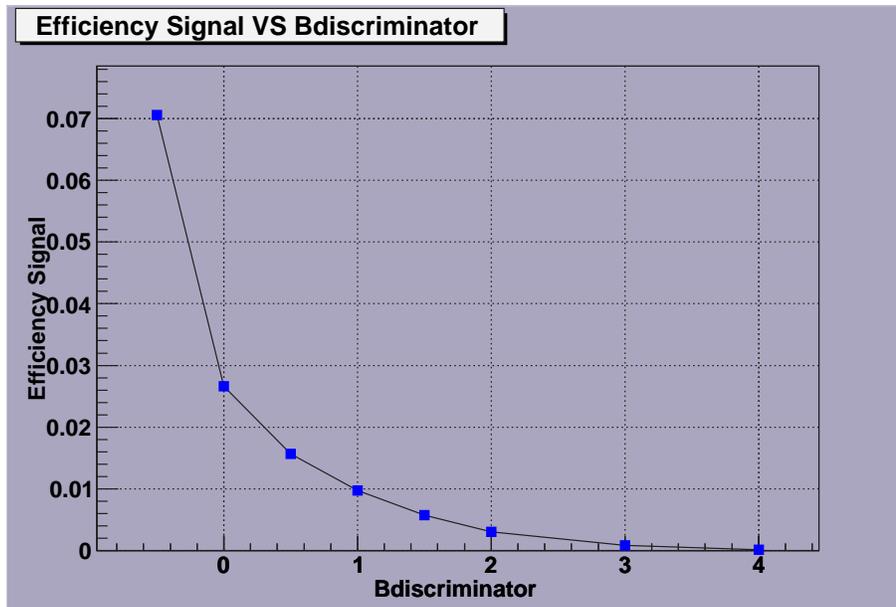


Figura 5.10: Grafico dell'efficienza di segnale in funzione del taglio sulla variabile $B_{Discriminator}$. Al diminuire del valore del taglio aumenta l'efficienza di segnale.

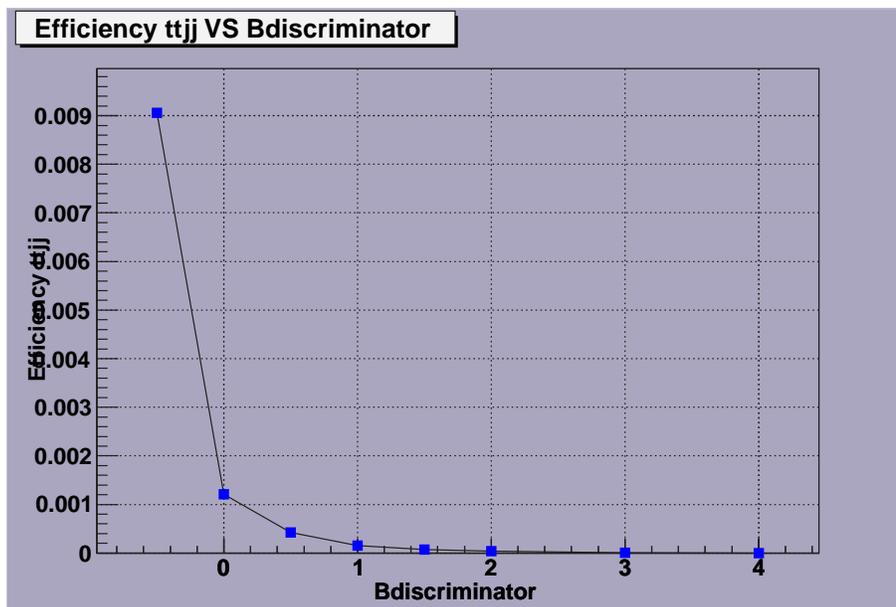


Figura 5.11: Grafico dell'efficienza di fondo $ttjj$ in funzione del taglio sulla variabile $B_{Discriminator}$.

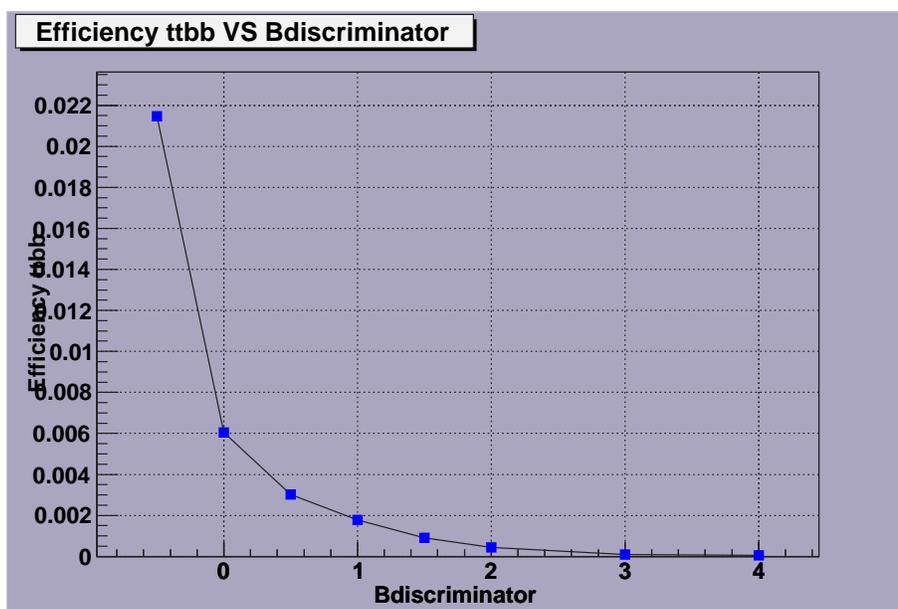


Figura 5.12: Grafico dell'efficienza di fondo $ttbb$ in funzione del taglio sulla variabile $BDiscriminator$.

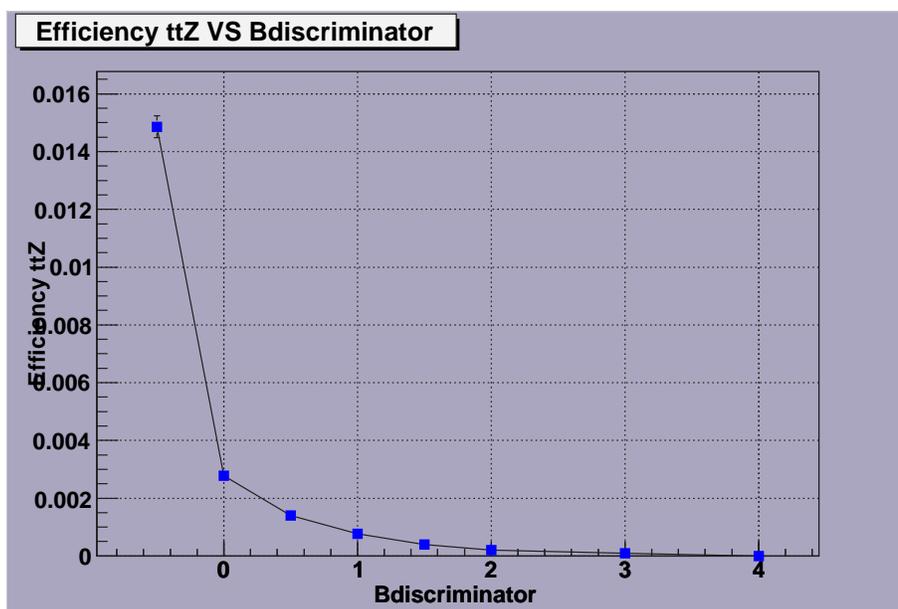


Figura 5.13: Grafico dell'efficienza di fondo ttZ in funzione del taglio sulla variabile $BDiscriminator$.

Nelle tabelle 5.1 e 5.2 sono mostrati i valori di efficienza relativa dei principali tagli

di selezione, per il segnale e per i fondi fisici studiati.

Taglio di selezione	$\varepsilon_{segnale}(\%)$
eventi con almeno un elettrone ricostruito	95.40 ± 0.07
eventi con almeno un elettrone ricostruito con $p_T > 10\text{GeV}/c^2$	91.31 ± 0.09
eventi con almeno un elettrone isolato	62.78 ± 0.15
eventi con almeno un jet con $E_T > 30\text{GeV}$ e $\eta < 3.0$	56.78 ± 0.16
eventi con almeno 4 <i>b</i>-jets e 2 light quark jets con $\frac{E_{ECAL}}{E_{tot}} < 95\%$	2.56 ± 0.05
eventi con $151 \leq M_{thad} \leq 198$	2.20 ± 0.05
eventi con $151 \leq M_{tlep} \leq 198$	2.08 ± 0.04
eventi con $53 \leq M_{Whad} \leq 105$	1.79 ± 0.04
eventi con $60 \leq M_H \leq 150$	1.18 ± 0.03
eventi con $60 \leq M_H \leq 150$ e l'Higgs associato al MC	0.34 ± 0.01

Tabella 5.1: Efficienze relative di segnale $\varepsilon_{segnale}$ per i diversi tagli della selezione, assumendo un taglio sul $BDiscriminator = 1$.

Taglio di selezione	$\varepsilon_{ttjj}(\%)$	$\varepsilon_{ttbb}(\%)$	$\varepsilon_{ttZ}(\%)$
eventi con almeno un elettrone ricostruito	84.444 ± 0.008	83.843 ± 0.008	87.470 ± 0.105
eventi con almeno un elettrone ricostruito con $p_T > 10\text{GeV}/c^2$	74.579 ± 0.009	73.064 ± 0.009	79.139 ± 0.128
eventi con almeno un elettrone isolato	24.544 ± 0.009	25.527 ± 0.009	26.883 ± 0.140
eventi con almeno un jet con $E_T > 30\text{GeV}$ e $\eta < 3.0$	18.367 ± 0.008	22.244 ± 0.009	20.707 ± 0.128
eventi con almeno 4 <i>b</i>-jets e 2 light quark jets con $\frac{E_{ECAL}}{E_{tot}} < 95\%$	0.078 ± 0.001	0.734 ± 0.001	0.219 ± 0.015
eventi con $151 \leq M_{thad} \leq 198$	0.072 ± 0.001	0.641 ± 0.001	0.198 ± 0.014
eventi con $151 \leq M_{tlep} \leq 198$	0.067 ± 0.001	0.595 ± 0.001	0.186 ± 0.013
eventi con $53 \leq M_{Whad} \leq 105$	0.060 ± 0.001	0.524 ± 0.001	0.157 ± 0.012
$60 \leq M_{b\bar{b}} \leq 150$	0.020 ± 0.001	0.228 ± 0.001	0.077 ± 0.008

Tabella 5.2: Efficienze relative dei fondi fisici ε_{ttjj} , ε_{ttbb} e ε_{ttZ} per i diversi tagli della selezione, assumendo un taglio sul $BDiscriminator = 1$.

Analizzando le tabelle si evince che il taglio più critico della selezione è quello rappresentato proprio dalla richiesta di *b-tagging* sui jets ricostruiti dell'evento. Sebbene l'efficienza di segnale viene ridotta per più di un fattore 10 (si passa dal 56.78% al 2.56% del campione analizzato) si vede dalla tabella tabseconda6 che i fondi vengono ridotti per un fattore ancora maggiore, specie se si considerano, come era ovvio aspettarsi, i valori di efficienza relativa del fondo riducibile *ttjj*. Di conseguenza la “perdita” in efficienza di segnale viene quindi compensata da un sostanziale guadagno in termini di purezza della selezione, soprattutto per il fondo *ttjj* che, avendo tra i fondi fisici la sezione d'urto più alta (vedi tabella 3.17) è anche quello che incide maggiormente sulla contaminazione della selezione.

Nelle figure 5.14 e 5.15 sono mostrate le distribuzioni di massa invariante delle coppie $b\bar{b}$ (identificate come Higgs) per i due fondi fisici più significativi⁵ *ttjj* e *ttbb*, che si aggiungono a quella mostrata in figura 5.8 per il segnale.

Nella tabella 5.3 è infine mostrato il numero atteso di eventi di segnale e fondi fisici ad una luminosità integrata di $60 fb^{-1}$, corrispondenti ad una significatività di segnale $S = 0.8$, con una frazione di 1.81% eventi di combinatoriale statistico e 0.02% di Cross Feed muonico.

Numero di eventi attesi per $60fb^{-1}$	
eventi di segnale	62
eventi di fondo <i>ttjj</i>	5301
eventi di fondo <i>ttbb</i>	385
eventi di fondo <i>ttZ</i>	30

Tabella 5.3: Numero di eventi di segnale e fondi fisici, attesi ad una luminosità integrata di $60fb^{-1}$ per il canale di produzione associata $t\bar{t}H$ con un elettrone nello stato finale. I valori sono stati ottenuti utilizzando la selezione descritta in questa tesi.

⁵Vedi tabella tabseconda7

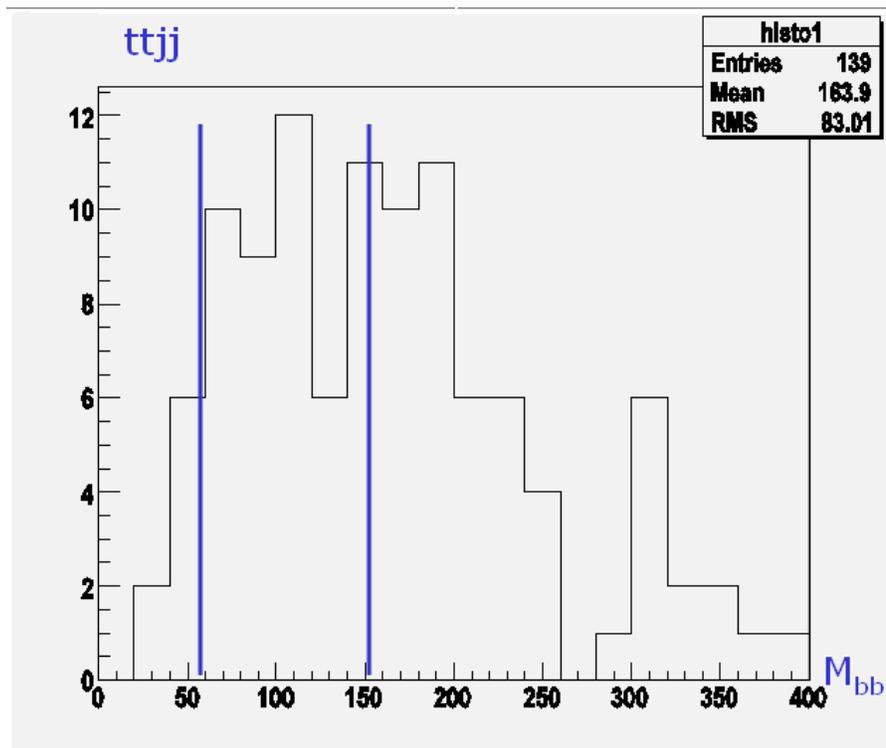


Figura 5.14: Distribuzione della massa invariante $M_{b\bar{b}}$ (in GeV/c^2) ricostruita per le coppie $b\bar{b}$ selezionate in eventi di fondo $ttjj$, per un valore di $BDiscriminator = 1$. Le due linee blu delimitano la finestra di segnale scelta per selezionare l'Higgs dell'evento. Gli eventi rappresentati nell'istogramma si riferiscono ad un campione corrispondente ad una luminosità integrata di $1.5 fb^{-1}$.

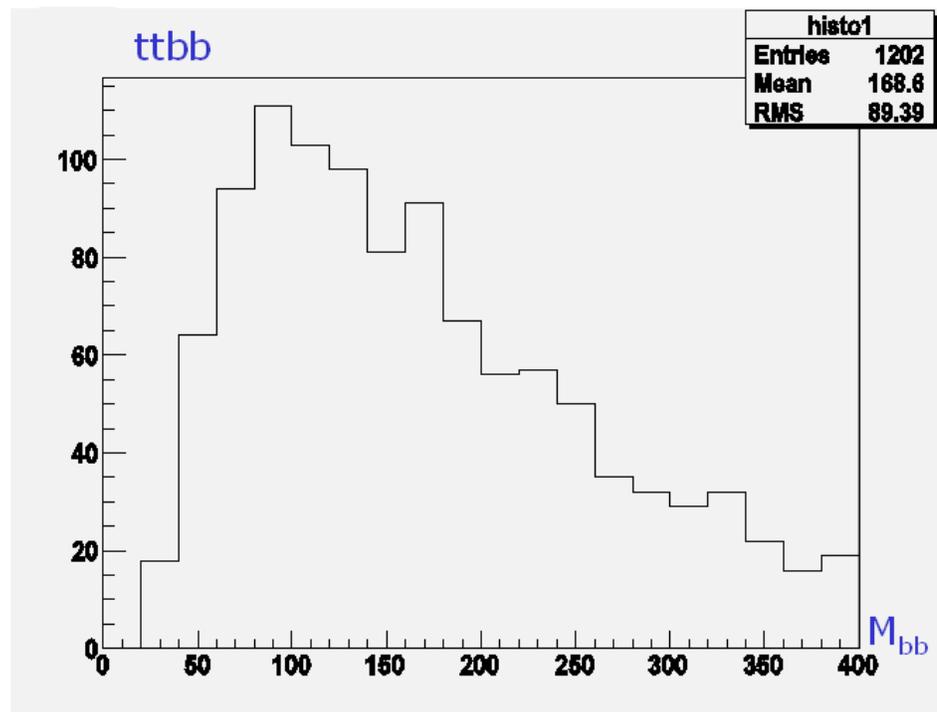


Figura 5.15: Distribuzione della massa invariante $M_{b\bar{b}}$ (in GeV/c^2) ricostruita per le coppie $b\bar{b}$ selezionate in eventi di fondo $ttbb$, per un valore di $BDiscriminator = 1$. Le due linee blu delimitano la finestra di segnale scelta per selezionare l'Higgs dell'evento. Gli eventi rappresentati nell'istogramma si riferiscono ad un campione corrispondente ad una luminosità integrata di $190 fb^{-1}$.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi ho presentato lo studio di un'analisi per la scoperta del bosone di Higgs, con un'ipotesi di massa di $120 \text{ GeV}/c^2$, nel canale di produzione associata ad una coppia di quark top ($t\bar{t}H$) nell'esperimento CMS di LHC. L'analisi, svolta all'interno del gruppo *PRS b-tau* [1] della collaborazione CMS, ha fatto uso di una completa simulazione del rivelatore e la ricostruzione degli eventi è stata svolta con il software di CMS ORCA. In particolare ho implementato l'algoritmo di selezione in un opportuno codice sorgente, scritto in linguaggio C++ e rilasciato in un pacchetto di ORCA, capace di selezionare eventi di segnale $t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}q\bar{q}'l\nu$ con un elettrone nello stato finale e di rigettare i relativi fondi fisici attesi per il canale analizzato.

Di fondamentale importanza per la strategia di selezione degli eventi di segnale è la capacità di identificare con elevata efficienza l'elettrone e i *b-jets* che caratterizzano la segnatura dell'evento. Allo scopo ho sviluppato un algoritmo per individuare il leptone isolato del segnale, sulla base delle informazioni cinematiche raccolte nel rivelatore di tracciamento, ed inoltre ho implementato l'algoritmo che individua i *b-jets* tra la collezione di jets ricostruiti nell'evento, ottimizzando i criteri di discriminazione in funzione del rapporto segnale-fondo.

I risultati mostrati nella sezione 5.5, hanno evidenziato una significatività statistica attesa per il segnale di 0.8 per una luminosità integrata di 60 fb^{-1} , corrispondente ai primi tre anni di presa dati di CMS a regime di bassa luminosità ($\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) per LHC. Il numero di eventi di segnale e fondi fisici previsti per questa luminosità è mostrato nella tabella 5.3.

Il lavoro di tesi si inserisce in un più ampio programma di studi condotti a CMS per la ricerca del bosone di Higgs, nel quale esso rappresenta un lavoro originale. Infatti i precedenti studi condotti all'interno della collaborazione hanno solo riguardato il canale muonico [87]. Anche se il valore di significatività del segnale ottenuto da questo primo studio non risulta essere elevato, esistono tuttavia ampi margini di miglioramento in molti aspetti della selezione. Ad esempio sono in corso di studio all'interno del gruppo di analisi raffinamenti degli algoritmi di *b-tagging* che dovrebbero offrire un'efficienza di discriminazione dei jets originati dai quark *b* decisamente migliore di quella attuale. Inoltre è possibile ipotizzare, sin da ora, alcune strategie che potrebbero migliorare le prestazioni della selezione per il canale studiato in questa tesi:

- La collezione di elettroni considerata in questo studio non ha ulteriori informazioni sulla qualità della ricostruzione⁶. In tal senso un miglioramento nella capacità di reiezione dei *fake electrons* potrebbe risultare dallo studio di opportune variabili cinematiche o di ricostruzione, combinate ad esempio in una funzione di *likelihood*.
- La presenza di fondo combinatoriale è essenzialmente dovuta al fatto che non esiste alcun criterio per la selezione del miglior candidato Higgs, nel caso in cui in un evento ne vengano ricostruiti più di uno. La probabilità che questo accada è trascurabile (come mostrato in figura 5.7) rispetto al totale degli eventi ricostruiti, ma potrebbe ulteriormente essere ridotta ipotizzando di scegliere come “miglior Higgs” quello ad esempio avente il più alto valore di momento trasverso, ipotesi che andrebbe egualmente corroborata studiando la distribuzione in p_T per gli Higgs ricostruiti e simulati.
- Possibili nuove strategie sono rappresentate dallo studio di opportune variabili discriminanti segnale-fondo, allo scopo di migliorare la purezza della selezione. Ad esempio una variabile potenzialmente efficace è rappresentata dall’angolo compreso tra i b-jets provenienti dall’Higgs. Infatti dalla figura 5.16, che mostra la distribuzione del coseno di quest’angolo per il segnale e i fondi principali, si evince che è possibile definire un opportuno taglio discriminante che potrebbe migliorare la reiezione del fondo.

Queste ed altre osservazioni sono emerse nelle discussioni nei due *ttH WG meetings* al CERN in cui ho presentato il mio lavoro⁷.

⁶Esistono algoritmi di ricostruzione di jets o altre particelle che, oltre a fornire tutte le informazioni cinematiche relative alla particella ricostruita, restituiscono delle variabili dette “di qualità”. Queste variabili sono solitamente semplificate da valori numerici che corrispondono ad una enumerazione convenzionalmente codificata attraverso la quale si può risalire alla qualità con cui un certo algoritmo ha ricostruito una determinata particella. Generalmente diversi “valori di qualità” corrispondono a ricostruzioni effettuate utilizzando diversi sottosistemi del rivelatore.

⁷*Preliminary study on ttH-e ν channel*, <http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a052972> e *Update on ttH-e ν channel*, <http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a0548353>.

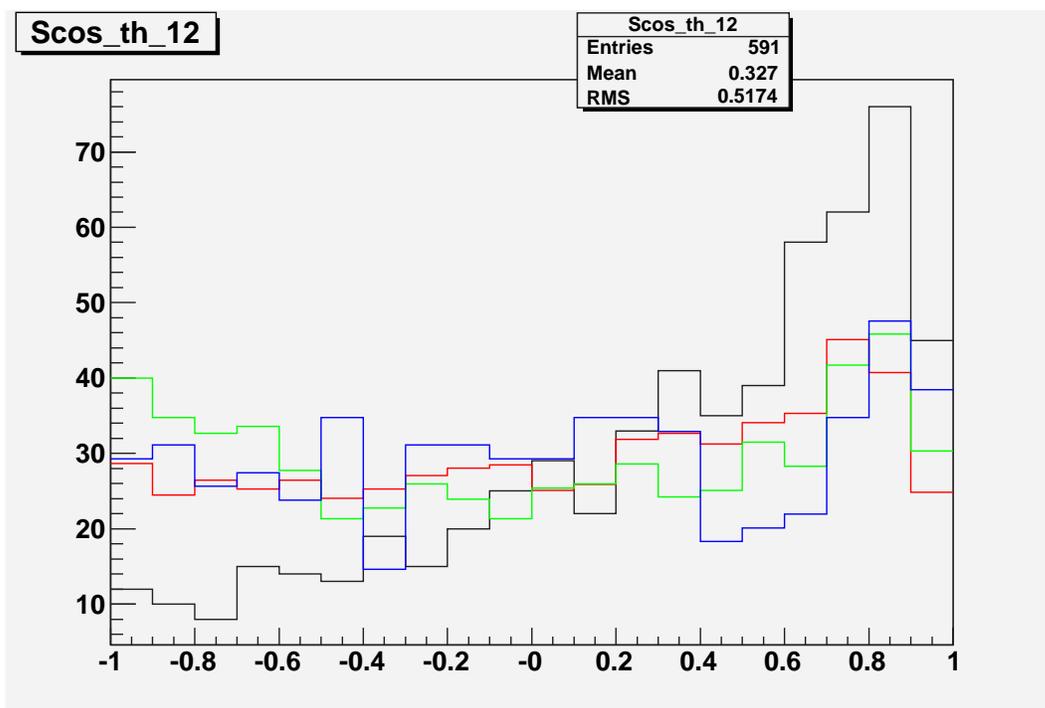


Figura 5.16: Distribuzione del coseno dell'angolo compreso tra i due b -jets di decadimento dell'Higgs, ricostruiti in eventi di segnale (in nero), fondi principali $ttjj$ (in blu) e $t\bar{t}bb$ (in verde) e fondo combinatoriale (in rosso), normalizzando le distribuzioni ad un numero uguale di eventi.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare innanzitutto il Prof.Sciacca, il Dott.Paolucci e il Dott.Lista per avermi introdotto nel mondo di CMS e per avermi offerto l'opportunità, prima come *summer student* e poi come laureando, di svolgere il mio lavoro di tesi in un ambiente stimolante e sereno come quello del CERN. Ringrazio in particolar modo il Prof.Chiefari per aver trovato sempre il tempo di rispondere alle mie domande e per essere stato costante presenza in molti momenti della mia formazione universitaria, sin dai tempi della prima esperienza di laboratorio.

Desidero ringraziare con particolare affetto il Dott.Francesco Fabozzi per avermi seguito passo dopo passo durante questo anno di lavoro insieme; gli sono grato per avermi insegnato a muovere i primi passi nel mondo dell'analisi dati, per aver messo a disposizione la sua preziosissima esperienza e per avermi guidato con amicizia sia nei momenti difficili sia in quelli di maggiore soddisfazione. Ringrazio Francesco soprattutto per la grande pazienza con cui ha risposto alle mie innumerevoli domande; senza il suo contributo questo lavoro non sarebbe stato lo stesso.

Vorrei ringraziare anche tutti gli altri ragazzi del laboratorio, per avermi fatto vivere questa esperienza di tesi in un ambiente sempre amichevole e stimolante, dove tutti (anche quelli di Atlas..) hanno più o meno direttamente partecipato al mio lavoro. A loro aggiungo tutti i grandi amici dell'Università: Pasquale, Mario, Felice, Ugo, Gianni, Lisa, Chicco, Adele, Ciccio, i ragazzi di Matematica e tutti gli altri a cui devo i ricordi più belli di questi ultimi anni di Università.

Ringrazio con grande affetto gli amici della mitica "Cosca", Arty, Pezzotto, Strozzino, Oriundo, Palo, Walter e le rispettive consorti, insomma tutti quelli con cui sono cresciuto e con cui ho condiviso momenti indimenticabili e che hanno fatto sentire sempre la loro più sincera amicizia al "Boss". Un ringraziamento speciale lo rivolgo a Fatima per essermi stata vicino negli ultimi due anni, per tutte quelle volte che un suo sorriso o una sua parola mi hanno dato la forza di continuare lungo la mia strada, per essere stata il punto di riferimento nelle mie scelte più importanti; chokrane barakelah oufik.

Un grazie particolare lo rivolgo infine ai miei genitori e alla mia sorellina, cui è dedicato questo lavoro di tesi, per essere stati in grado di interpretare i miei frequenti silenzi e le mie continue "fughe" e per essere riusciti a guidarmi lungo la strada della vita portandomi fino a questo importante traguardo.

Bibliografia

- [1] *PRS Tracker b-tau Working Group*, <http://cmsdoc.cern.ch/cms/PRS/www/prs.php>.
- [2] S.Glashow, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579.
- [3] S.Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264.
- [4] A.Salam, *Elementary Particle Theory*, Ed. N. Svarholm (1968).
- [5] H.Weyl, *Gruppentheorie und Quantenmechanik* (Group Theory and Quantum Mechanics) (1928).
- [6] D.Gross, *Gauge Theory Past, Present and Future*, J.Wiley Sons (1984).
- [7] J.C.Maxwell, *Phil. Trans. R. Soc.* 155 (1864) 459.
- [8] D.Ross, *Foundations of the standard model*,
<http://www.ippp.dur.ac.uk/sussp57/SUSSP57LectureProgramme.html>, (2003).
- [9] S.F.Novaes, *Quantum Chromodynamics*, hep-ph/0001283, 10th Jorge Andre Swieca Summer School: Particle and Fields, Sao Paulo, Brazil (2001).
- [10] F.Halzen-A.D.Martin, *Quarks and Leptons, an introductory course in modern particle physics*, J.Wiley Sons (1984).
- [11] R.N. Mohapatra, *Neutrino Mass*, hep-ph 0402035.
- [12] P.W.Higgs, *Phys. Lett.* 12 (1968) 132.
- [13] W.Quayle, *Electroweak Physics at the LHC*, ICHEP 2004.
- [14] S.Eidelmann *et al.*, *Phys. Lett.* B592 (2004).
- [15] M.Kobayashi and T.Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* 49, 652 (1973).
- [16] F.Mandl-G.Shaw, *Quantum Field Theory*, John Wiley Sons (1984)

- [17] N.Cabibbo, L.Maiani, G.Parisi and R.Petronzio, Nucl. Phys. B158 (1979) 295; M.Lindner, Z.Phys. C31 (1986) 295; M. Sher, Phys. Rep. 179 (1989) 273; G.Altarelli, G.Isidori, Phys. Lett. B337 141.
- [18] The UA1-UA2 Collaboration collection
- [19] S.Dawson, *The Standard Model intermediate Higgs boson, in the prospective on Higgs Physics II*, ed Gordon L.Kane, World Scientific, 1997.
- [20] M.C.Crowley-Milling, *Report on progress in Physics*, 46 51-95 (1983).
- [21] I.J.R.Aitchison-A.J.G.Hey, *Gauge Theories in particle physics* (Vol 2), Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia (2004).
- [22] T.Appelquist and C.W.Bernard, Phys. Rev. D22 (1980) 2000; A. Longhitano, Nucl. Phys. B188 (1981) 118.
- [23] M.J.G.Veltman, Acta Phys. polon., B8(1977) 475.
- [24] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group, hep-ex/0312223 (Prepared from contribution of the LEP and SLD Experiments to the 2003 Summer Conferences).
- [25] I.Antoniadis, *European school of High Energy Physics*, ed N.Ellis and J.March-Russel, CERN(2002), pp 301ff
- [26] D0 Collaboration, *Nature* 429 (2004) 638.
- [27] G.Arnison et al., UA1 Collab., Phys. Lett. B122 (1983) 103, B126 (1983) 398.
- [28] P.Bagnaia et al., UA2 Collab., Phys. Lett. B129 (1983) 130.
- [29] J.Mnich, *Standard Model Physics at the LHC*, CMS Conference Report III. Phys. Inst. B, RWTH Aachen, Germany (1994)
- [30] I.Boranovic *et al*, *ATLAS Scientific note*, SN-ATLAS-2004-040.
- [31] W.Beenhskker, S.Dittmaier, M.Kramer, B.Plumper, M.Spira, P.M. Zerwas, *NLO QCD correction to $t\bar{t}H$ production in hadron collisions*, hep-ph/0211352 (2002).
- [32] A.Pukhov, E.Boos, M.Dubinin, V.Edneral, D.Kovalenko *et al*, *CompHEP-a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space*, INP-MSU 98-41/542 (1998).
- [33] L.Sonnenschein, *CMS Internal note*, CMS-NOTE-2001-001.

- [34] The Large Hadron Collider beauty experiment, homepage: <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/> .
- [35] A Large Hadron Collider Experiment, homepage: <http://aliceinfo.cern.ch/> .
- [36] the Collider Detector at Fermilab, homepage: <http://www-cdf.fnal.gov/> .
- [37] J.L.Rosner, *CP Violation in B decays*, hep-ph/0011355.
- [38] The Large Hadron Collider, homepage: <http://lhc.web.cern.ch/lhc/> .
- [39] The Compact Muon Solenoid, homepage: <http://cms.cern.ch/> .
- [40] A Toroidal LHC Apparatus, homepage <http://atlas.cern.ch/> .
- [41] F.Gianotti, *Collider Physics:LHC*, CERN-open-2000-293.
- [42] J. Huston, *LHC Guide to Parton Distribution Functions and Cross Sections*, Atlas Internal Note, ATL-PHYS-99-008.
- [43] CMS Collaboration, *Muon Technical Design Report*, CERN-LHCC-97- 32 (CERN, Geneva, 1997).
- [44] CMS Collaboration, *The Electromagnetic Calorimeter Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-33, CMS TDR 4, 15 December 1997.
- [45] CMS Collaboration, *The Hadron Calorimeter project-Technical design report*, CERN-LHCC-97-31 (CERN, Geneva, 1997).
- [46] CMS Collaboration, *The Tracker project-Technical design report*, CERN / LHCC 98-06 (CERN, Geneva, 1998).
- [47] CMS Collaboration, *Addendum to the CMS Tracker project-Technical design report*, CERN / LHCC 2000-16 (CERN, Geneva, 2000).
- [48] J.H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. 13, 138 (1964).
- [49] T.Mouthuy, A.Rozanov e L.Vacavant, *b-tagging at LHC*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 386 (1997) 100-108.
- [50] J.W.Harris, B.Mueller, *The Search for the Quark-Gluon Plasma*, <http://arXiv.org/ps/hep-ph/9602235>
- [51] *Presentazione generale del quark-gluon plasma e degli esperimenti correlati* <http://cern.web.cern.ch/CERN/Announcements/2000/NewStateMatter/>

- [52] CMS Collaboration, *The Level-1 Trigger-Technical design report*, CERN / LHCC 2000-038 (CERN, Geneva, 2000).
- [53] CMS collaboration, *Data Acquisition & High-Level Trigger-Technical design report*, CERN / LHCC 02-26 (CERN, Geneva, 2002).
- [54] H.Georgi, S.Glashow, M.Machacek e D.V.Nanopoulos, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 692.
- [55] M.Spira, A.Djouadi, D.Graudenz e P.M.Zerwas, Nucl.Phys. B453 (1995) 17.
- [56] M.Spira, *QCD Effect in Higgs Physics*, hep-ph/9705337.
- [57] R.N.Cahn e S.Dawson, Phys. Lett. B136 (1984) 196.
- [58] T.Han, G.Valencia e S.Willenbrock, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3274.
- [59] S.L.Glashow, A.Yildiz e D.V.Nanopoulos, Phys. Rev. Lett. D18 (1978) 1724.
- [60] J.Ellis, M.K.Gaillard and D.V.Nanopoulos, Nucl. Phys. B106 (1976) 292.
- [61] S.Dawson, *The Standard Model intermediate mass Higgs boson*, ed.Gordon L.Kane, World Scientific (1997).
- [62] B.A.Kniehl, Phys.Rep. 240 (1994) 211.
- [63] B.W.Lee, C.Quigg and H.B.Thacker, Phys. Rev. D16 (1977)1519.
- [64] T.G.Rizzo, Phys. Rev. D22 (1980) 389.
- [65] A.Djouadi, J.Kalinowski and M.Spira, *HDECAY: a program for Higgs boson decay*; hep-ph/9704448.
- [66] M.L.Mangano, M.Moretti, F.Piccinini, R.Pittau and A.Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP 0307.001 (2003), hep-ph/0206293.
- [67] T.Sjostrand L.Lomblad S.Mrenna and P.Z.Skands, *Pythia 6.2 Physics and Manual*, hep-ph/0108264.
- [68] S.Abdullin et al., *Light Higgs Boson Signal at LHC in the Reactions $pp \rightarrow \gamma\gamma + jet$ and $pp \rightarrow \gamma\gamma + lepton$* , Phys. Lett., B431 (1998).
- [69] W.Beenakker, S.Dittmaier, M.Kramer, B.Plumper, M.Spira and P.M.Zerwas, *NLO QCD corrections to t anti- t H production in hadron collisions*, Nucl. Phys. B 653 (2003) 151.

- [70] D.Benedetti, L.Fanò, *Study of a High Level b-Trigger selection of ttH fully hadronic decays*, CMS NOTE 2002/044.
- [71] COMPAS group, IHEP, Protvino (Russia), August 2003, homepage <http://pdg.lbl.gov/xsect/contents.html> .
- [72] The Root System Home Page: <http://root.cern.ch> .
- [73] PYTHIA home page:<http://www.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>.
- [74] GEANT4 home page:<http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>.
- [75] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/G4UsersDocuments/Overview/html/index.html>.
- [76] OSCAR home page: <http://cmsdoc.cern.ch/oscar>.
- [77] ORCA home page: <http://cmsdoc.cern.ch/orca>.
- [78] <http://cmsdoc.cern.ch/cms/ccs/wm/www/Crab>.
- [79] <http://lcg.web.cern.ch/LCG>.
- [80] b-tau group home page: <http://cmsdoc.cern.ch/cms/PRS/www/prs.php>.
- [81] PDG (Particle Data Group): <http://pdg.lbl.gov>.
- [82] T.Mouthuy, A.Rozanov, L.Vacavant; b-tagging at LHC; Nucl. Instr. and Methods A 386 (1997) 100-108.
- [83] E.Meschi et al., Electron Reconstruction in the CMS Electromagnetic Calorimeter, CMS Note 2001/034.
- [84] R.Fruhwith, Nucl. Instr. and Meth. A262 (1987) 444.
- [85] G.Segneri, F.Palla, Lifetime based b-tagging with CMS CMS NOTE 2002/046.
- [86] V.Konopliankova, A.Ulyanov, O.Kodolova, *Jet Calibration using gamma+Jet Events in the CMS Detector*, CMS NOTE AN2005/004 (2005).
- [87] S.G.Kappler, *High Search Studies in the Channel ttH with the CMS Detector at LHC*, IEKP-KA/2004-17 .